

Liquid Jet Injection from a Flat Plate into a Transverse Supersonic Gas Flow

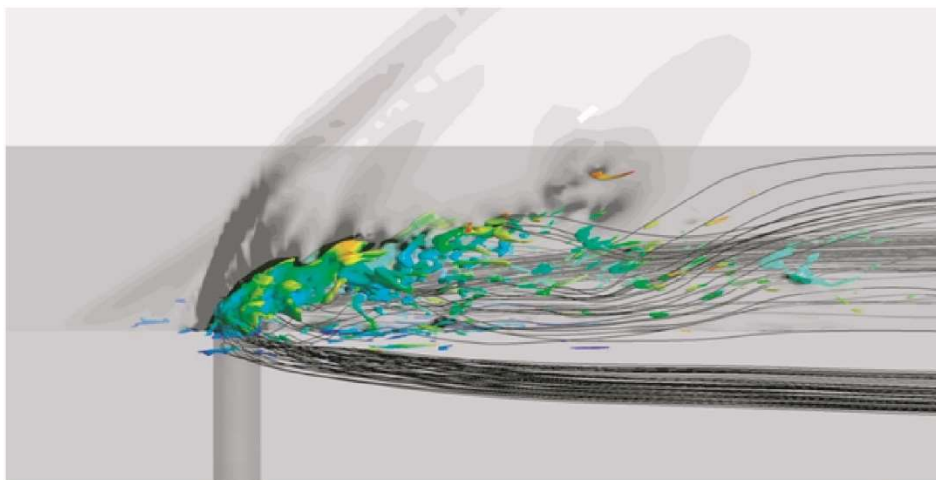
Konstantin Volkov, Vladislav Emelyanov, Mikhail Yakovchuk

*Baltic State Technical University,
St Petersburg, 190005, Russia
ve5303@mail.ru*

Abstract

Numerical simulation of the interaction of a liquid jet injected normally to the surface of a flat plate with a supersonic air flow is considered. The calculations are performed in an unsteady three-dimensional formulation with a hybrid approach that involves the use of the Reynolds-averaged Navier–Stokes equations and the large-eddy simulation to turbulence modeling. Switching between the approaches depends on the level of viscous stresses (non-zone hybrid approach). The interaction of the gas with the liquid is calculated using a multiphase model of the volume of fluid that takes into account surface tension forces. The loss of stability of the liquid jet, the fragmentation of the jet into droplets, and the dynamics of droplets in a transverse supersonic flow are modelled. The results of calculations of the parameters characterizing the penetration of the liquid jet into the region of the supersonic air flow are presented, and the influence of various factors on the geometry of the liquid spray cone is discussed. The obtained results are compared with the computational results available in the literature and with the data obtained with semi-empirical dependencies for the depth of jet penetration into the air flow, its width and the position of the bow shock wave. The calculation results are in qualitative and quantitative agreement with the data given in the literature. The results of numerical simulation are of interest for obtaining droplets with specified properties and sizes for use in additive technologies, as well as for various technical applications, for example, for controlling the thrust of a rocket nozzle.

Keywords: jet, supersonic flow, shock wave, droplet, free surface, fragmentation, turbulence.



Vortical and shock wave structure of the flow

УДК 532.529

Инжекция струи жидкости с поверхности пластины в поперечный сверхзвуковой газовый поток

К. Н. Волков, В. Н. Емельянов, М. С. Яковчук

*Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова,
Россия, Санкт-Петербург, 190005, 1-я Красноармейская ул., 1
ve5303@mail.ru*

Аннотация

Рассматривается численное моделирование взаимодействия струи жидкости, инжектируемой по нормали к поверхности плоской пластины, со сверхзвуковым потоком воздуха. Расчеты проводятся в нестационарной трехмерной постановке с использованием гибридного подхода, который предполагает использование осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье – Стокса и вихреразрешающего подхода к моделированию турбулентности. Переключение между подходами зависит от уровня вязких напряжений (незонный гибридный подход). Расчет взаимодействия газовой среды с жидкостью осуществляется с помощью многофазной модели объема жидкости, учитывающей силы поверхностного натяжения. Моделируется потеря устойчивости струи жидкости, дробление струи на капли и динамика капель в сносящем сверхзвуковом потоке. Приводятся результаты расчетов параметров, характеризующих проникновение струи жидкости в область сверхзвукового потока воздуха, а также обсуждается влияние газодинамических факторов на геометрию факела распыла жидкости. Полученные результаты сравниваются с результатами расчетов, имеющимися в литературе, и с данными, полученными на основе полуэмпирических зависимостей для глубины проникновения струи в газовый поток, ее ширины и положения головной ударной волны. Результаты расчетов в качественном и количественном отношении согласуются в данными, приведенными в литературе. Результаты численного моделирования представляют интерес для получения капель с заданными свойствами и размерами для использования в аддитивных технологиях, а также для различных технических приложений, например, для управления тягой реактивного сопла.

Ключевые слова: струя, сверхзвуковое течение, ударная волна, капля, свободная поверхность, дробление, турбулентность.

1. Введение

Изучение вдува и диспергирования жидкостей в градиентных газовых потоках представляет собой фундаментальную задачу в рамках проблемы межфазного взаимодействия в системах техногенного и природного происхождения [1]. Интерес к различным способам распыления (диспергирования) жидкостей в высокоскоростных газовых потоках (liquid jet in crossflow) объясняется широким кругом практических применений как в традиционных технологиях, так и в многочисленных инновационных приложениях (топливные форсунки для авиационного и ракетного двигателестроения, аддитивные технологии, металлургическое производство) [2, 3]. Поперечный вдув струй газа и жидкости в сверхзвуковой сопловой поток является одним из распространенных способов управления вектором тяги ракетных двигателей [4]. К факторам, осложняющим исследование динамики струи в сносящем газовом

потоке, в частности, относятся первичное и вторичное дробление капель жидкости, присутствие зон возвратных течений, турбулентность, наличие ударных волн и волн разрежения, отрыв пограничного слоя [5, 6].

Процесс разрушения струи жидкости на капли носит многостадийный характер, когда дочерние капли не являются конечным состоянием, а продолжают дробиться при достаточной разности скоростей фаз. Литературные данные по дроблению капель жидкости получены, как правило, в квазистационарных газовых потоках за проходящими ударными волнами и в однородных потоках [7, 8]. Такие данные в литературе систематизированы по критерию Вебера и широко используются не только для стационарных потоков, но и в более сложных ситуациях [9].

Неустойчивость жидкой струи рассматривается как в покоящейся среде, так и в сносимом газовом потоке [10]. В покоящейся среде струя распадается на фрагменты, длина которых близка к наиболее неустойчивой длине волны возмущений свободной поверхности (неустойчивость Плато–Релея). В коаксиальной газовой струе под поверхностью жидкости формируется сопряженный пограничный слой, в котором развивается неустойчивость Кельвина–Гельмгольца с волнами на поверхности раздела фаз. В литературе предлагаются подходы к описанию и классификации процессов разрушения капель, различающиеся морфологическими признаками, физическими механизмами взаимодействия газового потока с поверхностью жидкости, критическими числами Вебера [11–13].

Влияние формы сопла на особенности диспергирования и глубину проникновения струи в сверхзвуковой газовой поток рассматривается в работе [14]. При достаточно высоких давлениях, при которых осуществляется инжекция струи жидкости, влияние формы сопла на характеристики распыла струи, ослабевает и становится незначительным. Влияние нестационарных эффектов на глубину проникновения струи жидкости в сверхзвуковой поток и распределение капель по размерам обсуждается в работах [15, 16] при фиксированных условиях в невозмущенном потоке. Частотные спектры давления показывают, что максимальные флуктуации давления имеют место при числах Струхала порядка $Sh = 0.01$ ($Sh = f\delta/U_\infty$, где U_∞ – скорость невозмущенного потока, f – частота, δ – толщина пограничного слоя перед отверстием вдува). Полученное значение доминирующей частоты соответствует значениям, которые наблюдаются при взаимодействии ударной волны с пограничным слоем [17].

Измерения глубины проникновения струи в поток проводятся в работе [18], в которой также рассматриваются распределения капель по размерам в различных поперечных сечениях факела распыла. В поперечном сечении профили среднего размера капель имеют S-образную форму. Минимум численной концентрации капель соответствует значению $y/h \sim 0.5$, где h – глубина проникновения струи жидкости в поток газа при фиксированном значении продольной координаты. Экспериментальные результаты работы [18] подтверждаются данными численного моделирования [19, 20]. При $x/d_i < 15$ скорость капель составляет около 66 % от скорости невозмущенного потока [21]. Дисперсия капель в факеле распыла, зависящая от числа Маха невозмущенного потока и типа вдуваемой жидкости, оказывает существенное влияние на распределение капель по размерам и профили скорости капель [22]. Инжекция струи жидкости под углом к направлению сверхзвукового потока воздуха рассматривается в работе [23]. Периодические возмущения скорости впрыска струи жидкости (частота возмущений изменяется в интервале $1 \div 1000$ Гц) в сверхзвуковой поток с числом Маха, равным 1.5, не приводят к существенному изменению глубины проникновения струи [24, 25]. При вдуве струи газа в сверхзвуковой сопловой поток влияние нестационарных эффектов на силу тяги сопла проявляется в большей степени, чем при впрыске струи жидкости [26].

Для моделирования процессов формирования и распада струи используется два основных подхода. Эйлеров подход предполагает прямое моделирование распада струи при помощи модели объемной доли жидкости (Volume of Fluid, VOF). Достаточно часто данный подход применяется только для моделирования первичного распада струи из-за высоких тре-

бований к вычислительным ресурсам. Лагранжев подход состоит в задании начальных скоростей и распределения капель по размерам исходя из имеющихся экспериментальных данных, полуэмпирических моделей или результатов численных расчетов первичного распада струи. Находит применение также подход, в котором методом прямого моделирования распада струи жидкости определяются характерные размеры капель и их скорости в результате первичного распада струи, а дальнейшее движение капель, размеры которых уже не разрешаются на сетке, моделируется при помощи лагранжевого подхода [27]. Для учета вторичного дробления капель получили распространение различные модели, учитывающие неустойчивости Кельвина–Гельмгольца и Релея–Тейлора [28, 29]. Различные модели вторичного дробления капель сравниваются в работе [30], а вклад различных механизмов неустойчивости в распад струи жидкости на капли обсуждается в работах [15, 31].

В данной работе проводится численное моделирование структуры течения и анализ ударно-волновых процессов при инъекции струи воды в поперечный сверхзвуковой поток воздуха. На основе комбинированных RANS/LES расчетов изучаются особенности формирования структуры струи и механизмы ее неустойчивости, а также дробление струи на капли. Обсуждается влияние турбулентности на геометрию границ струи и положение головной ударной волны, возникающей перед отверстием впрыска жидкости, а также зависимость глубины проникновения струи в сносящий сверхзвуковой поток от отношения скоростных напоров. На основе статистической обработки результатов численного моделирования определяются границы доверительного интервала для глубины проникновения струи в поперечный поток и положения головной ударной волны. Делаются выводы о возможностях и перспективах использования впрыска жидкости в практических приложениях, например, для управления вектором тяги сопла ракетного двигателя.

2. Параметры задачи

Физическая картина течения при взаимодействии сверхзвукового потока с жидкой струйной преградой имеет ряд особенностей, обусловленных отличием физических свойств газа и капельных жидкостей. Кроме того, необходимо учитывать не только газодинамические, но и термодинамические эффекты распыла и смесеобразования, а в случае химически активных жидкостей – процессы испарения и горения.

Формирование газочапельного потока при распаде (диспергировании) струи жидкости определяется как свойствами жидкости (вязкость, поверхностное натяжение), так и особенностями газового потока. Выделяют этапы первичного распада струи с образованием жидкой пленки и крупных фрагментов (лигаментов) и вторичного распада крупных фрагментов и капель с образованием более мелких и устойчивых капель.

Взаимодействие струи жидкости, инжектируемой в сносящий сверхзвуковой поток с поверхности плоской пластины, в существенной степени отличается от случая, когда струя жидкости вдувается в свободную сверхзвуковую струю [14]. Качественную картину взаимодействия струи жидкости с поперечным сверхзвуковым потоком, построенную по данным работы [32], показывает рис. 1. Перед струей формируется головной скачок уплотнения, обусловленный блокировкой потока. Возникающие большие градиенты давления вызывают отрыв пограничного слоя. Среднемедианный диаметр капель в факеле распыла составляет около 10 мкм и уменьшается вниз по потоку. В процессе распада струи взаимное действие сил различной физической природы на поверхность жидкости нарушает ее целостность и происходит дробление струи на капли. К этим силам относятся силы инерции, силы поверхностного натяжения, аэродинамические силы и силы вязкого трения.

Одним из основных параметров, оказывающих влияние на характеристики струи, вдуваемой в сверхзвуковой поток, относится отношение скоростного напора жидкости к скоростному напору газа (momentum flux ratio) $J = (\rho_i / \rho_\infty)(U_i / U_\infty)^2$, где ρ_i и U_i – плотность жидкости и скорость ее вдува, ρ_∞ и U_∞ – плотность и скорость невозмущенного газового

потока. Число Маха невозмущенного потока определяется по его скорости и статической температуре $M_\infty = U_\infty / (\gamma RT_\infty)^{1/2}$, где γ – отношение удельных теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме, R – газовая постоянная. Для воздуха $\gamma = 1.4$ и $R = 287$ Дж/(кг·К).

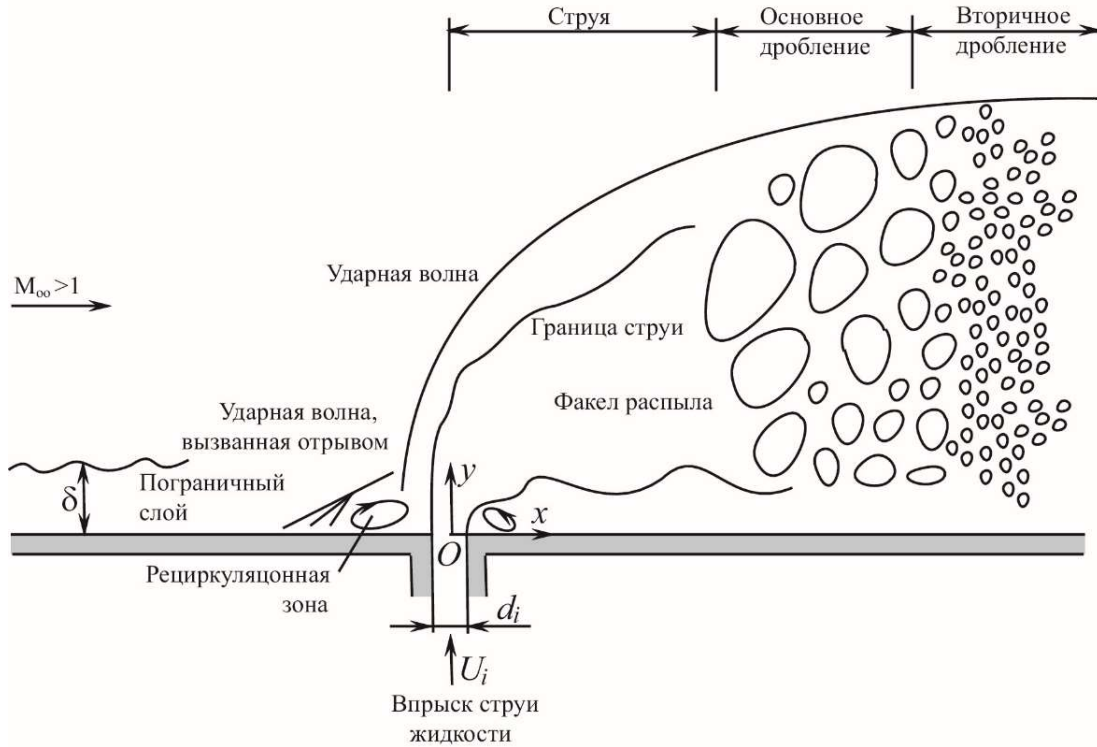


Рис. 1. Инжекция струи жидкости в сверхзвуковой поток газа (по данным работы [32])

Известные параметры невозмущенного потока позволяют определить число Вебера и число Рейнольдса, рассчитанное по толщине потери импульса в пограничном слое, $We_\infty = \rho_\infty d_i / \sigma$ и $Re_\theta = U_\infty \theta / \nu_\infty$, где d_i – диаметр отверстия впрыска жидкости, θ – толщина потери импульса, σ – коэффициент поверхностного натяжения, ν_∞ – кинематическая вязкость воздуха в невозмущенном потоке.

Дув струи жидкости характеризуется числами Рейнольдса и Онзагера $Re_i = \rho_i U_i d_i / \mu_i$, $Oh = \mu_i / (\rho_i d_i \sigma)^{1/2}$, где μ_i – динамическая вязкость жидкости. Согласно данным [23], начальный распад струи жидкости происходит аналогично распаду капли, внезапно попадающей в высокоскоростную газовую струю, и определяется числом Вебера. Для определения режима распада капли достаточно числа Вебера, если число Онзагера $Oh < 0.1$ [10] (влияние других критериев подобия оказывается незначительным). Число Вебера указывает на соотношение сил инерции и поверхностного натяжения, а число Онзагера – на соотношение сил вязкого трения и поверхностного натяжения [34].

Различные режимы дробления струи жидкости поясняет рис. 2, построенный по данным работы [35]. Протяженности пространственных зон 1–4, соответствующих разным этапам распада жидкой струи, характерные диаметры образующихся капель и распределения капель по диаметрам определяются числами Вебера и Онзагера. Вертикальная линия показывает диапазон изменения отношения скоростных напоров, соответствующего расчетам, проведенным в данной работе. Затененные участки указывают на возможность перекрытия границ различных режимов дробления.

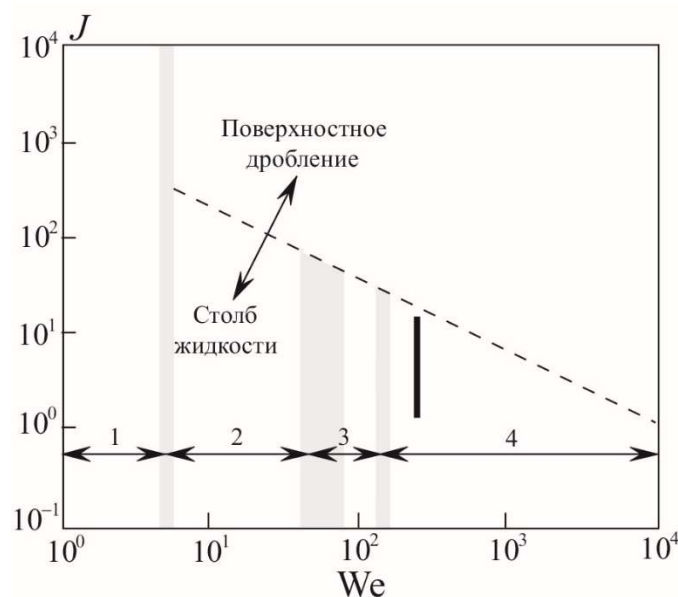


Рис. 2. Режимы дробления струи жидкости (по данным работы [35]): 1 – капиллярный режим, 2 – режим с образованием «мешка», 3 – мультимодальный режим, 4 – режим дробления за счет действия сдвиговых сил

3. Расчетная область

Сверхзвуковой поток воздуха с числом Маха $M_\infty = 2$ движется вдоль плоской стенки, на поверхности которой располагается отверстие впрыска жидкости (рис. 3). При полной температуре воздуха $T_{0\infty} = 300$ К скорость невозмущенного потока составляет $U_\infty = 517$ м/с, а его статическая температура и плотность – $T_\infty = 167$ К и $\rho_\infty = 0.41$ кг/м³. Динамическая вязкость воздуха принимается постоянной и равной $\mu_\infty = 1.1 \times 10^{-5}$ Па·с. Толщина пограничного слоя в точке впрыска жидкости находится из результатов решения задачи при отсутствии вдува и одинаковой скорости невозмущенного потока, составляя 10.12 мм.

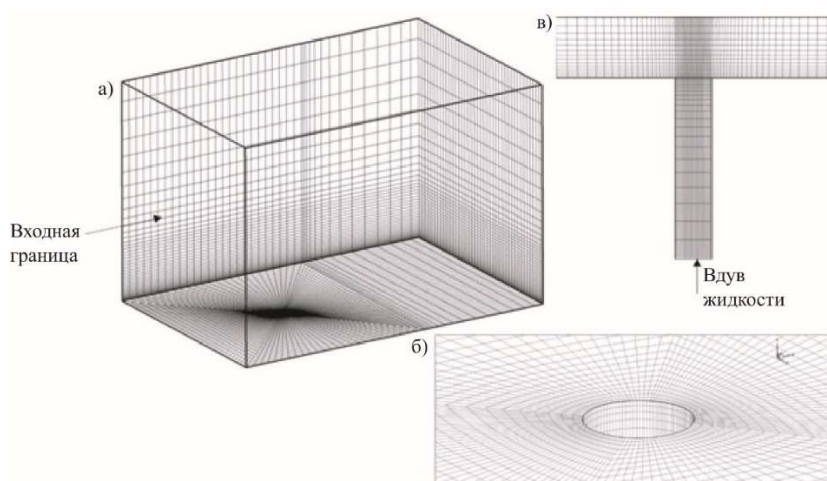


Рис. 3. Расчетная область и сетка на границах расчетной области (а), сетка на обтекаемой поверхности вблизи отверстия впрыска жидкости (б), сетка в меридиональной секущей плоскости (в)

По нормали к обтекаемой поверхности через круглое отверстие диаметром $d_i = 0.2$ мм осуществляется инъекция струи воды. Плотность и вязкость воды принимаются равными $\rho_i = 998$ кг/м³ и $\mu_i = 8.9 \times 10^{-4}$ Па·с, коэффициент поверхностного натяжения – $\sigma = 0.072$ Н/м

(свойства воды соответствуют температуре 298 К). В основном расчетном варианте массовый расход жидкости остается постоянным во времени и обеспечивает вдув жидкости со скоростью $U_i = 23$ м/с в сносящий сверхзвуковой поток. Условия в невозмущенном потоке сохраняются неизменными, что приводит к фиксированным значениям чисел Рейнольдса и Вебера. При заданных параметрах задачи число Вебера составляет $We_\infty = 297$, а число Онзагера – $Oh = 0.0074$. Известные параметры невозмущенного потока позволяют оценить толщину потери импульса, которая составляет $\theta = 0.41$ мм.

Параметры инжектируемой струи воды определяются отношением скоростных напоров J , которое изменяется за счет изменения скорости впрыска жидкости U_i . Скорость вдуваемой струи изменяется в интервале $20 \div 60$ м/с, а число Рейнольдса вдува – в интервале $13456 \div 44854$, что дает следующий интервал изменения скоростных напоров – $3.6 \div 32.8$.

Расчетная область имеет размеры $9 \times 7 \times 6$ мм³. Отверстие вдува располагается на расстоянии 3 мм от входной границы. Начало декартовой системы координат располагается в центре отверстия впрыска жидкости. Для проведения расчетов используется блочно-структурированная сетка, детали которой приводятся на рис. 3. Шаги сетки по различным координатным направлениям полагаются равными $\Delta x = \Delta y = \Delta z = d_i/20$. Число ячеек исходной сетки составляет около 375000. Для подробного разрешения ударно-волновой структуры течения и картины межфазного взаимодействия газа и жидкости проводится сгущение ячеек сетки внутри канала, через который осуществляется вдув жидкости, вблизи поверхности пластины и в области формирования струи. Узлы сетки вблизи стенок сгущаются по закону геометрической прогрессии таким образом, чтобы $y^+ < 1$. В других координатных направлениях для шагов сетки выполняются условия: $\Delta x^+ < 30$, $\Delta z^+ < 15$.

4. Математическая модель

Задача решается в рамках двухфазной постановки (одной из фаз является воздух, а другой фазой – вода, впрыскиваемая через отверстие в плоской пластине). Параметры течения в каждой фазе резко отличаются друг от друга по величине плотности и скорости распространения звука. Для описания формы межфазной границы применяется метод VOF. В модели VOF для представления каждой фракции вводится дополнительная переменная, имеющая смысл содержания данной фракции в расчетной ячейке. Теплофизические свойства задаются для каждой фракции отдельно с учетом их зависимости от температуры. Изменение формы контактной поверхности описывается уравнением конвективного переноса. Сила поверхностного натяжения на межфазной границе моделируется при помощи подхода, предполагающего непрерывность поверхностных сил (Continuum Surface Force, CSF). Уравнения для обеих фаз (уравнения неразрывности, импульса, энергии и другие) в поверхностных ячейках решаются совместно.

Течения воздуха и воды описываются нестационарными трехмерными уравнениями Навье – Стокса. Для воздуха используется уравнение состояния совершенного газа ($p = \rho RT$). Физические свойства системы, состоящей из двух фаз, определяются как взвешенное среднее. Перенос границы фазы описывается уравнением для объемной доли этой фазы в расчетной ячейке. Объем фазы в ячейке принимает значения от 0 (газ) до 1 (жидкость). Положение свободной поверхности соответствует значению маркер-функции, равному 0.5.

Недавние разработки в моделировании турбулентности привели к появлению моделей масштабного разрешения (Scale Resolving Simulation, SRS). К таким подходам, в частности, относится моделирование отсоединенных вихрей (Detached-Eddy Simulation), масштабно-адаптивное моделирование (Scale-Adaptive Simulation, SAS), моделирование крупных вихрей с пристеночным моделированием (Wall Modelled Large-Eddy Simulation, WMLES). Гибридные методы RANS/LES обычно основаны на разделении области течения на подобласти при помощи использования параметра, зависящего от разрешения сетки [36].

Методы SRS обеспечивают компромиссное решение между точностью и вычислительными затратами за счет перехода к модели подсеточного масштаба в подобластях, требующих точных расчетов LES, в то время как расчеты RANS выполняются вблизи твердой границы (вблизи стенки применяются пристеночные функции) или в областях с более низким уровнем турбулентности. В подходе DES используется фильтр, основанный на локальном разрешении сетки (размер ячейки по нормали к границе), для переключения между моделями. Резкий переход между RANS и LES моделями из-за чрезмерного измельчения сетки вблизи границы приводит к нефизичному отрыву пограничного слоя (Grid Induced Separation, GIS) [37]. Для предотвращения этого в соответствующие уравнения переноса вводится специальная функция, позволяющая избежать раннего переключения с RANS на LES. Модели SDES (Shielded Detached Eddy Simulation) и SBES (Stress-Blended Eddy Simulation) во многом основаны на методологии DES [38]. В модели SDES вводится новая функция-переключатель, осуществляющая быстрый переход из режима RANS в режим LES. Несмотря на то, что модель SBES разработана на основе модели SDES, такой подход оказывается более устойчивым с вычислительной точки зрения [39].

Основной недостаток зонных RANS/LES подходов состоит в необходимости явного разделения области потока на зоны с различным сеточным разрешением, в которых используются RANS и LES, а также стыковке решений, полученных в различных зонах. Для моделирования турбулентности используется метод SBES, представляющий собой гибридный RANS/LES подход [38]. При этом метод SBES является незонным гибридным подходом, в котором переключение между полуэмпирической моделью в RANS и подсеточной алгебраической моделью в LES обеспечивается при помощи специальной управляющей функции (shielding function). В отличие от метода, предложенного в работе [40], в котором переключение между моделями осуществляется на уровне вихревой вязкости, в методе SBES переключение производится на уровне вязких напряжений.

Метод SBES не накладывает принципиальных ограничений на комбинацию моделей вихревой вязкости в RANS и LES подходах. Подход SBES не имеет явной зависимости от разрешения сетки, обеспечивая быстрое переключение между RANS и LES в области отрыва потока [41, 42]. В расчетах RANS применяется SST-модель турбулентности, а в методе LES – подсеточная модель WALE (Wall-Adapting Local Eddy-viscosity).

Для инициализации модели используется решение, полученное на основе модели RANS [43]. На входной границе газового потока задается полное и статическое давление, а также полная температура. На выходной границе фиксируется статическое давление. На верхней и боковых границах расчетной области (эти границы параллельны направлению основного потока воздуха) задаются условия стенки со скольжением. На обтекаемой поверхности и стенках канала подвода жидкости задаются условия прилипания и непротекания для тангенциальной и нормальной компонент скорости газа и жидкости.

5. Вычислительная процедура

Для дискретизации основных уравнений используется метод конечных объемов на блочно-структурированной сетке [44]. Для моделирования свободной поверхности используется неявная (implicit) разностная схема. Для пространственной и временной дискретизации применяются схемы второго порядка точности. Шаг по времени составляет 0.1 мкс.

Для модели SBES, предполагающей использование RANS и LES без выделения границы между ними, требуется использование разностных схем, которые могут обрабатывать как области RANS, так и в области LES с приемлемой точностью. При этом в LES области диссипация вводится с помощью модели подсеточной вихревой вязкости, а численная диссипация поддерживается на низком уровне.

Интегрирование по времени проводится методом Рунге–Кутты 3-го порядка. Дискретизация невязких потоков осуществляется при помощи схемы MUSCL (Monotonic Upstream Scheme for Conservation Laws, монотонная противопоточная схема для законов сохранения),

а вязких потоков – при помощи централизованной схемы 2-го порядка точности. Схема MUSCL позволяет повысить порядок аппроксимации по пространственным переменным без потери монотонности решения, удовлетворяет условию TVD (Total Variation Diminishing) и представляет собой комбинацию централизованных конечных разностей 2-го порядка и диссипативного члена, для переключения между которыми служит ограничитель потока, построенный на основе характеристических переменных. Для решения системы разностных уравнений используется геометрический многосеточный метод [45]. Для расчета свободной поверхности применяется неявная схема. Число Куранта по перемещению свободной поверхности составляет около 10.

Для повышения точности моделирования производится автоматическая адаптация сеточной структуры вдоль границы раздела фаз. На каждом шаге интегрирования по времени производится автоматическое разбиение или схлопывание ячеек в зависимости от присутствия границы раздела фаз. Для адаптации сетки отдельные ячейки помечаются для последующего измельчения или огрубления на основе функции адаптации (adaption function), которая создается на основе геометрических данных и результатов решения [46]. На основе сделанных меток ячейка разделяется на несколько (измельчение сетки) или, наоборот, происходит слияние несколько ячеек в одну (огрубление сетки). Преимуществом этого подхода является возможность создания сложной функции адаптации. Для уточнения сетки в градиентных областях применяются подходы, предложенные в работах [47, 48].

Евклидова норма градиента выбранной переменной решения умножается на характеристический масштаб длины и весовой множитель. Масштаб длины представляет собой квадратный (двумерный подход) или кубический (трехмерный подход) корень из объема ячейки. Значение весового коэффициента каждой ячейки по умолчанию равняется единице, что соответствует взвешиванию полного объема. Значение 0 исключает взвешивание объема, а значения от 0 до 1 предполагают пропорциональное взвешивание объема.

Результат адаптации сетки к границам свободной поверхности показывает рис. 4. Адаптация сетки позволяет в существенной степени повысить качество численного решения (возможность разрешения вихрей различного масштаба). Число ячеек сетки в процессе динамической адаптации увеличивается примерно в $2 \div 2.5$ раза.

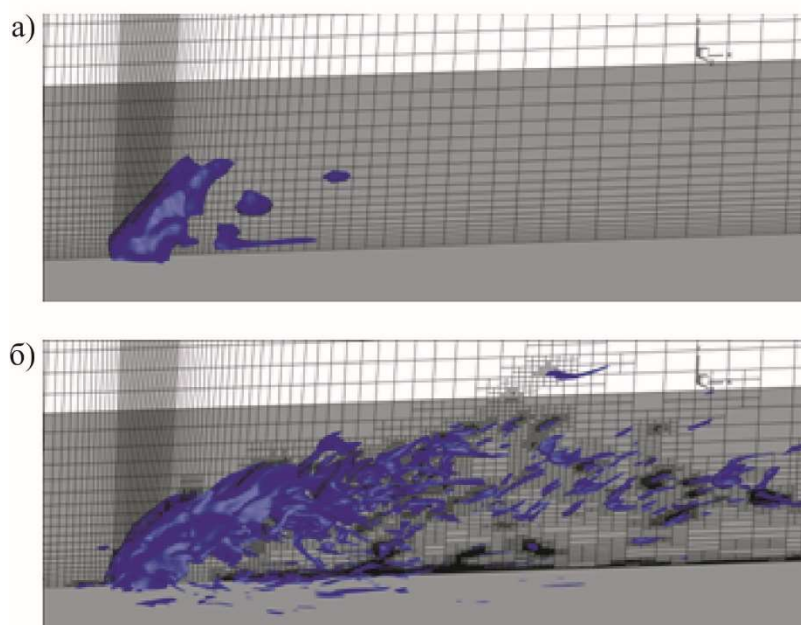


Рис. 4. Структура свободной поверхности на исходной (а) и адаптированной (б) сетках

6. Результаты расчетов

Процесс взаимодействия впрыскиваемой струи жидкости со сверхзвуковым потоком воздуха имеет много общего с взаимодействием вдуваемого газа с газовой струей. Инжектируемое рабочее тело является препятствием для основного потока, что приводит к перераспределению давления на пластине и формированию головной ударной волны перед отверстием впрыска жидкости. Проникнув на некоторую глубину в основной поток, инжектируемая струя под действием сносящего потока воздуха разворачивается и дробится на лигаменты и капли [49].

Образованное инъекцией жидкости препятствие вносит возмущения в набегающий поток и изменяет не только характер течения, но и распределение давления и трения на поверхности пластины [50]. Перед отверстием впрыска образуется незамкнутая застойная зона с двумя вихрями. За отверстием впрыска также возникает застойная зона, но с одним вихрем. Непосредственно перед вдуваемой струей формируется слабая ударная волна. Перед верхней частью границы струи возникает слабо искривленный скачок уплотнения, близкий по форме к коническому, с λ -образной системой скачков у поверхности пластины. За скачком уплотнения повышается статическое давление в потоке и на стенке в зоне, ограниченной линией пересечения поверхности стенки и скачка. В окрестности присоединения вторичного потока к стенке образуется хвостовой скачок уплотнения. В области отрыва (перед отверстием) давление резко повышается, а за отверстием – понижается.

Пограничный слой из-за наличия в нем дозвуковых областей течения служит средством передачи возмущений от струйной преграды вверх по потоку, что вызывает обратные токи в дозвуковой части пограничного слоя, приводя к его утолщению и отрыву от стенки. Возникающая таким образом пространственная область отрывного течения представляет собой конусообразное тело, обтекаемое сверхзвуковым потоком. Переход от невозмущенного течения к отрывному сопровождается возникновением отрывного скачка уплотнения. При этом давление в зоне отрыва значительно превышает соответствующее давление в невозмущенном потоке, а продольные размеры зоны зависят от высоты препятствия, толщины и режима течения в пограничном слое.

Схему взаимодействия сверхзвукового потока со струей жидкости показывает рис. 5. Вдуваемая через отверстие струя жидкости 1 на некотором расстоянии от поверхности остается монолитной. Этот участок струи эквивалентен твердому препятствию, форма которого определяется формой отверстия вдува. В процессе проникновения струи жидкости в набегающий поток под действием его скоростного напора она разрушается, превращаясь в жидкую пелену с характерными гребнями волн ускорения поверхности. Под действием этих волн пелена разрывается на крупные капли, которые начинают дробиться (зона разрушения струи 2).

После полного разрушения струи формируется набор капель разных размеров. Крупные капли образуются из распада жидкой пелены, а мелкие капли – при срыве с гребней волн на монолитном столбе струи и на жидкой пелене, а также при дроблении крупных капель. Число мелких капель значительно больше, чем крупных, однако основная масса вдуваемой жидкости сосредоточена в крупных каплях, сохраняющих часть нормальной к стенке компоненты вектора скорости. Мелкие капли быстро увлекаются потоком, их компоненты скорости, нормальные относительно стенки, становятся пренебрежимо малыми. Движущиеся капли образуют факел распыла 3, на верхней границе которого располагаются, в основном, крупные капли, а ближе к стенке – мелкие.

Слабо вентилируемые области монолитной струи, зоны разрушения и факела распыла обтекаются сверхзвуковым потоком как обычное препятствие с образованием головной ударной волны 4. Повышение давления на фронте ударной волны приводит к отрыву пограничного слоя и образованию рециркуляционной зоны 5 перед струей и косоугольного скачка уплотнения 6 над зоной отрыва. На стенке след головной ударной волны 7 ограничивает зону повышенного давления 8. Отрывная зона 9 перед струей не велика по размерам, поскольку вследствие большой плотности жидкости малого диаметра отверстия вдува диаметр монолитной части

струи мал. За отверстием вдува наблюдается зона 10, в которой происходит испарение (для нейтральных жидкостей) или горение (для реагирующих жидкостей).

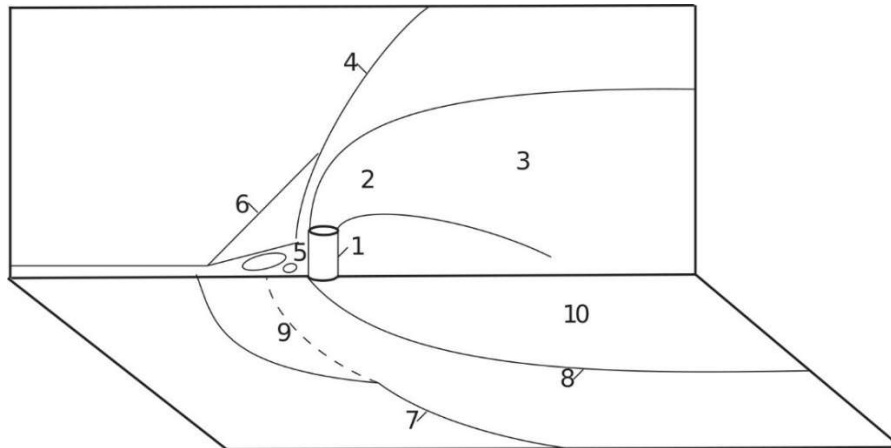


Рис. 5. Схема взаимодействия сверхзвукового газового потока со струей жидкости (1 – струя жидкости, 2 – зона разрушения струи, 3 – факел распыла, 4 – головная ударная волна, 5 – рециркуляционная зона, 6 – косой скачок уплотнения, 7 – след головной ударной волны на пластине, 8 – зона повышенного давления, 9 – отрывная зона, 10 – зона испарения и горения)

В результате численных расчетов получены картины распределения основных газодинамических параметров многофазного потока в расчетной области, а также геометрические характеристики факела распыла и положение головной ударной волны.

Мгновенное распределение давления на поверхности обтекаемой стенки и поверхностные линии тока приводится на рис. 6. Перед отверстием вдува формируются линии стекания за счет отрыва пограничного слоя перед струей воды и образования подковообразного вихря [51]. По результатам расчетов положение головной ударной волны определяется с помощью максимального градиента числа Маха.

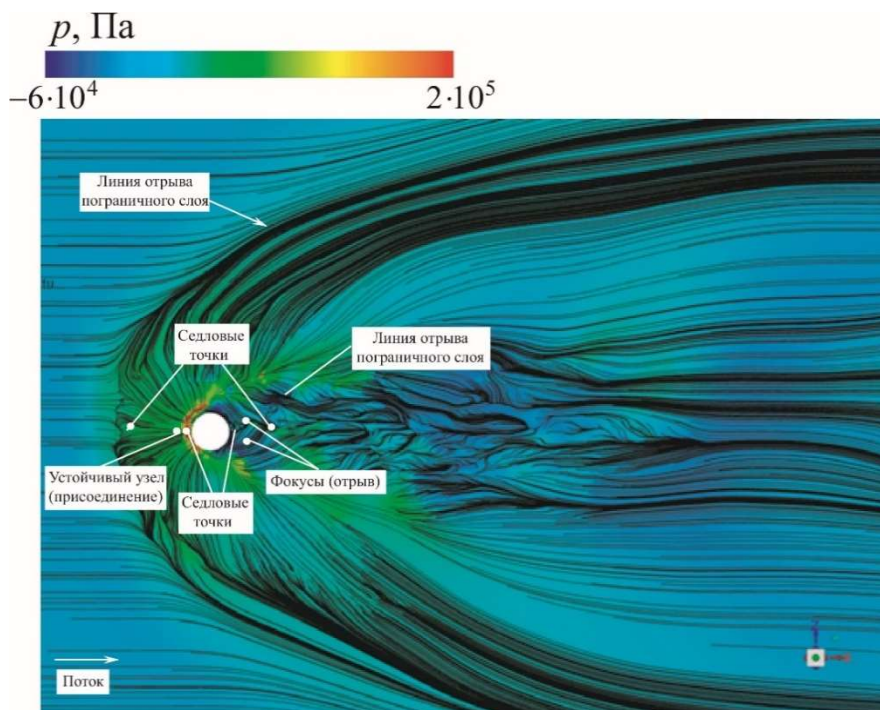


Рис. 6. Распределение давления и пристеночные линии тока на поверхности пластины

Наблюдаются характерный λ -образный скачок уплотнения, дозвуковая область в передней зоне перед струей. Имеется точка минимальных скоростей (чисел Маха), положение которой соответствует пространственной точке растекания перед струей. Наблюдается также зона разгона основного потока, прошедшего головную ударную волну и обтекающего вдуваемую струю, и зона расширения вдуваемой струи. Продольные парные вихри, формирующиеся в результате взаимодействия вдуваемой струи с основным потоком, распространяются вниз по потоку. В следе за отверстием впрыска режим течения является существенно нестационарным. Наблюдаются поверхностные слои жидкости, идущие от отверстия вдува по обе стороны факела распыла. Профиль скорости струи, истекающей из отверстия вдува, имеет параболическую форму с нулевой скоростью у стенки и максимумом на оси. Слои жидкости, близкие к стенке отверстия, практически не проникают в сверхзвуковой поток, попадают в пограничный слой на поверхности пластины и растекаются по поверхности пластины под действием повышенного давления за отверстием впрыска.

Результаты расчетов и анализ собственных чисел якобиана скорости указывают на формирование четырех седловых точек (двух вверх и двух вниз по потоку от отверстия вдува), одного устойчивого узла, расположенного спереди отверстия вдува, и двух фокусов, находящихся позади отверстия вдува и расположенных по обе стороны от геометрической линии симметрии (строгая симметрия потока отсутствует). Линии уровня давления на пластине имеют грибовидную форму (mushroom-like shape). Шляпку гриба формируют линии уровня, расположенные вверх по потоку от отверстия вдува, а ножку гриба – линии уровня, соответствующие области вниз по потоку.

Визуализацию свободной поверхности на фоне распределения модуля скорости в меридиональной плоскости показывает рис. 7.

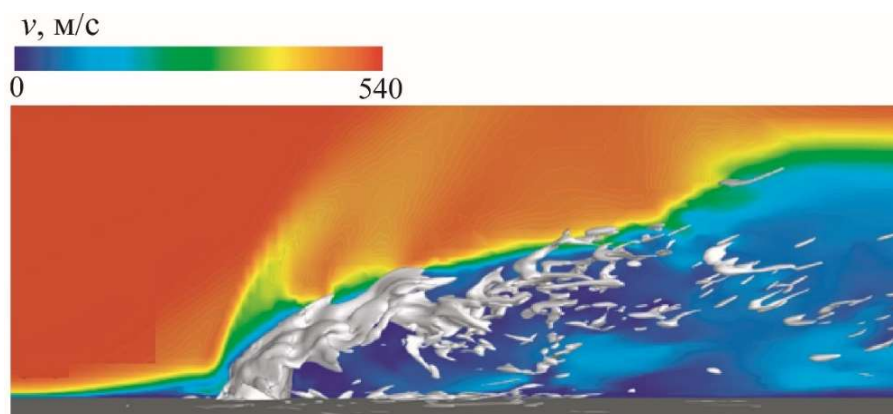


Рис. 7. Визуализация свободной поверхности на фоне распределения модуля скорости в меридиональной плоскости

Первичный распад струи происходит вблизи отверстия вдува, где основным проявлением неустойчивости является неустойчивость поверхности столба жидкости. Вторичный распад происходит ниже по течению, где крупные капли распадаются на более мелкие капли. В работе [53] предполагается, что при распаде струи жидкости в поперечном сверхзвуковом потоке этот физический процесс связан с поверхностным натяжением, ускорением, неустойчивостью Кельвина – Гельмгольца или вихрями, возникающими из-за турбулентности. Взаимосвязь между длиной волны и числом Вебера согласуется с неустойчивостью Релея – Тейлора [54], в то время как результаты экспериментов из работы [55] подтверждают доминирующее влияние неустойчивости Кельвина – Гельмгольца. Результаты работы [56] указывают на то, что доминирующий механизм варьируется от неустойчивости Релея – Тейлора до неустойчивости Кельвина – Гельмгольца при уменьшении отношения плотностей. Вклад различных механизмов неустойчивости струи жидкости в ее распад обсуждается в работе [57].

Совместная визуализация ударно-волновой структуры течения и границы раздела фаз приводится на рис. 8. Перед струей жидкости в газовом потоке формируется косой скачок уплотнения, вызванный отрывом пограничного слоя. Вблизи струи и перед крупными фракциями жидкой фазы формируются ударные волны более слабой интенсивности.

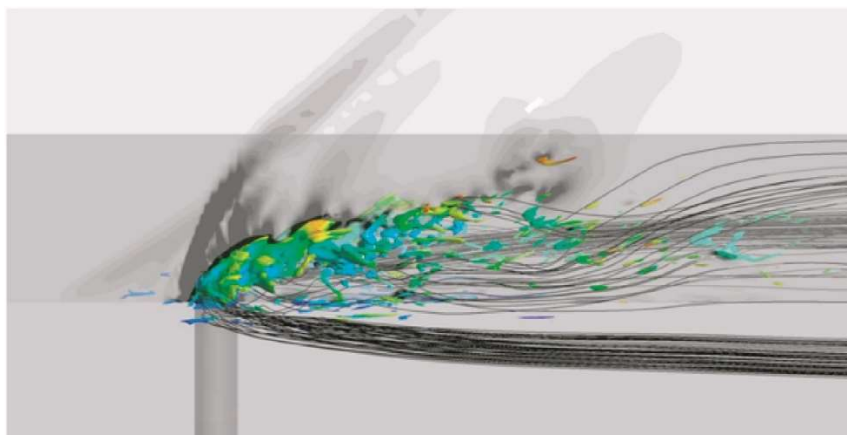


Рис. 8. Ударно-волновая и вихревая структура течения. Границы свободной поверхности окрашены модулем скорости

Процесс потери устойчивости струи жидкости показывает рис. 9. При впрыске жидкости в сносный поток воздуха наблюдается первичное и вторичное дробление капель жидкости. Столб жидкости, инжектируемой в сверхзвуковой поток, сохраняет свою устойчивость на расстоянии порядка $1 \div 1.5$ калибров от отверстия. Результаты показывают, что форма поперечных сечений струи близка к круговой.

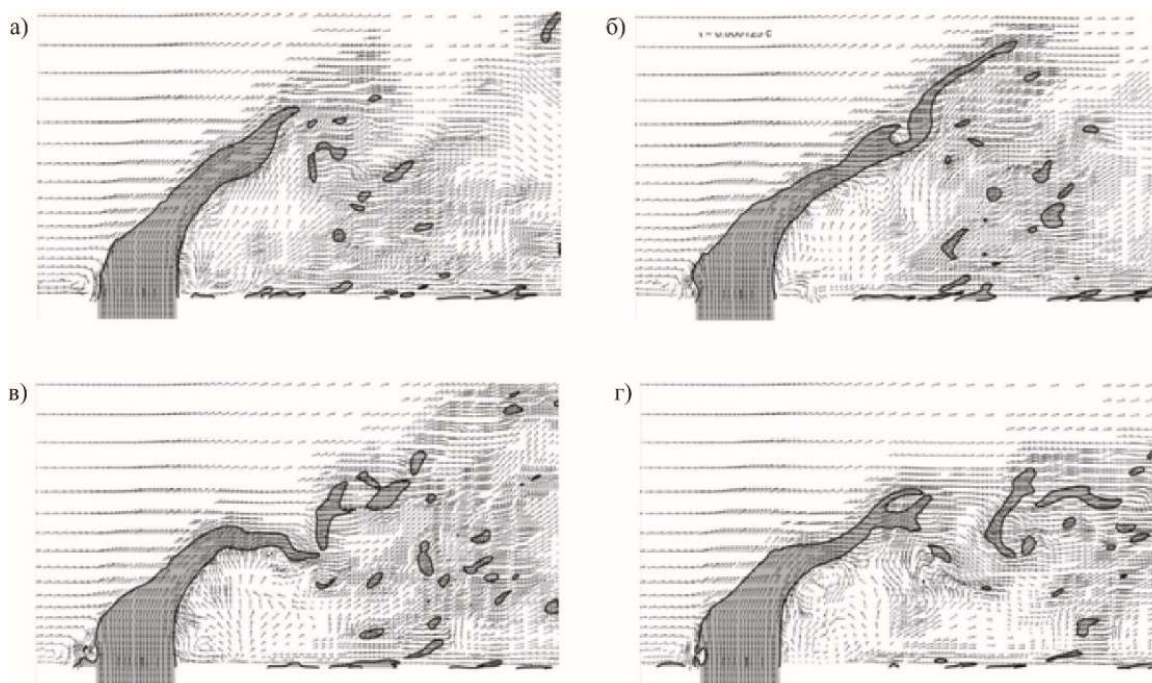


Рис. 9. Потеря устойчивости струи жидкости в моменты времени 120 мкс (а), 125 мкс (б), 130 мкс (в), 135 мкс (г) после начала вдува

Распределения скорости и давления показывают рис. 10–12 при различных скоростях вдува жидкости. При увеличении скорости впрыска жидкости в сверхзвуковой поток происходит увеличение глубины проникновения струи и размеров факела распыла.

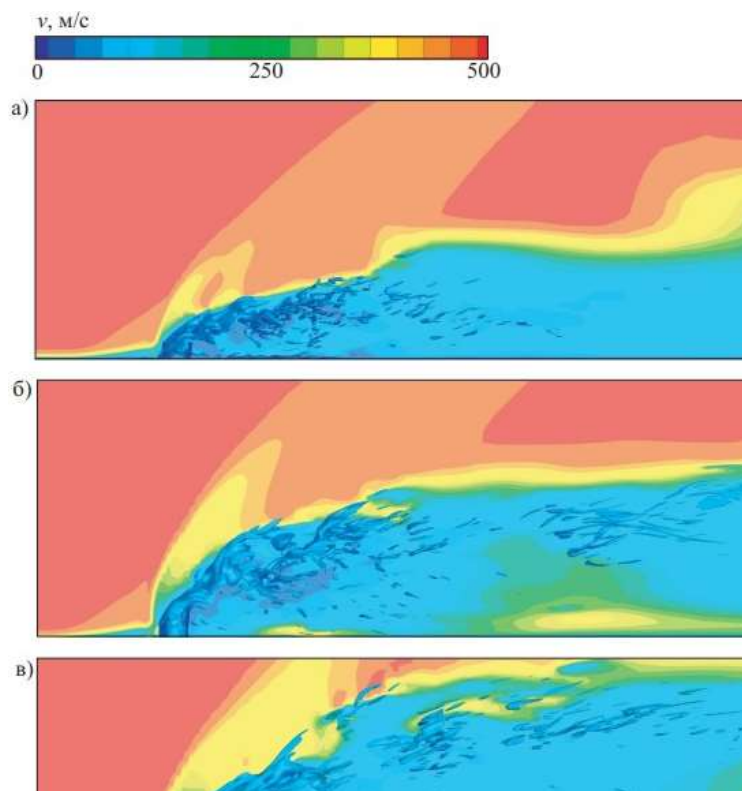


Рис. 10. Распределения модуля скорости в продольной плоскости при скорости вдува струи 20 м/с (а), 40 м/с (б), 60 м/с (в)

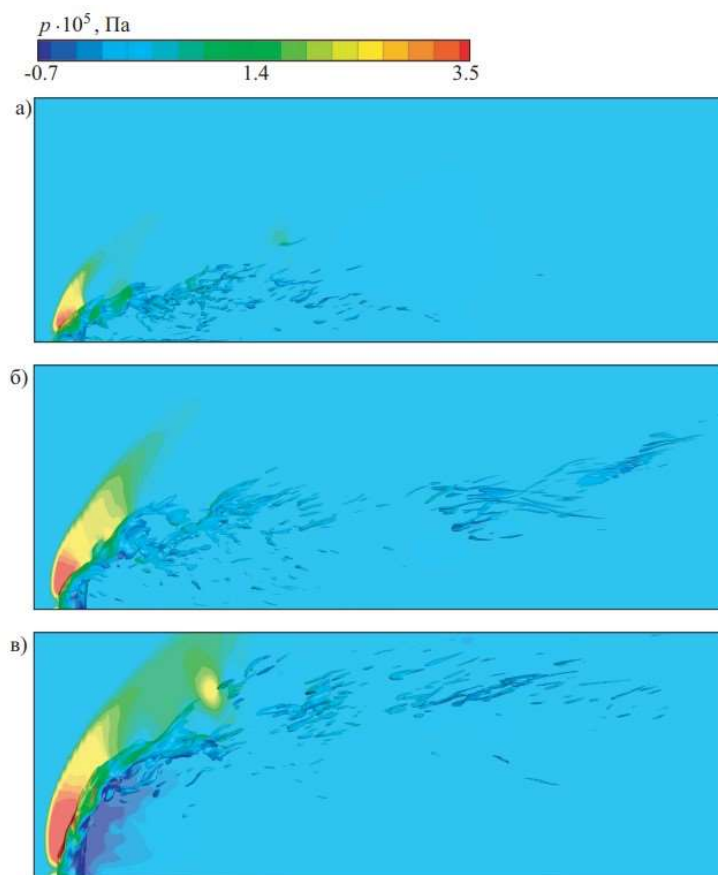


Рис. 11. Распределения давления в продольной плоскости при скорости вдува струи 20 м/с (а), 40 м/с (б), 60 м/с (в)

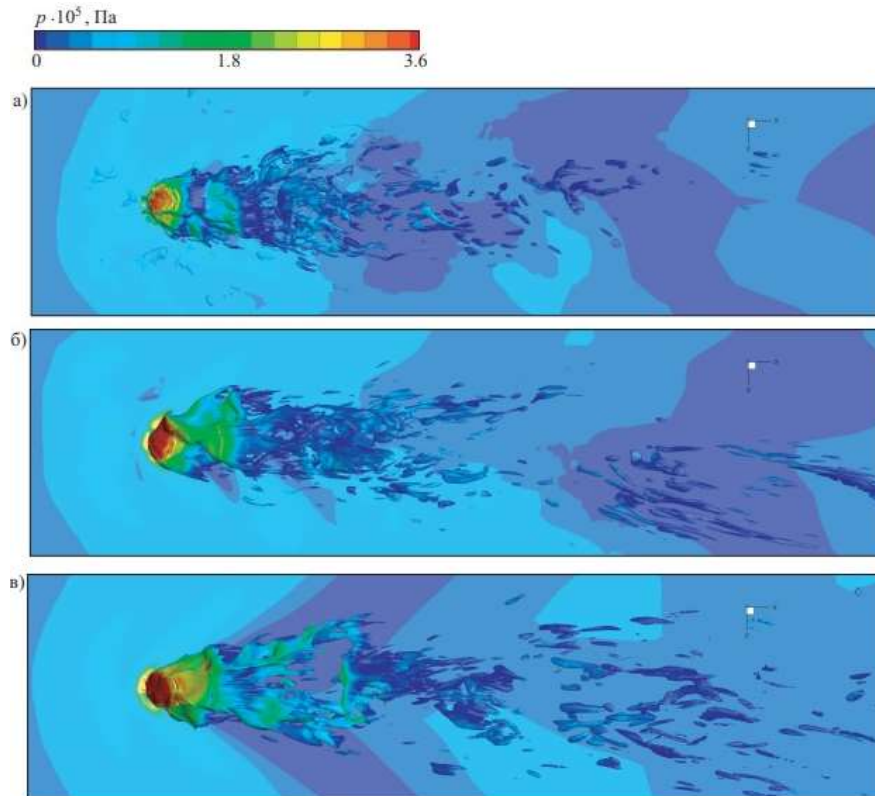


Рис. 12. Распределения давления в плоскости, параллельной поверхности пластины, при скорости вдува струи 20 м/с (а), 40 м/с (б), 60 м/с (в)

Распределение модуля скорости на границе свободной поверхности показывает рис. 13. Мгновенные распределения позволяют оценить размер, скорость и форму капель, возникающих в результате дробления струи жидкости. При этом капля рассматривается как часть пространства, полностью окруженная газом (функция-маркер принимает значение 1). Соответственно, область пространства, полностью окруженная жидкой фазой, представляет собой воздушный пузырь (функция-маркер принимает значение 0).

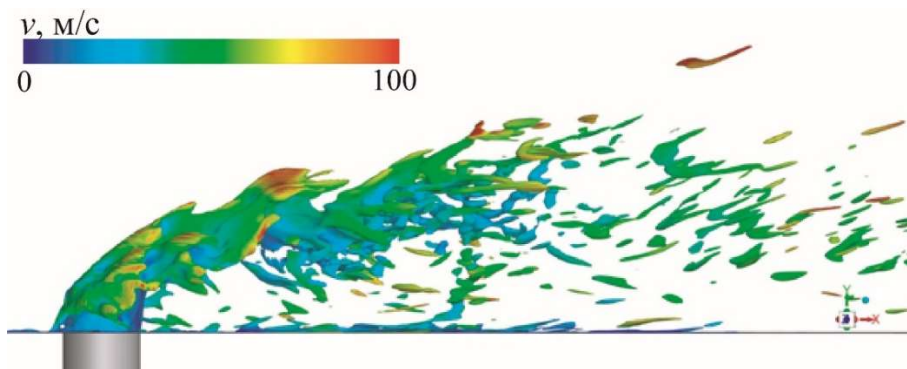


Рис. 13. Распределение модуля скорости на свободной поверхности

При вдуве жидкости в сверхзвуковой поток в передней отрывной зоне давление повышается, однако малые размеры отрывной зоны делают практически незаметным характерный провал давления с последующим максимумом, как это отмечается на профиле давления при вдуве струи газа в сверхзвуковой поток [52] (рис. 14, под l_* понимается длина отрывной зоны перед отверстием). Вдуваемая и раздробленная на капли жидкость представляет собой распределенные источники массы (в общем случае и тепла), что приводит к повышению давления в зоне следа. При вдуве нет характерной зоны с отрицательным избыточным давлением

(как это имеет место при вдуве струи газа), что позволяет более полно использовать зону следа для создания управляющей силы реактивного сопла, располагая сечение вдува жидкости более глубоко в сверхзвуковой части сопла (дальше от критического сечения), чем сечение вдува газа [52].

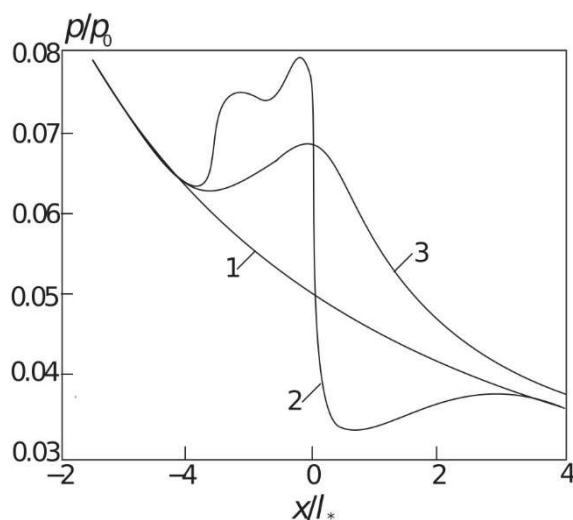


Рис. 14. Характерные профили давления при вдуве газа (линия 2) и вдуве жидкости (линия 3). Линия 1 соответствует распределению давления при отсутствии вдува

На рис. 15 представлено распределение относительного статического давления $p_* = p_2/p_1$ по линии симметрии пластины при инъекции воды в сверхзвуковой воздушный поток, где p_1 — статическое давление в точках пластины при ее обтекании воздушным потоком в отсутствие инъекции, p_2 — давление в тех же точках при наличии инъекции. Расстояние вдоль линии симметрии отсчитывается от центра отверстия впрыска и нормируется на диаметр отверстия. Статическое давление перед отверстием повышается, а за отверстием монотонно падает. Вдуваемая в поток струя лишь на малом расстоянии после выхода из отверстия имеет форму жидкого столба. На расстоянии порядка одного калибра струя распадается и интенсивно дробится на фрагменты различного размера, в связи с чем набегающий поток встречает перед собой не сплошное препятствие, а набор капель различного размера, который продувается воздушным потоком подобно пространственной решетке. Набегающий поток, обдувая систему капель, тормозится, поэтому статическое давление в зоне дробления струи возрастает.

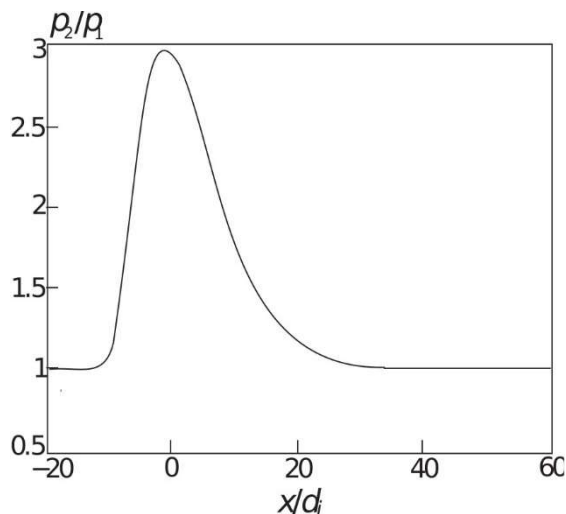


Рис. 15. Распределение давления вдоль линии симметрии

С точки зрения практических приложений, представляет интерес нахождение глубины проникновения струи жидкости в сверхзвуковой поток (в плоскости xu) и определение ее ширины (в плоскости xz). Процесс распада струи жидкости развивается, в основном, на участке от места вдува до выхода границы струи на асимптоту $x_* = x/d_i$ (рис. 16). На этом участке происходит аэродинамическое взаимодействие газового потока со струей жидкости, дробление струи на капли и ускорение капель за счет действия аэродинамических сил до скорости воздушного потока. После выхода на асимптоту относительные скорости газа и капель достаточно малы, поэтому распространение струи в поперечном направлении происходит в дальнейшем за счет действия турбулентных пульсаций газового потока.

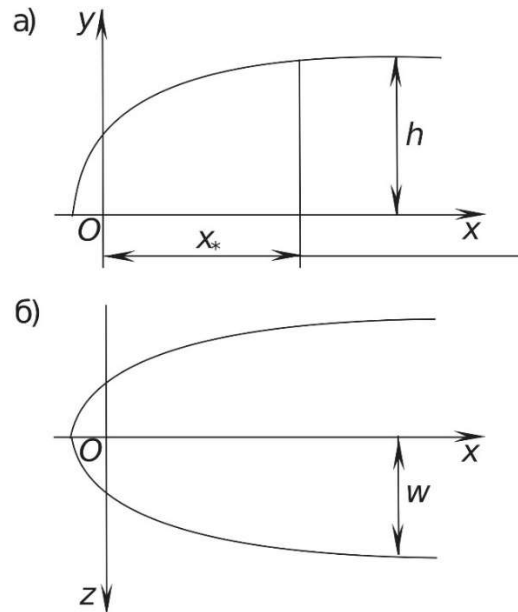


Рис. 16. Определение глубины (а) и ширины (б) проникновения струи

При использовании вихререзающих подходов к моделированию турбулентности средние характеристики (например, глубина проникновения струи, ширина факела распыла, положение фронта головной ударной волны) находятся в результате осреднения результатов расчетов по большому числу реализаций. Для оценки глубины проникновения струи жидкости в сверхзвуковой поток используются полуэмпирические соотношения вида $h/d_i = aJ_b (x/d_i)^c$, где $a = 4.73$, $b = 0.3$, $c = 0.3$ по данным [18]. Схожие зависимости, но с другими значениями постоянных коэффициентов, приводятся в работах [16, 58–60] для сверхзвуковых и дозвуковых потоков.

Увеличение давления, при котором осуществляется вдув жидкости, приводит к более глубокому проникновению струи жидкости в сверхзвуковой поток (рис. 17). Результаты расчетов сравниваются с полуэмпирическими корреляционными зависимостями, приведенными в работах [58] (впрыск жидкости в сверхзвуковой поток для условий, характерных для камер сгорания двигательных установок) и [59] (впрыск жидкости в дозвуковой поток). Во многих работах, посвященных изучению проникновения струи жидкости в сверхзвуковой поток, отмечается наличие асимптоты у передней границы факела распыла струи. Результаты численных расчетов согласуются с данными измерений по теневым фотографиям, согласно которым относительная глубина проникновения y/d_i является функцией отношения скоростных напоров жидкости и воздуха. При этом зависимость относительной глубины проникновения от других параметров (числа Рейнольдса, числа Вебера, рода жидкости) является достаточно слабой. В отличие от полуэмпирических зависимостей, в которые не входит число Маха газового потока, результаты численных расчетов демонстрируют незначительное увеличение глубины проникновения струи с ростом числа Маха.

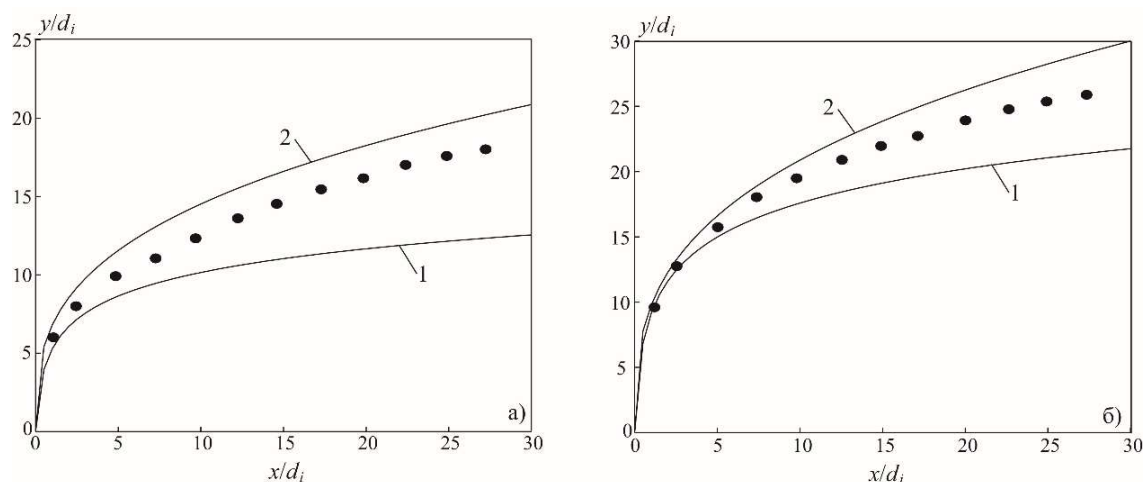


Рис. 17. Глубина проникновения струи жидкости в сверхзвуковой поток при $J=4$ (а) и $J=12$ (б). Линии 1 и 2 соответствуют корреляционным зависимостям работ [58] и [59], а значки \bullet – результатам расчетов

Зависимость глубины проникновения струи жидкости в сверхзвуковой поток от отношения скоростных напоров показывает рис. 18. Увеличение отношения скоростных напоров приводит к увеличению глубины проникновения струи в сверхзвуковой поток. В частности, в сечении $x/d_i = 45$ в интервале отношения скоростных напоров от 5 до 20 относительная глубина проникновения струи в газовый поток увеличивается от 18.5 до 28.4 (рост составляет около 46 %).

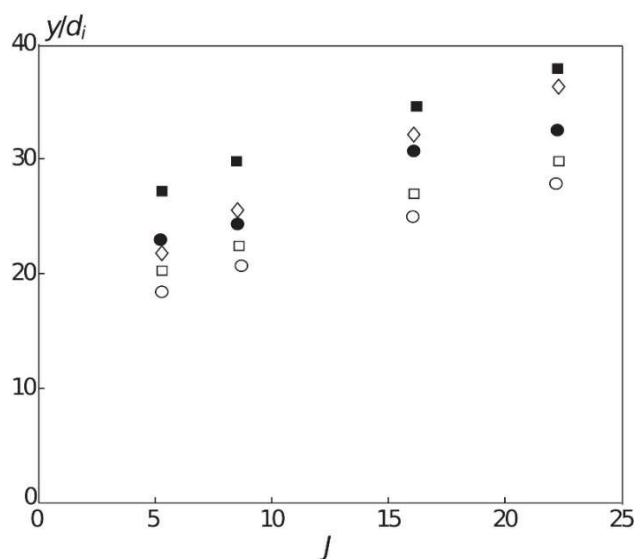


Рис. 18. Зависимости глубины проникновения струи жидкости в сверхзвуковой поток при $x/d_i = 45$ от отношения скоростных напоров, полученные на основе численных расчетов (символы \bullet) и данных [18] (символы \diamond), [32] (символы \blacksquare), [60] (символы \circ), [61] (символы \square)

Результаты расчетов величины x^* в зависимости от J приводятся на рис. 19, а. Как и глубина проникновения струи жидкости в газовый поток, длина участка x^* сравнительно слабо зависит от числа Маха. Результаты расчетов ширины проникновения струи жидкости в газовый поток демонстрируют более сильную зависимость от числа Маха (рис. 19, б). Наличие поверхностных слоев жидкости, а также различное состояние пограничного слоя в окрестности отверстия вдува затрудняют определение ширины проникновения струи в газовый поток. В связи с этим, экспериментальные данные не претендуют на высокую точность.

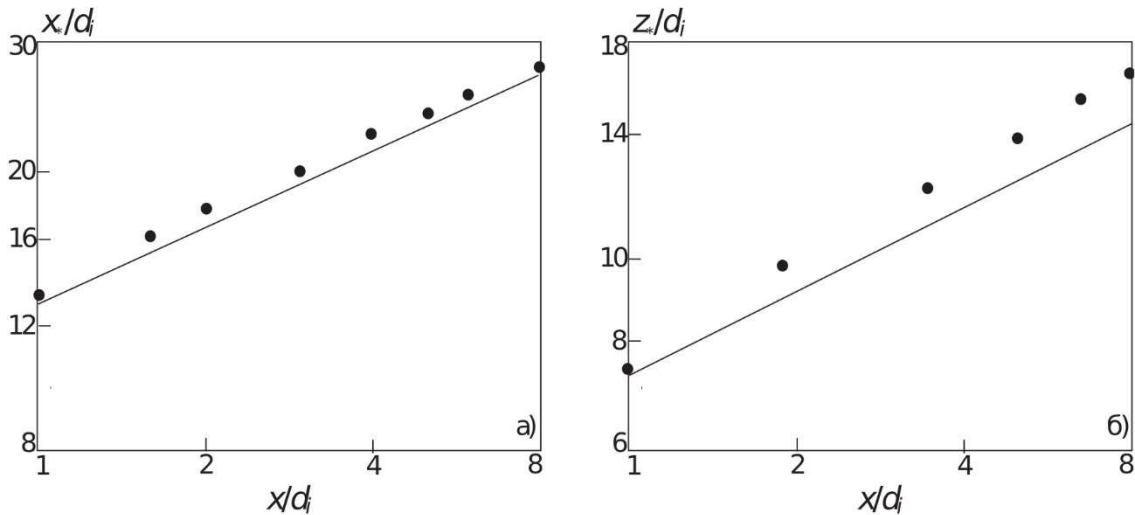


Рис. 19. Относительная длина выхода факела распыла на асимптоту (а) и относительная ширина проникновения струи жидкости в сверхзвуковой поток (б). Символы ● соответствуют результатам численного моделирования, а сплошные линии – расчетам по корреляционным зависимостям

Нестационарные эффекты приводят к флуктуациям параметров формирующегося течения и, в частности, к флуктуациям геометрических параметров факела распыла жидкости. Флуктуации глубины проникновения струи жидкости в сверхзвуковой поток газа характеризуются стандартным отклонением h_s , которое сравнительно слабо зависит от отношения скоростных напоров и достигает максимального значения, равного примерно $1.45d_i$, на наибольшем расстоянии от точки вдува (рис. 20). В данном интервале изменения скоростных напоров относительное стандартное отклонение h_s/h_i изменяется не более чем на $0.6d_i$. В продольном направлении стандартное отклонение претерпевает наибольшие изменения на малых расстояниях от точки впрыска (порядка $x/d_i = 8$), оставаясь в дальнейшем практически постоянным.

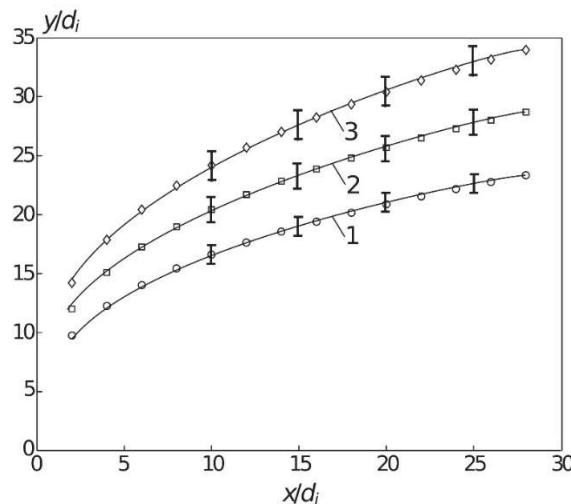


Рис. 20. Глубина проникновения струи жидкости в сверхзвуковой поток при $J=6$ (линия 1, значки ○), $J=15$ (линия 2, значки □), $J=25$ (линия 3, значки ◇). Вертикальные линии с засечками показывают границы доверительного интервала

Положение фронта ударной волны, формирующейся перед инжектируемой струей, показывает рис. 21. Пунктирные линии соответствуют положениям нижней и верхней границ

доверительного интервала. При увеличении отношения скоростных напоров стандартное отклонение положения фронта головной ударной волны уменьшается (более слабая ударная волна при малых J испытывает более сильные флуктуации).

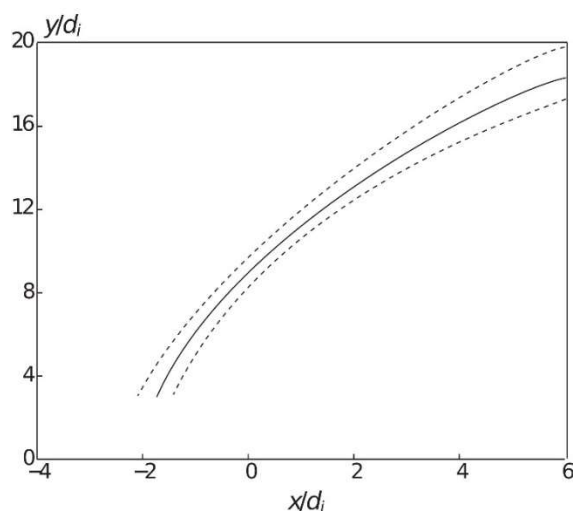


Рис. 21. Положение фронта головной ударной волны (сплошная линия) и границ доверительного интервала (пунктирные линии) при $J=20$

7. Заключение

При взаимодействии сверхзвукового потока с поперечной инжектируемой струей жидкости в расчетной области возникает сложное пространственное течение. При увеличении скорости вдува жидкости растет глубина проникновения струи, интенсифицируются процессы смешения в зоне факела распыла жидкости, а также возрастает воздействие вдуваемой струи на основное течение. Механизм распыла жидкой струи, вдуваемой по нормали в сверхзвуковой поток газа, определяется дроблением струи за счет действия аэродинамических сил.

Полученные результаты показывают иной характер распределения давления на стенке при впрыске жидкости, чем при вдуве газа. В отличие от вдува газовой струи, в случае инжекции жидкости давление на пластине за местом впрыска выше статического давления в набегающем потоке. Протяженность отрывной зоны перед жидкой струей оказывается меньше, однако давление в области за ней больше и превышает статическое давление в набегающем потоке.

Получено качественное и количественное согласование результатов численного моделирования с данными физического эксперимента и расчетными данными, имеющимися в литературе. Результаты расчетов средних характеристик потока достаточно хорошо согласуются с имеющимися корреляционными зависимостями. Нестационарные эффекты приводят к существенным колебаниям глубины проникновения струи жидкости в сверхзвуковой поток и положения фронта головной ударной волны, возникающей в результате взаимодействия газового потока со струйным препятствием. На основе статистической обработки RANS/LES расчетов получены доверительные интервалы глубины проникновения струи воды в поперечный сверхзвуковой воздушный поток и положения головной ударной волны.

Литература

1. Emelyanov V. N., Volkov K. N., Yakovchuk M. S. Multiparameter optimization of thrust vector control with transverse injection of a supersonic underexpanded gas jet into a convergent-divergent nozzle // *Energies*. 2021. Vol. 14. No. 14. 4359.

2. Smirnov N.N., Betelin V.B., Kushnirenko A.G., Nikitin V.F., Dushin V.R., Nerchenko V.A. Ignition of fuel sprays by shock wave mathematical modeling and numerical simulation // *Acta Astronautica*. 2013. Vol. 87. Pp. 14–29.
3. Smirnov N.N., Nikitin V.F., Dushin V.R., Filippov Y.G., Nerchenko V.A., Khadem J. Combustion onset in non-uniform dispersed mixtures // *Acta Astronautica*. 2015. Vol. 115. Pp. 94–101.
4. Huang W. Transverse jet in supersonic crossflows // *Aerospace Science and Technology*. 2016. Vol. 50. Pp. 183–195.
5. Mahesh K. The interaction of jets with crossflow // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2013. Vol. 45. Pp. 379–407.
6. Ren Z., Wang B., Xiang G., Zhao D., Zheng L. Supersonic spray combustion subject to scramjets: progress and challenges // *Progress in Aerospace Sciences*. 2019. Vol. 105. Pp. 40–59.
7. Gelfand B.E. Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag // *Progress in Energy and Combustion Science*. 1996. Vol. 22. No. 3. Pp. 201–265.
8. Lasheras J.C., Hopfinger E.J. Liquid jet instability and atomization in a coaxial gas stream // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2000. Vol. 32. Pp. 275–308.
9. Бойко В.М., Нестеров А.Ю., Поплавский С.В. Диспергирование жидкости в высокоскоростных коаксиальных газовых струях // *Теплофизика и аэромеханика*. 2019. Т. 26. № 3. С. 417–433.
10. Piltch 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 // *International Journal of Multiphase Flow*. 1987. Vol. 13. No. 6. Pp. 741–757.
11. Theofanous T.G., Mitkin V.V., Ng C.L., Chang C.H., Deng X., Sushchikh S. The physics of aerobreakup. II. Viscous liquids // *Physics of Fluids*. 2012. Vol. 24. 022104.
12. Mitkin V.V., Theofanous T.G. The physics of aerobreakup. IV. Strain-thickening liquids // *Physics of Fluids*. 2017. Vol. 29. 122101.
13. Patil S., Sahu S. Liquid jet core characterization in a model crossflow air blast atomizer // *International Journal of Multiphase Flow*. 2021. Vol. 141. 103688.
14. Menon S., Jones H., Leung J., Zhao W. Characterization of spray structures formed during water injection into a free supersonic air jet // *AIAA Paper*. 2019. No. 2019-4243.
15. Xiao F., Wang Z.G., Sun M.B., Liang J.H., Liu N. Large eddy simulation of liquid jet primary breakup in supersonic air crossflow // *International Journal of Multiphase Flow*. 2016. Vol. 87. Pp. 229–240.
16. Medipati C., Deivandren S., Govardhan R.N. Liquid jet injection in supersonic crossflow: Self-induced jet oscillations and its effects // *International Journal of Multiphase Flow*. 2023. Vol. 158. 104265.
17. Clemens N.T., Narayanaswamy V. Low-frequency unsteadiness of shock wave/ turbulent boundary layer interactions // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2014. Vol. 46. Pp. 469–492.
18. Lin K.C., Kennedy P.J., Jackson T.A. Structures of water jets in a Mach 1.94 supersonic crossflow // *AIAA Paper*. 2004. No. 2004-971.
19. Liu H., Guo Y., Lin W. Numerical simulations of spray jet in supersonic crossflows using an Eulerian approach with an SMD model // *International Journal of Multiphase Flow*. 2016. Vol. 82. P. 49–64.
20. Li P., Wang Z., Sun M., Wang H. Numerical simulation of the gas-liquid interaction of a liquid jet in supersonic crossflow // *Acta Astronautica*. 2017. Vol. 134. Pp. 333–344.
21. Wang Z.G., Wu L., Li Q., Li C., Experimental investigation on structures and velocity of liquid jets in a supersonic crossflow // *Applied Physics Letters*. 2014. Vol. 105. 134102.
22. Wu L., Wang Z.G., Li Q., Zhang J. Investigations on the droplet distributions in the atomization of kerosene jets in supersonic crossflows // *Applied Physics Letters*. 2015. Vol. 107. 104103.
23. Clark C.R., Tonarely M.E., Morales A.J., Reyes J., Ahmed K. Flow-independent liquid jet-in-crossflow injection using physical obstructions // *ASME Journal of Energy Resources Technology*. 2022. Vol. 144. No. 10. 102106.

24. Sapmaz H., Alkan B., Lin C.X., Ghenai C. Visualization of pulsed aerated liquid jet in supersonic cross flow // *Proceedings of ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, 19–23 June 2005, Houston, Texas, USA*. ASME, 2005. Vol. 1. Pp. 847–853.
25. Liu N., Wang Z., Sun M., Deiterding R., Wang H. Simulation of liquid jet primary breakup in a supersonic crossflow under adaptive mesh refinement framework // *Aerospace Science and Technology*. 2019. Vol. 91. Pp. 456–473.
26. Волков К.Н., Емельянов В.Н., Яковчук М.С. Нестационарный поперечный вдув струи газа в сверхзвуковой сопловой поток // *Теплофизика высоких температур*. 2020. Т. 58. № 2. С. 256–265.
27. Hu R., Li Q., Li C., Li C. Effects of an accompanied gas jet on transverse liquid injection in a supersonic crossflow // *Acta Astronautica*. 2019. Vol. 159. Pp. 440–451.
28. Im K.-S., Lin K.C., Lai M.-C. Spray atomization of liquid jet in supersonic cross flows // *AIAA Paper*. 2005. No. 2005-732.
29. Yang S., Le J. Numerical simulation of liquid fuel atomization in supersonic crossflow // *Journal of Propulsion Technology*. 2008. Vol. 29. Pp. 519–522.
30. Fan X., Wang J., Zhao F., Li J., Yang T. Eulerian–Lagrangian method for liquid jet atomization in supersonic crossflow using statistical injection model // *Advances in Mechanical Engineering*. 2018. Vol. 10. No. 2. Pp. 1–13.
31. Im K.S., Lin K.C., Lai M.C. Breakup modeling of a liquid jet in cross flow // *International Journal of Automotive Technology*. 2011. Vol. 12. Pp. 489–496.
32. Perurena J.B., Asma C.O., Theunissen R., Chazot O. Experimental investigation of liquid jet injection into Mach 6 hypersonic crossflow // *Experiments in Fluids*. 2009. Vol. 46. No. 3. Pp. 403–417.
33. Varga C.M., Lasheras J.C., Hopfinger E.J. Initial breakup of a small-diameter liquid jet by a high-speed gas stream // *Journal of Fluid Mechanics*. 2003. Vol. 479. Pp. 405–434.
34. Ghahremani A.R., Saidi M.H., Hajinezhad A., Mozafari A.A. Experimental investigation of spray characteristics of a modified bio-diesel in a direct injection combustion chamber // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2017. Vol. 81. Pp. 445–453.
35. Madabhushi R.K., Leong M.Y., Arienti M., Brown C.T., McDonnell V.G. On the breakup regime map of liquid jet in crossflow // *Proceedings of the 19th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, 24 May 2006, Toronto, Canada*. Institute for Liquid Atomization and Spray Systems, 2006. Pp. 23–26.
36. Frohlich J., von Terzi D. Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows // *Progress in Aerospace Sciences*. 2008. Vol. 44. Pp. 349–377.
37. Menter F.R., Kuntz M. Adaptation of eddy-viscosity turbulence models to unsteady separated flow behind vehicles // *Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics*. 2004. Pp. 339–352.
38. Menter F. Stress-blended eddy simulation (SBES) – a new paradigm in hybrid RANS–LES modeling // *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*. 2018. Vol. 137. Pp. 27–37.
39. Chode K.K., Viswanathan H., Chow K. Numerical investigation on the salient features of flow over standard notchback configurations using Scale Resolving Simulations // *Computers and Fluids*. 2020. Vol. 210. 104666.
40. Batten P., Goldberg U., Chakravarthy S. LNS – an approach towards embedded LES // *AIAA Paper*. 2002. No. 2002-0427.
41. Walters D.K., Bhushan S., Alam M.F., Thompson D. Investigation of a dynamic hybrid RANS/LES modelling methodology for finite volume CFD simulations // *Flow, Turbulence and Combustion*. 2013. Vol. 91. No. 3. Pp. 643–667.
42. Kim B.-C., Chang K. Assessment of hybrid RANS/LES models in heat and fluid flows around staggered pin-fin arrays // *Energies*. 2020. Vol. 13. 3752.
43. Emelyanov V.N., Volkov K.N., Yakovchuk M.S. Outflow of a supersonic overexpanded air jet into a water // *European Journal of Mechanics B/Fluids*. 2024. Vol. 105. Pp. 1–13.

44. Volkov K. Numerical analysis of Navier–Stokes equations on unstructured meshes // Handbook on Navier–Stokes Equations: Theory and Analysis. Nova Science, 2016. Pp. 365–442.
45. Volkov K. Multigrid and preconditioning techniques in CFD applications // CFD Techniques and Thermo-Mechanics Applications. Springer International Publishing, 2018. Pp. 83–149.
46. Daunenhöfer J.F., Baron J.R. Grid adaption for the 2D Euler equations // AIAA Paper. 1985. No. 85-0484.
47. Norman A., Viti V., MacLean K., Chitta V. Improved CFD methodology for compressible and hypersonic flows using a Hessian-based adaption criteria // AIAA Paper. 2022. No. 2022-0582.
48. Shrivastava S., Verma I., Yadav R., Nakod P. Solution-based mesh adaption criteria development for accelerating flame tracking simulations // ASME Paper. 2022. No. GT2022-82620.
49. Чашечкин Ю.Д., Очиров А.А. Капиллярные и гравитационные поверхностные волны и сопутствующие лигаменты: асимптотическая теория и эксперимент // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2024. Т. 25, вып. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2024-25-4/articles/1122/>
50. Селезнев Р.К., Суржиков С.Т. Нестационарные газодинамические процессы в прямоугольном канале ГПВРД с периодическим вдувом холодного воздуха // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2015. Т. 16, вып. 3. <http://chemphys.edu.ru/issues/2015-16-3/articles/495/>
51. Волков К.Н., Емельянов В.Н., Тетерина И.В., Яковчук М.С. Методы и концепции визуализации вихревых течений в задачах вычислительной газовой динамики // Вычислительные методы и программирование. 2016. Т. 17. № 1. С. 81–100.
52. Волков К.Н., Емельянов В.Н., Яковчук М.С. Структура течения и изменение тяги при вдуве струи газа в сверхзвуковую часть сопла // Журнал технической физики. 2019. Т. 89. № 3. С. 353–359.
53. Schetz J.A., Kush E.A., Joshi P.B. Wave phenomena in liquid jet breakup in a supersonic crossflow // AIAA Journal. 1980. Vol. 18. Pp. 774–778.
54. Sallam K., Aalburg C., Faeth G.M. Breakup of round nonturbulent liquid jets in gaseous crossflow // AIAA Journal. 2004. Vol. 42. Pp. 2529–2540.
55. Arienti M., Soteriou M.C. Time-resolved proper orthogonal decomposition of liquid jet dynamics // Physics of Fluids. 2009. Vol. 21. No. 11. 1979–1178.
56. Li X., Soteriou M.C. Detailed numerical simulation of liquid jet atomization in crossflow of increasing density // International Journal of Multiphase Flow. 2018. Vol. 104. Pp. 214–232.
57. Волков К.Н., Емельянов В.Н., Яковчук М.С. Конкуренция механизмов неустойчивости сверхзвуковой перерасширенной струи воздуха при ее истечении в воду // Письма в журнал технической физики. 2023. Т. 49. № 21. С. 29–32.
58. Yates C. Liquid injection into supersonic airstreams // AIAA Paper. 1971. No. 1971-724.
59. Wu P.K., Kirkendall K.A., Fuller R.P., Gruber M.R., Nejad A.S. Spray trajectories of liquid fuel jets in subsonic crossflows // International Journal of Fluid Mechanics Research. 1997. Vol. 24. No. 1–3. Pp. 128–137.
60. Ghenai C., Sapmaz H., Lin C.X. Penetration height correlations for non-aerated and aerated transverse liquid jets in supersonic cross flow // Experiments in Fluids. 2009. Vol. 46. Pp. 121–129.
61. Sathiyamoorthy K., Danish T.H., Iyengar V.S., Srinivas J., Harikrishna X., Muruganandam T.M., Chakravarthy S.R. Penetration and combustion studies of tandem liquid jets in supersonic crossflow // Journal of Propulsion and Power. 2020. Vol. 36. Pp. 920–930.

References

1. Emelyanov V. N., Volkov K. N., Yakovchuk M. S., Multiparameter optimization of thrust vector control with transverse injection of a supersonic underexpanded gas jet into a convergent-divergent nozzle, *Energies*, 2021, vol. 14, no. 14, 4359.

2. Smirnov N. N., Betelin V. B., Kushnirenko A. G., Nikitin V. F., Dushin V. R., Nerchenko V. A., Ignition of fuel sprays by shock wave mathematical modeling and numerical simulation, *Acta Astronautica*, 2013, vol. 87, pp. 14–29.
3. Smirnov N. N., Nikitin V. F., Dushin V. R., Filippov Y. G., Nerchenko V. A., Khadem J., Combustion onset in non-uniform dispersed mixtures, *Acta Astronautica*. 2015, vol. 115, pp. 94–101.
4. Huang W., Transverse jet in supersonic crossflows, *Aerospace Science and Technology*, 2016, vol. 50, pp. 183–195.
5. Mahesh K., The interaction of jets with crossflow, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2013, vol. 45, pp. 379–407.
6. Ren Z., Wang B., Xiang G., Zhao D., Zheng L., Supersonic spray combustion subject to scramjets: progress and challenges, *Progress in Aerospace Sciences*, 2019, vol. 105, pp. 40–59.
7. Gelfand B. E., Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag, *Progress in Energy and Combustion Science*, 1996, vol. 22, no. 3, pp. 201–265.
8. Lasheras J. C., Hopfinger E. J., Liquid jet instability and atomization in a coaxial gas stream, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2000, vol. 32, pp. 275–308.
9. Boyko V. M., Nesterov A. Yu., Poplavsky S. V., Liquid dispersion in high-speed coaxial gas jets, *Thermophysics and Aeromechanics*, 2019, vol. 26, no. 3, pp. 417–433.
10. Piltch 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, *International Journal of Multiphase Flow*, 1987, vol. 13, no. 6, pp. 741–757.
11. Theofanous T. G., Mitkin V. V., Ng C. L., Chang C. H., Deng X., Sushchikh S., The physics of aerobreakup. II. Viscous liquids, *Physics of Fluids*, 2012, vol. 24, 022104.
12. Mitkin V. V., Theofanous T. G., The physics of aerobreakup. IV. Strain-thickening liquids, *Physics of Fluids*, 2017, vol. 29. 122101.
13. Patil S., Sahu S., Liquid jet core characterization in a model crossflow air blast atomizer, *International Journal of Multiphase Flow*, 2021, vol. 141, 103688.
14. Menon S., Jones H., Leung J., Zhao W., Characterization of spray structures formed during water injection into a free supersonic air jet, *AIAA Paper*, 2019, no. 2019-4243.
15. Xiao F., Wang Z. G., Sun M. B., Liang J. H., Liu N., Large eddy simulation of liquid jet primary breakup in supersonic air crossflow, *International Journal of Multiphase Flow*, 2016, vol. 87, pp. 229–240.
16. Medipati C., Deivandren S., Govardhan R. N., Liquid jet injection in supersonic crossflow: Self-induced jet oscillations and its effects, *International Journal of Multiphase Flow*, 2023, vol. 158, 104265.
17. Clemens N. T., Narayanaswamy V., Low-frequency unsteadiness of shock wave/ turbulent boundary layer interactions, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2014, vol. 46, pp. 469–492.
18. Lin K. C., Kennedy P. J., Jackson T. A., Structures of water jets in a Mach 1.94 supersonic crossflow, *AIAA Paper*, 2004, no. 2004–971.
19. Liu H., Guo Y., Lin W., Numerical simulations of spray jet in supersonic crossflows using an Eulerian approach with an SMD model, *International Journal of Multiphase Flow*, 2016, vol. 82, pp. 49–64.
20. Li P., Wang Z., Sun M., Wang H., Numerical simulation of the gas-liquid interaction of a liquid jet in supersonic crossflow, *Acta Astronautica*, 2017, vol. 134, pp. 333–344.
21. Wang Z. G., Wu L., Li Q., Li C., Experimental investigation on structures and velocity of liquid jets in a supersonic crossflow, *Applied Physics Letters*, 2014, vol. 105, 134102.
22. Wu L., Wang Z. G., Li Q., Zhang J., Investigations on the droplet distributions in the atomization of kerosene jets in supersonic crossflows, *Applied Physics Letters*, 2015, vol. 107, 104103.
23. Clark C. R., Tonarely M. E., Morales A. J., Reyes J., Ahmed K., Flow-independent liquid jet-in-crossflow injection using physical obstructions, *ASME Journal of Energy Resources Technology*, 2022, vol. 144, no. 10, 102106.

24. Sapmaz H., Alkan B., Lin C.X., Ghenai C., Visualization of pulsed aerated liquid jet in supersonic cross flow, *Proceedings of ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, 19–23 June 2005*, Houston, Texas, USA. ASME, 2005, vol. 1, pp. 847–853.
25. Liu N., Wang Z., Sun M., Deiterding R., Wang H., Simulation of liquid jet primary breakup in a supersonic crossflow under adaptive mesh refinement framework, *Aerospace Science and Technology*, 2019, vol. 91, pp. 456–473.
26. Volkov K. N., Emelyanov V. N., Yakovchuk M. S., Unsteady transverse gas injection in a supersonic nozzle flow, *High Temperature*, 2020, vol. 58, no. 2, pp. 240–248.
27. Hu R., Li Q., Li C., Li C. Effects of an accompanied gas jet on transverse liquid injection in a supersonic crossflow, *Acta Astronautica*, 2019, vol. 159, pp. 440–451.
28. Im K.-S., Lin K. C., Lai M.-C., Spray atomization of liquid jet in supersonic cross flows, *AIAA Paper 2005-732*.
29. Yang S., Le J., Numerical simulation of liquid fuel atomization in supersonic crossflow, *Journal of Propulsion Technology*, 2008, vol. 29, pp. 519–522.
30. Fan X., Wang J., Zhao F., Li J., Yang T., Eulerian–Lagrangian method for liquid jet atomization in supersonic crossflow using statistical injection model, *Advances in Mechanical Engineering*, 2018, vol. 10, no. 2, pp. 1–13.
31. Im K. S., Lin K. C., Lai M. C., Breakup modeling of a liquid jet in cross flow, *International Journal of Automotive Technology*, 2011, vol. 12, pp. 489–496.
32. Perurena J. B., Asma C. O., Theunissen R., Chazot O., Experimental investigation of liquid jet injection into Mach 6 hypersonic crossflow, *Experiments in Fluids*, 2009, vol. 46, no. 3, pp. 403–417.
33. Varga C. M., Lasheras J. C., Hopfinger E. J., Initial breakup of a small-diameter liquid jet by a high-speed gas stream, *Journal of Fluid Mechanics*, 2003, vol. 479, pp. 405–434.
34. Ghahremani A. R., Saidi M. H., Hajinezhad A., Mozafari A. A., Experimental investigation of spray characteristics of a modified bio-diesel in a direct injection combustion chamber, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2017, vol. 81, pp. 445–453.
35. Madabhushi R. K., Leong M. Y., Arienti M., Brown C. T., McDonnell V. G., On the breakup regime map of liquid jet in crossflow, *Proceedings of the 19th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, 24 May 2006, Toronto, Canada*. Institute for Liquid Atomization and Spray Systems, 2006, pp. 23–26.
36. Frohlich J., von Terzi D., Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows, *Progress in Aerospace Sciences*, 2008, vol. 44, pp. 349–377.
37. Menter F. R., Kuntz M., Adaptation of eddy-viscosity turbulence models to unsteady separated flow behind vehicles, *Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics*, 2004, pp. 339–352.
38. Menter F., Stress-blended eddy simulation (SBES) – a new paradigm in hybrid RANS–LES modelling, *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, 2018, vol. 137, pp. 27–37.
39. Chode K. K., Viswanathan H., Chow K., Numerical investigation on the salient features of flow over standard notchback configurations using Scale Resolving Simulations, *Computers and Fluids*, 2020, vol. 210, 104666.
40. Batten P., Goldberg U., Chakravarthy S., LNS – an approach towards embedded LES, *AIAA Paper 2002-0427*.
41. Walters D. K., Bhushan S., Alam M. F., Thompson D., Investigation of a dynamic hybrid RANS/LES modelling methodology for finite volume CFD simulations, *Flow, Turbulence and Combustion*, 2013, vol. 91, no. 3, pp. 643–667.
42. Kim B.-C., Chang K., Assessment of hybrid RANS/LES models in heat and fluid flows around staggered pin-fin arrays, *Energies*, 2020, vol. 13, 3752.
43. Emelyanov V. N., Volkov K. N., Yakovchuk M. S., Outflow of a supersonic overexpanded air jet into a water, *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 2024, vol. 105, pp. 1–13.

44. Volkov K., Numerical analysis of Navier–Stokes equations on unstructured meshes, *Handbook on Navier–Stokes Equations: Theory and Analysis*. Nova Science, 2016, pp. 365–442.
45. Volkov K., Multigrid and preconditioning techniques in CFD applications, *CFD Techniques and Thermo-Mechanics Applications*. Springer International Publishing, 2018, pp. 83–149.
46. Daunenhofer J. F., Baron J. R., Grid adaption for the 2D Euler equations, AIAA Paper 85-0484.
47. Norman A., Viti V., MacLean K., Chitta V., Improved CFD methodology for compressible and hypersonic flows using a Hessian-based adaption criteria, AIAA Paper 2022-0582.
48. Shrivastava S., Verma I., Yadav R., Nakod P., Solution-based mesh adaption criteria development for accelerating flame tracking simulations, *ASME Paper*, 2022, no. GT2022-82620.
49. Chashechkin Y. D., Ochirov A. A., Capillary and gravity surface waves with accompanied ligaments: asymptotic theory and drop impact experiment, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2024, vol. 25, no. 4, <http://chemphys.edu.ru/issues/2024-25-4/articles/1122/>
50. Seleznev R. K., Surzhikov S. T., Unsteady thermo-gasdynamic processes in rectangular scramjet combustion chamber with periodical input of cold air, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2015, vol. 16, no. 3. <http://chemphys.edu.ru/issues/2015-16-3/articles/495/>
51. Volkov K. N., Emelyanov V. N., Teterina I. V., Yakovchuk M. S., Methods and concepts of vortex flow visualization in the problems of computational fluid dynamics, *Numerical Methods and Programming*, 2016, vol. 17, no. 1, pp. 81–100.
52. Volkov K. N., Emelyanov V. N., Yakovchuk M. S., Flow structure and thrust change at gas jet injection into the supersonic part of a nozzle, *Technical Physics*, 2019, vol. 64, no. 3, pp. 317–323.
53. Schetz J. A., Kush E. A., Joshi P. B., Wave phenomena in liquid jet breakup in a supersonic crossflow, *AIAA Journal*, 1980, vol. 18, pp. 774–778.
54. Sallam K., Aalburg C., Faeth G. M., Breakup of round nonturbulent liquid jets in gaseous crossflow, *AIAA Journal*, 2004, vol. 42, pp. 2529–2540.
55. Arienti M., Soteriou M. C., Time-resolved proper orthogonal decomposition of liquid jet dynamics, *Physics of Fluids*, 2009, vol. 21, no. 11. 1979–1178.
56. Li X., Soteriou M. C., Detailed numerical simulation of liquid jet atomization in crossflow of increasing density, *International Journal of Multiphase Flow*, 2018, vol. 104, pp. 214–232.
57. Volkov K. N., Emelyanov V. N., Yakovchuk M. S., Competition between instability mechanisms of a supersonic overexpanded air jet as it flows into water, *Technical Physics Letters*, 2023, vol. 49, no. 11, pp. 25–27.
58. Yates C., Liquid injection into supersonic airstreams, AIAA Paper 1971-724.
59. Wu P. K., Kirkendall K. A., Fuller R. P., Gruber M. R., Nejad A. S., Spray trajectories of liquid fuel jets in subsonic crossflows, *International Journal of Fluid Mechanics Research*, 1997, vol. 24, no. 1–3, pp. 128–137.
60. Ghenai C., Sapmaz H., Lin C. X., Penetration height correlations for non-aerated and aerated transverse liquid jets in supersonic cross flow, *Experiments in Fluids*, 2009, vol. 46, pp. 121–129.
61. Sathiyamoorthy K., Danish T.H., Iyengar V.S., Srinivas J., Harikrishna X., Muruganandam T. M., Chakravarthy S. R., Penetration and combustion studies of tandem liquid jets in supersonic crossflow, *Journal of Propulsion and Power*, 2020, vol. 36, pp. 920–930.

Статья поступила в редакцию 30 сентября 2024 г.