

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе

Сибирского отделения Российской академии наук

(ИТ СО РАН)

Рябов Михаил Николаевич



(Рябов М.Н.)

НАУЧНЫЙ ДОКЛАД

по основным результатам подготовленной научно-квалификационной работы

(диссертации)

Динамика капель в сверхзвуковых газовых потоках

Направление подготовки:

01.06.01 – Математика и механика

Специальность подготовки:

01.02.05 – механика жидкости, газа и плазмы

Научный руководитель

К.ф.-м.н. Бильский А.В.

Новосибирск 2020

Актуальность исследования.

Предметом представленной исследовательской работы являются процессы межфазного взаимодействия в двухфазном течении. В качестве фаз выступают газовая среда, служащая источником силового воздействия, и объемы жидкости, подвергающиеся аэродинамической нагрузке. К таким течениям можно отнести различного рода истечения струй [1] и пленок [2], движение плотно засеянных дисперсионных сред (аэрозоли и спреи) [3], а также течения с участием ансамблей [4] и одиночных капель. Примерами таких процессов в природе можно считать движение капель дождя и облаков в атмосфере. В промышленности к таким процессам относятся истечение топлива из форсунок в двигателях внутреннего сгорания [5], движение пара в паровых турбинах [6], нанесение покрытий, орошение растительных культур.

Актуальность данного исследования заключается в повсеместном распространении и использовании указанных процессов. Понимание протекающих процессов межфазного взаимодействия может способствовать повышению КПД силовых установок на жидком углеводородном топливе [7], что имеет ключевое значение для экономии топливно-энергетических ресурсов. Путем управления размерами частиц топливной фракции, увеличивая суммарную площадь реакции, возможно снижение температуры горения, что способствует улучшению экологических условий через снижения выброса в атмосферу вредных продуктов сгорания, таких как оксиды азота NO_x [8] [9], сажа и оксиды углерода CO_x [10] [11].

В производстве современных композитных материалов, окрашивании, а также создании декоративных и функциональных покрытий применяются технологии нанесения жидких красок и газодинамическое осаждение. Критерием качества при оценке покрытий считается его однородность и гладкость [12]. Контролируемым параметром считается толщина наносимого слоя. Получение качественного покрытия возможно путем управления размером, а также скоростью частиц осаждаемого материала [13] [14].

Генераторы с применением паротурбинных установок широко задействованы в производстве электроэнергии. Ключевым элементом в конструкции подвижных частей считается лопаточная машина ротора, состоящая из массива лопаток. При движении пара в тракте турбины малые частицы (~1 мкм) могут инерционно осаждаться на лопатках, так и приводить к эрозии ввиду ударного воздействия, что значительно уменьшает срок службы [15].

Несмотря на развитие методик повышения устойчивости растительных культур перед вредителями, в современных агротехнологиях продолжают широко использоваться пестициды. В процессе орошения происходит миграция пестицидов в почву, что наносит существенный вред локальной флоре и фауне [16]. Путем более эффективного распыла возможно сокращение затрачиваемых масс вредных веществ [17], что может способствовать восстановлению ранее принесенного урона экологической обстановке.

Из перечисленного можно заключить, что способы управления итоговым распределением частиц по размерам представляют существенный интерес для множества отраслей промышленности.

Как правило, при вводе дисперсной фазы жидкость подвергается процессу первичного распада, к которому можно отнести распад пленки [18] и распад струи при истечении из распыляющего устройства (форсунки, трубки). В системе, находящейся изначально в равновесном состоянии, при наличии воздействия возникают процессы, направленные в сторону компенсации этого воздействия. Применяя принцип к рассматриваемым процессам, дисперсная фаза подвергается воздействию (постоянному или переменному по интенсивности), что приводит к необходимости диссипации поступающей энергии механическим или термическим путем (в отсутствие химических реакций) – через преобразование структуры (фазовый переход либо механическое разрушение). Тогда, контролируя параметры воздействия и учитывая противодействие, возможно управлять процессом. Размеры частиц и их распределение при (первичном) распаде зависят от

относительной скорости истечения струи/пленки и среды истечения, плотностей сред, поверхностного натяжения, вязкости, размеров и геометрии выхода распыляющего устройства. При движении в среде на поверхности пленок образуются волны, которые в результате развития неустойчивостей типа Кельвина-Гельмгольца и Рэлея-Тейлора приводят к распаду на отдельные капли [19]. При движении струи цилиндрическая поверхность подвергается действию рэлеевской неустойчивости. В таком случае струя разрушается на отдельные капли, их размер определяется дисперсионным соотношением, зависящим от характеристик фаз [20].

Первично образованные капли при движении в газовой среде испытывают последующее действие аэродинамической нагрузки и претерпевают так называемый вторичный распад. Изучению данных процессов посвящено значительное количество работ. К связанным теоретическим работам стоит отнести: работы Рэлея [21] по распаду цилиндрической струи на отдельные капли под воздействием поверхностных неустойчивостей разной длины волны, в которой определена длину волны максимального нарастания; Вебера [22], в которой учитывалась вязкость жидкости; работа Чандрасекара по устойчивости вращающейся капли жидкости [23]. Полученные дисперсионные соотношения для волн неустойчивости применяются при описании процессов межфазного взаимодействия.

Среди экспериментальных работ следует выделить обзорную работу Пилча и Эрдмана [24]. В работе проводится анализ и обзор механизмов разрушения капель жидкости под воздействием окружающей среды, движущейся с ускорением, для исследования возможности образования субмиллиметровых частиц ядерного топлива в реакторах-размножителях с жидкометаллическим охлаждением. Авторы представили обзорные данные по критическим значениям применяемых критериев подобия, по временам распада и итоговому дисперсионному составу капель.

По способу задания нагрузки различают плавно и резко ускоряющие потоки. В первых капли испытывают ускорение под действием низко градиентного потока. К такой постановке эксперимента относят движение капель в спутном газовом потоке [25]; движение капель в потоке за фронтом ударной волны [26]. Кроме того, существуют работы, в которых рассматривается воздействие движущейся ударной волны на изначально неподвижную каплю [27].

С ростом вычислительных мощностей стало возможным проведение численных экспериментов с высокими точностью и временным разрешением. Так, в работе [28] авторы обнаружили ранее не встречавшиеся смешанные механизмы распада капель. Кроме того, авторы представили критерий перехода от одного режима распада к другому. В работе [29] авторы исследовали динамику и распад капли в сдвиговом течении в зависимости от приложенной нагрузки, особое внимание уделялось начальной стадии взаимодействия фаз. Итог симуляции показал существенное различие в сценариях распада, что обусловлено высокой чувствительностью капли к малым возмущениям в потоке.

Устоявшимся способом классификации процессов распада является набор критериев подобия, среди которых: число Вебера как отношение аэродинамических нагрузок к величине поверхностных сил

$$We = \frac{\rho_g D \Delta U^2}{\sigma}, \quad (1)$$

где ρ_g – плотность газа; D – характерный размер; ΔU – относительная скорость сред; σ – коэффициент поверхностного натяжения;

число Рейнольдса для описания характера течения около капель

$$Re = \frac{\rho_g D \Delta U}{\eta}, \quad (2)$$

где η – динамическая вязкость газа;

число Онезорге, характеризующее отношение поверхностных и вязких сил [30]

$$Oh = \frac{\eta_l}{\sqrt{\rho_l \sigma D}}, \quad (3)$$

где η_l – динамическая вязкость жидкости; ρ_l – плотность жидкости.

Указанные выше экспериментальные работы посвящены изучению обтекания капель естественного размера, что соответствует диаметру частиц в единицы миллиметров. Характер потока меняется при смене масштабов течения. Так, в условиях маленьких частиц дисперсной фазы, которыми мы будем считать капли диаметром порядка сотен микрон, начинает больше влиять действие сил поверхностного натяжения, что приводит к отличию в форме обтекаемых объектов, и, как следствие, смене характера обтекания. К примеру, в одинаковых условиях аэродинамической нагрузки (при фиксированном значении числа Вебера), меняя характерные размеры течения, режим обтекания меняется с турбулентного на ламинарный совместно с изменением характерной величины числа Рейнольдса:

$$\underline{d = 1000 \text{ мкм}}, We = 20, \Delta V \sim 5.3 \frac{\text{м}}{\text{с}}, \underline{Re \sim 440}$$

$$\underline{d = 50 \text{ мкм}}, We = 20, \Delta V \sim 1.2 \frac{\text{м}}{\text{с}}, \underline{Re \sim 1950}$$

Это приводит к изменению распределения нагрузки на поверхность капли, что ведет к смене механизма дробления и изменению итогового дисперсного состава. В представляемой работе исследуется взаимодействие отдельных капель и газового потока на масштабах течения порядка десятков микрон, так как частицы такого размера являются более характерными для процессов (газодинамическое осаждение, распыл жидких топлив в ДВС) и в то же время остаются слабо изученными с точки зрения фундаментального подхода. Для возможности сравнения процессов на разных масштабах по прилагаемой нагрузке необходимо сохранение значения характерного числа Вебера, тогда скорость течения должна лежать в области трансзвуковых значений.

Литературные источники показывают, что применяемые способы исследования двухфазных течений можно условно разделить на методики, направленные на анализ продуктов взаимодействия фаз и методики, основанные на непосредственной визуализации процессов взаимодействия. К первому типу относятся:

1. Фазовая доплеровская анемометрия (PDPA, Phase Doppler Particle Analyzer) для измерения скорости и размера взвешенных в потоке частиц. Принцип метода основан на измерении фазового сдвига, возникающего при пересечении прозрачной сферической каплей интерференционной решетки, образованной коллимированными пучками двух когерентных лазерных источников. Пара фотодетекторов регистрирует преломленное от внутренней поверхности капли излучение, и по разности фаз сигналов восстанавливается размер, по длительности сигнала измеряется скорость частицы. Основным недостатком метода является существенная локальность измерений, невозможность определения формы, а также требование к низкой оптической плотности каплей [31].
2. Цифровая трековая анемометрия (PTV, particle-tracking velocimetry), позволяющая измерять скорость малых частиц. Частицы в потоке подсвечиваются лазерным излучением, и отраженный свет улавливается детектором. По изображениям отдельных частиц строится вектор их смещения, из чего определяется локальное значение скорости. Ограничения метода заключаются в невозможности наблюдать непосредственно процессы распадов отдельных частиц [32].
3. Методики, основанные на консервировании результатов диспергирования. Например, сохранение частиц в виде эмульсии с последующим изучением [33]. Такой метод позволяет наблюдать отдельные частицы, однако не представляет информации о процессах, приведших к данному дисперсному составу.

Ко второму типу методик можно отнести:

1. Лазерно-индуцированная флуоресценция (LIF, light-induced fluorescence). В основном метод применяется для определения концентрации и температуры. Впоследствии стал использоваться для визуализации частиц с возможностью измерения размеров, что совместно с применением высокоскоростной съемки позволило измерять также и скорость. В основе метода лежит явление флуоресценции. Среди ограничений стоит указать возможность регистрировать капли достаточно крупного размера, так как интенсивность люминесцентного сигнала пропорциональна объему. Для получения изображений малых капель применяют электронно-оптические преобразователи, усиливающие сигнал [34].
2. Теневая фотография (в условиях микромасштабных течений дополняемая объективами с большим увеличением). Метод заключается в регистрации теневых образов капель, подсвеченных плоскопараллельным фоновым пучком. Метод является наиболее пригодным среди представленных, так как позволяет получать информацию о размерах, форме и скорости капель [35].

Подводя итог вышесказанному, визуализация посредством теневой фотографии дает возможность наблюдать процессы распада непосредственно, и вместе с современным уровнем развития методик бесконтактной оптической диагностики позволяет достичь высокого временного и пространственного разрешения исследуемых процессов. Таким образом, оптические методы измерений и визуализации являются наиболее подходящими и потому используются в данном исследовании.

Цель и задачи

Целью работы является экспериментальное исследование динамики, процессов деформации и распада капель субмиллиметрового размера в условиях меняющейся аэродинамической нагрузки.

Согласно представленной **цели** работы, были поставлены следующие **задачи**:

- Проведение экспериментов для определения характеристик потока в двухфазном течении.
- Наблюдение воздействия сверхзвукового газового потока с нормальной ударной волной на капли субмиллиметрового размера.
- Визуализация динамики, процессов деформации и распада капель субмиллиметрового размера, описание и сравнение с каплями миллиметрового размера.
- Описание механизмов распада.
- Изучение влияния свойств дисперсной фазы на процессы распада.

Научная новизна

Уровень развития оптических измерительных систем на примере теневой фотографии с высоким разрешением дал получить изображения процесса распада капель на малых масштабах времени с высоким пространственным разрешением. Применение микроскопических объективов совместно с высокоскоростными CCD-камерами позволило достичь временного разрешения в сотни наносекунд, а пространственного разрешения в единицы микрометра на пиксель.

Впервые показано, что сценарии распада капель размером до сотни микрометров соответствуют сценариям для капель миллиметрового размера с наличием некоторых особенностей.

Был обнаружен и описан режим распада капли с образованием струи, свойственный течениям с высоким значением сдвиговых напряжений. Такой режим для субмиллиметровых капель, ввиду кратного увеличения возникающих на капле касательных напряжений, имеет некоторое отличие от аналогичного для крупных.

Теоретическая и практическая значимость

Полученные данные могут способствовать развитию и улучшению конструкций распылительных устройств форсунок и эжекторов жидкого топлива. Кроме того, результаты могут быть применены при разработке распылителей с определенным дисперсным составом капель по размеру.

Работа представляет интерес с точки зрения верификации численных моделей, а также развития теории подобия в области гидродинамики.

Степень достоверности результатов.

Достоверность обеспечена контролем всех параметров потока, что обеспечивает воспроизводимость результатов, применением известных апробированных методик не влияющей на поток оптической диагностики, а также соответствием полученных данных результатам работ других исследовательских групп. Наблюдаемые процессы существенно не отличаются от известных в литературе.

Апробация результатов

Результаты работы были представлены на конференции с международным участием Two-Phase Systems For Ground And Space Applications-2017, IV Всероссийской школе-семинаре «Панорамные методы диагностики потоков», XIX Международной конференции по методам аэрофизических исследований (ICMAR 2018). По теме работы опубликовано 2 статьи, 1 подана в печать.

Положения, выносимые на защиту

- результаты экспериментального исследования динамики капель субмиллиметрового размера в спутном потоке на разгонном участке стационарной ударной волны.
- визуализация и описание наблюдаемых процессов распада капель.
- результаты исследования влияния свойств рабочей жидкости (плотность, вязкость, поверхностное натяжение) на реализующиеся механизмы распада и на динамику капель в потоке.
- описание механизма распада типа «pulling» в условиях малых размеров капель.

Личный вклад автора заключается в создании и модернизации экспериментального стенда и проведении пусконаладочных работ, адаптации измерительного оборудования к условиям эксперимента, наборе, обработке и анализе экспериментальных данных, а также подготовке публикаций по результатам исследования.

Методология и методы исследования

Экспериментальный стенд выполнен в виде аэродинамического контура открытого типа. Принципиальная схема представлена на рис. 1. Для создания трансзвукового потока рабочий участок оснащен плоским соплом Лавалья с конфузуром по профилю Витошинского и диффузором, построенным по методу характеристик (число Маха до ~ 1.6). Стенки сопла изготовлены из прозрачного органического стекла с целью оптического доступа. Критическое сечение сопла имело проходную площадь размерами 8x10 мм.

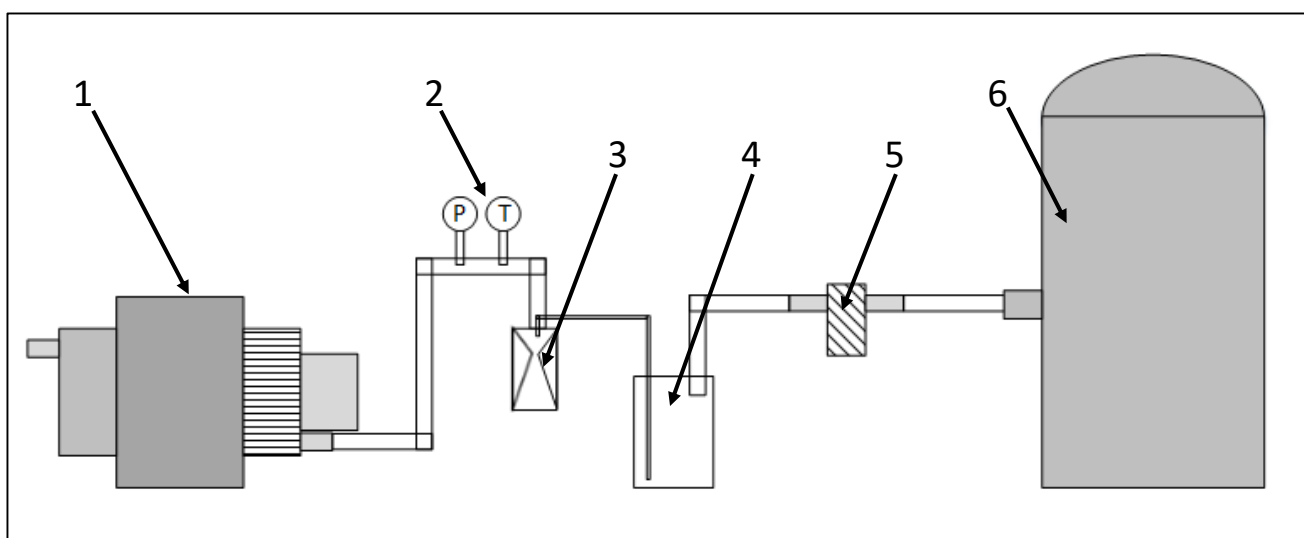


Рисунок 1. Принципиальная схема стенда. 1 – компрессор, 2 – датчики измерения температуры и давления, 3 – плоское трансзвуковое сопло, 4 – резервуар с водой, 5 – прецизионный регулятор давления, 6 – газовый резервуар.

Напор создавался с помощью турбовинтового компрессора с постоянным расходом в 36 л/с. Давление измерялось с помощью пьезоэлектрического датчика давления; температура измерялась платиновым термометром сопротивления. Данные собирались с помощью SCADA Owen. Погрешность определения температуры и давления составляла 1°C и 0,5% соответственно. Выходы датчиков располагались на входе в конфузурную часть сопла. При указанном расходе сопло работало в недорасширенном режиме, при котором фронт ударной волны располагался внутри сопла. Измерение показало, что температура в ходе эксперимента изменялась в диапазоне $\pm 1^{\circ}\text{C}$, тогда течение можно считать

изотермическим, а среду баротропной. Среднее положение ударной волны находилось на расстоянии около 11.5 мм до выхода сопла.

Ввод дисперсной фазы осуществлялся с помощью трубки с проходным диаметром 0.5 мм, выведенной коаксиально с соплом на расстоянии в 35 мм вверх по потоку от критического сечения. Питание трубки осуществлялось путем вытеснения жидкости из питающего резервуара (рис. 2).

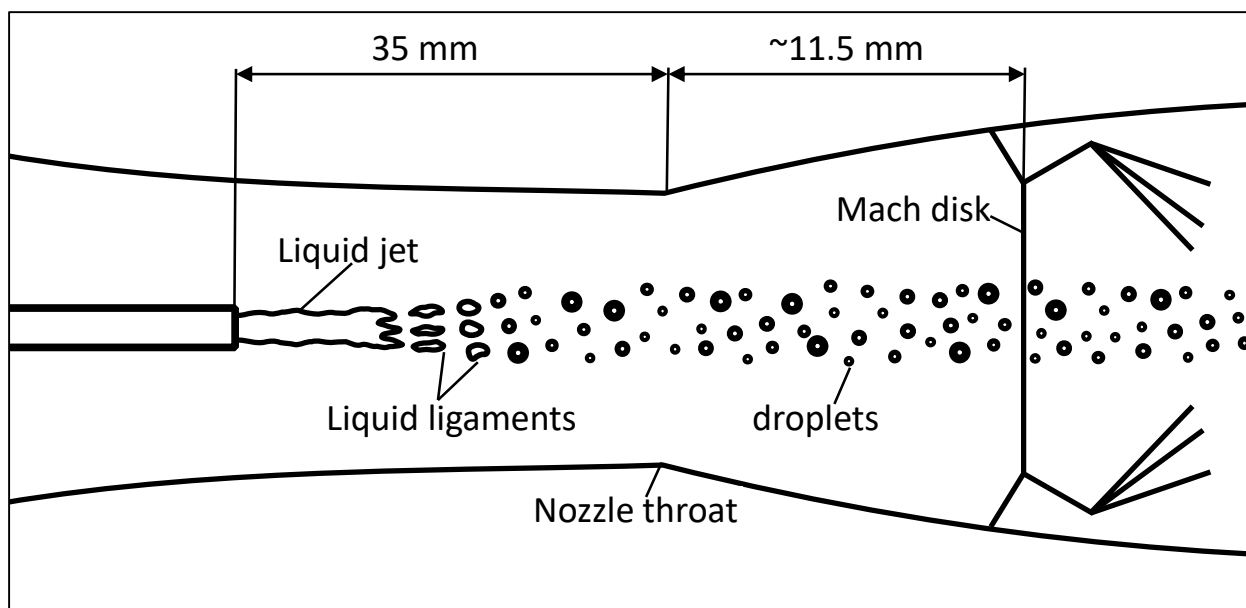


Рисунок 2. Схема двухфазного течения в рабочем участке

Давление вытеснения контролировалось с помощью прецизионного регулятора давления. При истечении из трубки струя жидкости претерпевала первичный распада (рис. 3), на расстоянии 3-5 мм происходило формирование жидких кластеров. Процесс соответствует описанному в [36]. Распад струи завершался на расстоянии 10-12 мм от выхода трубки. Результирующее распределение частиц по размерам лежало в диапазоне 10 - 100 мкм с максимумом в ~50 мкм.

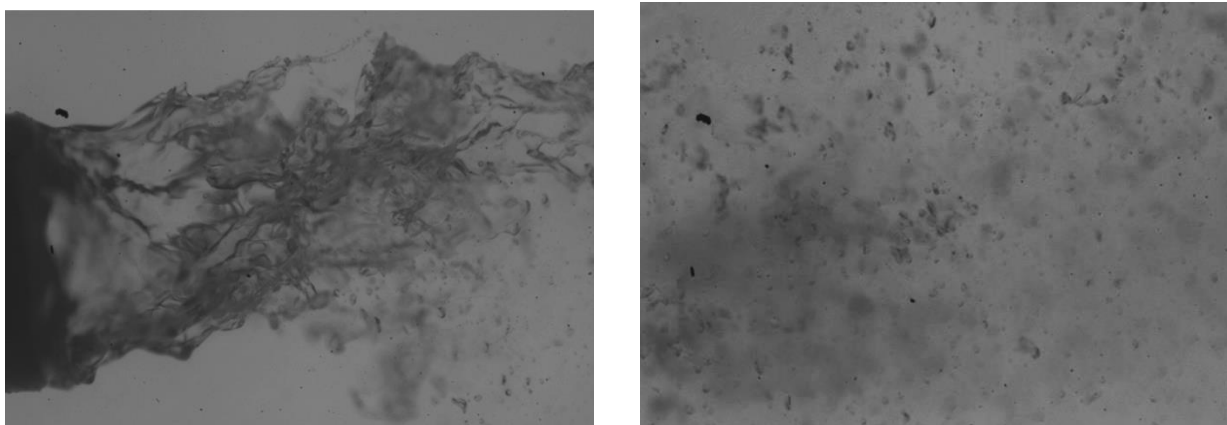


Рисунок 3. Первичная атомизация: слева – распад струи на выходе из трубки; справа – итог первичного распада на расстоянии 7 мм от выхода трубки.

Измерения двухкомпонентного поля скорости (продольная и поперечная компоненты) газовой фазы проводились с помощью методики анемометрии по изображениям частиц PIV (particle image velocimetry). PIV-система состояла из следующих элементов: CCD-камера ImperX B2020 с матричным разрешением 4 Мпикс; Nd:YAG-лазер Quantel Evergreen при энергии в импульсе 200 мДж, длительности импульса ~ 6 нс на длине волны 532 нм для подсветки трасеров; генератор аэрозоля на соплах Ласкина для засева потока трасерами (глицерин, размер частиц ~ 1 мкм); макрообъектив Sigma 105mm F2.8. Расчет полей скорости проводился с помощью ПО ActualFlow. Достижимая межкадровая задержка для такой системы составила ~ 300 нс. Погрешность определения скорости составила $\sim 4\%$ от максимального значения (550 м/с) [37].

Для визуализации процессов межфазного взаимодействия использовалась методика теневой фотографии с большим оптическим увеличением. Захват изображения проводился с помощью CCD-камера ImperX B4820 с матрицей разрешением 16 Мпикс, оснащенной длиннофокусным микроскопическим объективом Infinity K2/SC. Оптическое увеличение на расстоянии 200 мм составило 4.6:1, что соответствует разрешению ~ 1.6 мкм/пикс. Система подсветки состояла из лазерного излучателя (лазер Quantel Evergreen) и стеклянной кюветы, заполненной раствором люминесцентного красителя Rhodamine B с временем высвечивания ~ 2 нс. Сопло располагалось между экраном и объективом, чтобы

создать однородную фоновую засветку без спеклов. Малая глубина резко изображаемого пространства (~100 мкм) и короткая выдержка позволили получать пары изображений капель с резкими границами и отслеживать форму капель в динамике. Точность определения границы капли оценивалась в 2 мкм (~2-3 пиксела).

Глава 1. Характеристики газовой фазы

Двухкомпонентное поле скорости газа в рабочем участке измерялось с помощью методики PIV в отсутствие капель. Так как поле скорости восстанавливается по полю смещений частиц-трассеров, соответствующему максимуму корреляционной функции, для минимизации ошибок в потоке должны отсутствовать источники постороннего сигнала. Капли обладают большей отражающей площадью, и, как следствие, могут вносить существенный вклад в корреляционную функцию, приводя к появлению ошибок в определении векторов смещения и низкому разрешению итогового поля скорости [37]. Полученные мгновенные поля усреднялись по серии в 200 изображений. На рисунке 4 представлено среднее поле скорости в сопле с фоном в виде мгновенного изображения.

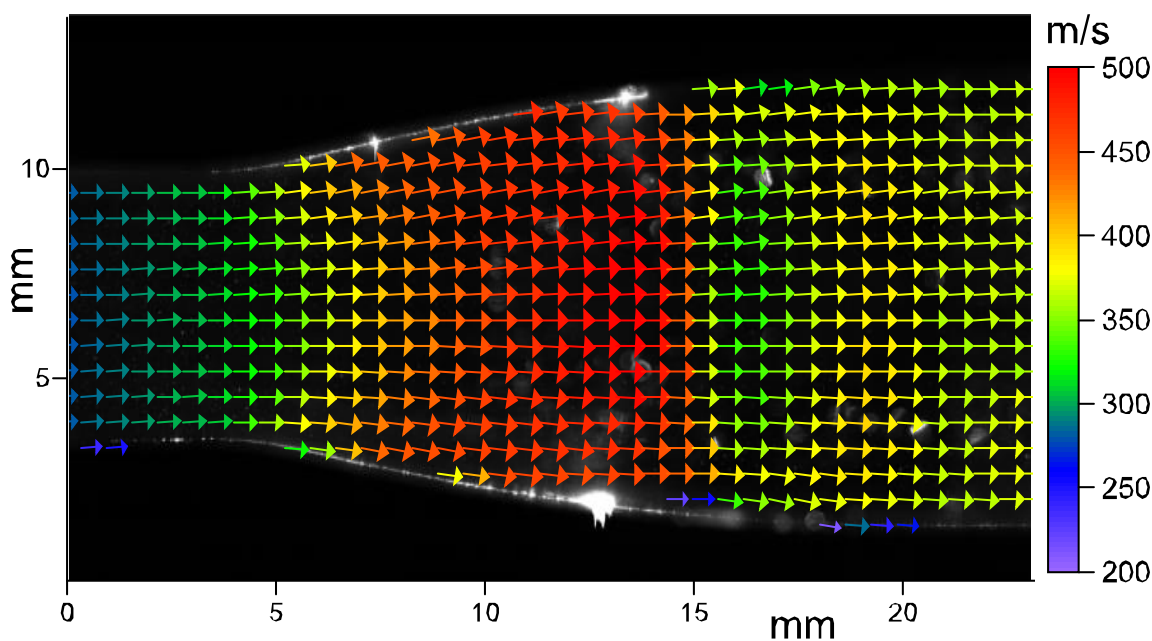


Рисунок 4. Двухкомпонентное поле скорости внутри сопла.

Измерение пульсационных компонент скорости показало, что течение ламинарное до положения фронта ударной волны. На рисунке 5 представлен

профиль среднеквадратичных продольных пульсаций $q = \frac{\overline{(u_x - U_x)^2}}{U_x^2}$ вдоль оси

симметрии сопла. Величина пульсаций составляет ~4% от среднего значения скорости, из чего можно заключить, что случайными пульсациями давления в этой

области можно пренебречь. Можно заметить, что в области фронта ударной волны величина пульсаций существенно вырастает, что связано с колебанием положения фронта.

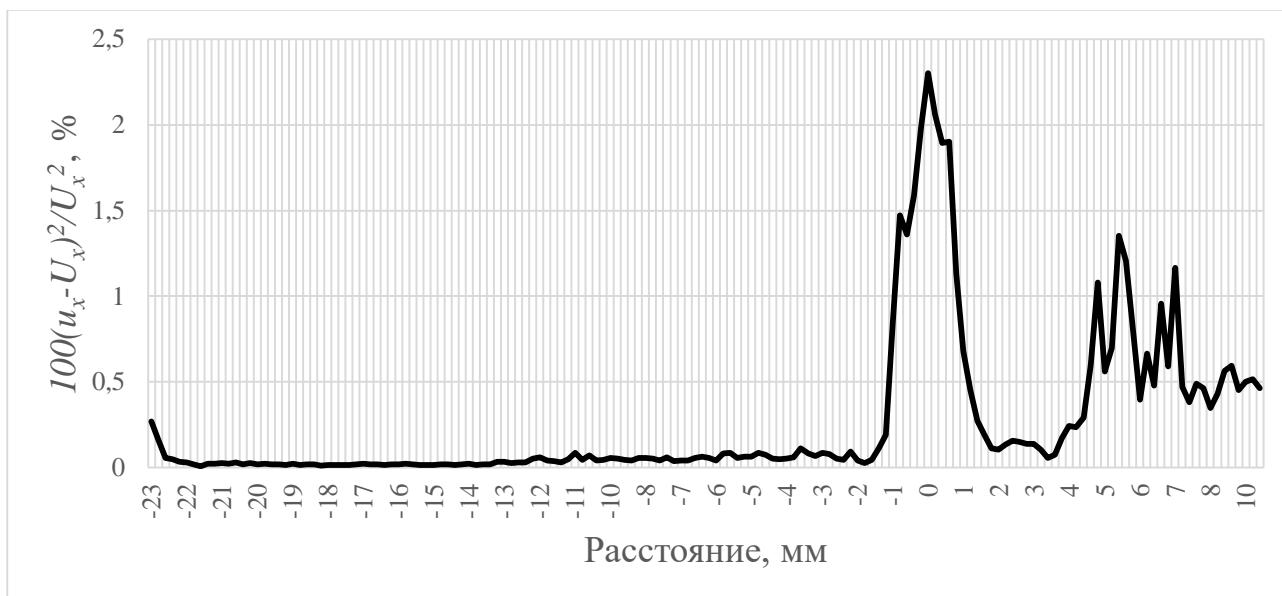


Рисунок 5. Распределение продольных пульсаций скорости в рабочем участке.

На рисунке 6 приведено поле напряжений Рейнольдса $R_{ij} = \overline{u_i u_j}$. Можно заметить, что в области около оси симметрии сопла величины не превышают значения в $\sim 30 \text{ м}^2/\text{с}^2$.

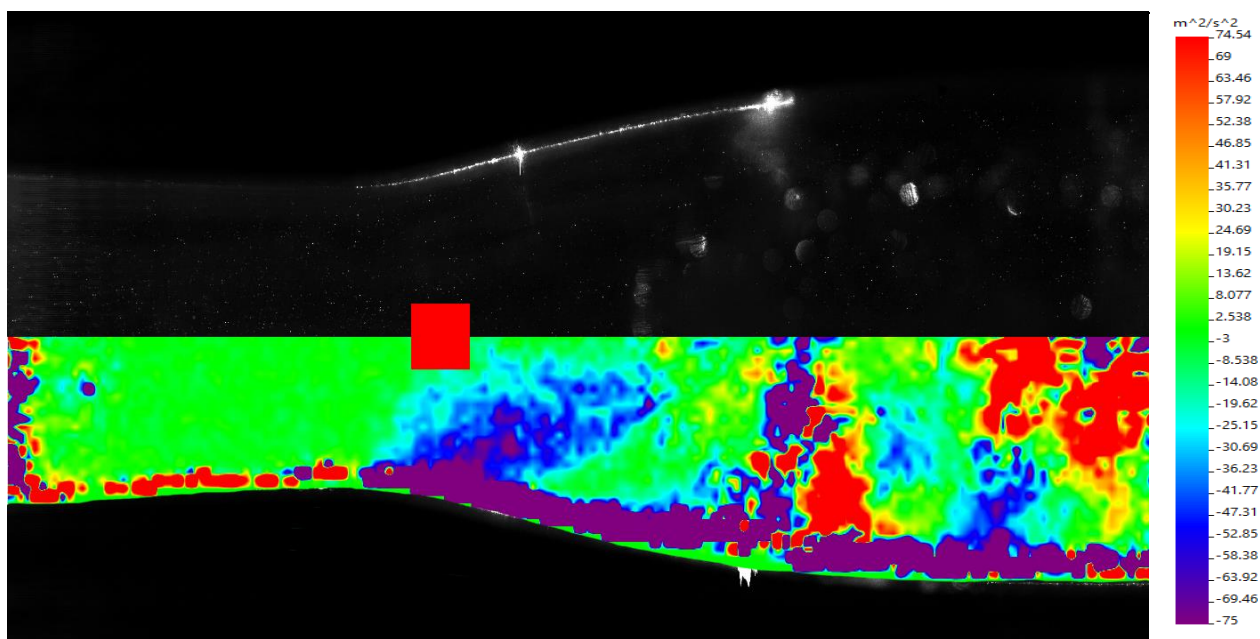


Рисунок 6. Поле напряжений Рейнольдса на фоне сопла.

Следовательно, можно считать, что напряжения Рейнольдса в этой области не создают дополнительных нагрузок на каплю, и распады происходят только ввиду касательного и нормального взаимодействия капли со средним течением. Для наглядности на рисунке приведена соответствующая область съемки при визуализации капель (поперечный размер окна ~3 мм, красный прямоугольник).

Профиль средней продольной компоненты газа представлен на рисунке 7. Поток плавно ускоряется, торможение наступает в области фронта ударной волны. За фронтом можно заметить области вторичного ускорения (кольца Маха).

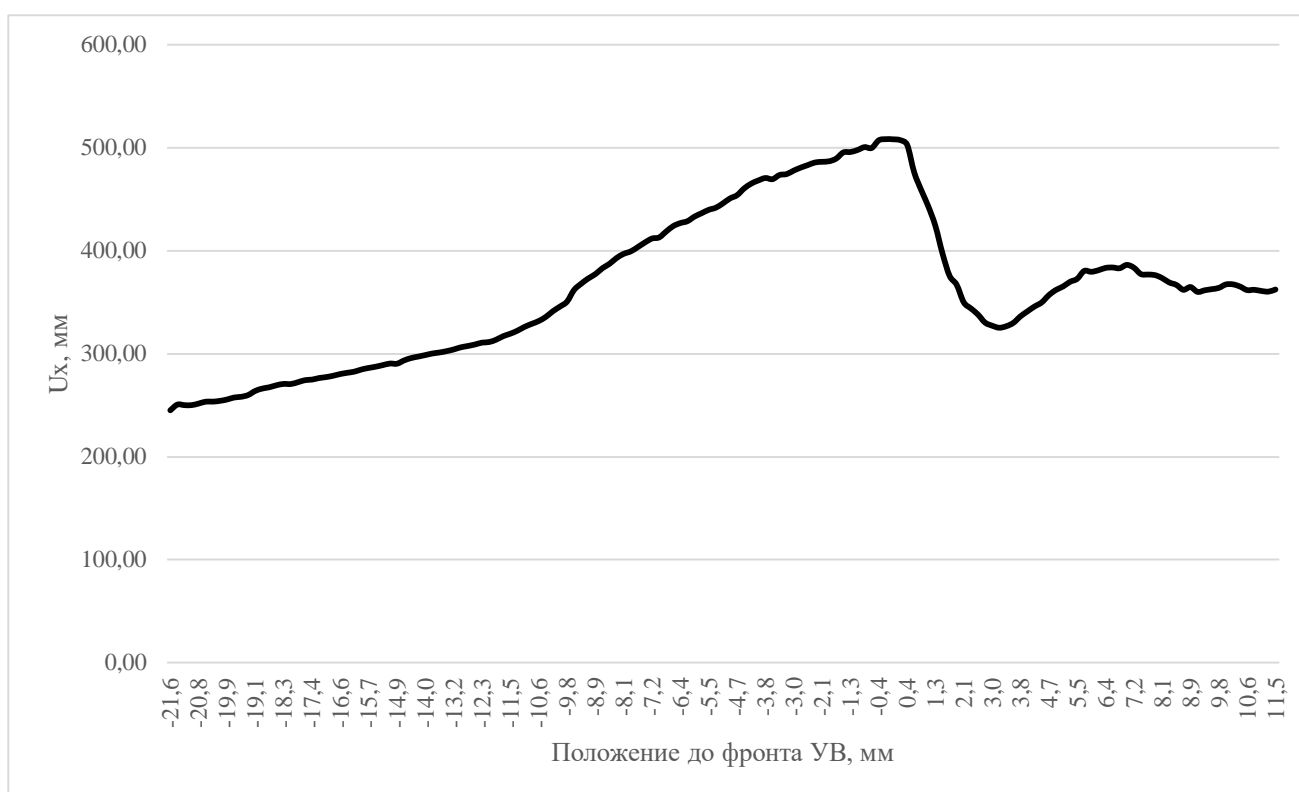


Рисунок 7. Продольный профиль средней скорости вдоль оси сопла

Для характеристики нагрузки на частицу при движении в рабочем участке можно ввести динамическое число Вебера, отражающее переменные внешние условия. Однако, при трансзвуковом течении совместно с давлением и локальной скоростью газовой среды изменяется также ее плотность. Тогда, помимо изменения локальной скорости потока, вклад в динамику числа Вебера оказывает локальное значение плотности среды. Восстановление профиля плотности газа проводилось с помощью встроенных в стенку сопла пьезорезистивных датчиков

давления. Выходы датчиков располагались на расстоянии -4.5 мм, 5.07 мм и 14.3 мм от критического сечения. Измеренное значение давления, совместно с профилем скорости и при условии баротропности, позволило восстановить профиль плотности вдоль оси сопла. Применяя условие сохранения массы в одномерном случае для единичного сечения вокруг оси симметрии сопла, где отсутствует поперечная компонента скорости, и выражение для интеграла Бернулли, сохраняющегося вдоль линии тока, имеем

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad (4)$$

$$p_1 + \frac{\rho_1 U_1^2}{2} = p_2 + \frac{\rho_2 U_2^2}{2} \quad (5)$$

Тогда, подставляя известное значение давления и скорости в двух точках на оси, получим профиль плотности до положения фронта ударной волны (рис. 8)

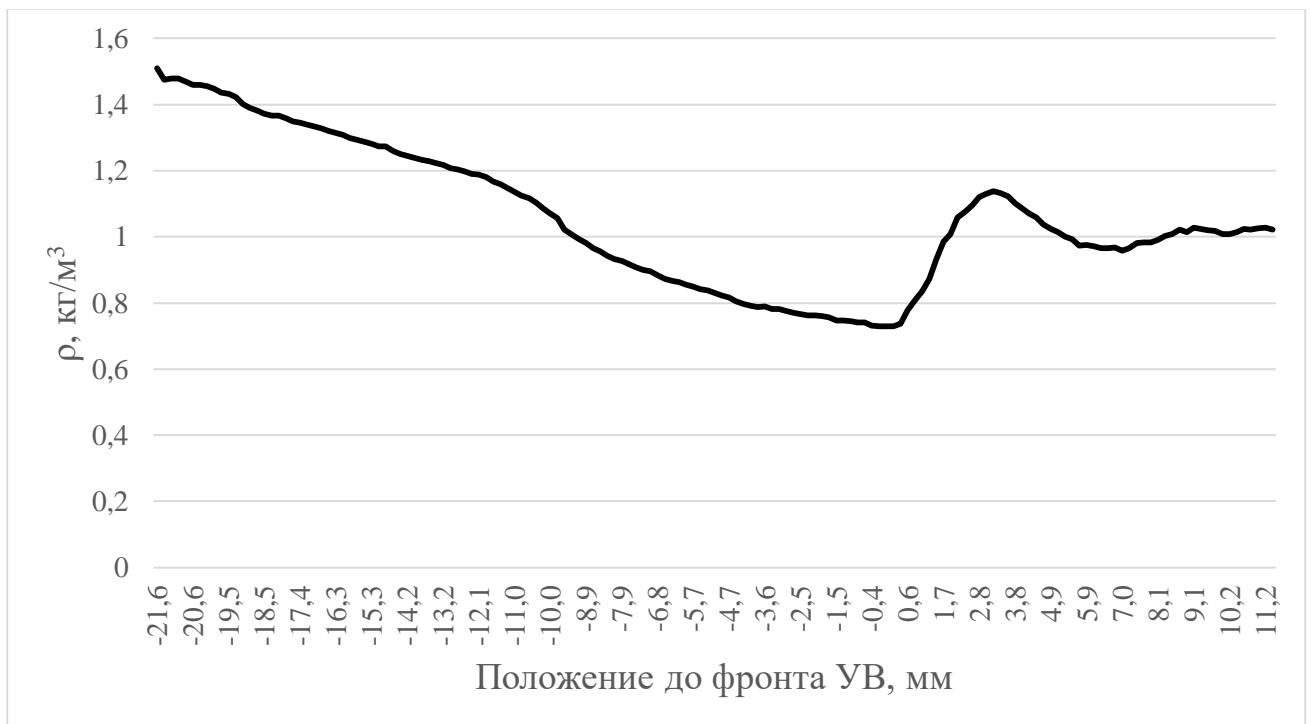


Рисунок 8. Восстановленный профиль плотности вдоль оси сопла.

Глава 2. Капельное течение

Применение методики теневой фотографии с большим оптическим увеличением позволило получить пары последовательных изображений стадий динамики капель. В качестве рабочей жидкости применялась дистиллированная вода, число Онезорге для капель 30 мкм составляет $Oh \sim 0.013$. Типичное изображение представлено на рис. 9.

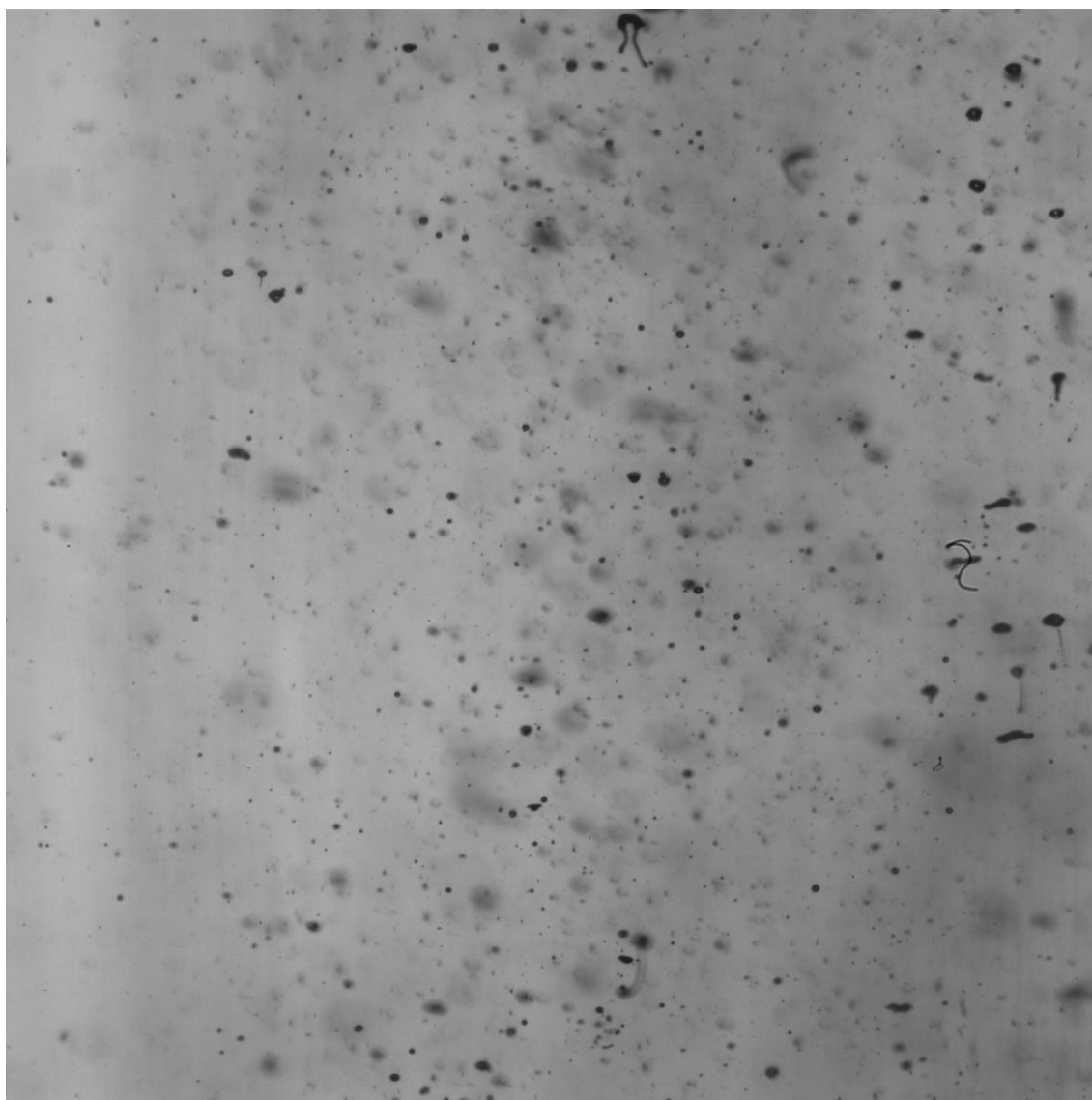


Рисунок 9.

Размер и концентрация частиц в измерительном объеме малы по сравнению с размерами канала. При типичном применявшемся расходе жидкости в ~ 30 мл/с,

отношение объемных загрузок фаз можно оценить в 0.1% соответственно. Тогда течение можно рассматривать слабозагроможденным, пренебрегая влиянием капель на структуру газового потока. Однако не исключено взаимное влияние вихревых структур, образованных от обтекания капель, на соседние (рис. 10).

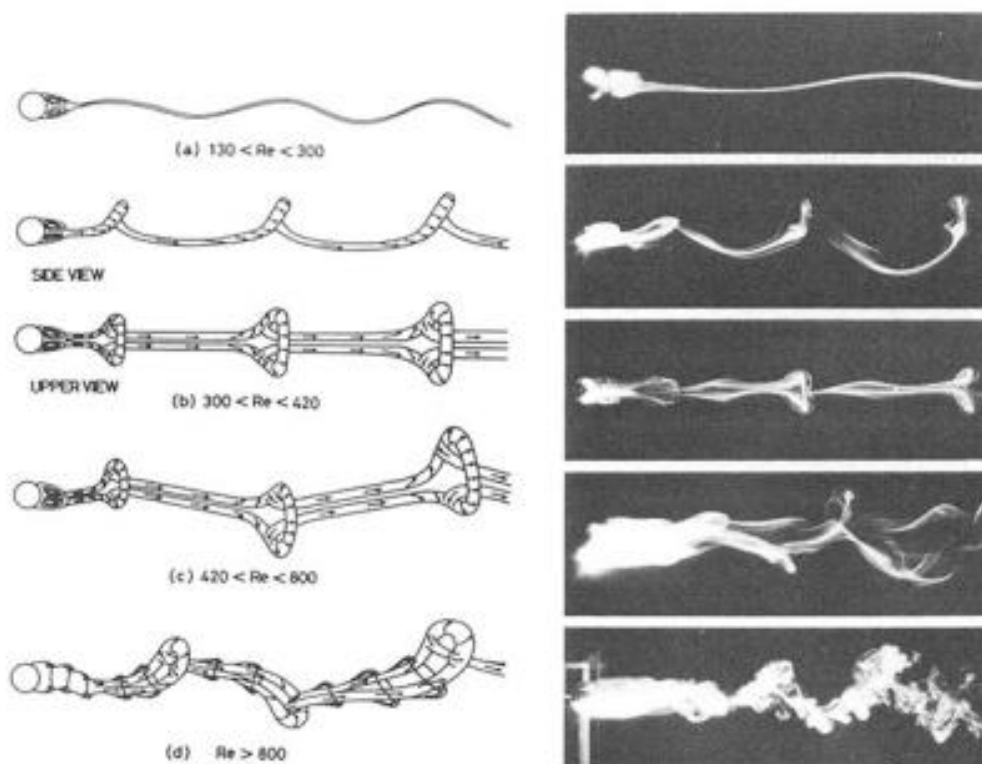


Рисунок 10. Структура течения вокруг сферы [38].

С целью изучения динамики капель, были получены картины двухфазного течения на расстояниях 15 мм до среднего положения фронта УВ с шагом в 3 мм (одно измерительное окно) по направлению течения (9 положений). Для каждого положения измерения набиралась выборка в 100 изображений при 3 значениях межкадровой задержки: 800, 1500 и 2800 нс. Из анализа экспериментальных изображений были получены статистические данные по продольным и поперечным размерам, динамике скорости капель при движении в сопле, а также зафиксированы стадии распадов капель. Движение капель рассматривалось в условиях осевой симметрии, и объем капли подсчитывался по формуле для объема сфероида (эллипсоида вращения)

$$V = \frac{1}{6} \pi d_x d_y^2 = \frac{1}{6} \pi d^3, \text{ где } d_x \text{ - продольный размер}$$

капли, d_y -поперечный размер, d -диаметр сферы, эквивалентной по объему. Статистические данные по размеру и форме капель представлены на рис. 11.

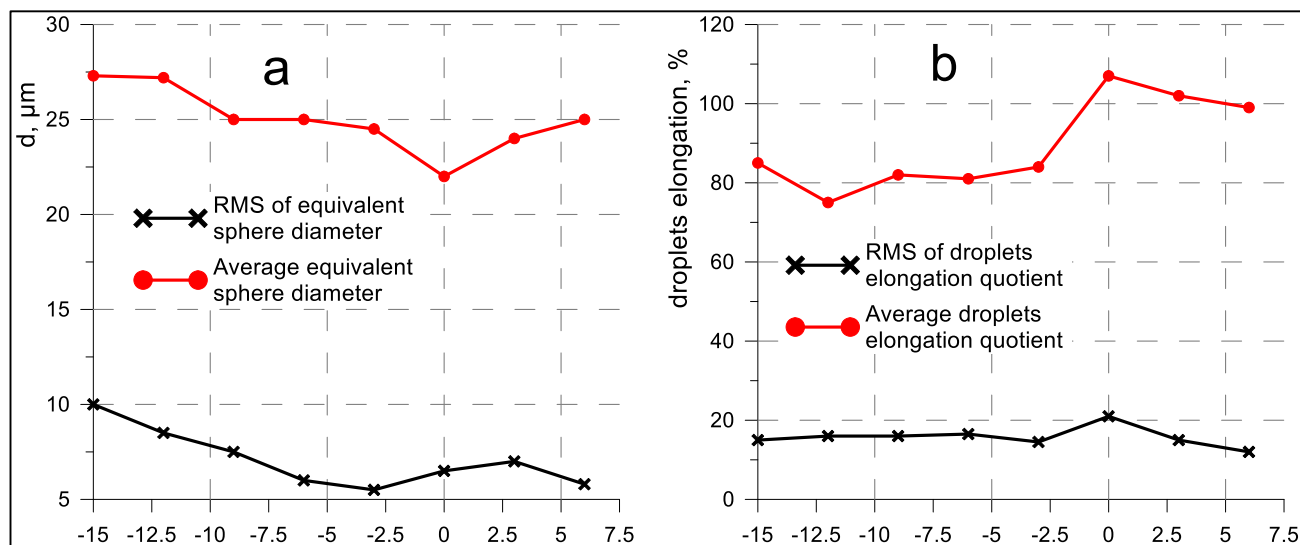


Рисунок 11. Средний размер (а) и форма (б) нераспавшихся капель от расстояния до фронта УВ.

Средний размер падает при приближении к фронту УВ, что можно однозначно связать с процессом распада капель. Во всей области измерения средний размер лежит в диапазоне $d \sim 22-28$ мкм, а наибольший вес в распределении по размерам имели 16- и 40-мкм капли, которые стабильно присутствовали вверх и вниз по течению от фронта УВ. Такие капли испытывали осцилляции формы: до фронта ударной волны капли сжаты в продольном направлении, а вблизи форма возвращается к сферической, что связано с падением нагрузки. В то же время, за исключением случаев, рассмотренных далее, они не претерпевали распада. Кроме того, во всей измерительной области наблюдались капли $d > 55$ мкм, которые должны были распадаться, хотя их количество не превышало $\sim 3\%$ от общего количества капель. Скачок среднего размера после фронта может быть связан с коалесценцией капель, вызванной колебанием его положения (что свойственно для трансзвуковых потоков [39]) – быстрые капли догоняют уже замедленные за фронтом. Характерное число Рейнольдса для наблюдаемых капель не превышало $Re \sim 300$.

Капли одинакового поперечного размера, но разной формы обладают разной скоростью вследствие разницы в площади лобовой поверхности, входящей в коэффициент лобового сопротивления, что, в свою очередь, влияет на величину действующих на каплю аэродинамических сил. Поэтому для общей оценки движения капель применяются среднеразмерные. На профиле скорости одиночной капли (рис. 12) можно видеть линейный участок разгона. После прохода фронта скорость капель в наблюдаемой области в среднем сохраняется.

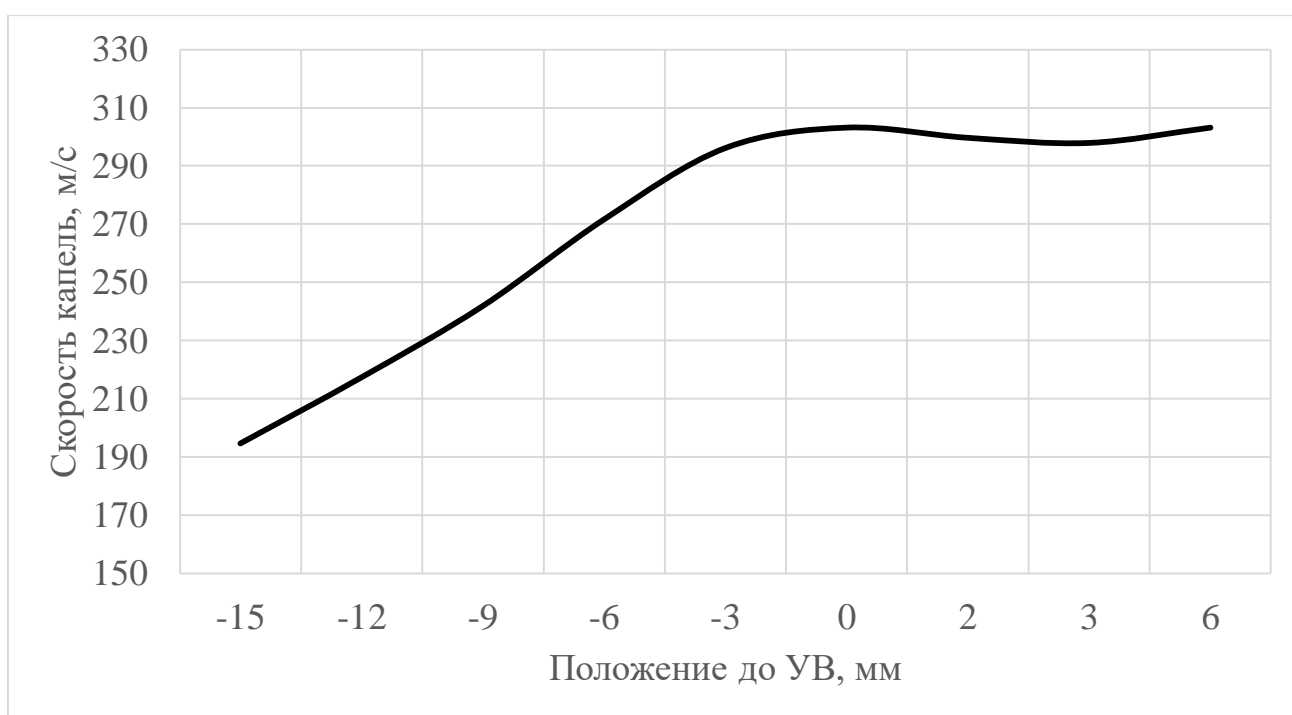


Рисунок 12. Профиль скорости капель $d=28$ мкм.

Благодаря оптимизации оптического пути подсветки, удалось зафиксировать совместно область скачка уплотнения газа и проходящие через нее капли. Анализ показал, что непосредственно на фронте капли не испытывают нагрузок, достаточных для распада (рис. 13), что совпадает с оценками в работе [40], в которой анализируется финальный дисперсный состав по размерам.

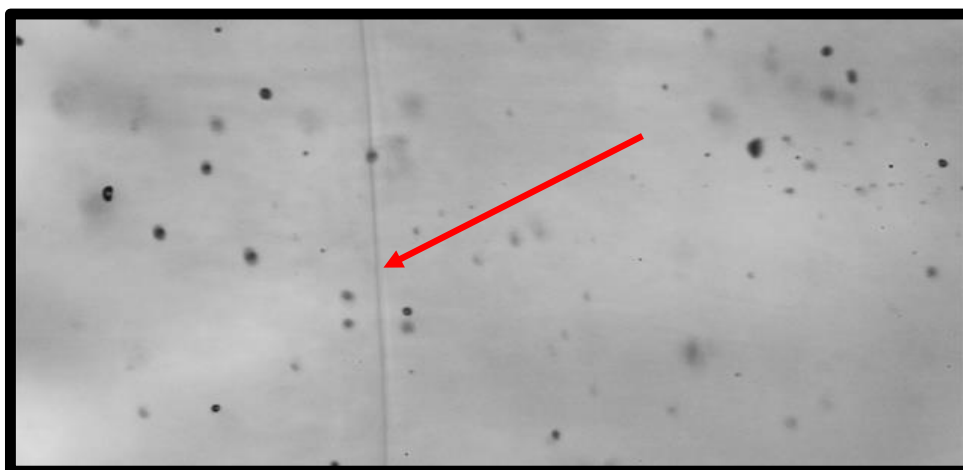


Рисунок 13 Совместная визуализация фронта УВ и капель.

Наибольшую нагрузку капли испытывают в области УВ, где разница скоростей фаз максимальна, однако в эту область приходят только мелкие капли, являющиеся продуктами первичного распада струи или распада более крупных капель выше по потоку (рис. 14). Тогда локальной нагрузки оказывается недостаточно для распада малых капель. Разница скоростей фаз не превышала локальную скорость звука в газе и варьировалась в диапазоне от 90 до 200 м/с.

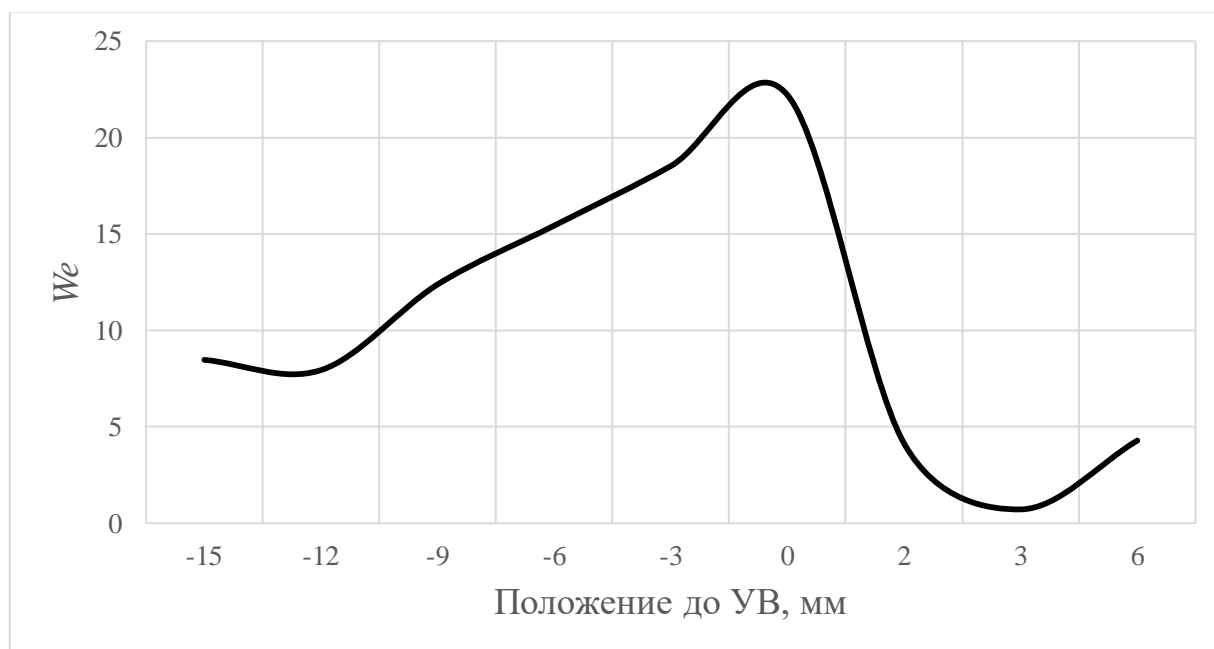


Рисунок 14. Распределение числа Вебера вдоль рабочего участка для $d=30$ мкм.

Глава 3. Динамика капель в сверхзвуковом потоке

В процессе анализа были обнаружены образы капель, проходящих стадии ранее описанных в литературе распадов. Чаще всего встречаются распад по типу «парашют» и «мультипарашют» (рис. 15).

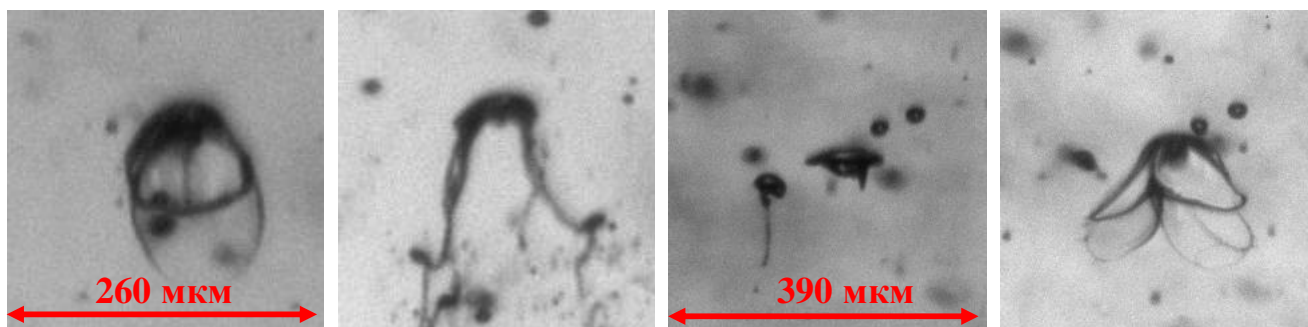


Рисунок 15. Последовательные стадии распада типа «парашют» (а) и «мультипарашют» (2800 нс) (б).

Для капель диаметром 15 мкм максимальное значение We было ниже значения для распада типа «парашют». Для капель 30 мкм и большего размера в сверхзвуковом ускоряющемся потоке We достигали значений, обычно соответствующих диапазону распадов типа «парашют» и «парашют со струйкой» ($12 < We < 50$) [24].

Сценарий типа «парашют» вызван ростом неустойчивости на поверхности капли. Число волн, которые образуются на поверхности, определяет количество выдуваемых «парашютов», присоединенных к общему торообразному основанию аналогично описанным в [41]. После достижения максимального размера «парашюта», пленка рвется с образованием двух длинных жгутов. Далее жгуты и кольцо распадаются на отдельные капли аналогично большим [42]. Число Вебера для такого распада находилось в диапазоне $We \sim 14-20$. Как было указано выше, в потоке присутствовали капли $d > 55 \mu\text{м}$. Тогда можно сказать, что для распада типа «парашют» значения We имели несколько повышенное значение. Такое различие объясняется малостью капель, и, как следствие, высоким значением сил поверхностного натяжения. Кроме того, наблюдались случаи, когда завершающая стадия одного механизма распада являлась начальной для другого, что можно считать каскадным распадом.

Обнаружена вариация режима типа «вытягивания».

Форма капли и форма истекающей из нее струйки отличались от упоминаемого в литературе [43]; капля была недеформированной, а образованная струя была единственной. При таком механизме

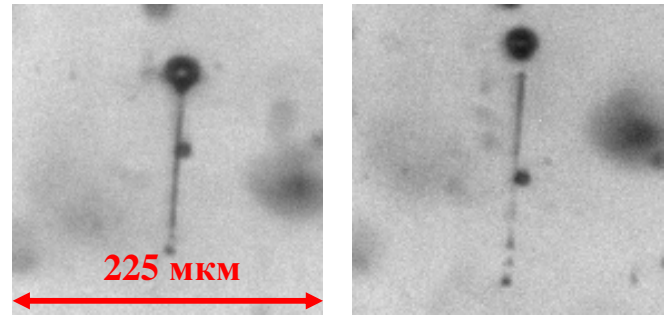


Рисунок 16. Стадии распада струйки, межкадровая задержка 800 нс.

из недеформированной сферической капли вытекает струйка, распад которой идет в результате развития поверхностной неустойчивости для цилиндрической струи (см. рис. 16, поток направлен сверху вниз). Инкремент роста неустойчивости определяется дисперсионным соотношением в виде [44]

$$w^2 = \frac{\sigma}{\rho R_0^3} k R_0 \frac{I_1(k R_0)}{I_0(k R_0)} (1 - k^2 R_0^2) \quad (6)$$

где w -скорость нарастания неустойчивости, R_0 -радиус недеформированной струи, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ -волновое число, I_1 и I_0 – модифицированные функции Бесселя.

Переходя к критической длине волны [45], получаем

$$\lambda = \sqrt{\frac{\sigma}{|\rho_d - \rho_g| a}} \quad (7)$$

где a – ускорение, направленное от внешней среды к поверхности струи.

Учитывая, что такой сценарий встречался во всей области измерений, можно заключить, что одна и та же капля могла многократно претерпевать такой распад при движении в сопле, постепенно теряя массу.

С помощью полученных экспериментальных изображений был непосредственно измерен размер капель, образующихся после разрушения струйки.

Совместно с этим проводилась оценка теоретической длины волны максимального роста на поверхности струи в зависимости от локальных условий

течения. Сравнение показало, что размер образующихся при распаде струи капель соответствует оценке для локальной критической длины волны с точностью до 10% (рис. 17).

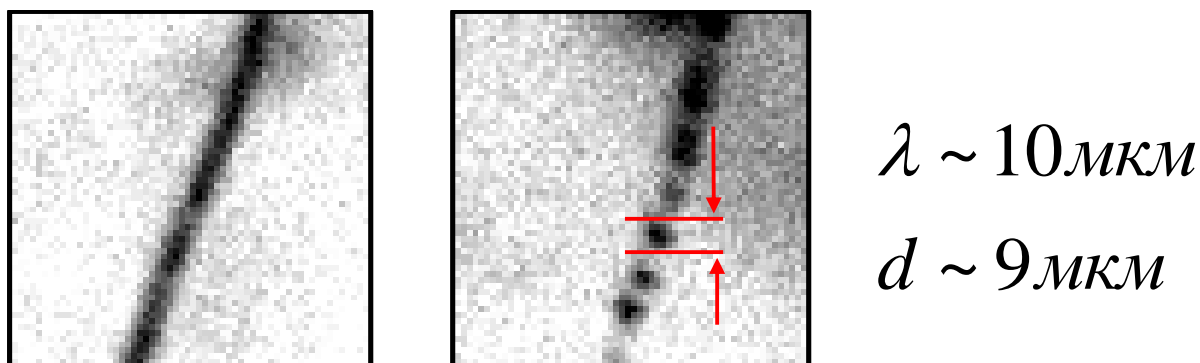


Рисунок 17. Пример сравнения образовавшихся капель и оценки длины волны неустойчивости. Поток газа направлен вниз.

Процесс образования струйки остается неразрешенным. Подобный сценарий ранее был ранее представлен в работе [43] в условиях сильно разреженного газового потока и высоких значений числа Маха для характерных размеров капли ~ 1 мм. Тогда, при сохранении значения We и изменении размеров капли от 1000 до 50 мкм, касательная нагрузка вырастает в ~ 22 раза. Предполагается, что процесс образования струи вызван совместным действием увеличенных значений касательных напряжений, которое вызывает рост давления внутри капли, а также падением давления в области потока газа за каплей. Тогда можно характеризовать механизм как аналог кумулятивной струи, при котором градиент давления приводит к выбросу массы жидкости.

Был проанализирован набор из 300 случаев распада типа «вытягивания». Анализ размеров недеформированных капель совместно с объемом вытянутой струи показал, что объем струи имеет зависимость от значения локального числа Рейнольдса (рис. 21).

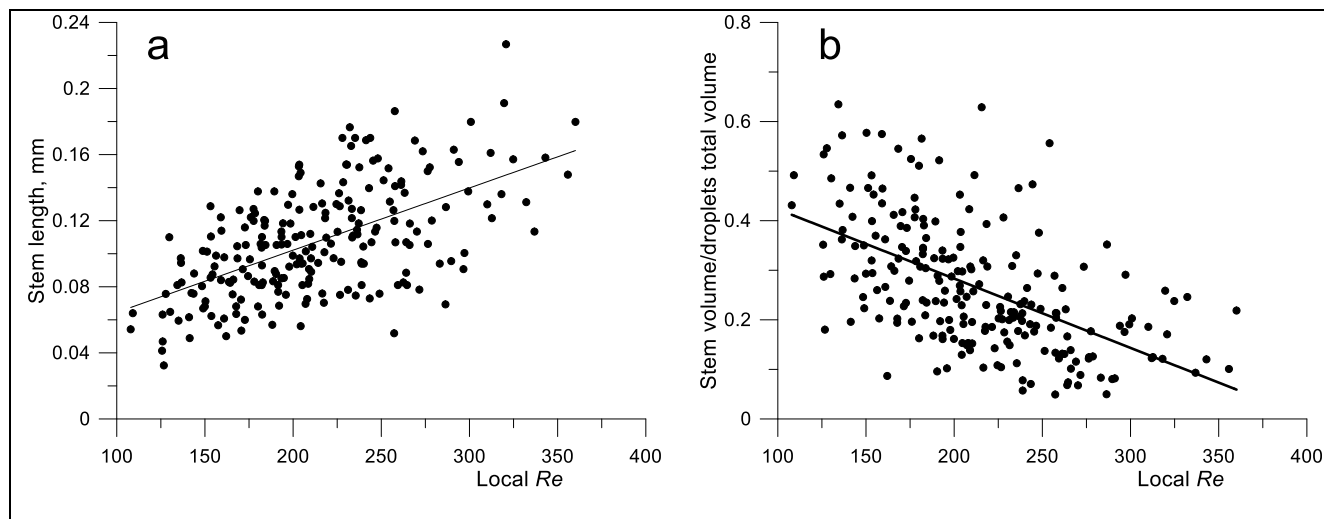


Рисунок 21. Распределение длины (а) и отношения объема струи к полному объему капли и струи (б) от локального числа Рейнольдса.

Большой разброс в данных объясняется тем, что, ввиду чувствительности распада к внешним условиям и возможности регистрации процессов только в двух последовательных стадиях, в статистике присутствуют данные как по уже вытянутым, так и только развивающимся струям. На графике (а) видно, что высоким значениям локального числа Рейнольдса соответствует большая длина струи, в то время как отношение объем струи к полному объему капли падает (б).

Глава 4. Динамика капель при вариации характеристик дисперсной фазы

С целью расширения диапазона достигаемых значений чисел Вебера при сохранении низких значений числа Онезорге ($Oh < 0.1$), были проведены эксперименты для набора жидкостей, отличающихся по плотности, коэффициенту поверхностного натяжения и вязкости. В таблице 1 представлены указанные характеристики в соответствии с типом используемой жидкости. Значения характеристик были взяты из литературных источников [46], [47], [48], [49].

	$\sigma, \text{Н/м}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$\mu, \text{Па}\cdot\text{с}$	Oh
Вода/ этанол (70/30)				~
Вода/ глицерин (60/40)	8			~
Ацетон				~
Вода				~0.01

Таблица 1. Параметры и число Онезорге для капель $d=50$ мкм.

Компонентный состав жидкостей обусловлен плавным изменением значений характеристик. Видно, что величина вязкости для всех жидкостей меняется, а вода и водно-глицериновая смесь имеют схожее значение коэффициента поверхностного натяжения. Массовые доли исходных компонент соединялись для достижения объема итоговой смеси в 3 л (как известно, вода смешивается с этанолом и глицерином в любых количествах). После соединения готовая смесь перемешивалась до однородности. В следствие эффекта контракции, свойственного бинарным смесям вода-этанол и вода-глицерин, происходило выделение тепла, и раствор отстаивался до достижения комнатной температуры. Далее плотность готового раствора проверялась с помощью лабораторного ареометра. Точность значения плотностей приготовленных смесей оценивалась в 5%.

Эксперимент при вариации характеристик проводился в условиях, аналогичным условиям для дистиллированной воды, однако результаты оказались несколько

отличными. Измерение скоростей капель жидкостей показало, что плотность играет существенную роль при ускорении частиц. На рис. 22 представлено сравнение профилей скорости для частиц размером $d=30$ мкм. Можно заметить, что с ростом плотности скорость частиц падает.

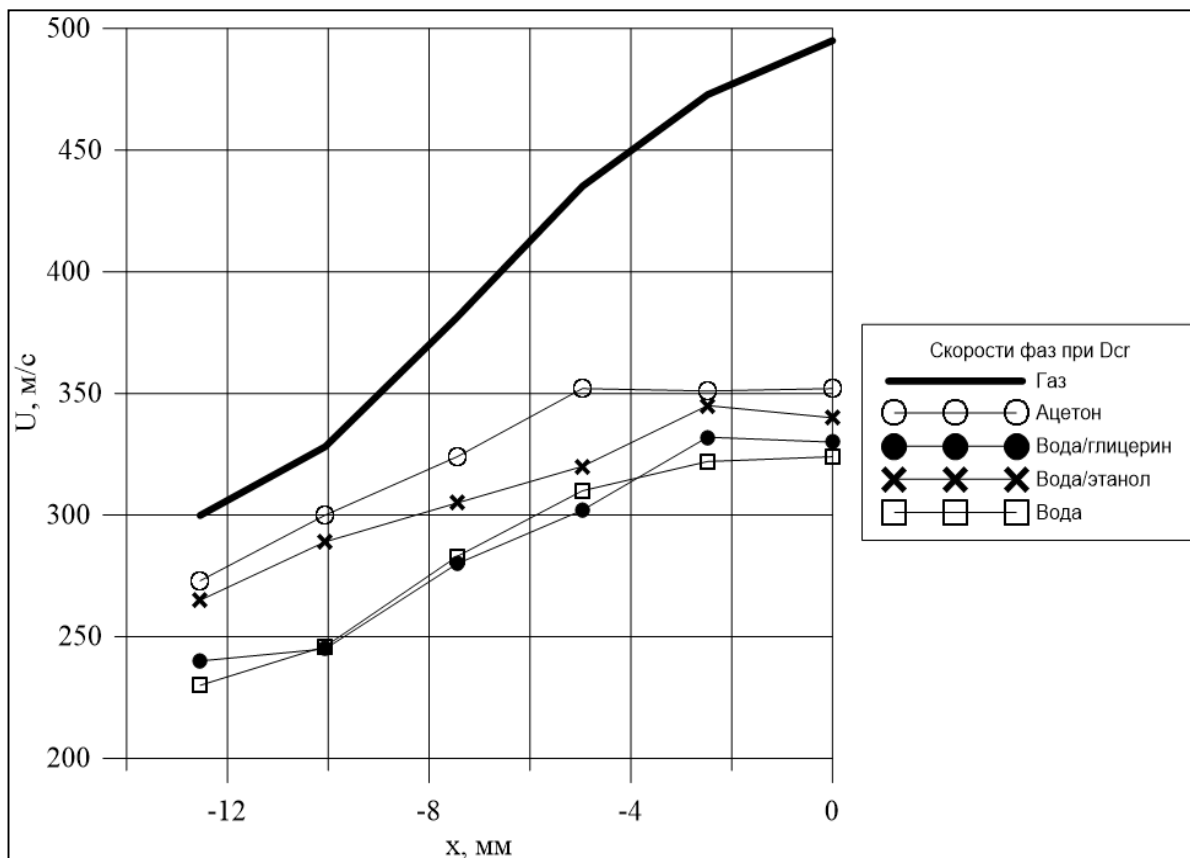


Рисунок 22.

Результаты экспериментов показали, что картины распада структурно соответствуют ранее полученным картинам для воды, однако имеют некоторые особенности (рис. 23). Так, распределение массы в образующихся формах отличается. При распаде типа парашют для капель более вязких жидкостей масса концентрируется в торообразном основании, и итоговый дисперсный состав после распада характеризуется большим средним размером капель: тор распадается на частицы большего размера.

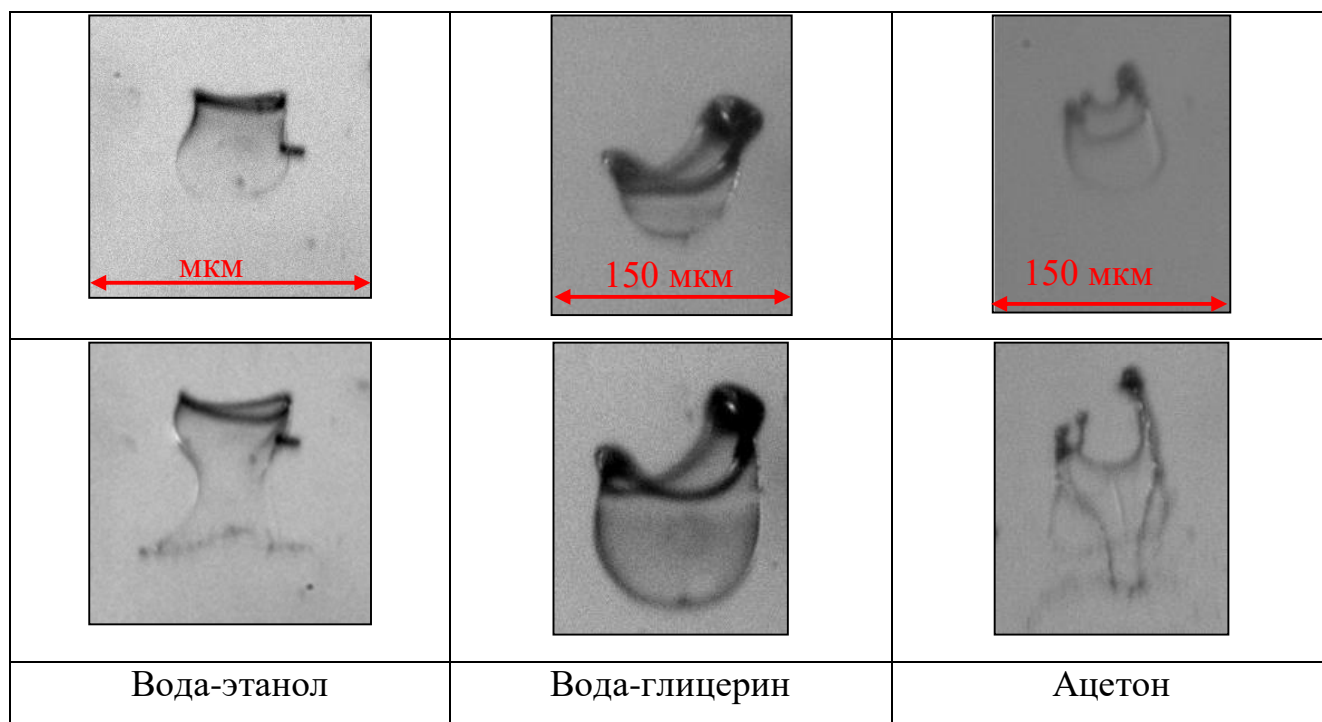


Рисунок 23. Типичный распад «парашют» для различных жидкостей.

Отличия также были в размере капель, присутствовавших во всей измерительной области, для разных жидкостей. Для водно-глицериновой смеси такой размер капель оказался несколько больше остальных и составил ~ 30 мкм. Для ацетона и водно-этаноловой смеси он составил ~ 20 мкм.

Указанный для воды сценарий распада типа «вытягивание» также наблюдался для капель других жидкостей. Анализ картин распада найденного механизма подтвердил близкое сходство размера образующихся от распада струйки капель и локальной критической длины волны поверхностной неустойчивости (см. табл. 2).

	d , мкм	λ_{cr} , мкм
Вода/этанол (70/30)	~ 7	~ 9
Вода/глицерин (60/40)	~ 9	~ 11
Ацетон	~ 8	~ 10
Вода	~ 10	~ 9

Таблица 2. Сравнение размеров капель после распада и локальной критической длины волны

Таким образом, относительно вариации характеристик рабочей жидкости можно заключить следующее: плотность оказывает влияние на ускорение частиц и на

относительную скорость, что может привести к разнице в режиме обтекания капли и итоговому распределению касательных напряжений на поверхности капли; вязкость влияет на распределение массы в механизме распада типа «парашют», следовательно, приводит к отличию в распределении по размерам результатов распада; поверхностное натяжение определяет усилие, необходимое для развития поверхностных неустойчивостей, а также определяет критический размер капель, которые могут образовываться.

Заключение

1. Проведена серия экспериментов по наблюдению двухфазного потока в условиях высокого временного и пространственного разрешения при трансзвуковых скоростях течения.
2. Распад капель происходит в разгонной области газового потока, в то время как для малых капель, проходящих фронт ударной волны, скачкообразное изменение скорости газа не приводит к распадам, что подтверждается работами других авторов.
3. Выявлено общее соответствие механизмов распада микрометровых капель механизмам, ранее встречавшимся при распаде миллиметровых капель. Однако анализ показал, что величины числа Вебера для малых капель при сценарии типа «парашют» происходят при несколько повышенных значениях числа Вебера.
4. Дано описание распада капель через образование струйки. Струя вытягивается из капли по направлению потока и разрушается ввиду развития поверхностных неустойчивостей.
5. Показано влияние свойств жидкости на динамику капель. Капли различных жидкостей одного размера испытывают разное ускорение при движении в сопле. Эффект является комплексным, так как: разница в плотности ведет к различной инерционности; отличие в поверхностном натяжении приводит к различию в форме, приобретаемой каплями при аэродинамическом воздействии, и, как следствие, разнице в аэродинамическом сопротивлении. Вязкость влияет на результат распада, что проявляется в отличии форм частей капли: в более вязких жидкостях основная масса сосредоточена в торообразном основании, что может приводить к увеличению доли крупных капель в результате распада.

Список статей по теме диссертации

1. Mikhail Ryabov, Oleg Gobyzov, Konstantin Inzhevatkin, Artur Bilsky.
Experimental investigation of submillimeter droplet disruption in supersonic flow // Proceedings of the 12-th International conference “Two-Phase Systems for Space and Ground Applications”. – Novosibirsk, Russia, 2017. – pp. 33 – 34
2. S.V. Poplavski, V.M. Boikom O.A. Gobyzov, M.N. Ryabov, A.V. Bilsky.
Experimental study of the breakup of microdrops and drops of natural size in gradient flows // AIP Conference Proceedings. - 2018. - Vol. 2027: 19
International conference on the methods of aerophysical research (ICMAR 2018), Novosibirsk. - Art. 020003 (7 p.). - doi: 10.1063/1.5065081

Апробация результатов

1. Mikhail Ryabov, Oleg Gobyzov, Konstantin Inzhevatkin, Artur Bilsky.
Experimental investigation of submillimeter droplet disruption in supersonic flow // 12-th International conference “Two-Phase Systems for Space and Ground Applications”. – Novosibirsk, Russia. -11-15, september. - 2017. (Стендовый доклад)
2. Рябов М.Н., Гобызов О.А., Бильский А.В. Исследование высокоскоростного газочапельного течения с применением методов оптической диагностики // IV Всероссийская Школа-семинар Панорамные Методы Диагностики Поток. – Новосибирск. - Июнь 19 – 22. – 2018.
3. S.V. Poplavski, V.M. Boiko, O.A. Gobyzov, M.N. Ryabov, A.V. Bilsky.
Experimental study of the breakup of microdrops and drops of natural size in gradient flows // XIX INTERNATIONAL CONFERENCE ON THE METHODS OF AEROPHYSICAL RESEARCH. – August 13 – 19. - 2018. - Novosibirsk, Russia. (приглашенный доклад)

Список использованной литературы

- [1] J. C. LASHERAS, E. VILLERMAUX, and E. J. HOPFINGER, “Break-up and atomization of a round water jet by a high-speed annular air jet,” *J. Fluid Mech.*, vol. 357, pp. 351–379, 1998, doi: 10.1016/j.ces.2012.05.007.
- [2] F. Maroteaux, D. Llory, J. F. Le Coz, and C. Habchi, “Liquid film atomization on wall edges - Separation criterion and droplets formation model,” *J. Fluids Eng. Trans. ASME*, vol. 124, no. 3, pp. 565–575, 2002, doi: 10.1115/1.1493811.
- [3] R. G. Eldridge, “Haze and Fog Aerosol Distributions,” *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 23, no. 5. pp. 605–613, 1966, doi: 10.1175/1520-0469(1966)023<0605:hafad>2.0.co;2.
- [4] M. Wilczek, W. Tewes, S. Engelnkemper, S. V. Gurevich, and U. Thiele, “Sliding Drops: Ensemble Statistics from Single Drop Bifurcations,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 119, no. 20, pp. 1–6, 2017, doi: 10.1103/PhysRevLett.119.204501.
- [5] H. H. Chiu and T. M. Liu, “Group combustion of liquid droplets,” *Combust. Sci. Technol.*, vol. 17, no. 3–4, pp. 127–142, 1977, doi: 10.1080/00102207708946823.
- [6] R. I. Crane, “Droplet deposition in steam turbines,” *Proc. Inst. Mech. Eng. Part C J. Mech. Eng. Sci.*, vol. 218, no. 8, pp. 859–870, 2004, doi: 10.1243/0954406041474200.
- [7] J. A. Bossard and R. E. Peck, “Droplet size distribution effects in spray combustion,” *Symp. Combust.*, vol. 26, no. 1, pp. 1671–1677, 1996, doi: 10.1016/S0082-0784(96)80391-2.
- [8] A. A. Nizami, “Droplet Size Effects on NO_x,” *Symp. Combust.*, vol. 105, no. x, pp. 791–796, 2018.
- [9] W. Yuan, A. C. Hansen, M. E. Tat, J. H. Van Gerpen, and Z. Tan, “Spray, ignition, and combustion modeling of biodiesel fuels for investigating NO_x emissions,” *Trans. Am. Soc. Agric. Eng.*, vol. 48, no. X, pp. 933–939, 2005.
- [10] S. H. Park, I. M. Youn, Y. Lim, and C. S. Lee, “Influence of the mixture of gasoline and diesel fuels on droplet atomization, combustion, and exhaust emission characteristics in a compression ignition engine,” *Fuel Process. Technol.*, vol. 106, pp. 392–401, 2013, doi: 10.1016/j.fuproc.2012.09.004.
- [11] J. Hayashi, J. Fukui, and F. Akamatsu, “Effects of fuel droplet size distribution on soot formation in spray flames formed in a laminar counterflow,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 34, no. 1, pp. 1561–1568, 2013, doi: 10.1016/j.proci.2012.06.019.
- [12] N. Chigier, “The Future of Atomization and Sprays Norman Chigier Department of Mechanical Engineering Carnegie Mellon University Pittsburgh , PA USA,” *Combustion*.
- [13] J. Lin, L. Qian, H. Xiong, and T. L. Chan, “Effects of operating conditions on droplet deposition onto surface of atomization impinging spray,” *Surf. Coatings Technol.*, vol. 203, no. 12, pp. 1733–1740, 2009, doi: 10.1016/j.surfcoat.2009.01.009.
- [14] P. Meakin, “Droplet deposition growth and coalescence,” *Reports Prog. Phys.*, vol. 55, no. 2, pp. 157–240, 1992, doi: 10.1088/0034-4885/55/2/002.
- [15] M. Ahmad, M. Casey, and N. Sürken, “Experimental assessment of droplet impact erosion resistance of steam turbine blade materials,” *Wear*, vol. 267, no. 9–10, pp. 1605–1618, 2009, doi: 10.1016/j.wear.2009.06.012.
- [16] J. Maybank, K. Yoshida, and R. Grover, “Spray drift from agricultural pesticide applications,” *J. Air Pollut. Control Assoc.*, vol. 28, no. 10, pp. 1009–1014, 1978, doi: 10.1080/00022470.1978.10470699.
- [17] S. Zhao, G. S. P. Castle, and K. Adamiak, “Factors affecting deposition in electrostatic pesticide spraying,” *J. Electrostat.*, vol. 66, no. 11–12, pp. 594–601, 2008, doi: 10.1016/j.elstat.2008.06.009.
- [18] J. M. Hespel, Y. Brunet, and A. Dymant, “Liquid sheet and film atomization: a comparative experimental study,” *Exp. Fluids*, vol. 19, no. 6, pp. 388–396, 1995, doi: 10.1007/BF00190256.
- [19] S. Ostrach and A. Koestel, “Film instabilities in two-phase flows,” *AIChE J.*, vol. 11, no. 2, pp. 294–303, 1965, doi: 10.1002/aic.690110221.

- [20] S. Tomotika, “On the instability of a cylindrical thread of a viscous liquid surrounded by another viscous fluid,” *Proc. R. Soc. London. Ser. A - Math. Phys. Sci.*, vol. 150, no. 870, pp. 322–337, 1935, doi: 10.1098/rspa.1935.0104.
- [21] J. W. Strutt and J. W. Strutt, “On the Capillary Phenomena of Jets,” *Sci. Pap.*, no. 1879, pp. 377–401, 2011, doi: 10.1017/cbo9780511703966.061.
- [22] C. Weber, “Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles,” *ZAMM - J. Appl. Math. Mech. / Zeitschrift für Angew. Math. und Mech.*, vol. 11, no. 2, pp. 136–154, 1931, doi: 10.1002/zamm.19310110207.
- [23] S. Chandrasekhar, “The stability of a rotating liquid drop,” *Proc. R. Soc. London. Ser. A. Math. Phys. Sci.*, vol. 286, no. 1404, pp. 1–26, 1965, doi: 10.1098/rspa.1965.0127.
- [24] M. Pilch and C. A. Erdman, “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. Multiph. Flow*, vol. 13, no. 6, pp. 741–757, 1987, doi: 10.1016/0301-9322(87)90063-2.
- [25] K. Y. Arefyev, A. N. Prokhorov, and A. S. Saveliev, “Study of the breakup of liquid droplets in the vortex wake behind pylon at high airspeeds,” *Thermophys. Aeromechanics*, vol. 25, no. 1, pp. 55–66, 2018, doi: 10.1134/S0869864318010055.
- [26] V. M. Boiko and S. V. Poplavski, “On the dynamics of drop acceleration at the early stage of velocity relaxation in a shock wave,” *Combust. Explos. Shock Waves*, vol. 45, no. 2, pp. 198–204, 2009, doi: 10.1007/s10573-009-0026-4.
- [27] A. A. Ranger and J. A. Nicnolls, “Aerodynamic shattering of liquid drops,” *AIAA J.*, vol. 7, no. 2, pp. 285–290, 1969, doi: 10.2514/3.5087.
- [28] T. Kékesi, G. Amberg, and L. Prahl Wittberg, “Drop deformation and breakup,” *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 66, no. June, pp. 1–10, 2014, doi: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2014.06.006.
- [29] F. Milan, L. Biferale, M. Sbragaglia, and F. Toschi, “Lattice Boltzmann simulations of droplet breakup in confined and time-dependent flows,” *Phys. Rev. Fluids*, vol. 5, no. 3, pp. 1–13, 2020, doi: 10.1103/PhysRevFluids.5.033607.
- [30] W. V. Ohnesorge, “Formation of Drops by Nozzles and the Breakup of Liquid Jets,” *Appl. Math. Mech.*, vol. 16, pp. 355–358, 1936, doi: 10.1002/zamm.19360160611.
- [31] M. A. Rahman, J. McMillan, T. Heidrick, and B. A. Fleck, “Characterizing the Two-Phase, Air/Liquid Spray Profile Using a Phase- Doppler-Particle-Analyzer,” *14th Int Symp Appl. Laser Tech. to Fluid Mech.*, vol. 2, pp. 1–11, 2008.
- [32] A. Brandt and W. Merzkirch, “Particle Image Velocimetry Applied to a Spray Jet,” *Part. Part. Syst. Charact.*, vol. 11, no. 2, pp. 156–158, 1994, doi: 10.1002/ppsc.19940110208.
- [33] N. Vankova, S. Tcholakova, N. D. Denkov, I. B. Ivanov, V. D. Vulchev, and T. Danner, “Emulsification in turbulent flow. 1. Mean and maximum drop diameters in inertial and viscous regimes,” *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 312, no. 2, pp. 363–380, 2007, doi: 10.1016/j.jcis.2007.03.059.
- [34] G. T. Theofanous and J. G. Li, “On the physics of aerobreakup,” *Phys. Fluids*, vol. 20, no. 5, 2008, doi: 10.1063/1.2907989.
- [35] A. Garcia-Magariño, S. Sor, and A. Velazquez, “Visualization of water droplet deformation and breakup in a continuously accelerating flow field,” *ILASS–Europe 2017, 28th Conf. Liq. At. Spray Syst.*, pp. 1–8, 2017, doi: 10.4995/ilass2017.2017.4991.
- [36] J. C. Lasheras and E. J. Hopfinge, “LIQUID JET INSTABILITY AND ATOMIZATION IN A COAXIAL GAS STREAM,” *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 32, pp. 275–308, 2000, doi: 10.1146/annurev.genom.1.1.409.
- [37] M. Raffel, C. E. Willert, F. Scarano, C. J. Kähler, S. T. Wereley, and J. Kompenhans, *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*. 2018.
- [38] H. Sakamoto and H. Haniu, “A study on vortex shedding from spheres in a uniform flow,” *J. Fluids Eng. Trans. ASME*, vol. 112, no. 4, pp. 386–392, 1990, doi: 10.1115/1.2909415.
- [39] K. Matsuo and H.-D. Kim, “Measurement of Oscillating Shock Wave in Supersonic Nozzles,” *Flow Vis. VI*, p. pp 612-616, 1992.

- [40] M. Sommerfeld and J. Kurian, “Droplet Behaviour in Underexpanded Supersonic Jets,” *Shock Waves @ Marseille III*, p. pp 95-100, 1995.
- [41] D. R. Guildenbecher, C. López-Rivera, and P. E. Sojka, “Secondary atomization,” *Exp. Fluids*, vol. 46, no. 3, pp. 371–402, 2009, doi: 10.1007/s00348-008-0593-2.
- [42] É. Reyssat, F. Chevy, A. L. Biance, L. Petitjean, and D. Quéré, “Shape and instability of free-falling liquid globules,” *Epl*, vol. 80, no. 3, 2007, doi: 10.1209/0295-5075/80/34005.
- [43] T. G. Theofanous, G. J. Li, and T. N. Dinh, “Aerobreakup in rarefied supersonic gas flows,” *J. Fluids Eng. Trans. ASME*, vol. 126, no. 4, pp. 516–527, 2004, doi: 10.1115/1.1777234.
- [44] J. W. M. Bush, “MIT Lecture Notes on Surface Tension, lecture 5,” *Massachusetts Inst. Technol.*, p. 8, 2004.
- [45] D. H. Sharp, “An overview of Rayleigh-Taylor Instability,” *Energy*, vol. 11.
- [46] G. Vazquez, E. Alvarez, and J. M. Navaza, “Surface Tension of Alcohol + Water from 20 to 50 °C,” *J. Chem. Eng. Data*, vol. 40, no. 3, pp. 611–614, 1995, doi: 10.1021/je00019a016.
- [47] I. S. Khattab, F. Bandarkar, M. A. A. Fakhree, and A. Jouyban, “Density, viscosity, and surface tension of water+ethanol mixtures from 293 to 323K,” *Korean J. Chem. Eng.*, vol. 29, no. 6, pp. 812–817, 2012, doi: 10.1007/s11814-011-0239-6.
- [48] K. Takamura, H. Fischer, and N. R. Morrow, “Physical properties of aqueous glycerol solutions,” *J. Pet. Sci. Eng.*, vol. 98–99, no. May, pp. 50–60, 2012, doi: 10.1016/j.petrol.2012.09.003.
- [49] Н. Б. Варгафтик, “Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей,” *Наука*, p. 721, 1972.