

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи



Шагиянова Анастасия Михайловна

**Анализ пограничного слоя течений жидкости на основе
высокоскоростной термографии**

01.04.01 – приборы и методы экспериментальной физики

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научные руководители:

доктор физико-математических наук,

профессор Сысоев Н.Н.

кандидат физико-математических наук

Коротеева Е.Ю.

Москва – 2020

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
ГЛАВА 1. Обзор литературы	14
1.1 Методы диагностики затопленных турбулентных течений в жидкости	14
1.2 Инфракрасная термография	16
1.3 Струйные течения.....	20
1.4 Исследование пристенной области импактной затопленной струи	23
1.4.1 Механизмы неустойчивости, возникающие в пристенной области импактной струи.....	23
1.4.2 Локальные характеристики теплообмена импактной струи в пристеночной области.....	25
1.5 Вихревые когерентные структуры в пристеночной области импактной струи	28
1.6 Турбулентность и методы ее описания	37
1.7 Гидродинамический и температурный пограничный слой.....	40
1.8 Колмогоровский и тейлоровский масштабы	43
ГЛАВА 2. Методика измерений.....	45
2.1 Основы метода измерений.....	45
2.2 Особенности измерений через ИК-прозрачную стенку	47
2.2.1 Материалы окон.....	47
2.2.2 Оценка влияния теплового потока от стенки	49
2.3 Тепловизионная регистрация	50
2.3.1 Тепловизионные камеры и их характеристики	50
2.3.2 Основные принципы регистрации потоков тепловизионной камерой	51
2.4 Диапазон применения метода ТВПЖ и точность измерений	53
2.4.1 Температурное разрешение.....	53
2.4.2 Пространственное и временное разрешение	55
2.4.3 Настройка тепловизионной камеры.....	57
2.5 Методики обработки тепловизионных фильмов.....	58
2.6 Толщина слоя жидкости, регистрируемого методом ТВПЖ	58
ГЛАВА 3. Анализ области визуализации пристеночного слоя жидкости методом ТВПЖ	61

3.1	Динамический метод определения толщины слоя поглощения с помощью погружения нагретого диска	61
3.2	Статический подход с клиновидной щелью для определения толщины слоя визуализации методом ТВПЖ	67
ГЛАВА 4. Исследование струйных турбулентных течений методом ТВПЖ		70
4.1	Импактная затопленная струя	70
4.1.1	Экспериментальная установка	71
4.1.2	Исследование пристеночной области импактной струи.....	72
4.1.3	Анализ пульсаций пограничного слоя затопленной импактной струи воды	75
4.1.4	Спектры турбулентных пульсаций	81
4.1.5	Влияние разности температур в методе ТВПЖ	86
4.1.6	Течение импактной струи с малыми числами Рейнольдса.....	88
4.2	Неизотермическое смешение двух струй.....	89
4.2.1	Экспериментальная установка	89
4.2.2	Среднеквадратичные пульсации течения в пристенной области смешения двух струй.....	90
4.2.3	Спектры турбулентных пульсаций неизотермического смешения двух затопленных струй.....	91
4.3	Незатопленная высокоскоростная струя.....	93
Заключение.....		97
Благодарности.....		99
Список литературы.....		100

ВВЕДЕНИЕ

Данная работа посвящена современному методу визуализации высокоскоростных потоков жидкости на основе инфракрасной термографии (ТВПЖ), позволяющему регистрировать течение нестационарного неизотермического пограничного слоя жидкости в пристеночной области.

Актуальность. Успешное развитие современной экспериментальной физики невозможно представить без активного внедрения цифровых технологий в методы измерений и обработки данных. Появление цифровых тепловизионных камер, позволяющих получать качественные изображения во всем практически значимом диапазоне инфракрасного излучения, их высокое пространственное, временное разрешение и низкая инерционность существенно расширяют круг задач, доступных для термографических исследований в теплофизике, гидродинамике, геофизике, медицинской физике. Данная работа посвящена апробации и отработке нового метода – термографии высокоскоростных потоков жидкости для количественных исследований пограничных течений жидкости.

Известно, что тепловые пульсации в турбулентном пограничном слое неизотермического течения жидкости существенно воздействуют на обтекаемые поверхности, что может привести к возникновению термической усталости материалов. Проблема прогнозирования такого воздействия при численном моделировании заключается в недостатке достоверных экспериментальных данных по температурным, энергетическим, пульсационным характеристикам пограничного слоя жидкости – для верификации расчетов. Это связано, прежде всего, с отсутствием надежных экспериментальных методов диагностики нестационарных тепловых полей: методики должны давать возможность визуализировать как нестационарное течение в объеме, так и в пограничном слое жидкости и непосредственно на стенках. В связи с этим чрезвычайно актуальным является получение новых

количественных данных о взаимодействии турбулентных пограничных слоев с поверхностью.

В теплообмене неизотермического потока с твердой поверхностью решающую роль играет непосредственно пристеночная область течения, регистрация параметров которой позволяет контролировать механизмы теплопередачи и исследовать пограничный слой жидкости. Сложность регистрации заключается, с одной стороны, в необходимости измерения многомасштабных турбулентных структур, требующих бесконтактных измерений с высоким пространственным и временным разрешением. С другой стороны, пограничный турбулентный слой вблизи стенки является областью высоких градиентов скорости, которая практически не разрешается известными методами на основе засева частицами. Таким образом, применимость традиционных методов, таких как лазерная доплеровская анемометрия (ЛДА), анемометрия по изображениям частиц (АИЧ или PIV), теневые методы и др., весьма ограничена при исследованиях затопленных турбулентных течений в пограничном слое жидкости. Нелинейный характер уравнений Навье – Стокса для потоков с большими числами Рейнольдса делает любую попытку разрешить наименьшие динамически важные шкалы чрезвычайно трудоемкой задачей из-за необходимости использования малых временных и пространственных шагов.

В последние годы в связи с появлением нового класса тепловизоров с временным разрешением свыше 100 Гц появилась возможность анализа быстропротекающих тепловых процессов с визуализацией поля течения. К основным преимуществам инфракрасной термографии следует отнести её бесконтактность, низкую инерционность, высокую чувствительность и двумерность получаемого изображения.

Основным предметом данного исследования стал новый экспериментальный метод анализа неизотермических течений пограничного слоя жидкости на основе инфракрасной термографии. Метод позволяет

проводить измерения и получать новые данные в области теплофизики, гидромеханики и физики жидкости.

Научная новизна работы. Представленные в диссертационной работе результаты основаны на принципиально новом методе, позволяющем применять инфракрасную (ИК) термографию для количественных исследований гидродинамических течений [1]. В отличие от традиционных методов, данный – позволяет анализировать динамику течения жидкости непосредственно в узком слое вблизи твердой обтекаемой поверхности. В работе впервые определены и обоснованы пространственные и температурные диапазоны применимости метода.

Метод ТВПЖ позволил впервые экспериментально получить количественные данные для ряда струйных течений воды:

1) спектральные характеристики (частотой до 150 Гц) приповерхностных пульсаций в пристеночном течении импактной затопленной струи;

2) область двойного инерционного интервала в спектре турбулентных пульсаций приповерхностного течения, образующегося при смешении двух затопленных струй в дискообразном тройниковом устройстве;

3) динамические и пространственные характеристики теплового излучения с поверхности высокоскоростной незатопленной струи.

Практическая ценность работы обусловлена необходимостью достоверных экспериментальных данных по мгновенным значениям турбулентных пульсаций в пограничном слое жидкости. Метод ТВПЖ применим для исследования неизотермических динамических или турбулентных течений жидкости в приповерхностной области. Визуализация течения осуществляется непосредственно из водного слоя без использования засева, что повышает возможность детальной регистрации различных масштабов вихревых структур.

Полученные в работе результаты могут быть использованы для задач тепло- и массопереноса. Знание тепловых и динамических характеристик

пограничных струйных течений необходимо для предотвращения термической усталости материалов оболочек. Результаты, полученные с помощью метода ТВПЖ, по турбулентным пограничным слоям импактной затопленной струи могут быть использованы в качестве эмпирических данных для верификации алгоритмов моделей турбулентных течений жидких сред.

Цель диссертационной работы заключается в апробации и отработке метода термографии высокоскоростных потоков жидкости (ТВПЖ) для количественных исследований:

1. турбулентных пограничных слоев жидкости вблизи стенки при импактном натекании затопленной струи на преграду и неизотермическом смешении двух струй;
2. незатопленной высокоскоростной гидроструи.

В ходе экспериментов были визуализированы квазидвумерные турбулентные течения, для которых получены поля температур в пограничном слое жидкости.

Основным **объектом исследования** являлся пограничный слой жидкости, образующийся при взаимодействии различных струйных течений со стенкой, а также на поверхности незатопленной струи. Тепловое излучение, регистрируемое с поверхности неизотермического турбулентного потока, позволяет говорить о гидродинамике потока.

Методология исследования. Работа носит экспериментальный характер. В основе метода, описанного в работе, лежит высокоскоростная инфракрасная регистрация поля течения в средневолновой области спектра; использовано свойство жидкости поглощать излучение в этом диапазоне в слое субмиллиметровой толщины. Помимо температурных данных, которые обычно являются результатом термографической съемки, получены гидродинамические характеристики нестационарных течений.

Для количественного анализа пограничных течений совместно с коллегами из лаборатории были разработаны несколько направлений пост-обработки изображений: расчет среднеквадратичных значений и

энергетических спектров пульсаций. В тонком пристеночном слое воды получены спектры различного вида, в том числе – близкие к спектрам известных моделей турбулентности. Для различных чисел Рейнольдса, расстояний от среза сопла до поверхности соударения и контрастов температур исследованы зоны турбулизации течения в пристеночном слое.

В работе эксперименты проведены для трех типов струйных течений: импактная затопленная струя, взаимодействие двух струй в цилиндрическом тройнике и незатопленная высокоскоростная струя.

Достоверность работы. Результаты и выводы, представленные в работе, получены на основе многократно повторенных экспериментов. Проведены калибровочные эксперименты для исследуемых оптических окон и разностей температур. Большой объем статистических данных позволяет судить о достоверности полученных результатов. Рассчитанные пульсационные характеристики турбулентного пограничного слоя сравниваются с известными моделями турбулентности. Полученные результаты нестационарных тепловых полей пристеночной области струйных течений не противоречат результатам работ других исследовательских коллективов.

На защиту выносятся следующие **основные положения**:

1. Метод термографии высокоскоростных потоков жидкости (ТВПЖ) позволяет бесконтактно проводить количественный анализ пограничных слоев воды толщиной не более 0.27 мм в неизотермических течениях с температурами 10 – 50 °С в инфракрасном диапазоне излучения 3.7 – 4.8 мкм.
2. Разность температур в диапазоне 5 – 35 °С при динамическом смешении неизотермических потоков выступает в качестве «пассивной примеси» и слабо влияет на спектральные характеристики течения в пристеночной области.
3. Изменения пульсационных и спектральных характеристик в диапазоне частот до 150 Гц, полученных с помощью метода ТВПЖ, отражают

динамику структуры потоков в затопленных течениях, что продемонстрировано для пристеночной области импактной затопленной струи жидкости $Re_{jet} = 4000 - 35000$.

4. С использованием метода ТВПЖ впервые экспериментально зарегистрирован двойной инерционный интервал в области приповерхностного смешения двух затопленных струй воды в тройниковом устройстве.
5. Высокоскоростная термографическая регистрация может применяться для получения новых данных о тепловых процессах при запуске и развитии незатопленных струй жидкости со скоростью истечения до 270 м/с.

Личный вклад автора. В основу диссертации легли результаты исследований, проведенных в период 2014-2020 гг. на кафедре молекулярных процессов и экстремальных состояний вещества физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова. Личный вклад автора в диссертационную работу заключается в проведении лично или совместно с коллегами всех описанных в диссертационной работе экспериментов, обработке и анализе полученных результатов.

Апробация работы проводилась на 18 профильных российских и международных конференциях последних лет, среди которых X Международная конференция по неравновесным процессам в соплах и струях (Крым, 2014), 25th International symposium on transport phenomena (ISTP-25) (Таиланд, Краби, 2014), 10 Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing (PSFVIP-10) (Италия, Неаполь, 2015), 13th International Conference on Quantitative InfraRed Thermography (Польша, Гданьск, 2016), 26-я Международная конференция и школа-семинар по компьютерной графике и зрению GraphiCon2016 (Нижний Новгород, 2016), Ломоносовские чтения (Москва, МГУ, 2017, 2019, 2020), Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков» ОМИП (Москва, 2017, 2019), Всероссийская конференция молодых учёных-механиков YSM-

2017 (Сочи, 2017), The 11th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing (Япония, Кумамото, 2017), 14th Quantitative InfraRed Thermography Conference (Германия, Берлин, 2018), 7-я Российская национальная конференция по теплообмену (Москва, 2018), XXII Школа-семинар молодых ученых и специалистов под руководством акад. РАН А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках» (Москва, 2019), XII Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики (Уфа, 2019), 15th Asian Symposium on Visualization (ASV15) (Корея, Пусан, 2019), 12th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing (PSFVIP-12) (Китай, Тайвань, 2019).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 19-79-00162 (участник) и РФФИ № 18-19-00672 (участник), в рамках научной школы МГУ «Фундаментальные и прикладные исследования в области цифровых квантовых технологий, фотоники и микроэлектроники» и междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

Публикации. По результатам работы опубликовано 6 статей в реферируемых научных изданиях, индексируемых в базах данных Web of Science, Scopus и RSCI, и 10 статей в трудах всероссийских и международных конференций.

Статьи в журналах, индексируемых в базах данных Web of Science, SCOPUS, RSCI:

1. Koroteeva E., Shagiyanova A., Irina Znamenskaya I., Sysoev N. Time-resolved thermographic analysis of the near-wall flow of a submerged impinging water jet // *Experimental Thermal and Fluid Science* 121 (2021): 110264. (Q1, IF: 3.444)
2. Знаменская И.А., Шагиянова А.М., Коротеева Е.Ю., Муратов М.И., Рязанов П.А. Анализ больших массивов данных при визуализации динамических тепловых полей // *Научная визуализация* 12.5 (2020): 13 -

24. [A. Znamenskaya, A.M. Shagiyanova, E.Yu. Koroteeva, M.I. Muratov, P.A. Ryazanov. Analysis of large visualization datasets for thermographic studies in fluid dynamics // *Scientific Visualization* 12.5 (2020): 13 – 24.] (IF: 0.268)
3. Шагиянова А.М., Коротеева Е.Ю., Знаменская И.А., Дашян М.Э., Благонравов Л.А., Сысоев Н.Н. Анализ области визуализации пристеночного слоя жидкости при регистрации методами высокоскоростной термографии // *Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия* 2 (2020): 31 – 35. [Shagiyanova A.M., Koroteeva E.Y., Znamenskaya I.A., Dashyan M.E., Blagonravov L.A., Sysoyev N.N. Analysis of the Visualization Region in Near-Wall Fluid Layer by High-Speed Infrared Thermography // *Moscow University Physics Bulletin* 75 (2020): 143 – 147.] (IF: 0.538)
4. Znamenskaya I., Koroteeva E., Shagiyanova A. Thermographic analysis of turbulent non-isothermal water boundary layer // *Journal of Flow Visualization and Image Processing* 26 1 (2019): 49 – 56. (IF: 0.19)
5. Znamenskaya I.A., Koroteeva E.Yu., Shirshov Ya.N., Novinskaya (Shagiyanova) A.M., Sysoev N.N. High speed imaging of a supersonic waterjet flow // *Quantitative InfraRed Thermography Journal* 14.2 (2017): 185-192. (IF: 0.524)
6. Знаменская И.А., Коротеева Е.Ю., Новинская (Шагиянова) А.М., Сысоев Н.Н. Особенности спектров турбулентных пульсаций струйных затопленных течений воды // *Письма в Журнал технической физики, и Наука. С.-Петербург. отд-ние* 13 (2016): 51-57. [Znamenskaya I.A., Koroteeva E.Y., Novinskaya A.M., & Sysoev N. N. Spectral peculiarities of turbulent pulsations of submerged water jets // *Technical Physics Letters* 42.7 (2016): 686 – 688.] (IF: 0.773)

Другие публикации:

1. Дашян М.Э., Коротеева Е.Ю., Шагиянова А.М. Анализ возможностей ИК-термографии при регистрации динамических процессов в

- пристеночном слое воды // Труды XXII Школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством акад. РАН А.И. Леонтьева (2019) 364-366.
2. Коротева Е.Ю., Знаменская И.А., Шагиянова А.М., Рязанов П.А. Количественный анализ динамических термограмм пограничных слоев жидкости // Оптические методы исследования потоков: Труды XV Международной научно-технической конференции, «Перо» (2019) 164-169.
 3. Koroteeva E., Znamenskaya I., Novinskaya A. Estimating turbulent boundary layer characteristics by high-speed infrared thermography // 14th Quantitative Infrared Thermography Conference, QIRT Council (2018) 451-455.
 4. Знаменская И.А., Коротева Е.Ю., Новинская А.М., Рязанов П. Исследование пограничного неизотермического слоя жидкости на основе высокоскоростной термографии // Труды Седьмой Российской национальной конференции по теплообмену: в 3 т. С. 582, Москва 1 (2018) 92-95.
 5. Koroteeva E., Znamenskaya I., Ryazanov P., Novinskaya A. Velocimetry of water boundary layer flows by thermal imaging // Proceedings of 11 Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing (PSFVIP-11) Kumamoto, Япония (2017) 087-1-087-3.
 6. Znamenskaya I.A., Shirshov Y.N., Koroteeva E.Y., Novinskaya A.M., Sysoev N.N. High speed imaging of a supersonic waterjet flow // 13th Quantitative infrared thermography conference, Gdansk, Poland 158 (2016) 965-970.
 7. Znamenskaya I., Koroteeva E., Sysoev N., Novinskaya A. High-speed IR thermography of submerged turbulent water jets // 13th Quantitative Infrared Thermography Conference, Gdansk, Poland (2016) 433-439.
 8. Знаменская И.А., Коротева Е.Ю., Новинская А.М. Термографическая визуализация струйных затопленных турбулентных течений //

GraphiCon2016 Труды Международной научной конференции, ННГАСУ (2016) 323-326.

9. Znamenskaya I.A., Koroteeva E.Y., Novinskaya A.M., Fomichev V.I. Thermographic analysis of turbulent non-isothermal water boundary layer // 10 Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing (PSFVIP-10), E-Book Proceedings, Naples, Italy (2015) 159-1-159-6.
10. Koroteeva E., Znamenskaya I., Novinskaya A. Heat flux measurements of impinging jet turbulent flow using thermography // 25th International Symposium on Transport Phenomena (ISTP-25), Bangkok, Thailand (2014) 52-1-52-5.

1.1 Методы диагностики затопленных турбулентных течений в жидкости

Для исследования затопленных течений существует целый ряд методов, в основе которых лежат измерения температуры, скорости, давления и других параметров потока. Первыми появились зондовые приборы – одноточечные контактные методы, к которым относятся термоанемометры, анемометрия с горячей проволокой, электродиффузионный метод [2,3]. Далее можно выделить класс бесконтактных методов регистрации, которые, в свою очередь, подразделяются на одноточечные, например, метод лазерной доплеровской анемометрии (ЛДА) [4], и полевые методы, которые мы рассмотрим более подробно.

К старейшим методам визуализации относят класс теневых методов. Принцип их работы основан на рефракции световых лучей, возникающей при прохождении излучения через оптически неоднородный поток. Распределение показателя преломления в оптической неоднородности зависит от плотности, температуры, давления и других параметров исследуемой среды [5,6].

Длительное время методы визуализации течения на основе введения в поток дыма [7,8,9] (для воздушных потоков) или окрашивания потока [10,11], засева частицами, пузырьками [12] (в жидких потоках) использовались для получения качественной картины течения [13], например, для регистрации области ламинарно-турбулентного перехода. Совершенствование цифровой техники – устройств оптической регистрации и компьютеров для работы с большим объемом данных – привели к развитию оптических экспериментальных инструментов визуализации потоков [4,14]. Для исследования термогидромеханики течений используют такие методы, как анемометрия по изображениям частиц (АИЧ или PIV) [15], томографическая анемометрия по изображениям частиц (TPIV) [16], комбинации методов АИЧ

и плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции (PLIF) [17] и инфракрасная термография [18].

В процессе борьбы за точность измерений и поиске новых подходов возникло много модификаций оптических методов. Так, для одновременного получения двумерных полей скорости и температуры на поверхности многофазных потоков был разработан метод термографической анемометрии по изображениям частиц [19]. Поток засеивался отражающими частицами, покрытыми серебром, и регистрировался с помощью тепловизионной камеры. В работе [20] описывается метод инфракрасной термографии с использованием набора отражающих маркеров для уменьшения влияния излучения окружающей среды. Другим представителем симбиоза методов является томографический метод анемометрии по изображениям частиц, основанный на двухимпульсном лазерном освещении объема жидкости, засеянном частицами [21].

Каждый класс инструментов имеет свои преимущества и недостатки, учетом которых для различных задач выбирается наиболее оптимальный. Тем не менее, бесконтактные методы занимают особое место, поскольку они не вносят возмущений в исследуемый поток. Данные методы позволяют визуализировать двухмерную или трехмерную картину течения жидкости и наглядно получать поля скоростей, температур или других характеристик.

Большинство методов оптической диагностики основано на засеивании потока частицами [22,23]. Одной из первых работ по измерениям методом АИЧ для импактных струй жидкости была [24], в которой получены значения мгновенной скорости, завихренности и скорости деформации для числа Рейнольдса 6564.

Однако, мнение по поводу методов исследования турбулентных потоков на основе засева частиц остается неоднозначным. При регистрации быстропротекающих процессов в потоке использование засеивающих частиц ставит под вопрос понятие «бесконтактности измерения». Пограничный турбулентный слой вблизи твердой стенки является областью высоких

градиентов скорости, которая практически не разрешается методами на основе засева частицами. С другой стороны, возможная площадь усреднения для использования кросс-корреляционного алгоритма в несколько раз превышает минимальный масштаб турбулентных пульсаций [17], что приводит к тому, что мелкомасштабные пульсации не обнаруживаются из-за пространственного усреднения.

В свою очередь, высокоскоростная инфракрасная термография быстропротекающих потоков претендует на особое положение среди методов визуализации, так как позволяет исследовать мгновенную картину течения в динамике без засева. В предложенной методике измерений индикатором движения потока выступает разность температур турбулентных вихревых структур. Отсутствие засева становится особенно важным, когда речь идет о диагностике нестационарных турбулентных потоков вблизи твердой стенки.

Несмотря на разнообразие оптических методов для исследования потоков, экспериментальное исследование пристеночной области струйных затопленных течений жидкости является специфической и сложной задачей. Новые подходы для улучшения разрешающей способности в численном моделировании турбулентных течений требуют обновления экспериментальной базы для его верификации. Ограниченность исследований затопленных турбулентных течений в пограничном слое жидкости подтверждает актуальность методики и проведенных исследований.

1.2 Инфракрасная термография

Инфракрасная термография – оптический бесконтактный метод измерения и анализа теплового излучения объектов или потоков. Тепловое излучение возникает в твердых телах, жидкостях и газах при температуре выше абсолютного нуля вследствие колебания атомов в кристаллической решетке или вращательно-колебательного движения молекул [25]. ИК излучение лежит в диапазоне спектра электромагнитных волн от 0.75 мкм до 1000 мкм между видимым светом и радиоволнами. В свою очередь ИК спектр

принято подразделять на коротковолновую (0.75–1.5 мкм), средневолновую (1.5–20 мкм) и длинноволновую области (20–1000 мкм), хотя в литературе встречаются различные разбиения ИК диапазона в зависимости от дальнейшего применения.

Регистрация теплового излучения дает обширную информацию об энергетическом состоянии объекта исследования, что применяется в медицине, геологии, биологии, энергосбережении, неразрушающем контроле и др. [18]. Использование данного метода встречается в таких инженерных приложениях, как регуляция теплоизоляции, дефектоскопия и др. [25]. Термография применяется для диагностики психоэмоционального состояния человека в ИК [26] и ИК-ТГц диапазоне [27].

Возросший интерес к термографии обусловлен как появлением тепловизоров нового поколения, так и возможностями цифровой обработки, анализа, хранения термографических изображений и фильмов.

С помощью термографии проводится экспериментальное исследование параметров теплообмена и трения на плоских и рельефных поверхностях с различной геометрией [28,29]. Самые ранние попытки измерить коэффициенты теплопередачи в потоке воздуха с помощью ИК термографии были выполнены в гиперзвуковом режиме в аэродинамической трубе [30].

Несмотря на то, что газовые среды являются прозрачными в ИК области спектра, термография широко применяется для исследования воздушных потоков и их воздействий на поверхность. Она позволяет определять зоны ламинарно-турбулентного перехода при обтекании летательных аппаратов потоками воздуха с помощью измерения карт температур на крыльях и лопастях [31,32,33]. В работе [34] с помощью инфракрасной камеры исследуют параметры теплопередачи импактной затопленной струи воздуха с соплом $D = 25$ мм при относительных расстояниях от сопла до поверхности соударения 0.5 – 10 и диапазоне чисел Рейнольдса 14000 – 78000. Предложено выражение для прогнозирования локальных и усредненных по поверхности значений коэффициентов теплопередачи, описывающее влияние числа

Рейнольдса и радиального расстояния. Инфракрасная термография вместе с методом АИЧ в [35] используются для исследования скорости пристеночной области потока с характеристиками теплообмена поведения круглой струи воздуха с соплом $D = 0.03$ м, падающей на пластину, для числа Рейнольдса 28 000 и расстояний $H/D = 3, 5$ при акустическом воздействии на течение. В работе [36] предложена методика, позволяющая выявить конфигурацию и локализацию структур, характерные частоты, тип реакции на возмущения с помощью динамических тепловых газовых потоков по тепловизионным фильмам.

Другим направлением термографии является анализ приповерхностных течений жидкости [18]. В литературе преимущественно встречаются работы, посвященные исследованию конфигураций на границе раздела газ-жидкость и медленных течений с малыми числами Рейнольдса. ИК излучение поглощается непосредственно на поверхности жидкости.

ИК термография может использоваться для измерений полей температуры жидкости в ламинарных и турбулентных режимах конвективных течений со свободной поверхности жидкости [37,38]. В этих работах получены пространственно-временные характеристики ячеистых и многомасштабных конвективных структур. Совместное использование средневолновой и ближней инфракрасной термографии [39] применяется для исследования жидких пленок – для получения корреляций её толщины и температуры поверхности. Пространственно-временные пульсации температуры получены при испарении и конденсации в сосуде высокого давления через сапфировое окно. В работе [40] с помощью термографии проводятся измерения испарения вскипающих капель. Показано, что быстропротекающие тепловые процессы в жидкости доступны для регистрации на миллисекундных временах при измерении с открытой поверхности. Исследовались режимы течения потоков воздуха и жидкости в наклонных трубах на основе тепловых изображений и полей локальных

коэффициентов теплоотдачи на нагретой поверхности [41] с помощью инфракрасной термографии.

В работе [42] получены поля температуры свободной части турбулентной струи жидкости с числами Рейнольдса 1000, 3000 и 4800. Сопло было расположено параллельно свободной поверхности воды на определенной глубине под водой. В работе [21] ИК термография совместно с методом АИЧ (цифровое трассирование) используется для анализа структуры свободной жидкой струи, падающей на металлическую пластину в воздухе.

До сих пор применение инфракрасной термографии ограничивалось исследованием теплообмена струйных течений путем регистрации теплового потока от внешней поверхности стенки [18,43,44]. Практический интерес представляли задачи контроля и сканирования температурного поля наружных стенок смесителей при течении водного и жидкометаллического теплоносителей [43,44,45]. Для импульсных струй измерения пространственно-временных характеристик турбулентного течения воды обычно проводились через тонкую металлическую фольгу [46,47,48,49]. Регистрировались усредненные тепловые поля, полученные за счет теплопередачи исследуемого потока твердой стенке. В работе [46] был исследован механизм усиления теплообмена в трубе с потоком прямоугольной формы при его ускорении и замедлении.

Основной проблемой, возникающей при измерениях через металлические подложки, является ослабление колебаний температуры испытательной поверхностью. В работе [50] было предложено скомпенсировать ослабление пульсаций температуры с помощью восстановления исходного теплового сигнала с внутренней стороны поверхности путем решения обратного уравнения теплопроводности. Несмотря на то, что используемые фольги обладают быстрым тепловым откликом и вызывают незначительную временную задержку, они не обеспечивают доступ к полю течения.

Развитие высокоскоростной термографической техники привело к возможности регистрации характеристик теплообмена турбулентного течения. В работе [51] ИК съемка используется для визуализации турбулентного течения воды в акриловых круглых трубах с высоким временным разрешением.

Недостатком доступных литературных данных является почти несуществующая информация о мгновенных профилях температуры динамических потоков. Работы по исследованию неизотермических турбулентных течений жидкости на основе тепловизионных измерений практически отсутствуют. Исследования поведения средних и мгновенных полей температур должны быть продолжены.

1.3 Струйные течения

Изучение процессов тепло- и массообмена в струйных системах необходимо как для задач увеличения эффективности технологий, так и для борьбы с побочными тепловыми процессами на производстве. Струйные течения представляют практический интерес для систем охлаждения газовых турбин или поршневых двигателей, резки, очистки и шлифования металлов, напыления пленок, сушки, охлаждения электронных компонентов и др. [52,53].

Импактная струя также является одним из фундаментальных объектов исследования в гидромеханике. Она сочетает в себе ламинарные и турбулентные области течения, различные масштабы вихревых структур. Наличие базы предыдущих исследований делает импактную струю универсальным объектом изучения и в данной работе позволяет продемонстрировать возможности новой методики – термографии высокоскоростных потоков жидкости и верифицировать полученные результаты.

Импактной струей называют струю, натекающую на преграду. Традиционно их делят на незатопленные, затопленные и ограниченные [54].

Особенностью затопленных струй – струй, истекающих в среду той же или большей плотности, является наличие области турбулентного перемешивания вещества струи с окружающей неподвижной средой.

Начало исследований импактных струй положили работы 60-х годов [55,56]. Позднее появился ряд исследований, посвященных изучению гидродинамики структуры импактной струи и процессам тепло- и массообмена с преградой [3,57].

На развитие течения импактной струи и её теплообмен оказывают влияние многие параметры: число Рейнольдса на выходе из сопла Re_{jet} , начальная степень турбулизации потока, относительное расстояние от среза сопла до поверхности соударения H/D , диаметр сопла D и его геометрия, угол истечения на преграду, свойства импактной поверхности и т.д. [14,53,58,59]. В данной работе основное внимание уделено течению турбулентной импактной затопленной струи на малых расстояниях до поверхности соударения $H/D < 6$, так как именно для этих значений достигается максимальный тепломассоперенос в пристеночной области струи [14].

При нормальном падении струи на преграду выделяют несколько характерных зон течения [58,59]. Зона от сопла струи до поверхности соударения называется областью свободной струи. Течение подобно свободной струе (откуда и название), а стенка не оказывает влияние на поток. В случае расположения сопла на расстояниях менее двух диаметров от поверхности соударения свободная область струи может и не существовать в связи с большим воздействием статического давления вблизи поверхности [53]. Влияние стенки сказывается уже на расстояниях $H = -2D$ от преграды, согласно [60], и $H = -1.3D$ [61] для жидких струй и $H = -1D$ для воздушной струи [34].

Область свободной струи (рис. 1.1) с диаметром D состоит из потенциального ядра (1), окружающей покоящейся жидкости (6) и разделяющего их сдвигового слоя (2). В области потенциального ядра значения температуры и осевой скорости струи сохраняются после выхода из

сопла. Источником турбулентности в зоне свободного течения становится именно сдвиговый слой: так на расстоянии $H/D = 8$ интенсивность турбулентности увеличивается приблизительно на 25% по сравнению с ее значением на срезе сопла [62].

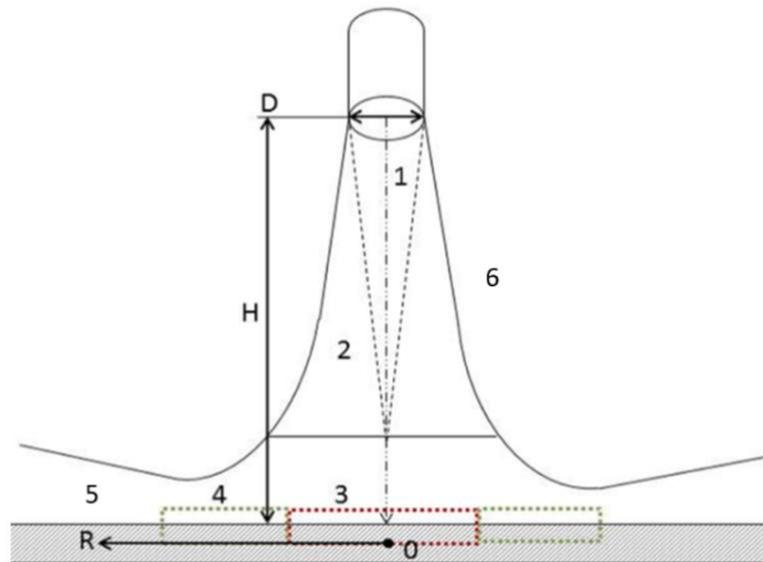


Рисунок 1.1 Схема импактной затопленной струи: 1 – ядро струи, 2 – сдвиговый слой, 3 – область торможения потока, 4 – переходная область, 5 – область отрыва потока, 6 – окружающая жидкость.

В пристенной части импактной струи выделяют область торможения потока (3), переходную область (4), область отрыва потока (5). В области торможения потока нормальная скорость к поверхности соударения достигает нуля. После разворота поток входит в зону пристенного течения, где начинает двигаться параллельно стенке.

Считается, что пограничный слой течения вблизи стенки остается ламинарным до расстояний $R/D = 1.5 - 2$, где R – радиальное расстояние от точки соударения. Минимальная толщина пристенного течения наблюдается на расстоянии $R/D = 0.75 - 3$ от оси струи. Распространяясь вдоль преграды, поток теряет количество движения, а толщина пограничного слоя начинает увеличиваться. Большие напряжения в пристеночной области способствуют образованию вихревых структур, которые также влияют на толщину

пограничного слоя. В области 5 происходит отрыв потока и дальнейшее дробление крупномасштабных структур на ряд вторичных вихрей.

Другая классификация струй построена на параметрах потока при истечении из сопла. Выделяют четыре характерных диапазона чисел Рейнольдса для круглых свободных струй [63]:

- рассеянная ламинарная струя $Re_{jet} < 300$;
- полностью ламинарная струя $300 < Re_{jet} < 1000$;
- переходная струя $1000 < Re_{jet} < 3000$;
- полностью турбулентная струя $Re_{jet} > 3000$.

Обычно импактная струя считается ламинарной до некоторого критического числа Рейнольдса, приблизительно равного $Re_{jet} = 2500$ [64]. Вообще говоря, прямых подтверждений определенного переходного числа Рейнольдса для импактных струй нет, так как переход к турбулентности зависит от многих факторов. Исходный профиль скорости, расстояние от сопла до пластины H/D и другие параметры влияют на сдвиговый слой струи, который способствует превращению ламинарной струи в турбулентную. В сдвиговом слое формируются крупные вихревые структуры, которые воздействуют на течение в пристеночной части. Импактная затопленная струя обладает сложной структурой и её взаимодействие со стенкой необходимо исследовать в связке с гидродинамическими параметрами истечения струи и самой установки.

1.4 Исследование пристенной области импактной затопленной струи

1.4.1 Механизмы неустойчивости, возникающие в пристенной области импактной струи

За теплообмен между импактной струей и поверхностью отвечают гидродинамические процессы в пристенной области течения. В связи с этим, многие исследования импактных струй сосредоточены именно на изучении области взаимодействия потока с плоской преградой [53,54]. В данном разделе

будут рассмотрены основные характеристики тепло- и массообмена и их взаимосвязь в различных областях течения.

В пристеночной области импактной струи, согласно [11,65], можно выделить три механизма неустойчивости:

1. В сдвиговом слое между свободной частью струи и окружающей жидкостью возникает неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. Она вызывает крупномасштабные вихри, которые в свою очередь приводят к образованию вторичных вихрей размером порядка диаметра сопла, вращающихся в противоположном направлении, в непосредственной близости от стенки.
2. В пограничном слое возникает высокочастотное возмущение, которое приводит к формированию крупномасштабных вихрей. Они быстро увеличиваются в размерах при движении в радиальном направлении, а направление вращения совпадает с направлением вращения первичных вихрей из первого пункта.
3. До соударения с импактной поверхностью происходит разрушение струи, которое приводит к сильному обмену импульсом и смеси струи и окружающей среды. Такой вид неустойчивости сильно зависит от возмущения потока на срезе сопла и наблюдается при числах Рейнольдса выше 1600.

Одной из причин отрыва потока в пристенной области считается взаимодействие когерентных структур, сформированных в сдвиговой свободной части струи, с течением вдоль стенки. Структуры индуцируют неблагоприятные градиенты давления, что приводит к отрыву потока. Он сопровождается утолщением пограничного слоя и возникновением отрывного вихря с противоположным относительно когерентной структуры знаком завихренности.

Численный расчет течений в пограничном слое, образующемся при натекании струи на твердую преграду, напрямую связан с фундаментальной проблемой моделирования турбулентных течений. Задача усложнена

отсутствием достаточной базы экспериментальных данных. Для решения проблемы, в частности, в ОАО «ОКБМ Африкантов» была создана специализированная лаборатория гидродинамических испытаний, выполняющая экспериментальные исследования, направленные на адаптацию и верификацию CFD программ [66].

1.4.2 Локальные характеристики теплообмена импактной струи в пристеночной области

Конвективный тепло- и массообмен часто описывают в литературе с использованием безразмерных чисел, в частности, числа Нуссельта Nu . Известно, что в пристенной области импактной затопленной струи наблюдаются локальные максимумы и минимумы в распределениях чисел Нуссельта [14]. Они связаны с гидродинамикой потока, однако, о причинах возникновения пиков до сих пор ведутся дискуссии.

В связи с тем, что экспериментальных работ по исследованию затопленных турбулентных течений жидкости достаточно мало, мы будем рассматривать работы по затопленным струям как в жидкости, так и в газе. К тому же, при моделировании многие авторы не разделяют понятие жидкости-газа, используя термин «fluid» (текучая среда), сортируя данные по числам Рейнольдса. Сравнение сдвиговой области жидкой струи с существующими данными для воздушного потока [67], полученными методами АИЧ и анемометрией с горячей проволокой, показало, что регистрируемая структура турбулентного потока является типовой для этой области.

Характер изменения числа Нуссельта вдоль поверхности упоминается в многочисленных исследованиях по теплообмену [58,68,70,71]. При нормальном натекании струи на преграду на расстояниях от среза сопла $H/D < 10$ распределение числа Нуссельта обычно имеет два пика, один из которых расположен в области торможения потока, а положение другого

может зависеть от параметров установки [62]. Вторичный максимум обычно наблюдается в области $R/D \approx 1.5-2.5$.

В литературе встречаются различные взгляды о механизме возникновения вторичного пика в распределении теплопередачи. Существует мнение, что причиной появления вторичного пика является ламинарно-турбулентный переход и увеличение кинетической энергии турбулентности в пристенной части струи [53,71]. Однако уже в области торможения потока можно наблюдать относительно высокие уровни турбулентности. Например, в работах [72,73] считают, что вторичные максимумы обусловлены истончением пограничного слоя и интенсивным сдвигом между пристенной частью струи и окружающей жидкостью. Для малых расстояний $H/D < 2$ в работе [69] появление вторичного пика числа Нуссельта объяснено резким увеличением интенсивности турбулентности, вызванным разрушением вихрей и высокой локальной скоростью в пристенном потоке.

Еще одна точка зрения заключается в изменении характеристик теплообмена в области взаимодействия струи с преградой из-за генерации крупномасштабных структур [62,65]. Положение вихрей соотносится с экстремумами для теплообмена в области импакта. В работе [74] наблюдали наличие пристеночных вихрей, которые ответственны за дополнительное усиление локального импульса и вторичного пика в распределении теплопередачи. Наличие внутреннего пика [65] связывали с сильным ускорением радиального потока, а внешний пик – с взаимодействием вихревых структур со стенкой. Крупномасштабные вихри вызывали локальное ускорение потока и истончение пограничного слоя, что приводило к увеличению числа Нуссельта. Провал между двумя пиками числа Нуссельта объяснялся локальным периодическим отделением вихря вдоль стенки и последующим утолщением теплового пограничного слоя. Захватываемая жидкость нагревалась, что снижало ее способность к удалению тепла. В работе [35] расположение второго пика Нуссельта сопоставляли положению максимального уровня турбулентности вблизи импактной пластины.

Затопленные струи с малым числом Рейнольдса $Re_{jet} < 1804$, падающие на нагретую поверхность, исследовали с помощью прямого численного моделирования. Показано, что основной причиной обоих пиков являлся локализованный крупномасштабный поток более холодной жидкости к стенке. Авторы работы [35] поставили под сомнение предположение о связи внутреннего пика числа Нуссельта с турбулентностью, которое довольно часто встречается в литературе.

В работе [75] обнаружили, что в начале первичного вихря поток стремится отделиться от поверхности, что увеличивает толщину пограничного слоя и уменьшает локальный теплообмен, что приводит к локальным минимумам числа Нуссельта. Авторы работы [76] получили, что вторичные максимумы числа Нуссельта обусловлены потоком, вызванным вихревыми кольцами в сдвиговом слое. В работе [77] минимальное число Нуссельта встречается в месте вторичного вихря.

В работе [34] также описаны зависимость коэффициента теплопередачи от Re_{jet} , расстояния H/D и радиального расстояния от точки торможения R . В радиальном направлении число Нуссельта достигает локальный минимум при $R/D \sim 1.2$ и максимум при $R/D \sim 2.2$ [34,71], и далее на больших радиальных расстояниях монотонно уменьшается. С увеличением числа Рейнольдса разница между локальным минимумом и максимумом увеличивается. При малых числах Рейнольдса локальные экстремумы почти не видны.

Таким образом, не найдено простой корреляции для описания локальных коэффициентов теплопередачи в зависимости от Re_{jet} и H/D . Причина в том, что варьирование расстояния H/D приводит к изменению коэффициентов теплопередачи, а также их зависимости от числа Рейнольдса и радиального расстояния от точки торможения потока. Учет этих эффектов приведет к слишком сложной зависимости для практического применения. К тому же, изменение расстояния между соплом и преградой может привести как к увеличению, так и к уменьшению теплопередачи в зависимости от

радиального положения [34]. На больших радиальных расстояниях от точки торможения теплообмен слабо зависит от расстояний H/D .

Все эти факторы приводят к достаточно большому разбросу ранее полученных результатов. В работах [78,79] исследовано влияние этих параметров на распределение локального числа Нуссельта для переходных и установившихся процессов теплообмена круглой струи воздуха. Эксперименты с помощью термопар, впаянных в импактную поверхность, показали, что локальные числа Нуссельта увеличиваются с ростом числа Рейнольдса и достигают максимума в области $R/D \approx 0.3$.

Работы по численному моделированию (DNS), например, [75], показали, что вторичные максимумы могут возникать даже при низких числах Рейнольдса. Это отличается от выводов, сделанных в исследованиях [77,80], где сообщалось, что вторичный пик встречается только при высоких числах Рейнольдса.

Итак, мы можем наблюдать расходящиеся взгляды по нескольким аспектам теплообмена в потоке. По-разному объясняется возникновение вторичного пика числа Нуссельта. Дальнейшие противоречия наблюдаются при анализе относительно турбулизации пограничного слоя, уровня турбулентности, воздействия первичных вихрей и образования вторичных и третичных вихрей.

1.5 Вихревые когерентные структуры в пристеночной области импактной струи

Некоторые исследователи связывают характеристики теплообмена импактной струи с развитием, свертыванием и разрушением вихревых структур в потоке [65,74,81,82].

В сдвиговой области свободной части струи генерируются первичные вихри, которые, распространяясь вдоль стенки, взаимодействуют с внутренним пристенным слоем потока. Крупномасштабные структуры могут проникать в пограничный слой около поверхности и улучшать перемешивание

между слоями жидкости различной скорости. Вихревое движение вдоль поверхности сдвливает жидкость под собой и испытывает ответное дополнительное давление, которое также воздействует на жидкость внешнего слоя. Результирующая неустойчивость сдвигового слоя между внутренним и внешним слоями приводит к образованию вращающегося в противоположном направлении от первичного вихря вторичного вихря [65,82].

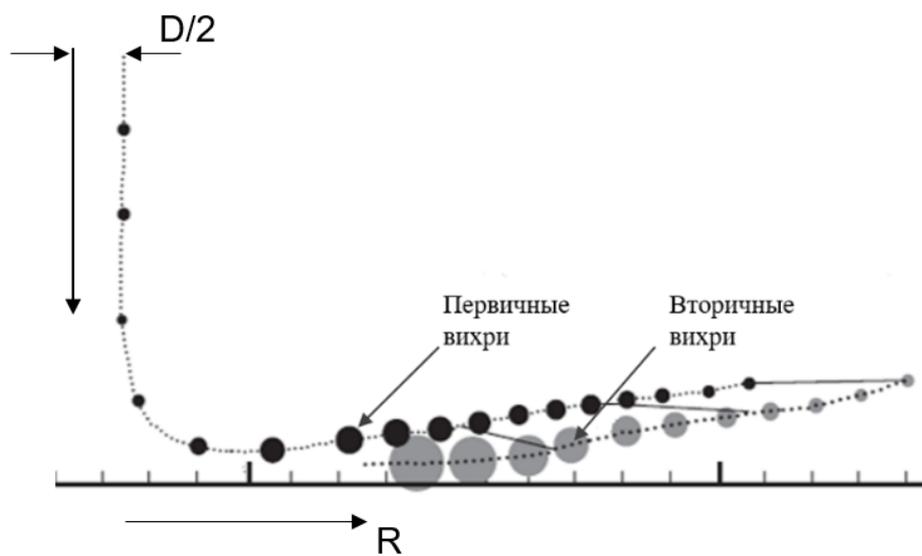


Рисунок 1.2. Схема образования первичных и вторичных вихрей в пристенной части импактной струи.

Образование вторичных вихрей зависит от конкретной стадии положения первичного вихря (рис. 1.2). На начальном этапе вихревые структуры движутся вместе с жидкостью вдоль поверхности, и пристенный слой нарушается незначительно. Ниже по течению вихрь начинает влиять на движение пристенной области, и происходит растяжение вихревой структуры. Движение жидкости замедляется, и первичный вихрь начинает притягивать поток ближе к поверхности. Далее происходит отрыв потока, он покидает поверхность под большим углом, что существенно влияет на импульс дальнейшего течения.

Движение вихревых структур оказывает влияние на распределение компонент скорости в пристеночной области (рис. 1.3). Вихри сжимают слой жидкости и увеличивают скорость потока вблизи поверхности.

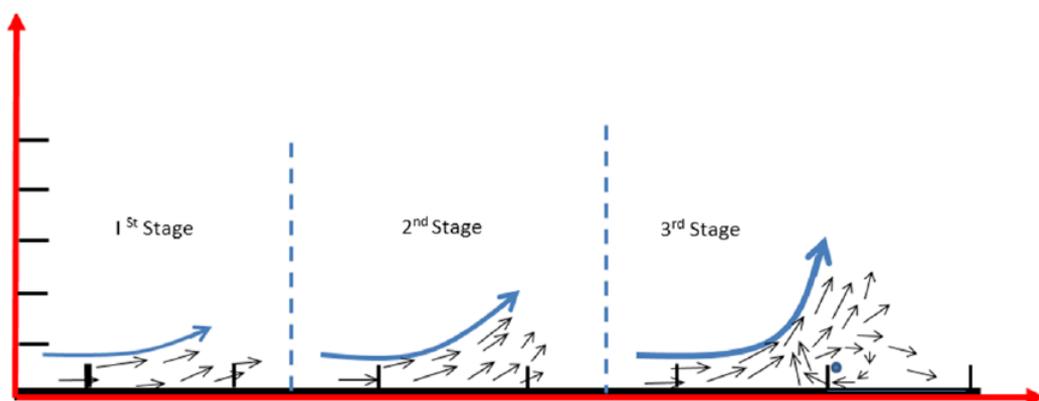


Рисунок 1.3. Схема образования вихрей в пристенной области [82].

Исследования вихревых структур в пристенной части струи и влияния на них параметров течения проводились различными экспериментальными и численными методами, результаты некоторых приведены ниже. Авторы сходятся на том, что теплообмен в пристенной области импактной струи является функцией числа Рейнольдса Re_{jet} и безразмерного расстояния от сопла до поверхности соударения H/D .

В работе [23] исследовали характеристики круглой импактной струи с помощью метода АИЧ (PIV). Образование вторичного вихря наблюдали в области $1.9 < R/D < 2.3$, распространение которого также приводило к увеличению толщины пограничного слоя. В работе [80] формирование вторичного вихря происходило в области $R/D > 1.3$. Авторы работы [75] наблюдали возникновение вихря для потока $Re_{jet} < 1803$ между расстояниями $R/D = 1.2$ и 1.4 , в области $R/D = 2.1$ он отделялся от стенки.

В работе [17] получены мгновенные поля температуры и скорости пристенной части импактной затопленной струи жидкости, натекающей на нагреваемую поверхность при $Re_{jet} = 4000$ и $H/D = 3$ с помощью комбинации методик плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции (PLIF) и анемометрии по изображениям частиц (PIV). Показано, что турбулентный

перенос нагретой жидкости от стенки, так и холодной жидкости к стенке происходит под действием пульсаций нормальной скорости. При этом турбулентный перенос под действием продольных флуктуаций скорости оказался значительно слабее, чем под действием поперечных. Интенсивность турбулентного теплообмена в зоне отрыва потока отличалась от других зон, что подтверждается изменением характера корреляций в зависимости от радиальных расстояний R/D . При значениях $R/D = 2.4$ вблизи поверхности происходило изменение знака корреляции. В слое потока $y/D < 0.2$ до 25% интенсивности теплообмена обеспечивалось механизмом турбулентности.

В работе [35] был проведен цикл экспериментов по исследованию влияния вихревых структур на пристенную часть затопленной струи воздуха с использованием акустического воздействия, которое изменяло структуру струи и приводило к увеличению турбулентности. Отрыв потока регистрировался нерегулярно в связи с различной формой структуры и положением в пространстве. Профили средней радиальной скорости и среднеквадратичной скорости были получены в работе [74] с помощью метода АИЧ для затопленной струи воды при $Re_{jet} = 15\ 895$ и на расстояниях $H/D = 1 - 8$.

Скорости в сдвиговой области стенки и массоперенос в сталкивающихся струях с различными типами сопел были изучены для $Re_{jet} = 5620$ и $H/D = 2$ [83]. Измерения проводились с помощью анемометрии по изображениям частиц совместно с электродиффузионным методом, для устранения ограничений метода АИЧ вблизи стенки из-за лазерного рассеяния. В работе [84] крупномасштабная структура генерировала сильно ускоренный и замедленный прерывистый поток в области $1.4 < R/D < 2.8$. Измерения с помощью метода АИЧ в работе [74] при $Re_{jet} = 6564$ показали наличие вторичных вихрей для $R/D > 1.9$. Мгновенные векторы скорости также не показывали четкого образования вторичных вихрей.

В работе [82] для $H/D = 2$ получено, что образование вихревой структуры может происходить как в области свободной струи, так и в

пристенной части. Векторное поле скоростей демонстрировало тенденцию к образованию вторичного вихря и разделения потока сразу после $R/D = 1.5$ и повторного присоединения потока непосредственно за ним. Однако для большего расстояния между поверхностями $H/D \geq 4$, сильные вихревые структуры не наблюдались в области вблизи стенки.

Подробная информация о вихревой и турбулентной структуре потока жидкости и теплообмена была получена с помощью моделирования LES в [77] для турбулентной струи при $Re_{jet} = 20\ 000$, падающей на горячую поверхность при $H/D = 2$. Показано, что скорость потока достигает максимального значения в области при $R/D = 0.9$ и затем начинает уменьшаться. На пристенную область импактной струи влияет сильное азимутальное вращение тороидального вихря, которое вызывает разделение потока и образование вторичного вихря с внутренней рециркуляцией.

Развитие когерентных структур также зависит от расстояния от сопла до поверхности. В работе [82] проведено исследование характеристик для пристенных слоев на расстоянии от стенки 0.028, 0.57, 1.65, 1.11 мм. Когда расстояние меньше длины потенциального ядра струи, среднеквадратичная скорость двух верхних слоев значительно возрастает вплоть до определенного радиального положения от точки торможения потока и уменьшается за ее пределами. Когда расстояние до столкновения больше, среднеквадратичная скорость максимально приближена к точке торможения потока и монотонно уменьшается с радиальным расстоянием. Пики среднеквадратичной скорости расположены в тех же радиальных точках, что и максимальная скорость поперечного потока. Среднеквадратичное значение ближних слоев (0.028 и 0.57 мм) показывает значительные колебания на радиальных расстояниях $1.5 - 2.5 D$ с локальным максимумом в $1.8 D$ для $Re_{jet} = 10\ 000$ и $H/D = 0.5$. После определенного расстояния в радиальном направлении вихревая структура разрушается, и среднеквадратичная скорость начинает уменьшаться. Таким образом, создаваемая в верхнем слое турбулентность диффундирует к нижнему слою.

Несмотря на большое количество работ, всего в нескольких из них представлены исследования гидродинамики потока совместно с получением мгновенных профилей температур в пристенной области жидкости. В работе [17] получена положительная корреляция как продольной, так и поперечной составляющих скорости и колебаний температуры. Причем вклад поперечной составляющей скорости в турбулентный теплообмен является более значительным, чем продольной. Наиболее интенсивный отвод тепла регистрируется в локальных областях истечения жидкости с поверхности между первичным и вторичным вихрем. Ранее этот механизм был описан в [73], для области критической точки между двумя большими встречно вращающимися вихрями.

Образование вторичного вихря происходит не для каждого числа Рейнольдса и расстояния от сопла по ударной поверхности H/D . На больших расстояниях от поверхности первичные вихри не так сильны по сравнению с небольшим расстоянием, следовательно, вероятность образования вторичных вихрей меньше.

С увеличением числа Рейнольдса шансы экспериментальной регистрации вторичных вихрей в потоке уменьшаются. В работе [80] показано, что образование вторичных вихрей наблюдается только в 1% PIV изображений. При $Re_{jet} = 23\ 000$ и $H/D = 2$ вторичные вихри существуют в пределах 0.4 мм от поверхности. Авторы работы [81] сообщили о наличии вторичных вихрей при $Re_{jet} = 19\ 000$. В основе экспериментальной регистрации лежал метод анемометрии с горячей проволокой при пространственном разрешении 0.1 мм. Для измерений [74] вторичный вихрь не наблюдался из полей мгновенных скоростей с пространственным разрешением около 0.53 мм при числе Рейнольдса $Re_{jet} = 10\ 000$. В работе [77] выполнили LES-моделирование импактной струи с $Re_{jet} = 20\ 000$ и показали наличие вихрей вблизи стенки. Авторы [86] также наблюдали присутствие вторичных вихрей в своем исследовании DNS круговой струи при

$Re_{jet} = 10\ 000$. Однако в исследовании [84] с использованием LES-моделирования вторичный вихрь не был обнаружен при $Re_{jet} = 13\ 000$ и $23\ 000$.

Результаты этих работ подтверждают, что поток очень чувствителен к пространственному разрешению метода или используемой сетке для численного моделирования. К тому же, с увеличением числа Рейнольдса толщина пограничного слоя уменьшается и для наблюдения вторичного вихря требуется большее разрешение. При низком числе Рейнольдса вязкая диффузия быстро разрушает завихренность, и градиент давления не оказывает существенного влияния на течение и образование вихря. Увеличение числа Рейнольдса ослабляет вязкую диссипацию, что приводит к усилению первичного вихря и в конечном итоге вызывает генерацию вторичного вихря.

Отсутствие регистрации вторичного вихря при высоких числах Рейнольдса в некоторых работах можно объяснить двумя способами. Во-первых, при большом числе Рейнольдса первичный вихрь формируется ближе к поверхности соударения. Следовательно, между первичным вихрем и стенкой остается меньше пространства для образования вторичной структуры. Во-вторых, при более высоких числах Рейнольдса ширина пристенной струи уменьшается, и высокоскоростной поток располагается ближе к поверхности. Поскольку вторичный вихрь образуется при отрыве низкоимпульсной жидкости вблизи поверхности, то следует ожидать снижение вероятности к образованию вторичного вихря. Это предположение подтверждается и в работе [62], где с помощью моделирования крупных вихрей для импактной струи в случае для $H/D = 2$ и $Re_{jet} = 2.3 \cdot 10^4$ максимум турбулентной вязкости находится на расстоянии от пластины $y/H = 0.18$, а при $Re_{jet} = 7 \cdot 10^4$ – в точке $y/H = 0.12$. Амплитуда колебаний характеристик теплообмена возрастает с увеличением числа Рейнольдса.

Экспериментальные исследования пристенной части импактной струи широко представлены в области радиусом до $3-4 D$, так как эта зона содержит известные максимумы и минимумы характеристик теплообмена. Данных о турбулентных пульсациях вне этой зоны практически не встречается. Одной

из немногих работ, в которой визуализирована область для радиальных расстояний до $15 D$ с помощью окрашивания потока чернилами (рис. 1.4), является [10]. Обнаружены высокочастотные колебания, которые растут внутри пограничного слоя и становятся значительными по размеру за пределами $R/D \sim 5$. При численном исследовании наблюдался локальный пик числа Нуссельта в положении центрального вихря при $R/D = 9$. Этот вихрь находится близко к стенке и переносит более холодную жидкость из объема жидкости к поверхности.

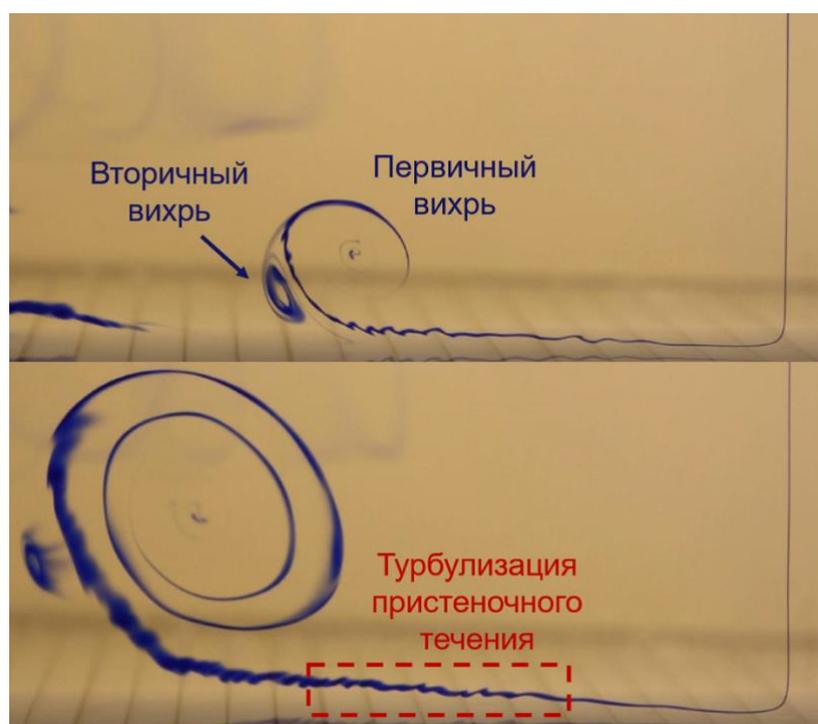


Рисунок 1.4. Визуализация первичной и вторичной вихревой структуры в пристенной области импактной затопленной струи жидкости [10].

В работе [79] представлено экспериментальное исследование ограниченной импактной струи между двумя пластинами с отверстием для сопла с помощью метода стереоанемометрии по изображениям частиц. Представлены результаты для трех расстояний $H/D = 2, 4, 8$ и чисел Рейнольдса $Re_{jet} = 1000, 2500, 5000, 7500$ и 9000 . При $H/D = 2$ центр вихря расположен примерно на расстоянии $R/D = 4.75$ при $Re_{jet} = 1000$ и перемещается примерно до $R/D = 6.25$ при $Re_{jet} = 9000$. При увеличении H/D

до 4 для $Re_{jet} = 1000$ вихрь перемещается на расстояние $R/D = 5.75$. Дальнейшее увеличение высоты зазора приводит к тому, что рециркуляция будет находиться за пределами области измерения в случае $H/D = 8$. Несмотря на то, что ограничение потока влияет на общую картину течения в замкнутом зазоре и увеличивает скорость роста толщины пристенной струи, в работе наглядно приведена динамика изменения положения вихрей при изменении Re_{jet} и H/D .

Известные результаты численного моделирования, которые чаще встречаются для большей приповерхностной области R/D , чем экспериментальные данные, свидетельствуют о существовании вихревых структур в дальней радиальной области. Для верификации этих данных необходимы экспериментальные методы, позволяющие регистрировать пульсации в пограничном слое.

В некоторых работах сообщают даже о третичной структуре в области пристеночной струи, который формируется при взаимодействии первичного вихря со вторичным. В работе [87] экспериментально и численно исследовали эффекты вихревых колец, в том числе третичных, для ламинарной падающей струи при $Re_{jet} < 3000$.

Вихревые структуры играют ключевую роль в усилении теплообмена в импактной струе. Распределения числа Нуссельта, отрыв потока на стенке, изменение теплового пограничного слоя и генерация вихревых структур связаны между собой.

Пространственное разрешение методов визуализации особенно важно для распознавания вихревых структур в пристенной области импактной струи. Высокое разрешение позволяет регистрировать вторичный вихрь даже при больших числах Рейнольдса. Результаты, полученные с помощью численного моделирования, свидетельствуют об эволюции вторичного вихря сразу после прохождения первичного вихря даже при более высоких числах Рейнольдса.

1.6 Турбулентность и методы ее описания

В процессе развития теории турбулентности предложены различные методы описания потоков. Полуэмперические модели адаптируются под заданный класс течений и обладают рядом параметров, характерных именно для конкретного случая. Вопрос о существовании универсальных свойств турбулентности остается открытым.

Важнейшей характеристикой турбулентности является распределение интенсивности энергии течения между составляющими различных масштабов. Первый шаг в понимании проблемы для развитой мелкомасштабной трехмерной турбулентности сделал Л. Ридчардсон в 1922 г., выдвинув идею каскада энергии [88]. Оказалось, что процесс передачи энергии происходит по цепочке – от больших вихрей к меньшим, а характерные процессы, такие как генерация $F(k)$ и диссипация $D(k)$ разнесены по масштабам и в спектральном представлении зависят от волнового числа k . Приток энергии соответствует макромасштабу k_L , диссипация становится эффективна лишь на малых масштабах (большие волновые числа) вблизи k_η , где η – микромасштаб турбулентности или масштаб Колмогорова.

Интервал, находящийся между вышеописанными процессами, называется инерционным. Баланс энергии для стационарных турбулентных течений записывается в виде

$$T(k) - D(k) + F(k) = 0, \quad (1)$$

где $T(k)$ – член, описывающий перенос энергии в заданный масштаб в результате взаимодействия пульсаций скорости различного масштаба.

Более строгая формулировка и количественные данные были получены в работах А.Н. Колмогорова в 1941 году [88]. Было сделано предположение, что скорость диссипации энергии ε является константой для заданного течения. Эта величина определяется энергией, вводимой в поток на единицу массы, и характеризует энергию, передаваемую вдоль всего инерционного интервала до диссипации. Принимая во внимание эти предположения, а также

из соображений размерности, можно получить известный закон Колмогорова–Обухова:

$$E(k) = C * \varepsilon^{\frac{2}{3}} * k^{-\frac{5}{3}}. \quad (2)$$

Здесь C – эмпирическая постоянная, константа Колмогорова. При представлении выражения в логарифмическом виде, инерционному интервалу соответствует прямолинейный участок с наклоном « $-5/3$ » (рис. 1.5 а).

Таким образом, согласно закону Колмогорова–Обухова, спектральная плотность энергии турбулентности уменьшается с ростом волнового числа по закону пяти третей. С энергетической точки зрения в модели Колмогорова процесс турбулентного перемешивания состоит из передачи энергии по каскаду турбулентных вихрей: энергия больших вихрей передается меньшим вихрям, мельчайшие вихри диссипируют энергию в теплоту.

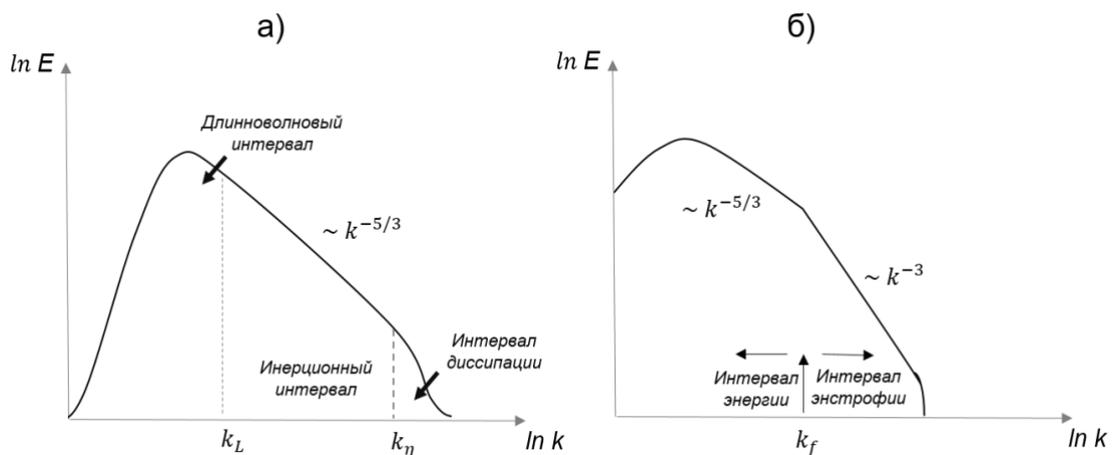


Рисунок 1.5. а) Схематическое представление классического спектра трехмерной турбулентности [88] и б) спектра кинетической энергии двумерной турбулентности [89], k_f – волновое число накачки.

Турбулентность – явление трехмерное; при переходе к двумерному течению происходит качественное изменение свойств и, соответственно, спектральных характеристик турбулентных пульсаций. Теоретически было показано, что в двумерных течениях возможно появление двух инерционных интервалов [89] (рис. 1.5 б), по которым реализуются прямой каскад переноса

энстрофии (k^{-3} для энергетического спектра скорости), обеспечивающий диссипацию, и обратный каскад кинетической энергии со степенным законом $k^{-5/3}$, перекачивающий кинетическую энергию в область больших масштабов. Обратный каскад энергии можно рассматривать как процесс самоорганизации турбулентности, в результате чего из поля мелкомасштабных пульсаций формируются крупномасштабные когерентные структуры.

На практике черты двумерной турбулентности проявляют крупномасштабные геофизические и астрофизические течения, в этих случаях обычно говорят о квазидвумерной турбулентности [90]. Численному моделированию двумерной турбулентности посвящено большое количество работ [90, 91]. Между тем многими авторами отмечалось, что шансов на реализацию двумерной турбулентности в лабораторных условиях фактически нет [88].

Экспериментальное исследование спектров в жидкости проведено для пульсаций скорости [92] и температуры [93]. В наиболее цитируемой работе по лабораторному моделированию двумерной турбулентности [92] исследовались режимы, в которых удалось наблюдать формирование обратного каскада энергии со спектром « $-5/3$ ». Возбуждение течения в опытах проводилось с помощью электромагнитных сил – к 36 точечным электродам, встроенным в дно кюветы, подводилось постоянное напряжение (полярность чередовалась в шахматном порядке). Электрические токи в слое взаимодействовали с вертикальным магнитным полем и приводили к формированию планарных вихрей, закрученных также в шахматном порядке. Диапазон масштабов, в котором было зафиксировано формирование инерционного интервала, достаточно мал и носил скорее качественный характер, но именно эта работа доказала возможность существования и наблюдения обратного каскада энергии в квазидвумерных турбулентных потоках. Эксперименты в мыльных пленках [91] показали, что энстрофийный каскад может развиваться в соответствии с классической теорией в физических системах специального типа.

В последнее время спектральный метод исследования турбулентных течений жидкости встречается в основном при анализе результатов в численном моделировании. В работе [94] построены энергетические спектры скорости потока закрученного течения воды внутри «модельной» камеры сгорания газовой турбины. Закономерное проявление пиков на спектре сигнализирует о положении точки в камере и влиянии встречного потока при выходе из камеры.

Исследование двумерной и трехмерной динамики течения в турбулентном слое жидкости в работе [95] при численном моделировании трехмерных уравнений Навье-Стокса проводилось в ограниченной области масштабов. В работе наблюдалось явление расщепления энергетического каскада и было показано, что обратный энергетический каскад сопровождается развитием прямого каскада энтропии в промежуточном диапазоне масштабов.

Здесь представлены основные спектральные законы для волновых чисел. Если энергетический спектр в пространстве волновых чисел имеет степенную зависимость, то частотный спектр демонстрирует тот же спектральный индекс [96] независимо от скорости.

Для верификации моделей турбулентности необходимо экспериментальное подтверждение. Знание механизма ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое жидкости и газа позволяет достигать максимальной эффективности в решении прикладных задач.

1.7 Гидродинамический и температурный пограничный слой

Турбулентное течение жидкости в объеме может быть описано как течение с малой вязкостью. Вблизи твердой стенки такое приближение неприемлемо: появляется тонкий пристеночный слой, в котором практически исчезает нормальная составляющая скорости и остаются касательные

компоненты. Слой, в котором скорость возрастает от нуля до 99% скорости в пристенном потоке, и носит название пограничного слоя $\delta_{0.99}$.

В строении турбулентного пограничного слоя принято выделять внутренний и внешний (динамический) пограничные слои. Толщина внутреннего пограничного слоя составляет примерно 20% от толщины пограничного слоя; сам пограничный слой подразделяют на вязкий подслой, переходную и логарифмическую область.

Развитие пограничного слоя пристеночной области струи часто рассматривают как задачу пограничного слоя на плоской пластине. Процесс перехода от ламинарного к турбулентному пограничному слою обычно выглядит следующим образом (рис. 1.6): поток проходит ламинарную область, в которой толщина пограничного слоя возрастает. После достижения максимального значения, поток разделяется на вязкий подслой и динамический пограничный слой, турбулизация которого продолжается и захватывает соседние части.

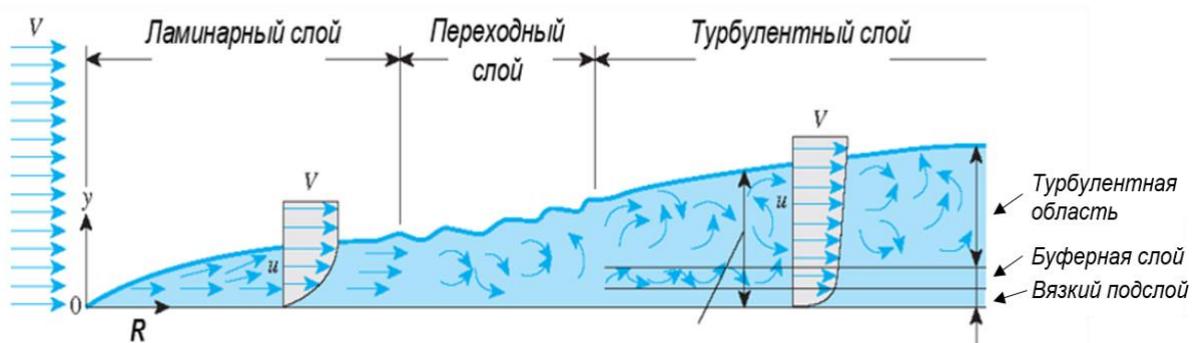


Рисунок 1.6. Схема турбулизации пограничного слоя течения.

Толщина пограничного слоя зависит от многих факторов и трудно определима как в расчете, так и в эксперименте. Пограничный слой развивается вниз по потоку (растет пропорционально $\sim\sqrt{x}$) и также зависит от градиента давления и свойств поверхности. Помимо того, температура неизотермического течения влияет на вязкость. Оценить толщину

пограничного слоя для импактной струи можно с помощью расчета пограничного слоя на пластине, которая традиционно описывается как [97]

$$\delta \approx 5 \sqrt{\frac{v x}{U_{\infty}}}. \quad (3)$$

Также встречаются оценки для ламинарного пограничного слоя, выраженные через число Рейнольдса

$$\delta \approx 5 \frac{x}{\sqrt{Re}}. \quad (4)$$

Турбулентный пограничный слой толще ламинарного и обычно оценивается как

$$\delta \approx 0.37 \frac{x}{Re^{\frac{1}{5}}}. \quad (5)$$

Следует отметить, что даже в простейших пристенных течениях, таких как установившееся течение в канале и пограничный слой на плоской пластине, приведенные выше оценки выполняются приблизительно.

Для потоков с высокой степенью турбулентности вблизи поверхности существуют экспериментальные работы, свидетельствующие о турбулизации пограничного слоя за счет не традиционных волн неустойчивости, а формирования в докритической области «полосчатых структур» [98]. Эти структуры возникают в виде продольных, вращающихся в противоположных направлениях вихрей, которые накладываются на вихри Кельвина – Гельмгольца. Экспериментально они могут быть искусственно сгенерированы с помощью пульсирующей струи, в круглых водяных струях воды или под влияем электрической искры [99,100]. Численные исследования эволюции возмущений в пристенном турбулентном потоке представлены в работах [101,102]. Установившиеся турбулентные потоки рассчитывались в [101] на основе решения уравнений Навье-Стокса для несжимаемой жидкости методом конечных разностей.

При наличии разности температуры между жидкостью и обтекаемой стенкой в пристеночной области образуется тепловой пограничный слой [97]. В экспериментах толщина теплового пограничного слоя в турбулентном потоке жидкости, соприкасающейся с нагретой поверхностью, мала, например, в работе [17] значения температуры в точках, близких к стене, составляют всего 10% от температуры на нагретой стенке.

1.8 Колмогоровский и тейлоровский масштабы

Если рассматривать турбулентность как совокупность вихревых структур различного размера, то, начиная с некоторого малого размера, происходит диссипация в тепло под воздействием вязкости. Минимальный характерный размер вихрей общепринято определяется колмогоровским масштабом. Согласно первой гипотезе Колмогорова, диссипативный масштаб зависит только от скорости диссипации энергии и кинематической вязкости и определяется как $\eta = (\nu^3 / \varepsilon)^{1/4}$, где ν – кинематическая вязкость, ε – диссипация. В работах для жидких течений [42] и газовых струй [103] колмогоровский масштаб оценен следующим образом:

$$\frac{\eta}{d} = 0.38 Re^{-3/4} * \left(\frac{x - x_0}{d} \right), \quad (6)$$

где x_0 и x – точки на оси струи на срезе сопла и на поверхности соударения соответственно.

Временной масштаб Колмогорова $\tau = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{1/2}$ можно выразить через пространственный как $\tau = \frac{\eta^2}{\nu}$.

Промежуточным масштабом между колмогоровским и характерным размером течения является тейлоровский – масштаб, на котором вязкость среды существенно влияет на динамику турбулентных вихрей в потоке. Он связан с η выражением $\frac{\lambda}{\eta} \sim Re^{1/4}$ [104]. Количественные оценки характерных масштабов турбулентности приведены далее в Главе 4.

Различие основных характеристик пограничного слоя, таких как толщина и структура слоя для ламинарного, турбулентного течения и наличие высоких градиентов в пристеночной области делает изучение пограничного слоя жидкости трудоемкой задачей. Исследование переходной области пограничного слоя стремится к улучшению управления им для практического применения. С другой стороны, явление ламинарно-турбулентного перехода требует дополнительных исследований для продвижения фундаментального понимания.

2.1 Основы метода измерений

Свойство воды поглощать инфракрасное (ИК) излучение на субмиллиметровом масштабе в рабочем диапазоне тепловизионной камеры 3.7–4.8 мкм [105,106] позволило предложить метод исследования неизотермических нестационарных течений жидкости в пограничном слое [107,108] на основе ИК термографии (метод ТВПЖ – термография высокоскоростных потоков жидкости). При регистрации через ИК-прозрачное окно метод позволяет визуализировать тепловое излучение из тонкого приповерхностного слоя жидкости (рис. 2.1).

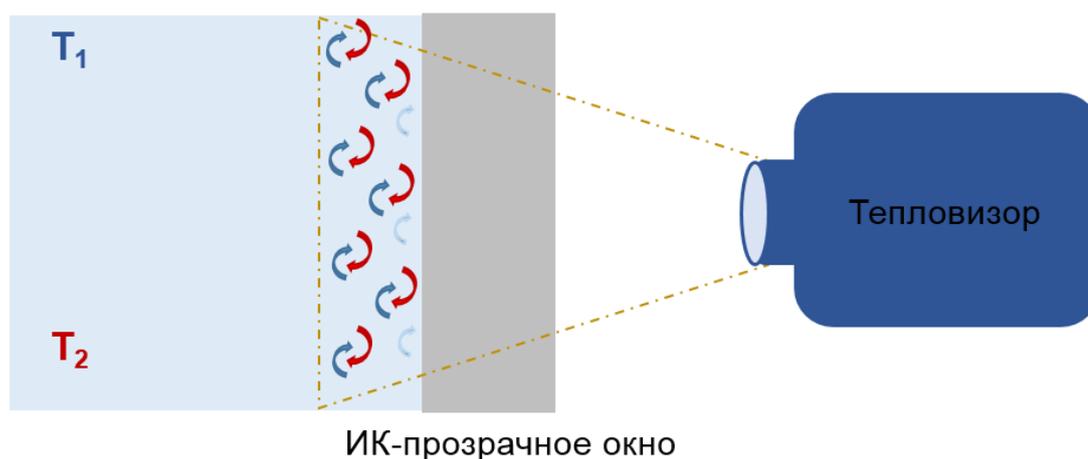


Рисунок 2.1. Схема используемого метода регистрации температурных пульсаций с пристеночного слоя жидкости.

Затухание излучения в средневолновой ИК области является свойством воды (рис. 2.2). Метод не требует использования засеивающих частиц или красителя, которые при регистрации пограничных турбулентных течений вблизи стенки сказываются отрицательно.

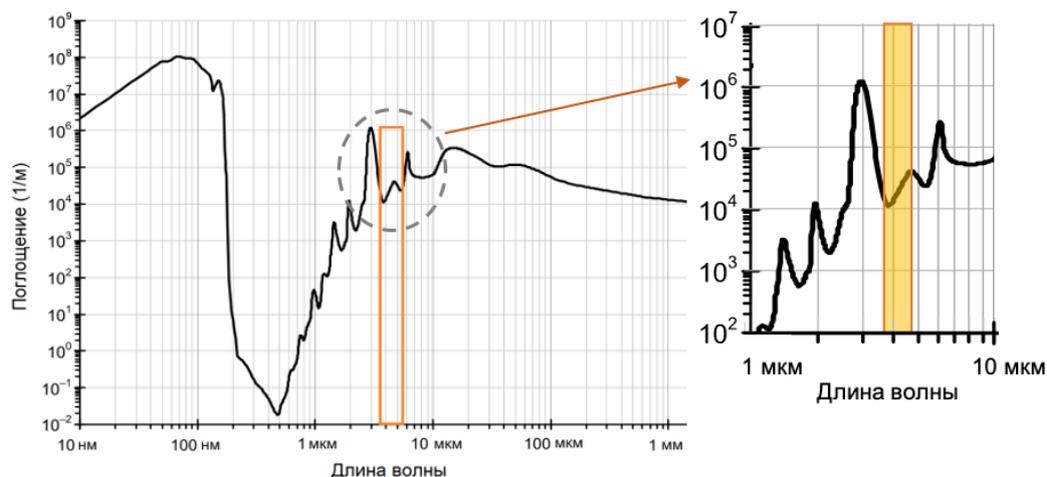


Рисунок 2.2. Спектр поглощения ИК излучения для воды [105, 106].

Метод термографии высокоскоростных потоков жидкости применим для определенного класса течений. Поток должен быть неизотермическим, а само течение – динамическим или турбулентным. В нестационарном потоке поля температур и скоростей являются следствием тепловых и механических взаимодействий [109]. Тепловое поле всегда зависит от гидродинамики течения. Турбулентный неизотермический поток имеет вихревую структуру, в котором вихри образуют «кластеры» одинаковой температуры. Здесь пульсации теплового поля обусловлены гидродинамикой течения, что приводит к корреляции пульсаций температуры и скорости.

В общем случае не существует единой классификации высокоскоростных потоков и съемки. Неизотермические течения реализуются в условиях совместного протекания процессов теплопроводности, излучения и конвекции, которые проявляют себя на разных временных интервалах. Возможность съемки современными тепловизорами позволяет поставить эксперимент для выделения наиболее быстрых процессов – регистрации компоненты теплового излучения жидкости из пограничного слоя с минимальным влиянием теплопроводности и конвекции, характерные времена которых превышают интервал времени исследуемого

быстропротекающего процесса. Это и подразумевает понятие высокоскоростной ИК регистрации в данной работе.

Стоит отметить, что число Прандля в воде при температуре 20–30 °С равно $Pr = 5–7$, что подтверждает, что тепловое поле течения служит хорошим индикатором движения жидкости и структур турбулентного потока [42].

Предложенный метод исследования на основе ИК термографии позволяет в одном эксперименте одновременно измерять в тонком приповерхностном слое воды нестационарные поля локальных пульсаций температуры жидкости и визуализировать гидродинамику течения [110, 111]. Даже при числах Рейнольдса $Re_{jet} > 500$ [97] пристеночное течение сопровождается возникновением, развитием и распространением турбулентных структур, что обеспечивает широкий диапазон применения метода. Таким образом, температурный контраст структур в пограничном слое и высокая динамика турбулентного потока позволяют обнаружить гидродинамические вихри потока на основе теплового излучения.

2.2 Особенности измерений через ИК-прозрачную стенку

2.2.1 Материалы окон

Регистрация температурных полей проходит через окна с высоким коэффициентом пропускания (τ) в рабочем диапазоне измерительного прибора при его фокусировке на внутреннюю стенку. Ранее эксперименты проводились для различных материалов: полипропилен ($\tau \sim 50\%$), селенид цинка $ZnSe$ ($\tau < 70\%$) и фторид кальция CaF_2 ($\tau > 90\%$) [112]. В данной работе представлены результаты измерений через окно с максимальной пропускающей способностью из фторида кальция (рис. 2.3).

Поверхность окна, через которое ведется измерение тепловизором, должна быть оптически гладкой [42]. Рассеяние излучения на стенке и его отражение могут привести к возникновению виртуальных колебаний температур в виде случайно распределенных пятен на снимках.

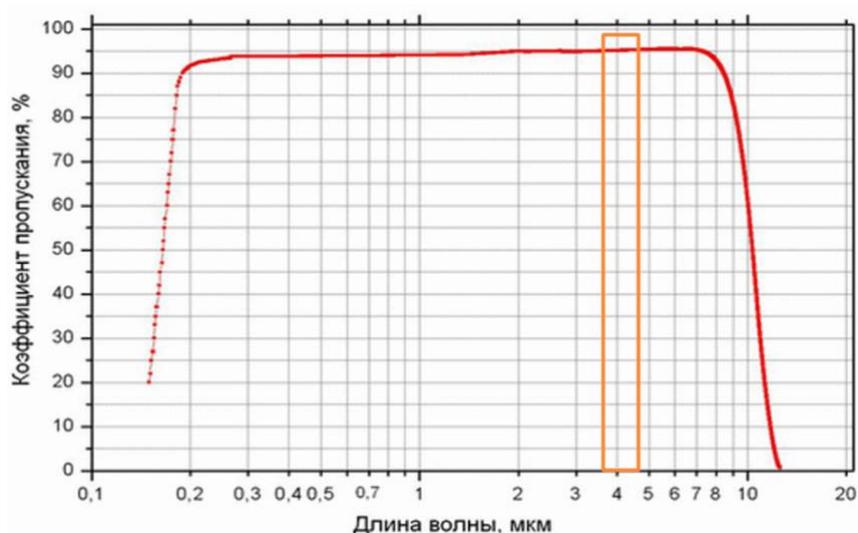


Рисунок 2.3. Спектр пропускания фторида кальция [112].

Экспериментальная оценка тепловых потерь стенки проводилась с помощью измерений температуры невозмущенной жидкости в резервуаре, регистрируемой через окна с различной пропускающей способностью: фторид кальция, селенид цинка, стекло (непрозрачное) (рис. 2.4).

Температура воды менялась с шагом 1 – 1.5 градуса в диапазоне от 10 до 45 °С. Корреляция температур, измеренных контактно термопарой в жидкости, с температурами, полученными тепловизором через ИК-прозрачные окна, представлена на рис. 2.4.

Как и ожидалось, данные, полученные с помощью термопары, наиболее близки к измерениям через окно из фторида кальция. Материал с наибольшей пропускающей способностью (более 90%) среди представленных окон обеспечивает минимальный вклад излучения от самой стенки в диапазоне температур ~ 25–45 °С. Дальнейшие измерения струйных течений, описанные в диссертационной работе, проводились для данного интервала температур и через окно из фторида кальция.

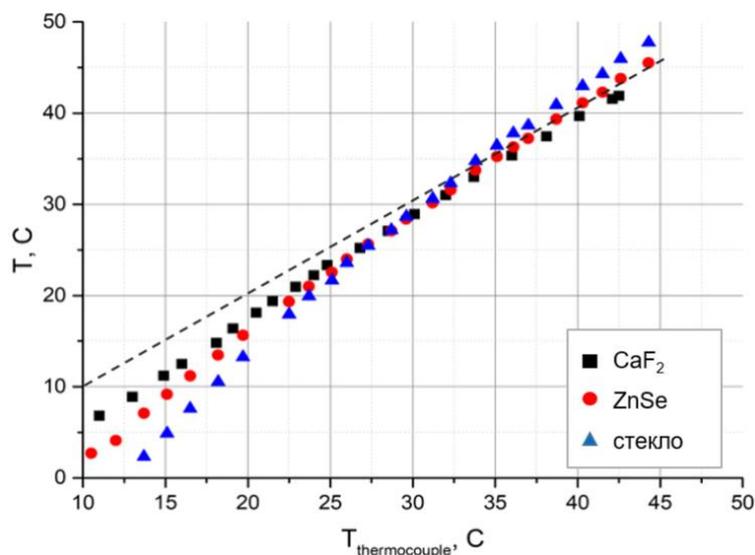


Рисунок 2.4. График корреляции температур, измеренных через окна с различной пропускающей способностью, и измерений термопарой в жидкости (пунктирная линия).

2.2.2 Оценка влияния теплового потока от стенки

Рассмотрим вопрос влияния теплового потока от стенки резервуара на регистрируемое излучение. В экспериментах проводятся измерения установившихся струйных течений, когда стенка находится в тепловом равновесии с усредненным температурным полем течения. Это позволяет минимизировать теплообмен между стенкой и потоком. Стоит отметить, что толщина стенки 2 мм на порядок больше толщины исследуемого слоя жидкости.

Для расчета оценки времени остывания или нагревания стенки рассмотрим одномерное дифференциальное уравнение теплопроводности для пластины толщиной δ без внутренних источников тепла с коэффициентом температуропроводности a :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial T^2}{\partial x^2} \quad (7)$$

В начальный момент времени пластина находилась в тепловом равновесии с усредненной по времени температурой потока в каждой точке

$T_0 = \bar{T}$. Предположим, что температура потока совершило однократное колебание ΔT , которое успело нагреть некую площадь пластины.

Тогда производную можно оценить как отношение полного изменения функции к соответствующему интервалу изменения аргумента $\frac{\partial T}{\partial x} \sim \frac{\Delta T}{\delta}$, а $\frac{\partial T}{\partial t} \sim \frac{\Delta T}{\tau_0}$, где τ_0 – оценочное время установления теплового равновесия, которое и нужно определить

$$\frac{\partial T^2}{\partial x^2} = \frac{\partial \left(\frac{\Delta T}{\delta} \right)}{\partial x} \sim \frac{\Delta T}{\delta} \sim \frac{\Delta T}{\delta^2} \quad (8)$$

Подставляя выражение в дифференциальное уравнение теплопроводности, получаем

$$\frac{\Delta T}{\tau_0} = a \frac{\Delta T}{\delta^2} \quad \text{или} \quad \tau_0 = \frac{\delta^2}{a} . \quad (9)$$

Таким образом, получена приближенная оценка времени остывания или нагревания по значениям размера пластины и свойств материала. Регистрируемые температурные пульсации в потоке лежат в диапазоне 10 – 100 Гц. Значение τ_0 для наших экспериментальных параметров не превышает 1 с, что на порядок больше характерных времен регистрируемых температурных пульсаций.

2.3 Тепловизионная регистрация

2.3.1 Тепловизионные камеры и их характеристики

Тепловизионная камера предназначена для бесконтактного измерения и регистрации пространственного или пространственно-временного распределения радиационной температуры объектов путем формирования временной последовательности термограмм [113]. Тепловизор состоит из ИК приемника (детектор излучения), объектива, системы охлаждения (сосуд Дьюара с хладагентом, термоэлектрические холодильники, микрохолодильник Стирлинга), встроенного эталона температуры,

электронного блока, монитора и программного обеспечения. Приемники излучения, в свою очередь, включают в себя чувствительный элемент, входное окно, апертуру.

Современные матрицы тепловизоров используют тепловые или фотонные ИК приемники. В основе принципа действия тепловых детекторов лежат четыре эффекта: болометрический, термовольтаический, термопневматический либо пироэлектрический. Наиболее доступными по цене измерительными и показывающими тепловизорами являются приборы, работающие на неохлаждаемых болометрических матричных детекторах.

Для научных и промышленных исследований наиболее распространены камеры на охлаждаемых фотонных матрицах на основе антимонида индия (InSb), силицида платины (PtSi), тройных соединений (HgCdTe), арсенида галлия (GaAs). В основе работы фотонных детекторов лежит явление внутреннего фотоэффекта. Носители заряда переходят в зону проводимости либо с примесного уровня, либо из валентной зоны. Фотоны увеличивают число свободных носителей электрического заряда, изменяя электрическое состояние чувствительного элемента.

2.3.2 Основные принципы регистрации потоков тепловизионной камерой

Инфракрасная термография основана на измерении распределения теплового излучения с поверхности тел и преобразовании его в карту температуры. Как известно, физические тела могут поглощать, отражать или пропускать энергию излучения. Для описания этих физических процессов вводятся соответствующие коэффициенты:

- коэффициент поглощения β_λ , равный отношению спектральной мощности излучения, поглощенной объектом, к величине этого случайного излучения;
- коэффициент отражения ρ_λ , равный отношению спектральной мощности излучения, отражённой объектом, к величине этого случайного излучения;

- коэффициент пропускания τ_λ , равный отношению спектральной мощности излучения, пропущенной сквозь объект, к величине этого случайного излучения.

Связь этих трех величин представлена формулой:

$$\beta_\lambda + \rho_\lambda + \tau_\lambda = 1 \quad (10)$$

Для описания излучения вводят коэффициент излучения ε_λ , который равен отношению спектральной мощности излучения объекта к спектральной мощности излучения абсолютно чёрного тела при одной и той же температуре и длине волны. Согласно закону Кирхгофа $\beta_\lambda(\lambda, T) = \varepsilon_\lambda(\lambda, T)$.

Существует три типа источников излучения [25], которые различаются по зависимости спектральной излучательной способности от длины волны:

- абсолютно чёрное тело (АЧТ) ($\varepsilon_\lambda = \varepsilon = 1$);
- серое тело ($\varepsilon_\lambda = \varepsilon = const < 1$);
- селективный излучатель ($\varepsilon_\lambda = \varepsilon(\lambda)$).

Мощность или поток теплового излучения W , регистрируемое тепловизором, складывается из нескольких составляющих. При измерении помимо излучения самого объекта при температуре T_o , в поле зрения прибора попадает излучение фона или окружающих объектов и атмосферы, через которую проходит поток.

Таким образом, поток излучения W складывается из:

1. излучения объекта – $\tau_a W_o = \tau_a \varepsilon_o W_{\text{АЧТ}}(T_o)$, где ε_o – коэффициент излучения объекта, τ_a – коэффициент пропускания атмосферы, а $W_{\text{АЧТ}}(T_o)$ – поток излучения АЧТ при температуре объекта;
2. отраженного излучения от окружающих источников – $\tau_a(1 - \varepsilon_o)W_{\text{АЧТ}}(T_f)$, где T_f – фоновая температура, $(1 - \varepsilon_o)$ – коэффициент отражения объекта;
3. излучения самой атмосферы, через которую ведется измерение – $(1 - \tau_a)W_{\text{АЧТ}}(T_a)$, где T_a – температура атмосферы, $(1 - \tau_a)$ – коэффициент излучения атмосферы.

Полный поток теплового излучения W , регистрируемый тепловизором, равен:

$$W = \tau_a \varepsilon_o W_{\text{АЧТ}}(T_o) + \tau_a (1 - \varepsilon_o) W_{\text{АЧТ}}(T_f) + (1 - \tau_a) W_{\text{АЧТ}}(T_a). \quad (11)$$

Это общая измерительная формула, используемая в большинстве коммерческих тепловизионных системах, в том числе, в термографическом оборудовании компании FLIR Systems [114].

Получается, что измеряемый тепловизором поток зависит от заранее неизвестных температуры объекта и коэффициента излучения его поверхности. Прибор выдает некорректируемое значение температуры объекта, полученное с учетом всех тепловых излучений, принятых детектором. Этот параметр может называться «кажущаяся» или радиационная отраженная температура (reflected), температура фона (background) или окружающая температура (ambient). При изменении условий тепловизионной съемки отраженная температура фона меняется.

Корректные значения коэффициента излучения и отраженной температуры необходимо задать в программном обеспечении тепловизора до начала эксперимента для повышения точности измерений.

2.4 Диапазон применения метода ТВПЖ и точность измерений

2.4.1 Температурное разрешение

Точность измерения относительных температурных полей для современных тепловизоров достаточно велика. Одним из ключевых показателей точности измерений для средневолновых и длинноволновых инфракрасных камер является тепловая чувствительность камеры (noise equivalent temperature difference или NETD), которая выражается пороговым значением чувствительности, эквивалентной уровню шума собственного фотоприемника при определенной температуре абсолютно черного тела [115]. Для современных неохлаждаемых детекторов типичное значение NETD при

температуре 20 °С около 100 мК, в то время как для охлаждаемых детекторов тепловая чувствительность камеры может составлять 10 мК.

Температурная точность тепловизионных камер обычно выражается в процентах или абсолютной погрешности измерения температуры. Погрешность абсолютных термографических измерений составляет около 2°С, что много больше погрешности измерений термопар и других точечных контактных приборов. Это вызвано тем, что выходной сигнал приемника ИК излучения зависит от коэффициента излучения поверхности, угла наблюдения, расстояния до источника, фоновой температуры, свойств окружающей среды, например, влажности воздуха. Многие из параметров не поддаются точному измерению и оцениваются в конкретном эксперименте с той или иной степенью точности.

Тепловизионная регистрация наиболее эффективна:

- для объектов, близких по свойствам к АЧТ;
- на небольших расстояниях от объекта исследований;
- при отсутствии паразитных источников излучения.

Пределы измерения по температуре в данной методике определяются характеристиками тепловизионной камеры, механическими особенностями резервуара и ИК-прозрачного окна. Регистрируемый диапазон температур тепловизора связан с временем интеграции съемки. Для проведенных экспериментов выбран интервал от 5 до 80 °С, для которого время интеграции составляет 980 –1030 мкс.

В данной работе измерения проводятся с помощью тепловизионной камеры FLIR SC7700, работающей в средневолновом ИК диапазоне 3.7 – 4.8 мкм. Для данного тепловизора NETD составляет 18 мК при 25 °С, в других температурных диапазонах не превышает 25 мК [114]. Максимально возможная частота регистрации в полнокадровом режиме 640x512 пикселей – 115 Гц. Представленные в данной работе тепловизионные фильмы получены с частотой от 100 до 415 Гц. Для различных задач используются макро, 50-мм,

25-мм объективы. Пространственное разрешение для экспериментов лежит в диапазоне 0.08 – 0.15 мм/пиксель.

Тепловизор SC7700 позволяет работать в широком динамическом диапазоне температур с помощью режима Hypercal. Неравномерная чувствительность матричного приемника настраивается с помощью коррекции NUC (non-uniformity correction), которая выполняется путем считывания излучения при закрытом объективе, с объекта/объектов с известной равномерной температурой и её сравнения с абсолютно черным телом.

Инфракрасная камера измеряет тепловой поток во «внутренних» единицах интенсивности, после чего переводит в значения температуры (рис. 2.5) в соответствии с калибровкой и настройками, сделанными перед экспериментом. При рассмотрении пульсаций температур dT менее 5 градусов, зависимость в этом диапазоне можно считать линейной.

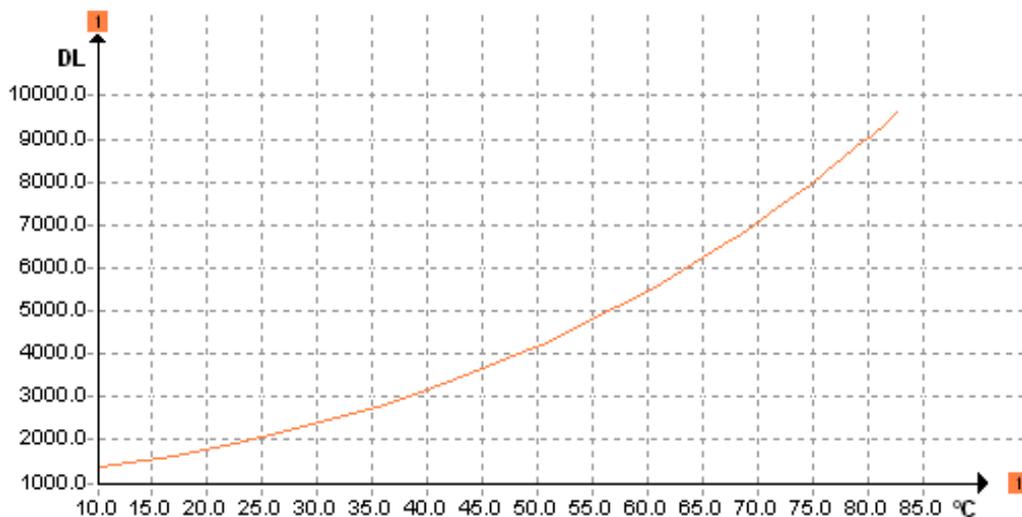


Рисунок 2.5. График энергетических единиц, измеренных тепловизором, соответствующих температуре в диапазоне $T = 10 - 85$ °C.

2.4.2 Пространственное и временное разрешение

На пространственное разрешение и разрешающую способность термографических приборов оказывают влияние тип объектива и фокусное

расстояние. В связи с этим пространственное разрешение тепловизоров принято оценивать общим количеством пикселей в кадре, которое соответствует числу регистрируемых точек на термограмме.

Важным параметром тепловизоров, особенно для исследования нестационарных потоков, является частота регистрации. Обычно её указывают в формате количества полнокадровых тепловизионных изображений, полученных за секунду (Гц). Следует отметить, что частота съемки ограничена минимальным временем интеграции, которое требуется пикселю детектора для правильного измерения температуры целевого объекта. Это время обратно пропорционально измеренной температуре, поэтому при низких температурах объекта максимально возможная частота регистрации меньше, чем при более высоких. Для современных инфракрасных камер в настоящее время частота регистрации может достигать нескольких кГц.

Для демонстрации разрешающей способности тепловизионной камеры использовалась штриховая мира ГОИ. Она состоит из 25 квадратных элементов стороной 1 мм, ориентация которых меняется через 45°. Термографическое изображение миры, снятое через ИК-прозрачное окно с помощью объектива 50 мм и макрообъектива, представлены на рис. 2.6. Термограммы получены при комнатной температуре без дополнительного фонового контраста. Показано, что тепловизор с объективом 50 мм разрешает 5 шт/мм. Максимальное пространственное разрешение получено для макрообъектива – 15 шт/мм.

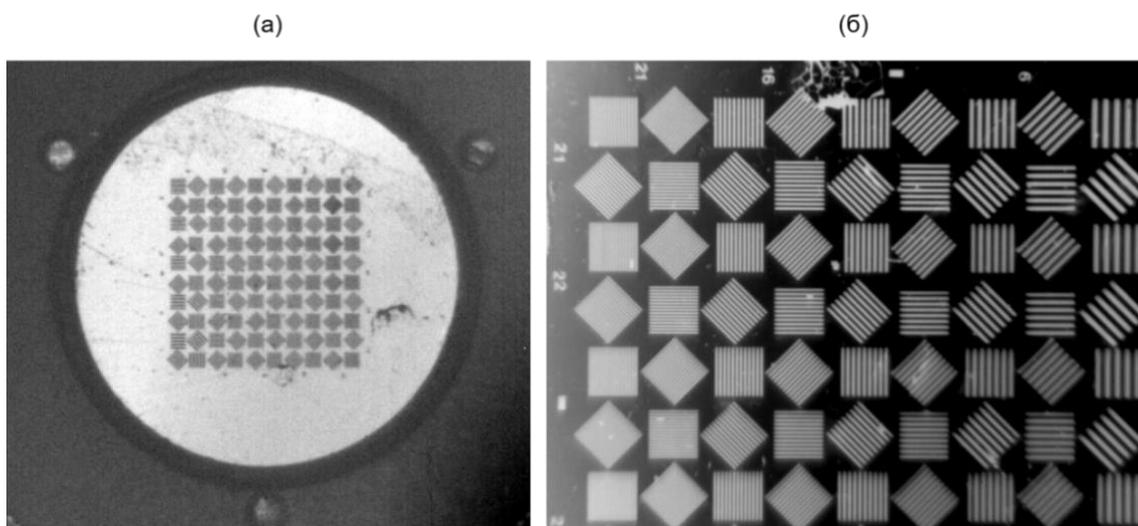


Рисунок 2.6. Термографическое изображение миры, снятое через ИК-прозрачное окно: (а) объектив 50 мм, (б) макрообъектив.

2.4.3 Настройка тепловизионной камеры

Для корректного измерения температуры с помощью тепловизионной камеры предварительно устанавливается коэффициент излучения ϵ и значение отраженной температуры в зависимости от объекта исследования.

Перед каждым экспериментом проводилась коррекция неоднородностей изображения, получаемого тепловизором, предусмотренная программным обеспечением Altair, которая заключалась в сравнении интенсивности пикселей изображения с абсолютно черным телом. Экспериментальная установка, включающая в себя тепловизор и объект исследования, огорожены черным поглощающим материалом для устранения засветок при измерении.

Для визуализации течения методом ТВПЖ необходимо наличие разности температур в потоке. Однако, в отличие от случая, когда неоднородность температуры является источником турбулентного движения [93], температура в методе играет роль пассивной примеси. Как показали эксперименты в Главе 4, частотные характеристики пульсаций не зависят от температуры смешиваемых потоков.

2.5 Методики обработки тепловизионных фильмов

Обработка полученных тепловых полей струйных неизотермических течений жидкости проводится следующим образом:

- 1) выбираются опорные точки на каждой термограмме;
- 2) извлекаются временные зависимости измеренных тепловых сигналов в каждой точке с использованием программного обеспечения FLIR.

Для дальнейшего количественного анализа пограничных течений разработаны несколько направлений пост-обработки изображений в среде Python:

- построение полей среднеквадратичных тепловых пульсаций;
- получение энергетических спектров мощности турбулентных пульсаций для каждого временного ряда с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье (FFT);
- определение характерных частот температурных пульсаций и степенных законов полученных спектров мощности.

На основе термограмм, полученных методом ТВПЖ, в работе [111] предложен метод для расчета полей скорости турбулентных течений вблизи поверхности с помощью применения кросс-корреляционного алгоритма к последовательностям ИК изображений.

2.6 Толщина слоя жидкости, регистрируемого методом ТВПЖ

Важным вопросом при применении метода ТВПЖ остается толщина регистрируемого слоя исследуемой жидкости в рабочем ИК диапазоне излучения. В предыдущих работах, посвященных исследованию потоков воды с помощью термографии на границе раздела жидкость-газ, принято считать, что средневолновое ИК излучение поглощается на поверхности и толщиной этого слоя можно пренебречь [39,42]. Для изучения и дальнейшего анализа пограничного турбулентного течения необходимо провести оценку слоя визуализации.

Для теоретического расчета толщины слоя воды, поглощающего ИК излучение, можно воспользоваться законом Бугера:

$$I(x) = I_0 * e^{-\beta(\lambda)x} \quad (12)$$

$I(x)$ – интенсивность излучения, прошедшего через слой вещества толщиной x , Вт/м²; I_0 – интенсивность излучения на входе в вещество, Вт/м²; $\beta(\lambda)$ – коэффициент поглощения, 1/м.

К сожалению, из-за сильной зависимости коэффициента поглощения жидкой воды от длины волны [105,106,116] теоретически возможна лишь интегральная оценка, однако можно утверждать, что в рабочем диапазоне используемого тепловизора 99% интенсивности излучения поглощается на глубине до $\delta = 0.4$ мм (таблица 1).

Таблица 1. Значения максимальных и минимальных коэффициентов поглощения β в рабочем диапазоне тепловизора (3.7 – 4.8 мкм).

	λ , нм	β (1/см)	δ , мм		
			$I_0/I = e$	$I_0/I = 10$	$I_0/I = 100$
Min	3800	112.4	0.0890	0.2049	0.4097
Max	4720	420.7	0.0238	0.0547	0.1095

Экспериментальные оценки эффективной толщины слоя проникновения ИК излучения для измерений тепловизионными камерами не встречаются в литературе. В работе [39] на основе поправочных коэффициентов поглощения рассчитано, что для жидкой пленки температурой 90 °С 50% детектируемого излучения регистрируется со слоя толщиной $\delta = 24$ мкм, что в пересчете на поглощение 95% соответствует слою $\delta = 0.1$ мм. При более низких температурах пленки регистрируемая толщина немного уменьшается.

Отсутствие данных связано с трудоемкостью проведения таких оценок. Глубина слоя воды, излучение с которого возможно зарегистрировать тепловизором, зависит от многих факторов: рабочего спектрального

диапазона тепловизора, температуры воды, пропускающей способностей поверхности, через которую ведется наблюдение и пр. В этой связи толщину излучающего слоя следует рассчитывать для условий конкретного эксперимента, что и проделано в следующей Главе.

ГЛАВА 3. АНАЛИЗ ОБЛАСТИ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ПРИСТЕНОЧНОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ МЕТОДОМ ТВПЖ

В данной главе представлены результаты двух типов экспериментов по определению области применимости метода ТВПЖ и толщины слоя визуализации: динамический подход с погружением нагретого диска в контрастную воду и статический – с клиновидной щелью в ИК-прозрачной пластине, заполненной водой. Первый эксперимент также позволяет проанализировать влияние сопутствующих тепловых процессов при регистрации в пристеночном слое воды.

3.1 Динамический метод определения толщины слоя поглощения с помощью погружения нагретого диска

Для анализа толщины слоя воды, регистрируемого тепловизором, проведена следующая серия экспериментов. В холодную воду быстро погружался нагретый диск $T_{\text{disk}} = 20\text{--}60\text{ }^{\circ}\text{C}$, прижатый ребром к ИК-прозрачной стенке сосуда (рис. 3.1). Разность температур в эксперименте составляла $dT = 5\text{--}30\text{ }^{\circ}\text{C}$. Температура диска дополнительно измерялась пирометром перед каждым измерением. Диск радиусом $R_{\text{disk}} = 33\text{ мм}$ и толщиной $z_d = 2\text{ мм}$ был выбран для формирования протяженной зоны дуги в области контакта с ИК-прозрачной стенкой. Объект погружался со скоростью до 10 см/с , что позволяло минимизировать влияние распространения конвекции и теплопроводности в окружающей жидкости.

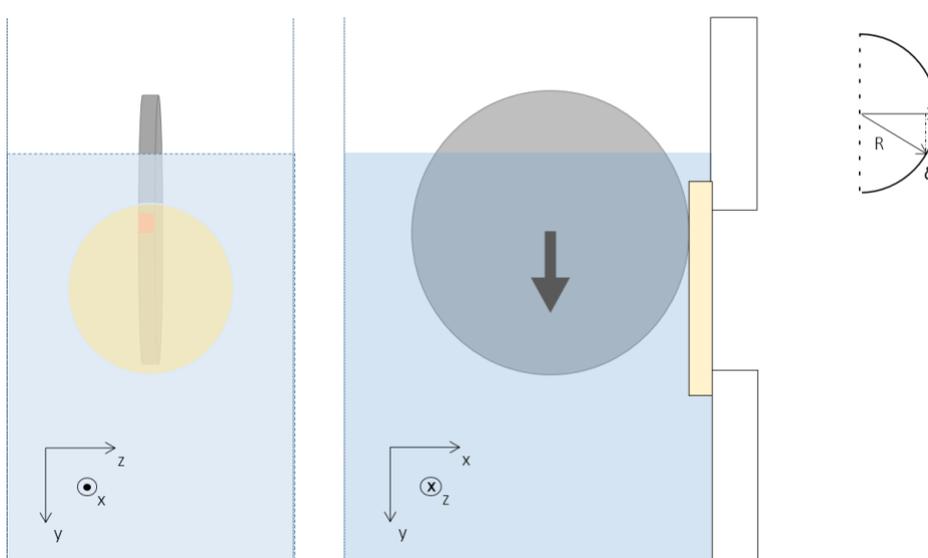


Рисунок 3.1. Схема эксперимента для оценки толщины излучения водного слоя в среднем ИК диапазоне.

Цифровой анализ эволюции распределения мгновенной интенсивности излучения участка дуги ребра нагретого диска предоставил возможность оценить глубину зоны регистрации ИК излучения в условиях эксперимента. Область максимальной интенсивности излучения соответствовала области соприкосновения диска с ИК-прозрачным окном (рис. 3.2, а).

Продольные и поперечные профили интенсивности были построены для начального временного интервала погружения диска $dt < 0.3$ с после появления объекта в кадре. Основная цель – выделить излучательную компоненту из тепловых процессов, связанных с присутствием нагретого движущегося тела в пристеночном слое воды.

Как видно, поперечные профили торца диска имели колоколообразную форму (рис. 3.2). Ширина поперечного профиля на полувысоте соответствовала значению толщины диска z_d . На термограмме штрихов миры при максимальной фокусировке мы наблюдали тот же эффект, что может быть обусловлено в том числе аппаратной функцией прибора.

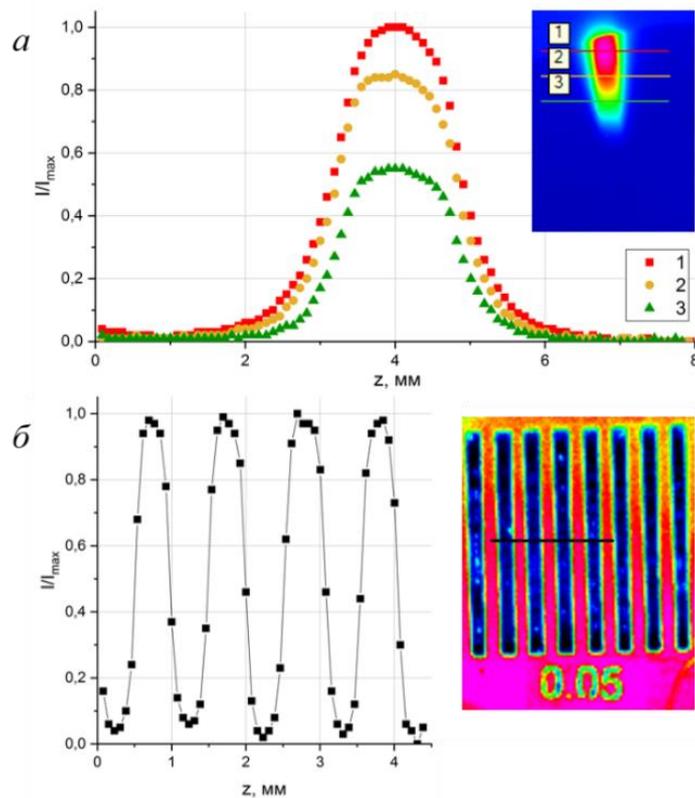


Рисунок 3.2. (а) поперечные профили, соответствующие термограмме справа, (б) профиль и сама термограмма мира в воздухе.

Толщина слоя воды δ , регистрируемого тепловизором, рассчитывалась на основе полученных тепловых полей в передней части диска. Перед диском регистрировалась непосредственно излучательная компонента, т.к. конвективная компонента развивалась за значительно большие времена и не фиксировалась на мгновенном изображении. Она распространялась за диском в виде следа (рис. 3.3 а).

На продольном профиле выбиралось значение интенсивности I_d , соответствующее толщине диска на поперечном профиле. Расстояние передней части диска от I_d до максимального значения – линии касания диска с окном принималась за излучение от диска (рис. 3.3 б).

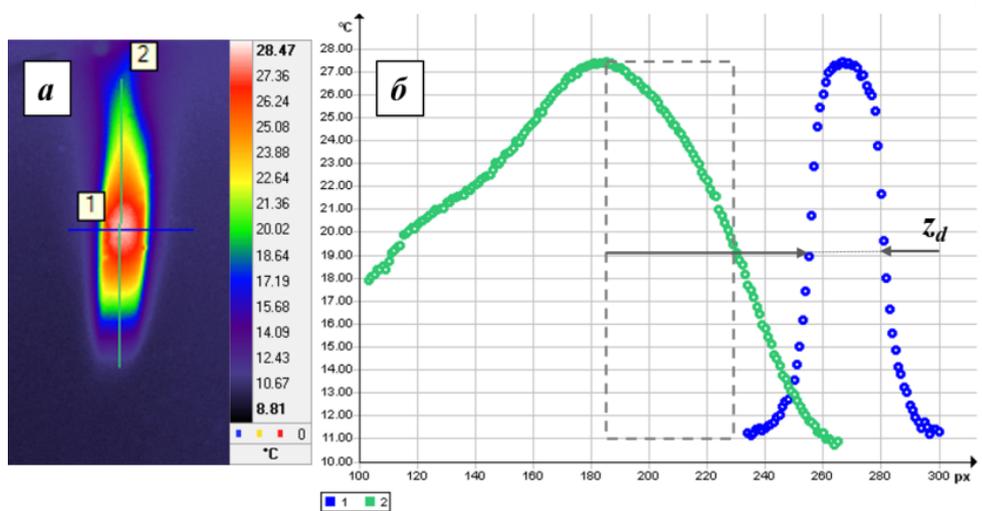


Рисунок 3.3. (а) пример термограммы опускания нагретого диска в холодную воду, (б) соответствующие продольный (зеленый) и поперечный (синий) профили температуры.

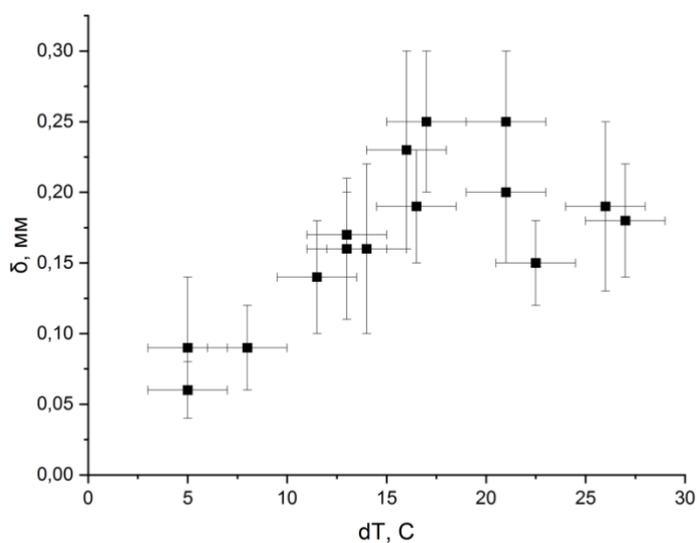


Рисунок 3.4. Зависимость толщины слоя воды, регистрируемого динамическим подходом методом ТВПЖ.

На основании полученных термограмм была рассчитана толщина слоя, регистрируемая методом ТВПЖ. Для разности температур $dT = 5\text{--}30\text{ }^\circ\text{C}$ среднее значение составило $\delta = 0.17 \pm 0.04\text{ мм}$. При рассмотрении широкого температурного диапазона прослеживалась зависимость глубины поглощения от температуры диска (рис. 3.4). При увеличении разности температур dT

между диском и окружающей жидкостью измеряемая толщина слоя воды имела тенденцию к увеличению. Показано, что толщина регистрируемого в условиях эксперимента через ИК-прозрачное окно слоя воды δ составила менее 0.25 мм. Результаты данной части работы были опубликованы в работе [117].

Погружение диска сопровождалось дополнительными гидродинамическими и тепловыми процессами. Оценить влияние обтекания диска жидкостью во время погружения можно путем сравнения поперечных профилей регистрируемого излучения, построенных через область максимального нагрева для различных скоростей погружения диска (рис. 3.5 а). Расплывания профиля с увеличением скорости не наблюдалось.

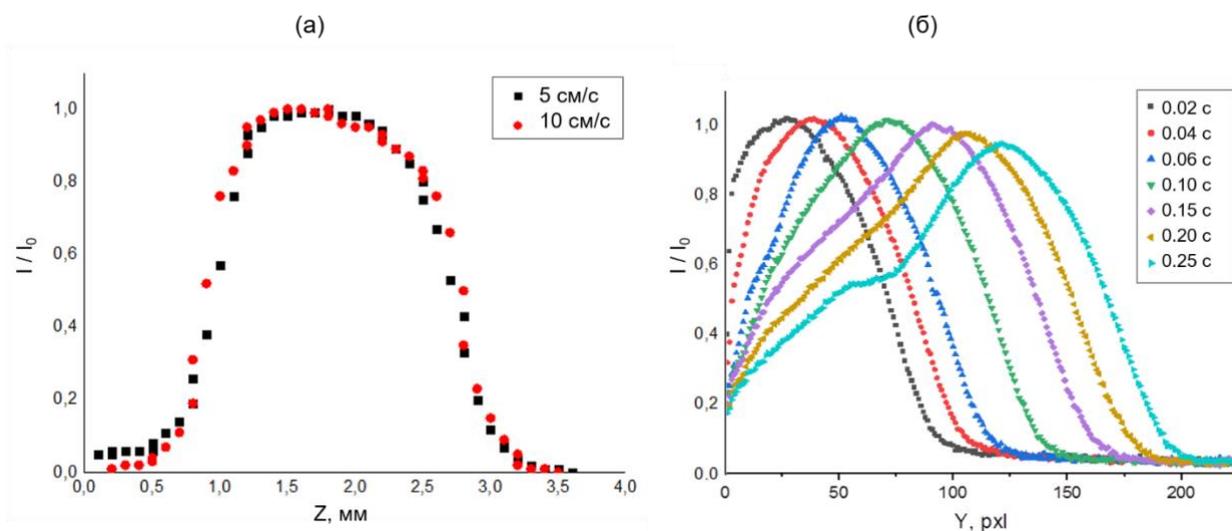


Рисунок 3.5. (а) поперечные профили теплового излучения затопляемого диска при разных скоростях погружения, (б) продольные профили теплового излучения от времени погружения затопляемого диска до 0.3 с.

Другим фактором, влияющим на регистрируемое тепловое поле, является теплопроводность от диска к окружающей жидкости. Исследована динамика изменения поперечных и продольных профилей от времени погружения в воду. Поперечные профили сохраняли форму в начальный период погружения (до 0.5 с). Для продольных профилей (рис. 3.5 б) сторона, соответствующая передней части диска, также не изменялась. Оценка

толщины визуализации на основании полученных профилей в первые 0.3 с является корректной.

Для анализа влияния теплопроводности в эксперименте проведена теоретическая оценка затухания температурной волны в момент погружения диска в воду на основе подхода, использующего идею метода периодического нагрева [118]. Температурная волна представляет собой решение уравнения теплопроводности с периодическими граничными условиями. Температурное возмущение в начальный период времени занимает строго ограниченную область, далее меняет свою форму и охватывает все пространство – т.е. не имеет фронта. Амплитуда колебаний температуры быстро затухает, поэтому температурная волна проявляет себя в области, не превосходящей длины волны.

Метод периодического нагрева заключается в следующем. При нагреве переменным током некоторого объекта колебания электрической мощности вызывают тепловые колебания. Амплитуда и фаза колебаний температуры зависят от тепловых свойств самого объекта и окружающей среды. Полученные экспериментальные данные позволяют рассчитать теплофизические свойства исследуемого вещества.

Метод периодического нагрева применим для различных сред, в том числе и для жидких. В книге [119] представлены зависимости амплитуд пульсаций температуры затопленного объекта от скорости потока жидкости. Для скоростей менее 10 см/с амплитуда регистрируемых пульсаций падает менее чем на 10% относительно данных в покоящейся среде, что подтверждает возможность применения оценки в движущемся течении.

Обеспечивая в эксперименте равномерный нагрев диска до опускания и его быстрое погружение, можно оценить распространение тепловой волны для эксперимента. В данном случае фазовая скорость температурной волны равна $v = \sqrt{2aw}$, где a – температурная проводимость, w – круговая частота. При опускании со скоростью более 1.5 м/с, это соответствует частоте $w = \frac{v^2}{2a} \approx$

$7.86 * 10^2 \frac{\text{рад}}{\text{с}}$ или $f = \frac{w}{2\pi} \approx 125$ Гц. Длина температурной волны на этой частоте соответствует расстоянию затухания волны.

$$L_w = 2\pi \sqrt{\frac{2a}{w}} \quad (13)$$

Для диска радиусом 33 мм значение L_w равно 0.11 мм. Из геометрии диска ($\Delta X = R - \sqrt{R^2 - L_w^2}$) значение вклада теплопроводности составляет 0.001 мм.

3.2 Статический подход с клиновидной щелью для определения толщины слоя визуализации методом ТВПЖ

Статический подход позволяет оценить слой, через который регистрируются температурные контрасты для большей разности температур (до 80 °С). Клиновидная щель образована между двумя вертикальными пластинами из ИК-прозрачного материала, расположенными под малым углом 0.95°. Максимальный зазор в верхней части клина равен $\delta = 0.5$ мм. Пластины толщиной 2 мм каждая сделаны из фторида кальция с пропускающей способностью более 90% в рабочем спектральном диапазоне тепловизора. Клиновидное отверстие заполняется дистиллированной водой комнатной температуры. За пластиной установлен инфракрасный калибратор (АЧТ) Fluke 4180 с однородной поверхностью (рис. 3.6). Прибор с задаваемой температурой в диапазоне от -15 до 120 °С и регулируемом коэффициентом излучения используется в качестве фона для измерения температуры через клиновидный слой. Температура на ИК калибраторе точно управляется цифровым контроллером, который использует прецизионный платиновый термометр сопротивления в качестве датчика и регулирует температуру на поверхности с помощью модулей Пельтье [120].

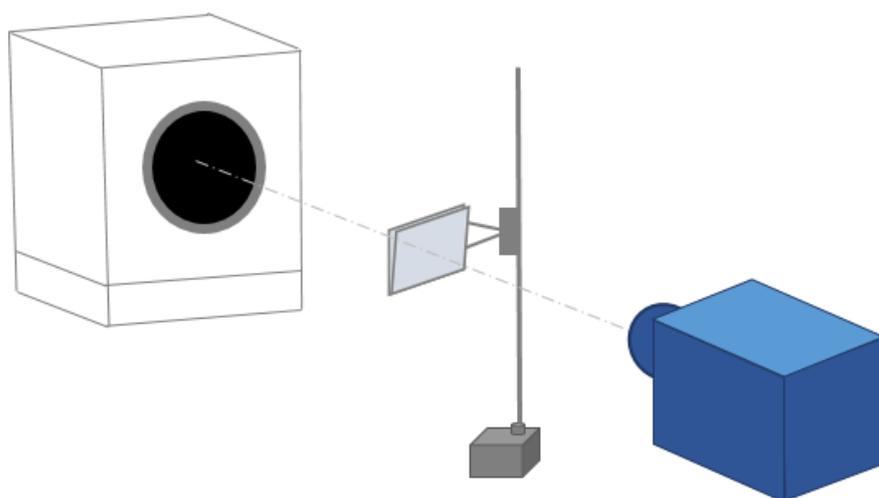


Рисунок 3.6. Схема установки для статического подхода с клиновидной пластиной.

В данном эксперименте отсутствует свободная поверхность жидкость-газ, что позволяет исключить влияние испарения на регистрируемое излучение, особенно при разных температурах.

Измерения проведены для АЧТ температурой $T = 15 - 90 \text{ }^\circ\text{C}$. При низком контрасте температур $dT < 5^\circ\text{C}$ наблюдается влияние шума. На полученных термограммах (рис. 3.7) выбирались 3 – 5 вертикальных профиля, по которым проводилось усреднение.

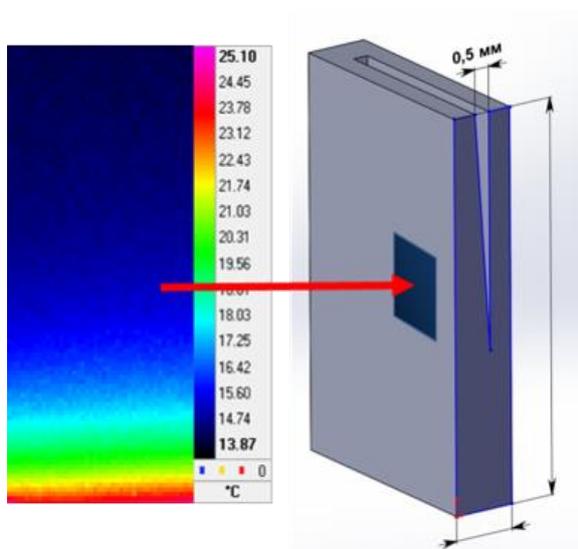


Рисунок 3.7. Пример термограммы, полученной через клиновидный слой жидкости и схема клиновидной пластины.

Зависимости регистрируемого излучения тепловизором на просвет от толщины водного слоя представлены на рис. 3.8. Нормированные экспериментальные данные (рис. 3.8 а) лежат между теоретическими кривыми, построенными по закону Бугера для максимального и минимального значений коэффициента поглощения в рабочем диапазоне тепловизора β ($\lambda = 3.80 \text{ мкм}$) = 112.4 1/см и β ($\lambda = 4.72 \text{ мкм}$) = 420.7 1/см. С увеличением заданной температуры абсолютно черного тела, экспериментальная кривая поглощения приближается к теоретической кривой минимального поглощения.

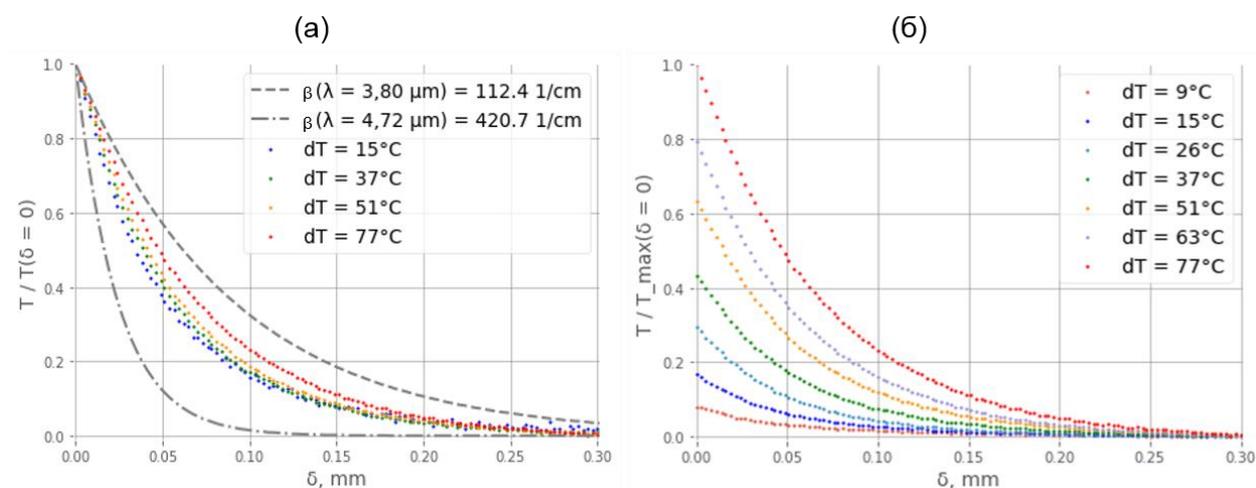


Рисунок 3.8. (а) график регистрируемых тепловизором температур, нормированных на максимальное значение, от толщины водного слоя с теоретическими кривыми; (б) – не нормированный.

В данной серии экспериментов получено, что температурные контрасты $dT = 9 - 80 \text{ }^\circ\text{C}$ регистрируются через слой воды толщиной до 0.27 мм.

Полученные данные имеют практическое значение для термографических измерений в гидродинамике и, в частности, для исследования пристенных течений воды. Предлагаемый метод может также применяться для измерения эффективной глубины проникновения излучения в любую жидкость, поглощающую инфракрасное излучение в интересующем спектральном диапазоне.

ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУЙНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ МЕТОДОМ ТВПЖ

Данная глава посвящена применению метода ТВПЖ для экспериментального исследования струйных течений жидкости следующих конфигураций (рис. 4.1):

- а) импактная затопленная струя;
- б) взаимодействие двух затопленных струй в дискообразном тройниковом устройстве;
- в) высокоскоростная незатопленная струя.

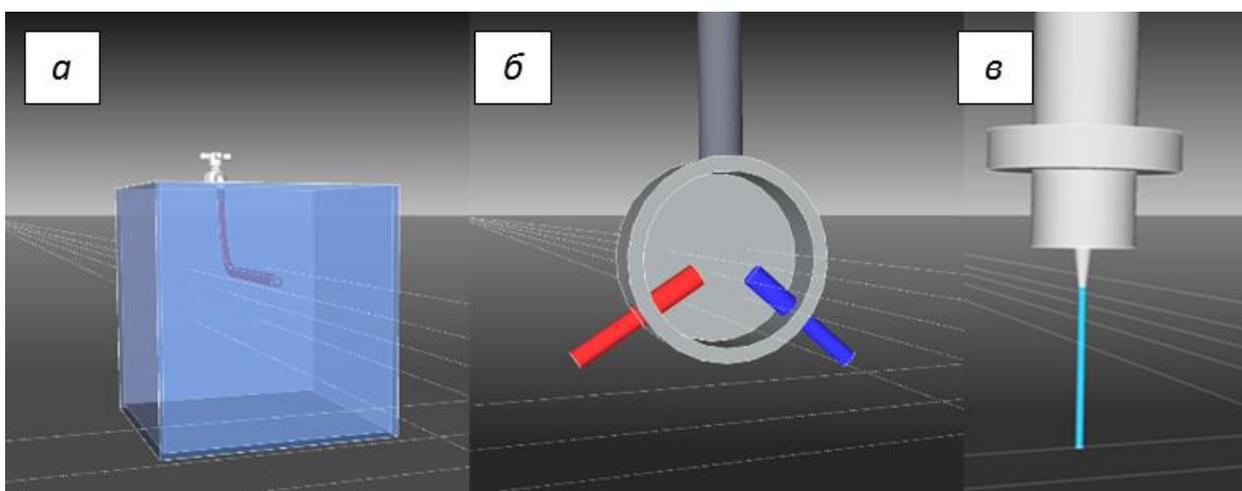


Рисунок 4.1. Схема экспериментальных установок струйных течений, рассмотренных в данной работе.

4.1 Импактная затопленная струя

Метод ТВПЖ применен для диагностики пристеночной области импактной затопленной струи, которая является одним из основных объектов исследования в данной работе. С одной стороны, пристеночная область импактной струи сочетает в себе сразу несколько областей с различными типами течений, с другой – это модельная задача для численных расчетов,

которая может использоваться для верификации и развития численного моделирования турбулентных течений.

4.1.1 Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки для данной задачи представлена на рис. 4.2. Из нагревателя вода температуры T_{jet} поступала по шлангу в зафиксированную трубку, затопленную в резервуаре с водой контрастной температуры T_0 . Температура воды в резервуаре регулировалась с помощью термопары и градусника. Исследования проводились для значений сопел $D = 1\text{--}4$ мм, расстояний от среза сопла до поверхности соударения $H/D = 1\text{--}6$, скорости потока $v_{\text{jet}} = 0.7\text{--}10$ м/с. Числа Рейнольдса, рассчитанные для значений на срезе сопла, лежали в диапазоне $Re_{\text{jet}} = 4000\text{--}35000$.

Число Фруда для данных параметров струи $Fr = V^2/gl \gg 1$, следовательно, инерционная составляющая преобладала над конвективной и гравитационной. Оптимальная продолжительность записи одного измерения была 1–2 с.

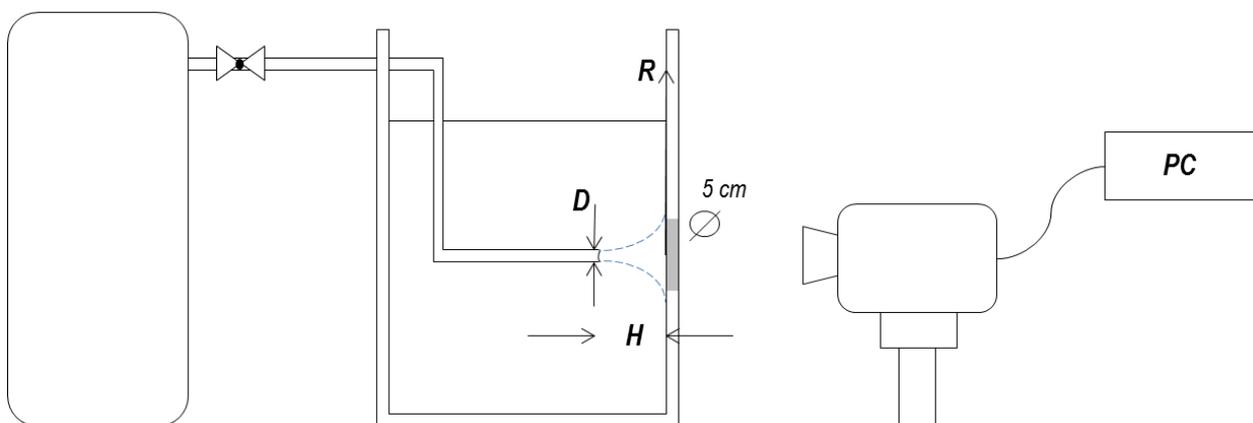


Рисунок 4.2. Схема экспериментальной установки для исследования импактной затопленной струи.

Большинство тепловых изображений для импактной струи регистрировались с частотой 300 Гц, что, согласно теореме Котельникова (в англоязычных работах теорема Найквиста-Шеннона), позволило измерять

турбулентные пульсации потока с частотой до 150 Гц. Характерные временные и пространственные масштабы для турбулентного потока представлены в Таблице 2.

Таблица 2. Характерные масштабы турбулентного течения.

Re_{jet}	η , мм	τ_η , с	λ_θ , мм	τ_λ , с
4000	0.008	$8 \cdot 10^{-5}$	0.05	$5 \cdot 10^{-4}$
35000	0.0004	$2 \cdot 10^{-7}$	0.005	$7 \cdot 10^{-5}$

Здесь η и τ_η – пространственный и временной колмогоровские масштабы, а λ_θ и τ_λ – соответственно, тейлоровские масштабы.

Для экспериментальных параметров импактной струи рассчитаны теоретические оценки толщины ламинарного и турбулентного пограничных слоев по формулам (3)–(5). Для вязкости воды $\nu = 8.01 \cdot 10^{-7}$ м²/с при усредненном значении температуры в потоке $T = 30$ °С, расстояний 1 – 4 мм ($R/D = 0.5 - 2$) и радиальной скорости потока $v = 0.1$ м/с и $v = 1$ м/с толщина ламинарного пограничного слоя (3) лежит в диапазонах 0.5 – 0.9 мм и 0.15 – 0.3 мм, соответственно. Выражение (4) для оценки для ламинарного пограничного слоя, рассчитанное через число Рейнольдса, для $Re_{jet} = 4000$ дает значение в пределах $\delta \sim 0.02 - 0.06$ мм. Турбулентный пограничный слой обычно оценивается согласно выражению (5), и для $Re_{jet} = 4000$ величина слоя находится в интервале $\delta \sim 0.2 - 0.8$ мм, а для $Re_{jet} = 35000$ – в интервале $\delta \sim 0.1 - 0.5$ мм. Полученные оценки превышают область визуализации для метода ТВПЖ. Этот факт подтверждает, что результаты измерений, представленных в работе, соответствуют течению в пограничном слое импактной струи жидкости.

4.1.2 Исследование пристеночной области импактной струи

В работе исследовано установившееся течение круглой затопленной осесимметричной струи воды вблизи поверхности соударения. Анализ

стационарной составляющей неізотермического течения проведен с помощью усредненных термограмм. Пример мгновенной и усредненной по 256 кадрам термограмм представлены на рисунке 4.3. Усредненные кадры далее используются для нахождения центра струи и дальнейшей обработки.

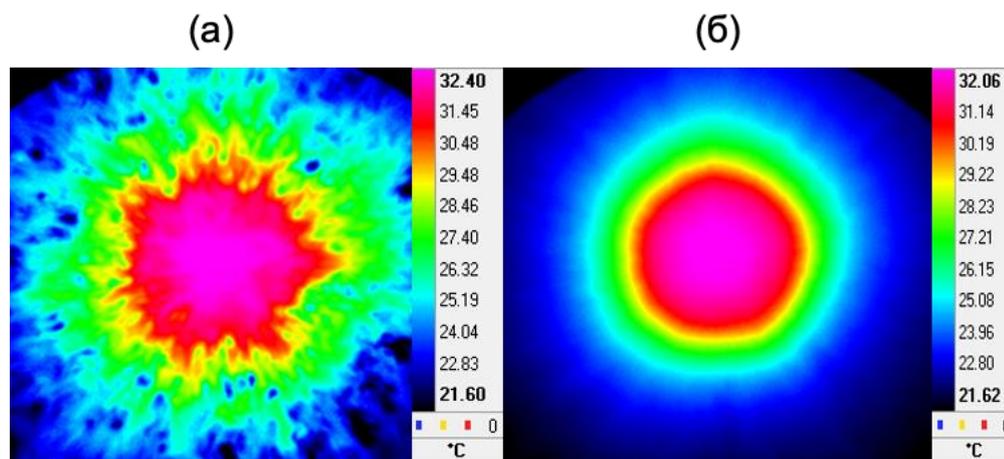


Рисунок 4.3. (а) мгновенная термограмма, (б) усредненная по 256 кадрам для импактной струи с диаметром сопла $D=2$ мм, при $Re_{jet}=13500$ и $H/D=2$.

В области торможения потока нормальная к поверхности соударения скорость достигает нуля, центральная часть профиля усредненной температуры, соответствующая зоне торможения потока, выходит на плато. После разворота сдвиговый слой потока перемешивается с пограничным, и регистрируемая температура падает.

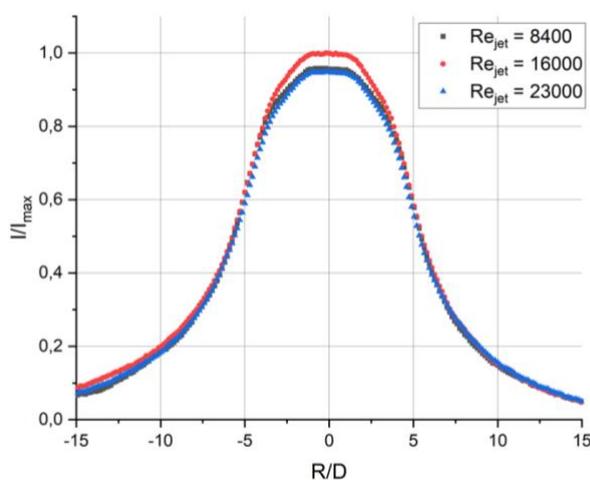


Рисунок 4.4. Усредненные температурные профили импактной неізотермической струи для $D=2$ мм при $H/D = 2$.

Показано, что форма усредненных профилей зависит от параметров струи: диаметра сопла D , расстояния от сопла до поверхности соударения H/D , скорости истечения v_{jet} или числа Рейнольдса Re_{jet} . На близких расстояниях $H/D \leq 6$ скорость струи слабо влияет на усредненные температурные профили (рис. 4.4): увеличение скорости потока приводит к возрастанию температуры всего профиля при сохранении формы, что может быть вызвано более интенсивным теплообменом в пристеночной области.

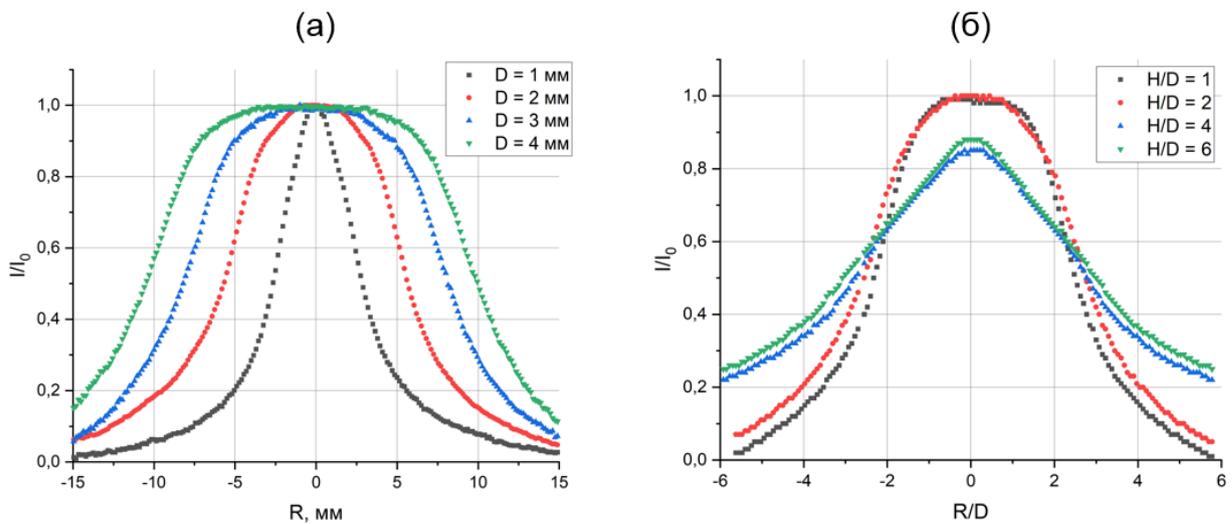


Рисунок 4.5. Профили усредненных термограмм импактной неизотермической струи при $Re_{jet} = 19000$, нормированные на максимальное значение для каждого эксперимента, (а) для сопел $D = 1-4$ мм при $H/D = 2$; (б) для расстояний от сопла до поверхности соударения $H/D = 1-6$ при $D = 2$ мм.

Область плато профилей усредненных термограмм составляет $1 - 2 D$ относительных диаметров, ширина профиля на полувысоте – $R/D \sim 4 - 6$ (рис. 4.5 а). Изменение расстояния до сопла от поверхности соударения H/D влияет на форму профиля. Для $H/D \leq 2$ профиль сохраняет «колоколообразную» форму (рис. 4.5 б); при удалении сопла от стенки соударения $H/D > 3$ наблюдается «расплывание» профиля, плато исчезает.

4.1.3 Анализ пульсаций пограничного слоя затопленной импактной струи воды

Как известно, в пристеночной части импактной затопленной струи выделяют область торможения потока, переходную и область отрыва потока. Каждой из этих зон соответствует свой характер пульсаций. На рис. 4.6 представлен пример временной развертки локальных пульсаций температуры на четырех радиальных расстояниях (R) от геометрического центра струи. В области торможения потока ($R/D < 2$), пульсаций практически не наблюдается, при удалении от центра амплитуда начинает возрастать. Наблюдаемые колебания теплового потока сопоставлены процессу перемешивания элементов жидкости с постоянными температурами.

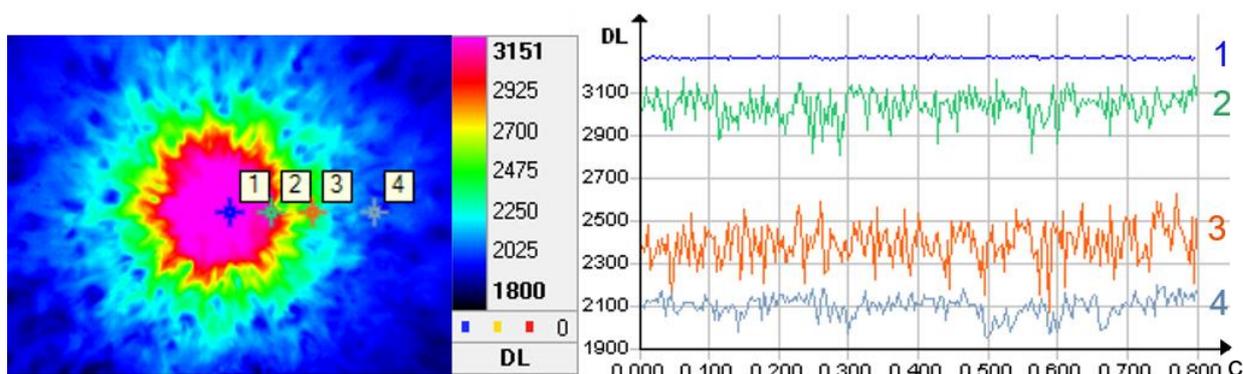


Рисунок 4.6. Пример мгновенной термограммы и временной развертки температуры на четырех расстояниях от геометрического центра струи:

$$R/D = 0.2, 1.5, 3 \text{ и } 5.$$

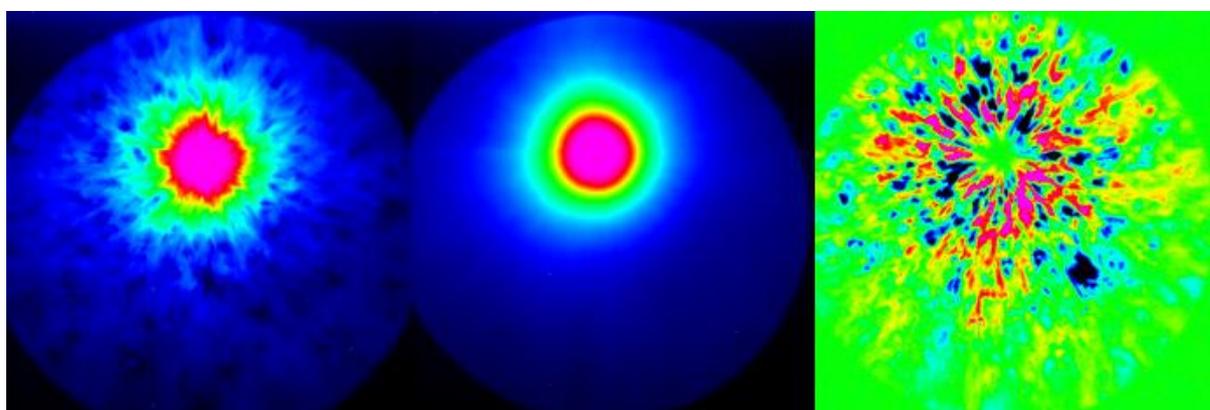


Рисунок 4.7. Пример термограммы, усредненного и пульсационного изображения импактной струи для $H/D=2$, $D=2$ мм, $v=5.4$ м/с.

Вихревые структуры в пристенной части струи визуализированы путем вычитания усредненного изображения из термографических мгновенных кадров (рис. 4.7): их форма и расположение в переходной области может давать информацию о вихревом перемешивании пристеночного слоя (рис. 4.8) и зависит от числа Рейнольдса Re_{jet} и относительного расстояния от среза сопла до поверхности соударения H/D [14].

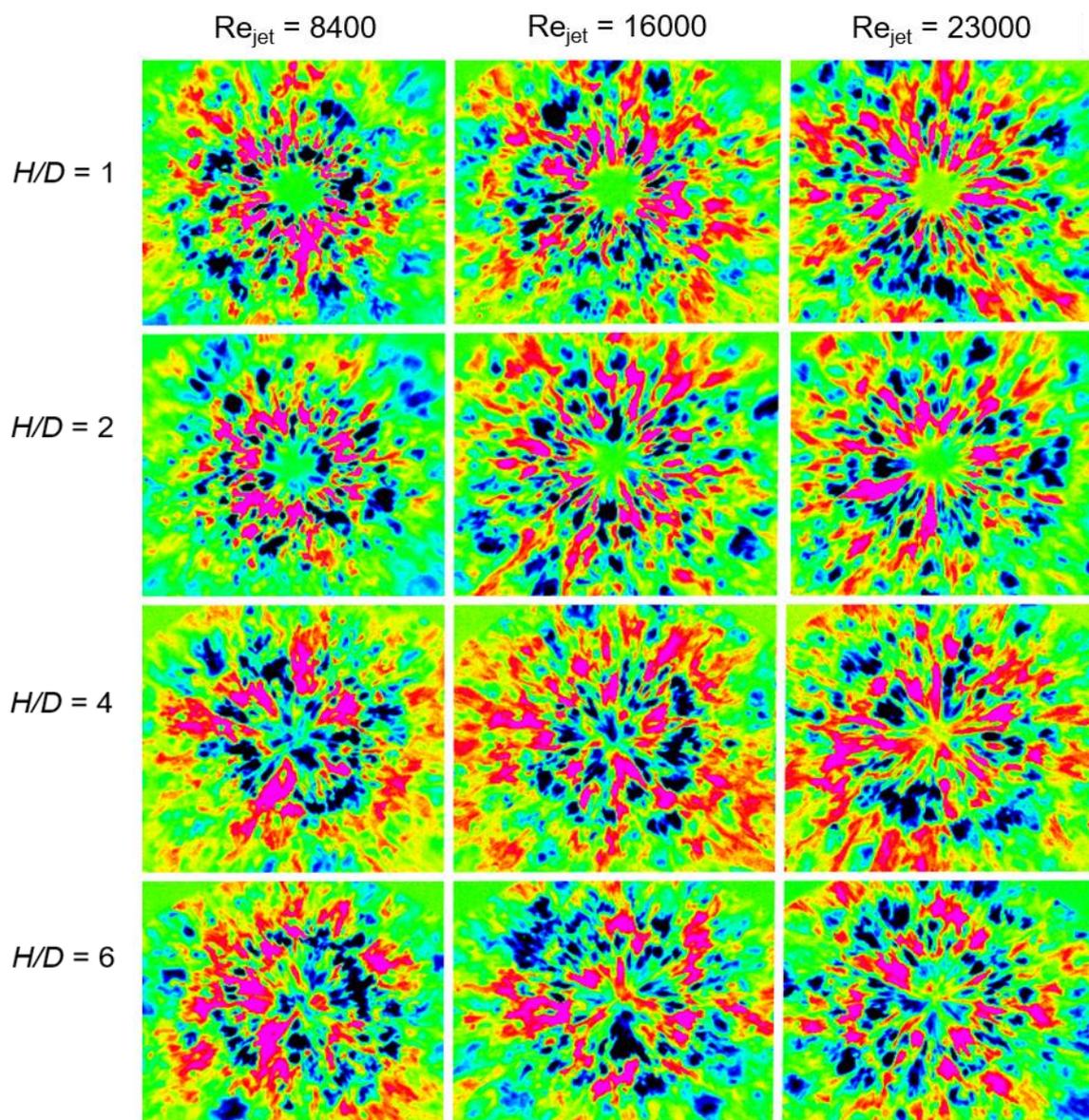


Рисунок 4.8. Мгновенные термограммы пристеночной области импактной струи, полученные с помощью вычитания усредненного кадра, для $Re_{jet} = 8400, 16000, 23000$ и $H/D = 1, 2, 4, 6$.

Количественный анализ переходной и турбулентной областей течения проведен с помощью среднеквадратичных значений температурных флуктуаций, рассчитанных на основе нестационарных тепловых полей

$$T_{\text{rms}}(x, y) = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [T_i(x, y) - \bar{T}(x, y)]^2 \right]^{1/2} \quad (14)$$

где $T_i(x, y)$ – значение мгновенной температуры в точке (x, y) на термограмме, $\bar{T}(x, y)$ – усредненная по времени температура в точке (x, y) , N – количество термограмм, по которым проводилось усреднение и расчет.

На рис. 4.9 представлен пример полей среднеквадратичной величины тепловых пульсаций для $Re_{\text{jet}} = 7100, 13500, 19000$ и $H/D = 2, 3$ и 6 , рассчитанный по 256 кадрам тепловизионной съемки на частоте 300 Гц.

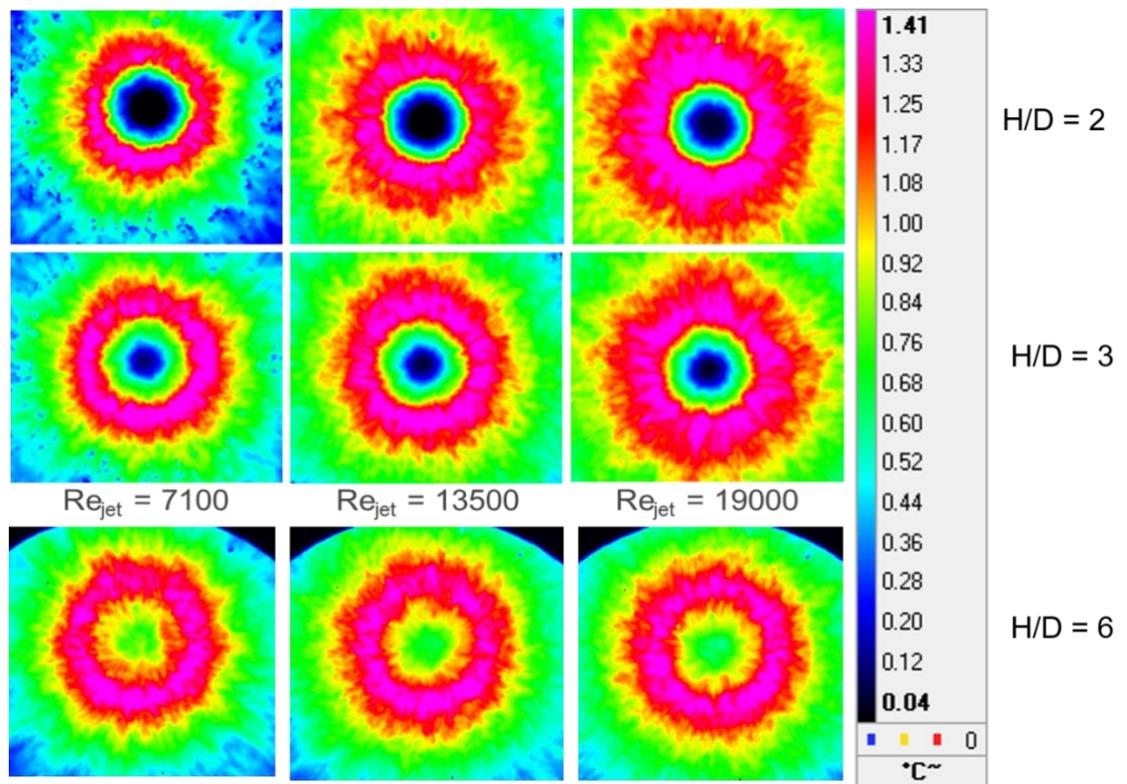


Рисунок 4.9. Поля среднеквадратичной величины тепловых пульсаций для $Re_{\text{jet}} = 7100, 13500, 19000$, рассчитанные по 256 кадрам тепловизионной съемки на частоте 300 Гц.

Минимум амплитуды квадратичных тепловых пульсаций для импактной затопленной струи наблюдается в зоне торможения потока. Далее по потоку изменения теплового сигнала демонстрируют сходное поведение для разных параметров. С увеличением радиального расстояния от геометрического центра амплитуда среднеквадратичных пульсаций достигает максимального значения, после чего затухает при дальнейшем распространении по потоку. Увеличение скорости струи и, соответственно, числа Рейнольдса ведет к формированию более протяженной области флуктуаций (розовая-красная зона на рис. 4.9).

Для $H/D = 2$ существует область с почти нулевыми температурными флуктуациями (около 2% от максимального среднеквадратичного значения, аналогично уровню шума), которая простирается от геометрического центра на расстояние 0.5–0.7 диаметра сопла (рис. 4.9). В этом случае соударение струи об импактную поверхность происходит в пределах длины потенциального ядра струи, так что турбулентность потока в зоне торможения минимальна. При $H/D = 6$ область близких к нулю тепловых флуктуаций отсутствует, что указывает на то, что поверхность соударения находится за пределами потенциального ядра. В этом случае сдвиговый слой воздействует на центральную область струи, что приводит к увеличению турбулентности потока и возрастанию амплитуды среднеквадратичных пульсаций вокруг точки столкновения.

Исследованы зависимости радиального положения максимумов амплитуды среднеквадратичных флуктуаций (рис. 4.10) от расстояния между соплом и пластиной H/D и скорости потока v_{jet} .

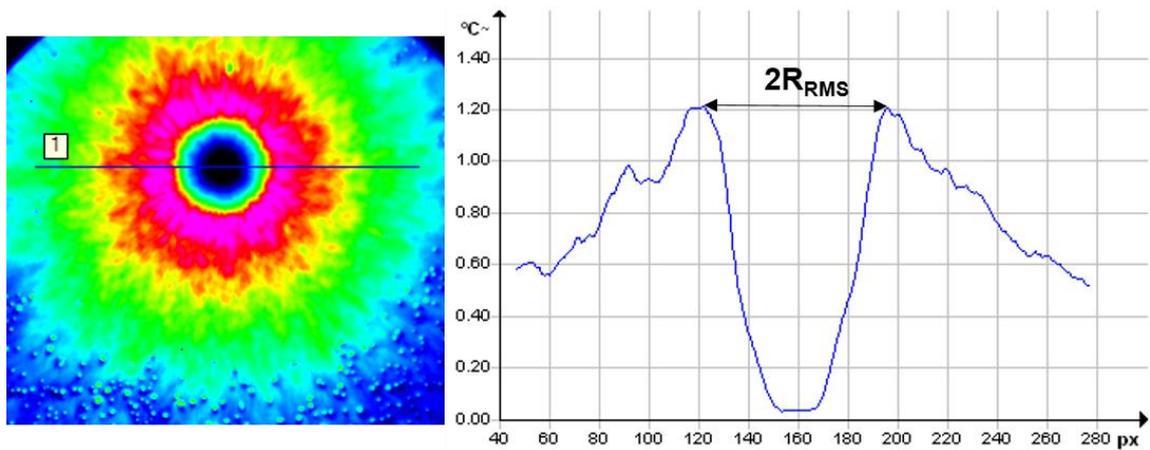


Рисунок 4.10. Пример расчета радиального расстояния, на котором достигается максимум амплитуды интенсивности температурных пульсаций для импактной струи.

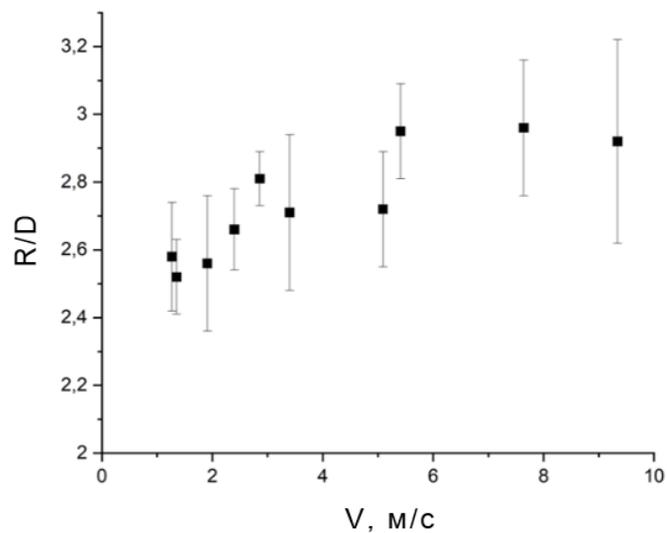


Рисунок 4.11. Зависимость радиального расстояния, на котором достигается максимум интенсивности температурных пульсаций в пристеночной зоне импактной струи, от скорости потока для $H/D = 2$.

Обнаружено, что амплитуда тепловых пульсаций минимальна в области торможения потока и достигает максимума в переходной области $R/D = 2.4 - 3.2$ для $H/D = 2$ (рис. 4.11). Радиус тепловых флуктуаций возрастает с увеличением относительного расстояния от сопла до поверхности соударения и может достигать $R/D = 3.7$ для $H/D < 6$ (рис. 4.12). Скорость потока слабо

влияет на положение максимумов среднеквадратичной величины пульсаций, для расстояний $H/D < 3$ прослеживается тенденция к увеличению радиального положения максимума, который находится в области до $2.8 D$.

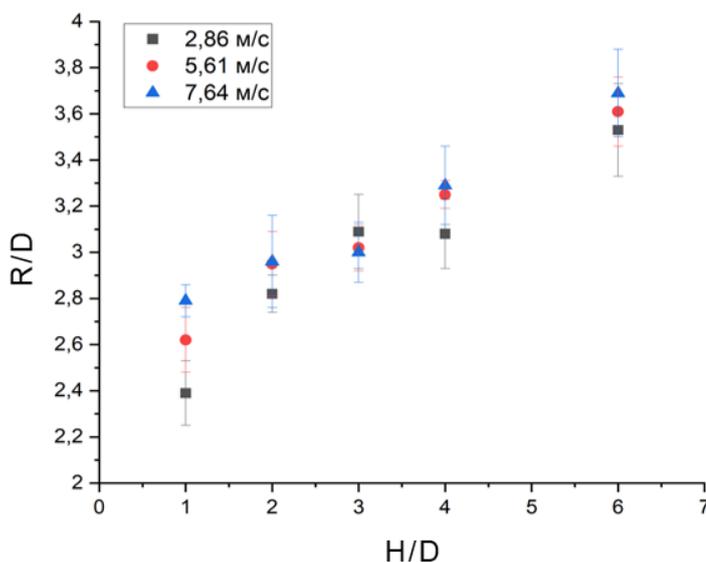


Рисунок 4.12. Зависимость радиального расстояния, на котором достигается максимум интенсивности температурных пульсаций в пристеночной зоне импактной струи, от среза сопла до поверхности соударения H/D для $D = 2$ мм.

Полученные с помощью метода ТВПЖ результаты коррелируют с ранее опубликованными данными в отношении размера области торможения потока и пристеночной области струи. В работах [12,122] исследована область перехода от зоны торможения потока к пристеночной зоне. С увеличением H/D расстояние от геометрического центра струи до точки перехода линейно возрастает. Это связано с воздействием потенциального ядра импактной струи на поверхность соударения, которое, как известно, заканчивается на расстоянии $H/D = 6$.

Область максимума среднеквадратичных пульсаций можно сопоставить с областью нахождения вторичного вихря в пристеночной области. Во-первых, ранее полученные данные свидетельствуют о возникновении вторичной структуры именно в этой области. Первичный вихрь не

регистрируется методом инфракрасной термографии, так как он обычно расположен на расстоянии одного диаметра от стенки [62] и не возмущает пограничный слой. Во-вторых, пульсации температуры, регистрируемые в эксперименте, обусловлены гидродинамическим перемешиванием жидкости и могут выявлять зоны, соответствующие максимальным поперечным пульсациям скорости в пограничном слое.

4.1.4 Спектры турбулентных пульсаций

Из температурных зависимостей от времени построены энергетические спектры турбулентных пульсаций пограничного слоя жидкости для диапазона частот до 150 Гц. Область спектра, соответствующая инерционному интервалу, в частотном представлении может быть описана степенной функцией f^α . Сравнивая форму и наклон спектров с известными моделями турбулентности, можно говорить об особенностях областей течения и ламинарно-турбулентном переходе.

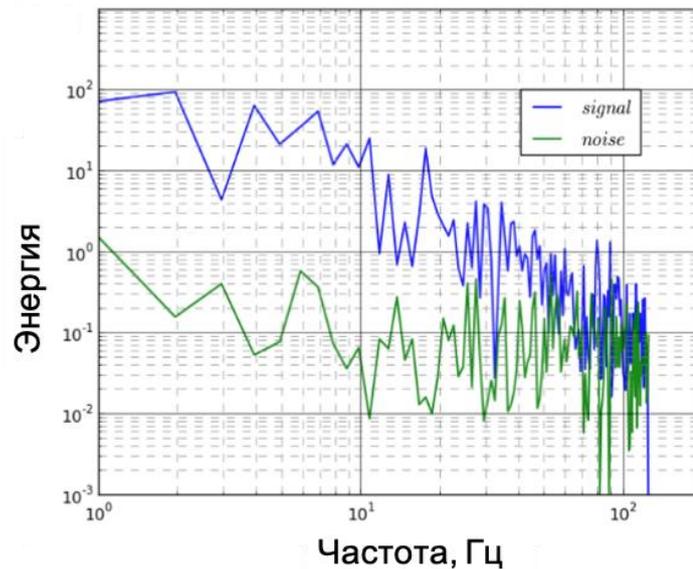


Рисунок 4.13. Спектры сигнала и шума тепловых сигналов.

Сначала изучим вклад теплового шума в спектры полученных тепловых сигналов. На рис. 4.13 показаны спектры мощности двух сигналов: в переходной области потока и вдали от области столкновения, где флуктуации

теплового сигнала в основном связаны с шумом тепловизионной камеры. Результаты показывают, что шум измерений влияет на спектры сигналов только для частот выше 80–90 Гц.

Пульсационные характеристики пограничного слоя жидкости могут быть исследованы в широком спектральном диапазоне и идентифицированы с целью анализа каскада турбулентности. На рис. 4.14 приведены примеры трех спектров тепловых флуктуаций в характерных областях течения импактной струи ($D = 3$ мм, $H/D = 3$, $v_{jet} = 2.4$ м/с, $Re_{jet} = 7700$).

Основным критерием для анализа спектров тепловых пульсаций стал их наклон α (при построении в логарифмическом масштабе), который рассчитывался по методу наименьших квадратов.

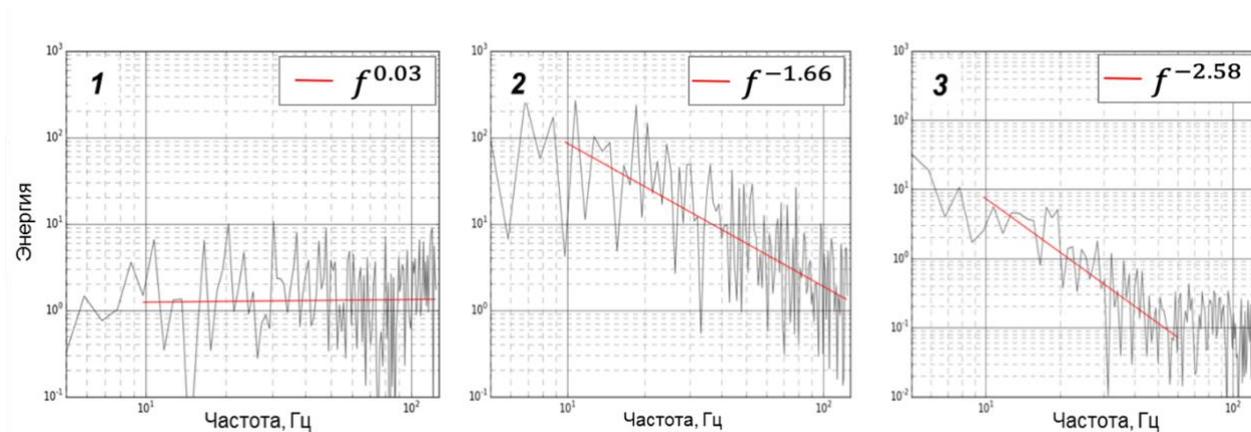


Рисунок 4.14. Примеры спектров тепловых пульсаций в трех выбранных точках потока: 1) $R/D = 0$; 2) $R/D \sim 4$; 3) $R/D \sim 8$.

Из анализа спектральных характеристик течения при различных режимах импактной струи оказывается, что турбулентные свойства пограничного слоя зависят от расстояния по потоку от точки торможения и коррелируют с характерными зонами течения в пограничном слое. Обычно вблизи точки торможения потока ($R/D < 2$) спектр мощности тепловых пульсаций практически не зависит от частоты.

Зависимости показателя степени в спектральном законе от радиального расстояния R/D для $H/D = 1-4$ и чисел Рейнольдса $Re_{jet} = 8400, 16100, 22800$ представлены на рис. 4.15.

Изменение характера спектрального закона можно объяснить окончанием ламинарной области и переходом к турбулентным пульсациям. В области 3 – 12 относительных диаметров от места соударения становится возможным выделить участок, сопоставимый классическому степенному закону Колмогорова « $-5/3$ » и соответствующий появлению инерционного интервала [88]. Далее по потоку наклон спектров увеличивается, а показатель степени, в основном, находится в интервале от -1.8 до -3 .

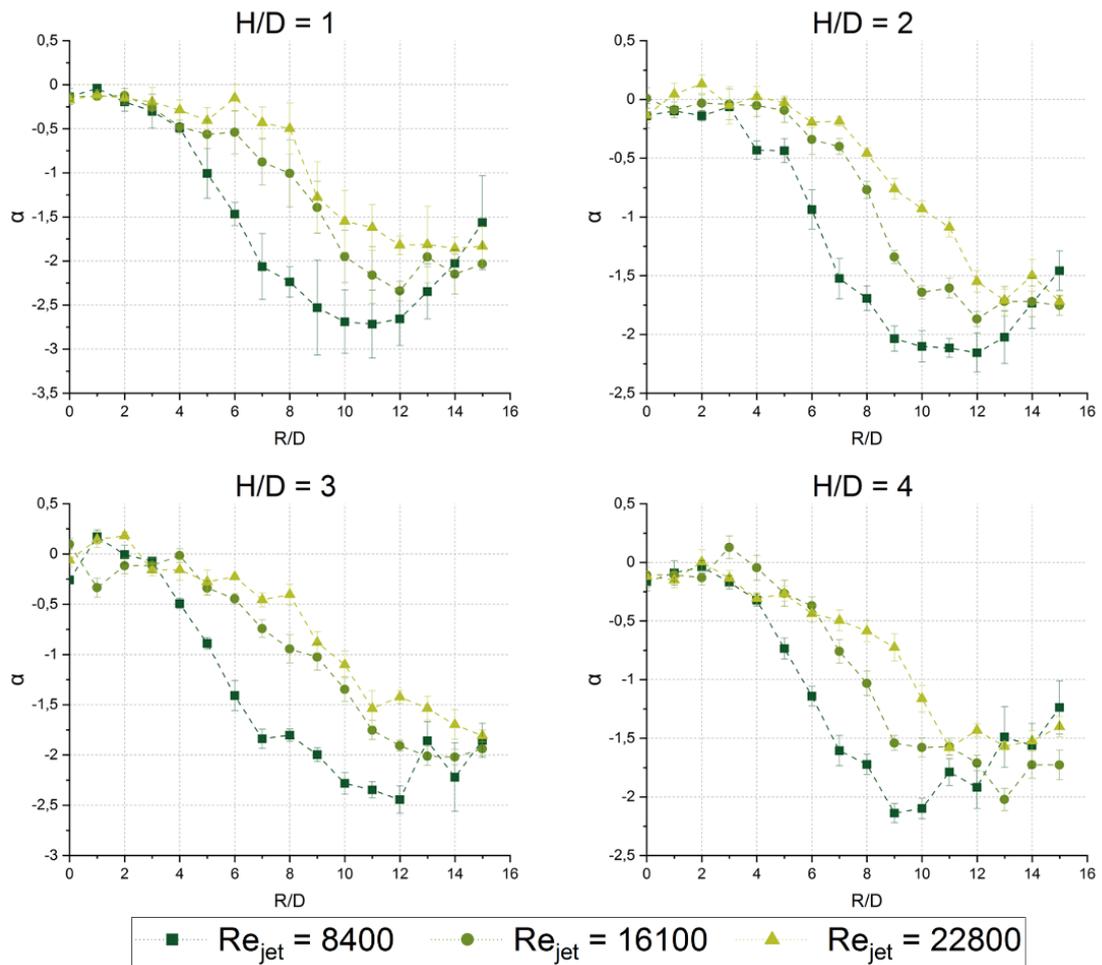


Рисунок 4.15. Зависимости коэффициента наклона энергетического спектра по мере удаления от точки торможения потока для эксперимента с параметрами: $D = 2$ мм на расстоянии $H/D = 2$ с числами Рейнольдса 7000, 12000, 19000.

Исследована область течения, в которой полученные спектры слабо зависят от частоты турбулентных пульсаций, а именно наклон спектра α по модулю не превышает 0.3. Размер этой зоны увеличивается с возрастанием

чисел Рейнольдса (рис. 4.16). Для импактных струй с $H/D = 2$ и $Re_{jet} = 4 \cdot 10^3 - 10^4$ область лежит в диапазоне $R/D = 1.7 - 3.5$, для $Re_{jet} > 1.2 \cdot 10^4$ в диапазоне $R/D = 4.5 - 6$.

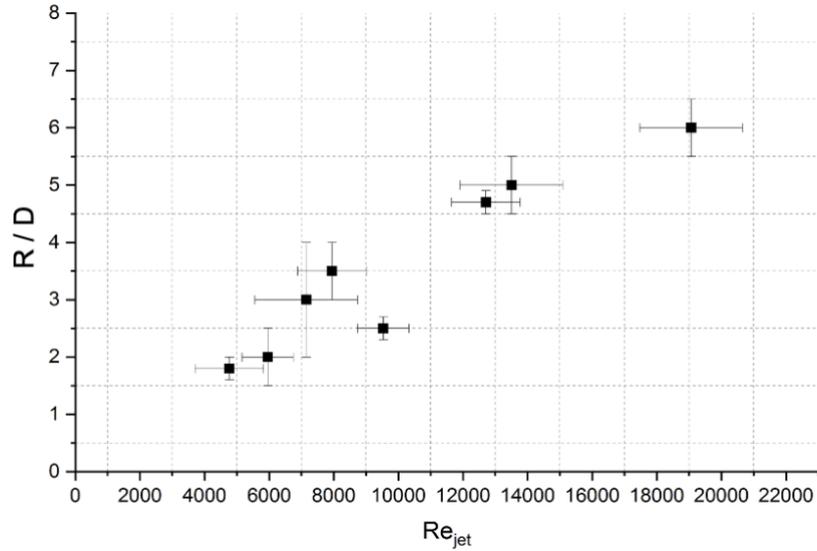


Рисунок 4.16. Зависимость радиуса области, в которой наклон спектра близок к 0, от числа Рейнольдса Re_{jet} .

На рис. 4.17 представлены 3D карты коэффициентов наклона спектров турбулентных пульсаций пристеночной области импактной затопленной струи для области точек $20 R/D \times 20 R/D$. Спектральная картина течения носит симметричный характер в области $R/D < 10$. В верхних углах 3D карты наблюдаются красные зоны – области с плоским наклоном спектра, что характерно для остановившегося течения в пограничном слое. На расстояниях $R/D > 10$ торможение течения вызвано влиянием гравитации и трением пластины.

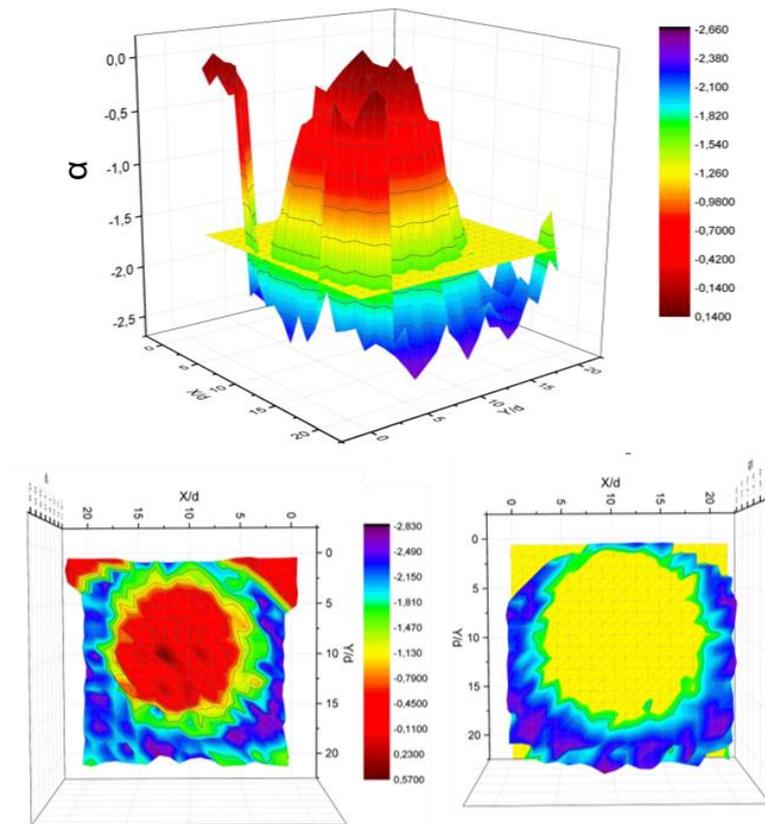


Рисунок 4.17. 3D карта степенных наклонов спектров турбулентных пульсаций импактной затопленной струи в пристенной части для области $20R/D \times 20R/D$ с разных ракурсов.

Различия в виде спектров турбулентных пульсаций жидкости на различных расстояниях от точки торможения позволяет говорить о возможности выявления ламинарно-турбулентного перехода в зоне взаимодействия импактной струи с преградой. Изменение спектрального закона энергетического спектра служит критерием турбулизации течения. Спектральное представление области импакта коррелирует с характерными зонами течения в пограничном слое.

Экспериментальные данные, которые можно найти в литературе для пристеночной области затопленных импактных струй, в основном были получены для радиальной области до $4-5 D$. Метод ТВПЖ позволяет одновременно визуализировать поле течения в широкой области $R/D \sim 10$.

4.1.5 Влияние разности температур в методе ТВПЖ

Наличие разности температур в потоке необходимо для визуализации гидродинамики течения с помощью метода ТВПЖ. Пульсации регистрируемого теплового потока возникают в результате турбулентного смешения струи T_{jet} с контрастной водой, уносимой из окружающей среды T_0 . В данном случае, разность температур в потоке $dT = T_{jet} - T_0$ может рассматриваться в качестве пассивного скаляра [123,124].

Для подтверждения предположения о том, что температура действует как пассивный скаляр, исследовалось влияние начальной разности температур на спектры мощности регистрируемых тепловых пульсаций.

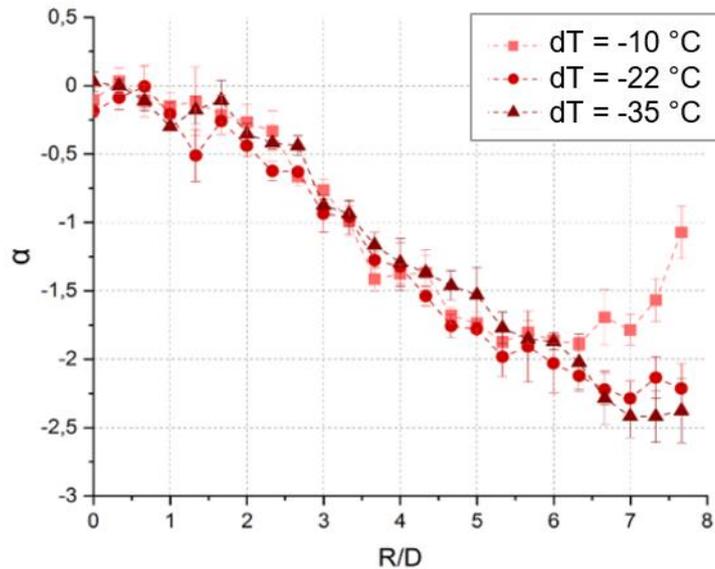


Рисунок 4.18. График зависимости наклона спектров турбулентных пульсаций импактной затопленной струи от радиального расстояния при разных температурах для $Re_{jet} = 8600$.

Проведена серия экспериментов, в которых холодная струя $T_{jet} = 10\text{ }^\circ\text{C}$ была погружена в теплую воду различной температуры так, чтобы разница температур dT составляла -10 , -20 или $-35\text{ }^\circ\text{C}$. Полученные зависимости показателя степени спектрального закона от радиального расстояния

проявляют аналогичное поведение на тех же расстояниях от точки торможения потока (рис. 4.18).

Кроме того, экспериментально показано, что спектральные кривые для холодной струи, погруженной в резервуар с теплой водой $dT < 0$, соответствуют тому же масштабу, что и для горячей струи, погруженной в резервуар с холодной водой $dT > 0$ при близких числах Рейнольдса (рис. 4.19).

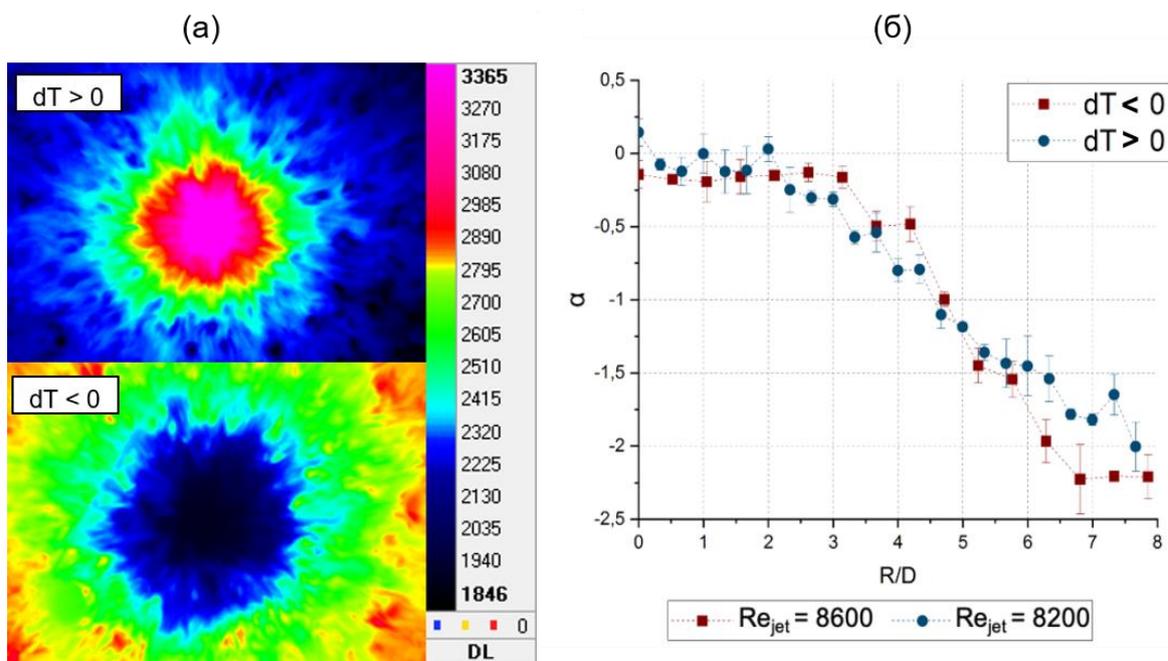


Рисунок 4.19. (а) термограммы импактной затопленной струи для $dT > 0$ и $dT < 0$, (б) график зависимости наклона спектров от радиального расстояния при разных температурах.

Это наблюдение подтверждает роль температуры как пассивной примеси в изучаемом потоке. Метод ТВПЖ позволяет исследовать гидродинамические поля пограничных слоев жидкости на основе измерений теплового потока. Однако для практического применения метода ТВПЖ к измерению значения разности температур $dT > 5^\circ\text{C}$ являются предпочтительными для достижения желаемого контраста на тепловых изображениях. В свою очередь большие перепады температур могут быть нежелательными из-за температурной зависимости плотности воды, которая может влиять на структуру результирующего потока.

Таким образом, изменения температурного сигнала в каждой точке термограммы определяются движением элементов жидкости, которые при турбулентном перемешивании сохраняют свои изначальные температуры.

Материалы данной части главы были опубликованы в работах [108], [125] и [126].

4.1.6 Течение импактной струи с малыми числами Рейнольдса

Визуализирована область соударения затопленной струи для $Re_{jet} = 3000$ – 4000 и обнаружено изменение характера течения (рис. 4.20). Между ламинарной и турбулентной зонами в пристенной части струи появляется область с кольцеобразными структурами.

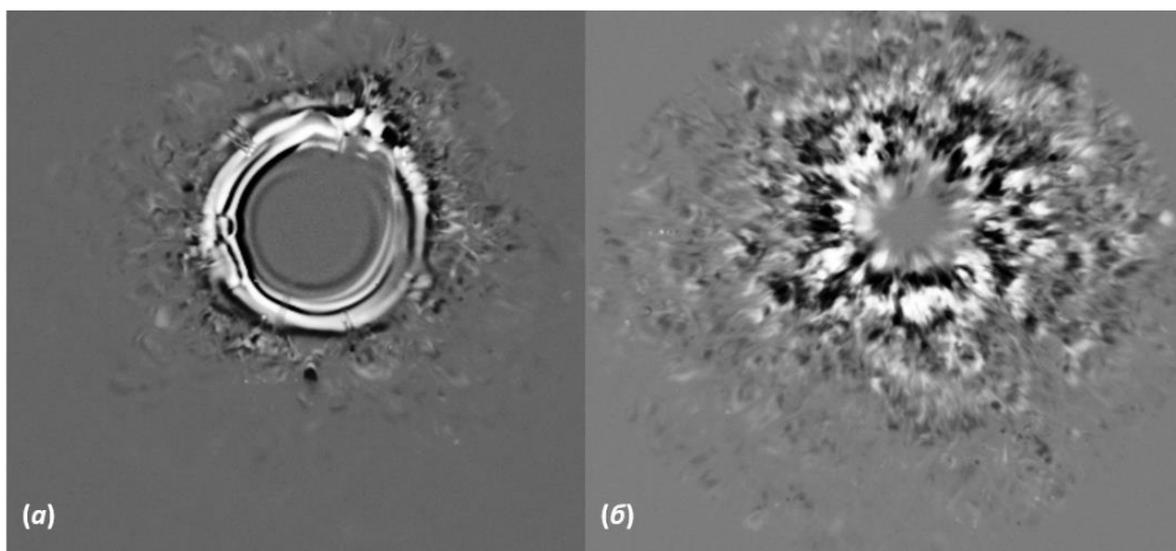


Рисунок 4.20. Пример термограмм двух режимов течения в пристеночной области течения импактной струи: (а) $Re_{jet} = 3400$, (б) $Re_{jet} = 5000$.

Такой переход течения может быть связан с особенностями установки – возникновением колебаний в сопле при малой скорости потока (схожий с течением пульсирующей струи).

4.2 Неизотермическое смешение двух струй

Исследование неизотермического смешения потоков встречается для различных конфигураций установок и задач, так как востребованы с точки зрения контроля безопасности энергетического оборудования [121] и могут в дальнейшем использоваться для валидации расчетных CFD кодов.

4.2.1 Экспериментальная установка

Метод ТВПЖ позволяет проводить исследования различных приповерхностных затопленных течений. В данном разделе описаны результаты термографических измерений для неизотермического смешения двух затопленных струй в дискообразном тройнике (рис. 4.21 а). Холодная и горячая вода поступали через два боковых сопла, расположенные под углом 120° друг к другу, со скоростями v_1 и v_2 . Внутренний диаметр сосуда составлял 67 мм, толщина 13 мм, диаметр каждого сопла 7 мм. Вода вытекала через сток в верхней точке сосуда диаметром 14 мм.

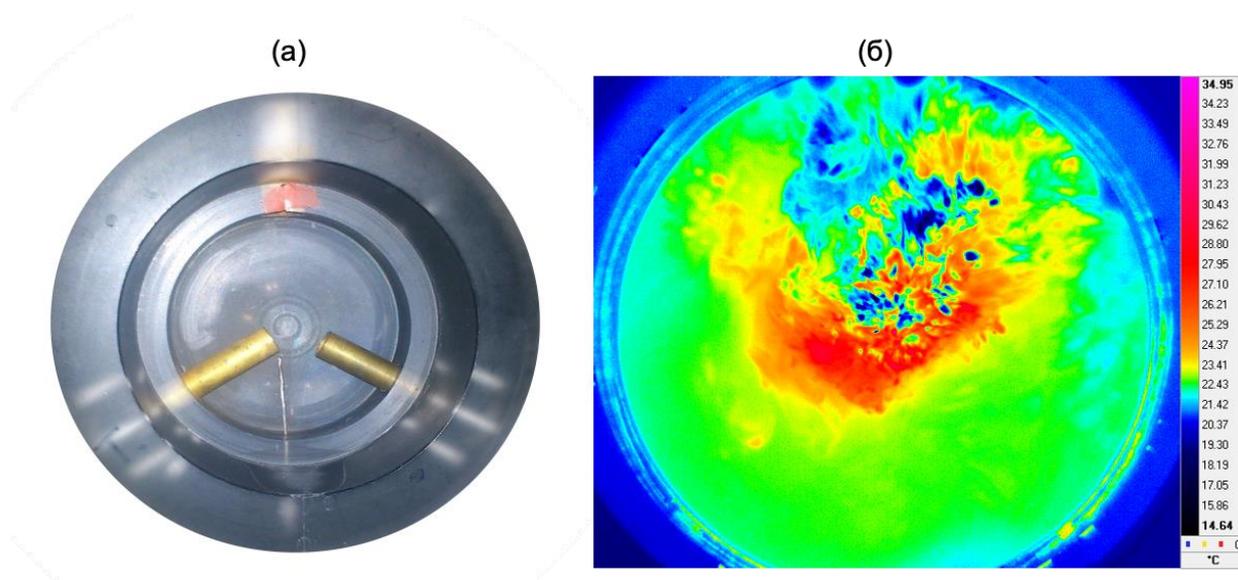


Рисунок 4.21. (а) дискообразный тройник для неизотермического смешения струй, (б) пример термограммы взаимодействия двух затопленных неизотермических струй с температурой струй 10 и 40 °С со скоростью $v_1 = v_2 = 1.2$ м/с. Частота съемки 115 Гц.

Скорость истечения жидкости варьировалась от 0.25 до 1.3 м/с, разность температур между потоками – от 5 до 40 °С. Регистрация велась с частотой 115 Гц через ИК-прозрачное окно из фторида кальция. Визуализирована динамическая картина неизотермического смешения двух затопленных струй в пограничном слое жидкости (рис.4.21 б).

4.2.2 Среднеквадратичные пульсации течения в пристенной области смешения двух струй

Анализ нестационарного поля течения взаимодействия двух затопленных неизотермических струй в пристеночной области проведен с помощью расчета среднеквадратичных пульсаций на основе полученных термографических данных.

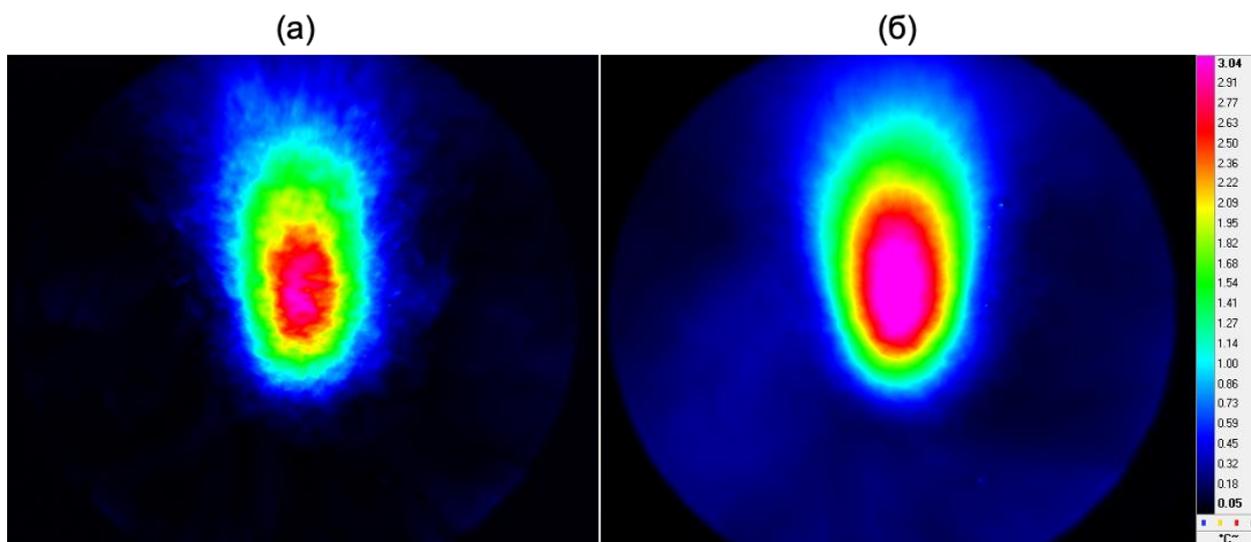


Рисунок 4.22. Поля среднеквадратичной величины тепловых пульсаций для симметричного течения неизотермического смешения струй $v_1 = v_2 = 1.2$ м/с и $Re_{jet} = 8300$, рассчитанные по (а) 115 кадрам, (б) 1150 кадрам тепловизионной съемки на частоте 115 Гц.

Построены поля среднеквадратичных пульсаций для тепловизионной съемки длительностью от 1 до 10 секунд (рис. 4.22). Показано, что длина серии

кадров влияет на «сглаживание» зон пульсаций. Получены области максимальных амплитуд тепловых пульсаций для симметричных и асимметричных течений в тройниковом устройстве. Соотношение скоростей струй влияет на угол направляющей зоны максимальных пульсаций в потоке. Визуализация полей среднеквадратичных пульсаций несимметричного течения для различных скоростей потока представлена на рис. 4.23.

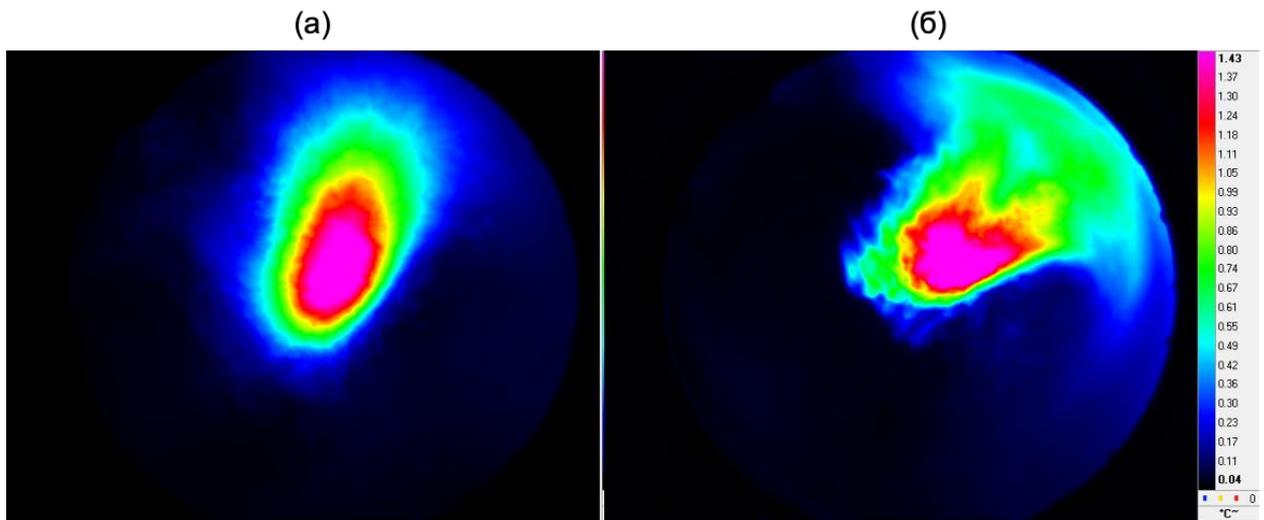


Рисунок 4.23. Поля среднеквадратичной величины тепловых пульсаций для несимметричного смешения струй со скоростями $v_1 = 1$ м/с и (а) $v_2 = 0.65$ м/с; (б) $v_2 = 0.35$ м/с, рассчитанные по 1150 кадрам на частоте 115 Гц.

4.2.3 Спектры турбулентных пульсаций неизотермического смешения двух затопленных струй

Проведен анализ спектральных характеристик процесса перемешивания воды в исследуемом режиме. Для симметричного течения в зоне интенсивного взаимодействия струй на расстоянии 0.5–2.0 см от сопел обнаружено наличие двух выделенных степенных интервалов на спектрах. Как видно из рисунка 4.24, на низкочастотном участке спектра в диапазоне от 2 до 9 Гц наблюдается формирование наклона, близкого к $-5/3$, рассчитанного по методу наименьших квадратов и обозначенного прямой линией на соответствующих частотных интервалах. Далее следует второй участок от 9

до 22 Гц с наклоном, близким к -3 . При удалении от центрально-осевой области к периферии тройника перегиб на спектральных кривых исчезает.

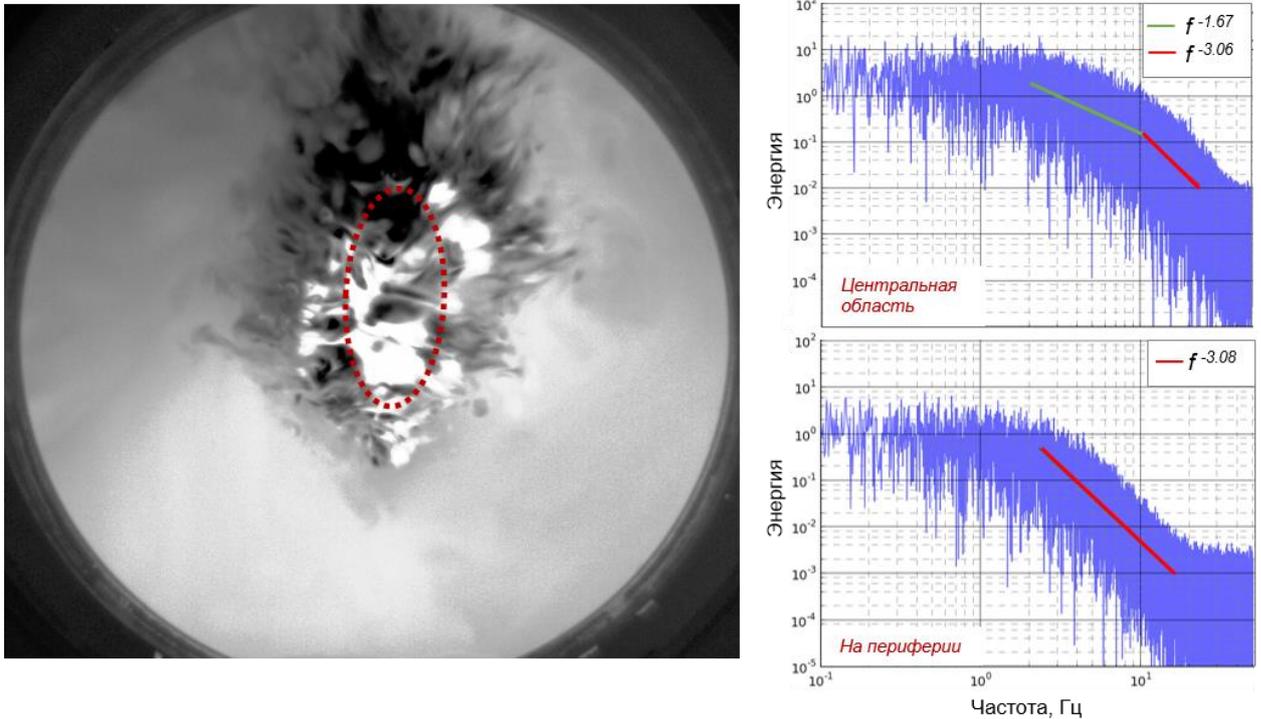


Рисунок 4.24. Пример термограммы взаимодействия двух затопленных струй одинакового напора с температурами струй $T_1 = 12\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T_2 = 52\text{ }^{\circ}\text{C}$; красным выделена область, в которой наблюдается спектры с двойным инерционным интервалом.

Механизм формирования спектральных интервалов в струйном потоке может быть связан как со стратификацией жидкости в пристенной части, зависящей от скорости, так и с особенностями течения в резервуаре квазидвумерной геометрии. В области ослабления потока усиливается влияние на спектры ламинарного подслоя, обусловленного явлением трения жидкости о стенку.

Лабораторная реализация обратного каскада энергии и спектральных законов квазидвумерной турбулентности крайне ограничена [90]. Спектры, полученные экспериментально, встречаются в литературе только для определенных задач: исследования геофизических явлений [127,128],

магнитогидродинамических течений [92,129,130] и в мыльных пленках [131,132]. Стоит отметить, что обратный каскад энергии может проявляться и в трехмерных плоских ограниченных течениях [133].

Таким образом, использование метода ТВПЖ и тройникового устройства позволило обнаружить новую конфигурацию для лабораторного получения спектра с двойным инерционным интервалом.

Материалы данного раздела опубликованы в работе [110].

4.3 Незатопленная высокоскоростная струя

В данном разделе диссертации описаны результаты применения тепловизионной регистрации для высокоскоростной незатопленной струи.

В серии экспериментов регистрировались пусковые процессы и динамика самого потока незатопленной высокоскоростной струи жидкости на промышленном станке гидроабразивной резки (модель Flow WaterJet Mach3). Исследование направлено на получение новых данных о двухфазных потоках в экстремальных условиях, и может быть применено для усовершенствования инженерных конструкций.

В эксперименте термографические измерения с частотой кадров до 415 Гц выполнялись совместно с высокоскоростной съемкой в видимом диапазоне с частотой кадров 100 кГц [134]. Здесь мы рассмотрим только термографическую часть обработки и анализа высокоскоростной струи.

Динамика теплового излучения, полученного из течения высокоскоростной струи при вертикальном истечении воды, регистрируется в воздухе. В связи со свойством поглощения воды в исследуемом диапазоне ИК спектра можно утверждать, что наблюдение ведется с периферийной области струи и ее воздушно-водной оболочки. Теплообменом с окружающим воздухом можно пренебречь из-за незначительных перепадов температур и использования изоляции.

Струя воды выходила из сопла диаметром $D = 0.4$ мм, падала вниз и на расстоянии 15 см ударялась об отбойник. Скорость истечения струи на оси достигала 270 м/с, что в пересчете на число Рейнольдса $Re_{jet} \approx 10^7$.

Эксперименты были проведены при установленном коэффициенте излучения $\varepsilon = 0.95$ в ПО тепловизионной камеры. Метод ТВПЖ не позволяет получить точные измерения абсолютных значений температур в связи с особенностью регистрации «кажущейся» температуры. Однако с помощью тепловизионной регистрации были исследованы:

- динамика излучения (пульсации температуры в зависимости от времени);
- пространственное распределение излучения в сечениях струи в зависимости от расстояния до сопла;
- распределение температуры вдоль оси струи.

На рис. 4.25 приведены термограммы незатопленной гидроструи для стартовых процессов в период до 0.01 с.

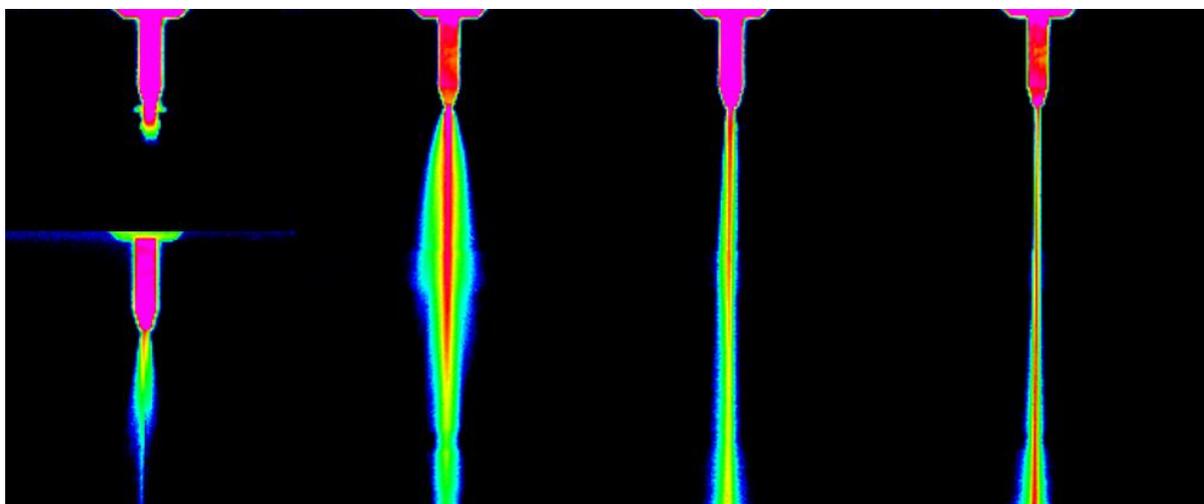


Рисунок 4.25. Термограммы пусковых процессов высокоскоростной незатопленной гидроструи в период до 0.01 с после запуска.

При анализе термограмм обнаружено, что при запуске струи происходит однократное колебание температуры с амплитудой порядка 2–3 градуса (рис. 4.26) в интервале времени 0.1 секунды от начала включения. Затем

наблюдался выход на стационарный режим. Изменения температуры вдоль центральной оси составляли 15–23 °С при температуре окружающей среды 10 °С.

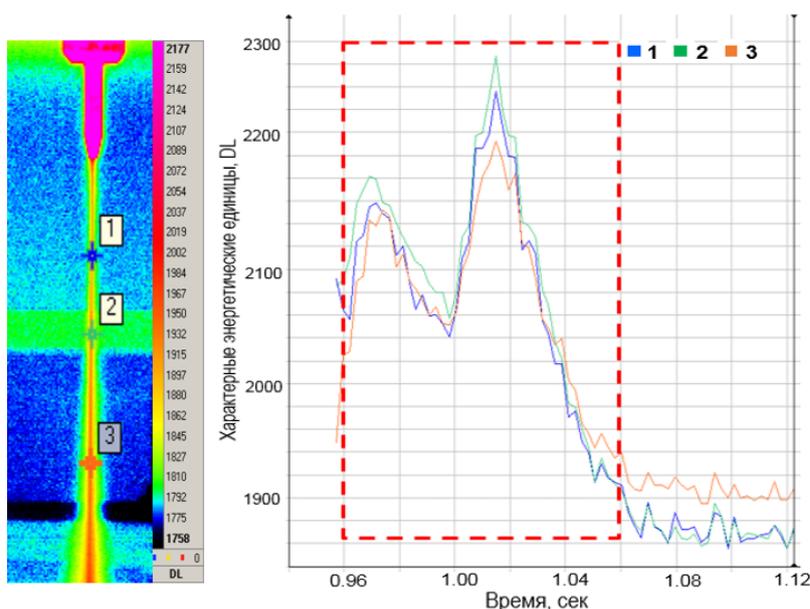


Рисунок 4.26. Пример термограммы высокоскоростной незатопленной струи с указанием опорных точек и временной разверткой запуска после включения.

Проведен анализ распределения температур вдоль струи в стационарном режиме. Термограмма незатопленной высокоскоростной струи и их максимальные значения в поперечных сечениях представлены на рис. 4.27. Длительность фильмов 5 секунд. По мере удаления от сопла изменялось максимальное значение температуры в сечении и увеличивалась ширина воздушно-водной оболочки струи. При удалении от оси течения наблюдалось падение относительной температуры.

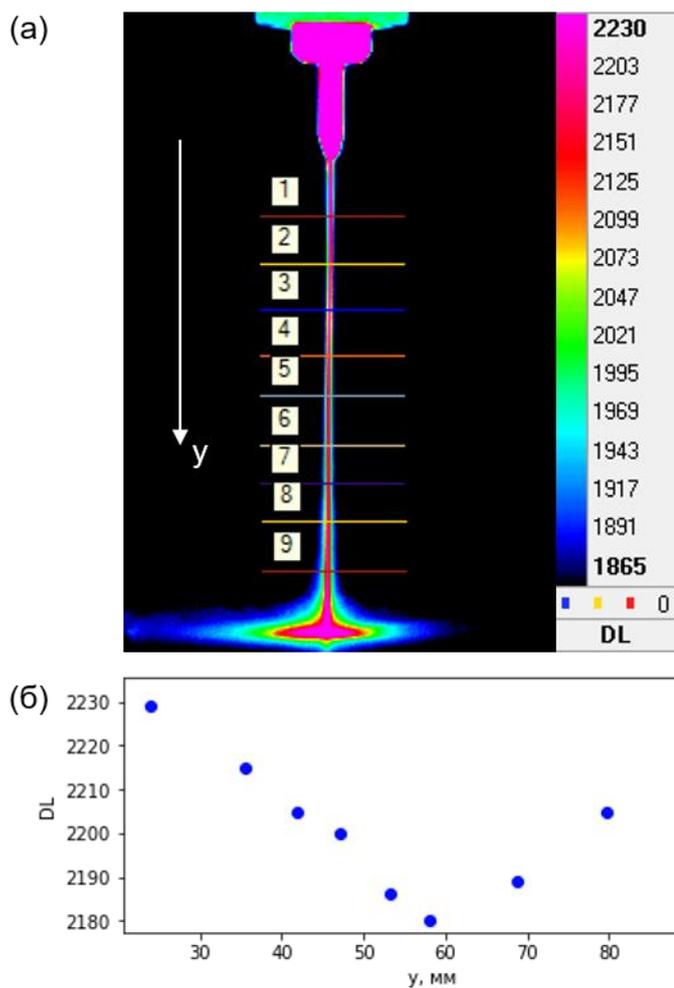


Рисунок 4.27. (а) термограмма незатопленной высокоскоростной струи, (б) график изменения максимального значения потока излучения в поперечном профиле.

Согласно полученным результатам, при удалении от сопла максимальное значение потока излучения уменьшалось. Достигая минимума, поток теплового излучения от струи начинал возрастать. Это связано, по-видимому, с тем, что в начале течения капельная воздушно-водная оболочка была минимальна. При удалении от сопла капельная оболочка увеличивалась и достигала максимальной величины, в то время как струя еще не начинала расширяться относительно водяного стержня струи. Ниже по течению происходило расширение самой струи, что приводило к относительному уменьшению оболочки и увеличению «кажущейся» температуры.

Результаты данной части работы были опубликованы в работе [134].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрены новые принципы изучения турбулентного пограничного слоя жидкости, основанные на высокоскоростной инфракрасной термографии. Ниже сформулированы основные результаты работы.

1. Экспериментально обоснована возможность применения метода ТВПЖ для количественного анализа пограничных слоев воды на примере струйных течений. Определены диапазон применения и область зоны визуализации метода ТВПЖ. Показано, что толщина слоя визуализации в диапазоне ИК излучения 3.7 – 4.8 мкм не превышает 0.27 мм.
2. Экспериментально показано, что разность температур между импактной струей и окружающей жидкостью $dT = 10 - 35$ °C играет роль «пассивной примеси» и слабо влияет на результаты измерений методом ТВПЖ.
3. Впервые визуализирована динамическая пристеночная область импактной затопленной струи жидкости – на основе метода ТВПЖ. Проведен расчет амплитудных и спектральных характеристик температурных пульсаций в диапазоне частот до 150 Гц в турбулентном пограничном слое для чисел Рейнольдса от 4000 до 35000, расстояний от сопла до поверхности соударения $H/D = 1 - 10$. Показано, что полученные зависимости среднеквадратичных пульсаций и показателя степени в спектральном законе связаны с изменениями интенсивности перемешивания и структуры потока в пристеночной области импактной струи.
4. Впервые экспериментально обнаружен двойной инерционный интервал в квазидвумерном турбулентном пограничном слое, образующемся при взаимодействии двух затопленных струй. При смещении точек по течению вдоль линии взаимодействия струй получен наклон спектра, близкий к «-3».

5. Впервые экспериментально зарегистрирована динамика тепловых полей высокоскоростных (со скоростью до 270 м/с) незатопленных струйных потоков на начальных стадиях пусковых процессов и при стационарных режимах течения.

Таким образом, показано, что метод высокоскоростной инфракрасной термографии применим для исследования быстропротекающих процессов в неизотермическом пограничном слое жидкости с высоким пространственным и временным разрешением. Энергетические пульсационные характеристики пограничного слоя жидкости могут быть исследованы в широком спектральном диапазоне через стенку, прозрачную для ИК излучения.

Благодарности

В заключение выражаю искреннюю благодарность своим научным руководителям доктору физико-математических наук заведующему кафедрой молекулярных процессов и экстремального состояния вещества Николаю Николаевичу Сысоеву и кандидату физико-математических наук старшему преподавателю Коротеевой Екатерине Юрьевне за возможность выполнить интересную экспериментальную работу на оборудовании физического факультета МГУ, помощь и кураторство во время самих исследований и доброжелательное отношение. Отдельно хочу сказать спасибо Екатерине Юрьевне за постоянное внимание, терпение и педантичный подход к научным исследованиям. Хочу поблагодарить профессора Знаменскую Ирину Александровну за помощь и доверие во время выполнения диссертационной работы. Вы – заразительный пример неутолимого интереса к проведению и интерпретации эксперимента. Считаю приятным долгом поблагодарить Иванова Игоря Эдуардовича, Мурсенкову Ирину Владимировну за ценные дискуссии на протяжении научной работы, а также механика Козинцева Антона за оперативную помощь в проведении эксперимента на протяжении многих лет. Выражаю благодарность всему коллективу кафедры молекулярных процессов и экстремального состояния вещества за дружественную и в тоже время рабочую атмосферу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Патент № RU 2 577 793 С1 Знаменская И.А., Фомичев В.И., Большухин М.А. Крепков В.П., Свешников Д.Н. Способ тепловизионного определения количественных пульсационных характеристик турбулентности неизотермического потока жидкости, 2014.
2. Дубнищев Ю.Н., Арбузов В.А., Белоусов П.П., Белоусов П.Я. Оптические методы исследования потоков. Новосибирск: Сибирское университетское изд-во, 2003. – 418 с.
3. Kataoka K., Suguro M., Degawa H., Maruo K., Mihata I., The effect of surface renewal due to largescale eddies on jet impingement heat transfer //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1987. – 30. – №. 3. – P. 559-567.
4. Современные оптические методы исследования потоков: Коллективная монография / под ред. Б.С. Ринкевичюса – М.: Оверлей, 2011. – 360 с.
5. Скорнякова Н.М. Теневой фоновый метод /В книге: Современные оптические методы исследования потоков. Под. Ред. Б.С. Ринкевичюса Москва, Изд-во Оверлей 2011. – С. 93-106.
6. Васильев Л.А. Теневые методы. М: «Наука», 1968. – 400 с.
7. Meola C., de Luca L., Carlomagno G.M. Influence of shear layer dynamics on impingement heat transfer //Experimental Thermal and Fluid Science. – 1996. – 13. – №. 1. – P. 29-37.
8. Wen M.Y. Flow structures and heat transfer of swirling jet impinging on a flat surface with micro-vibrations //International journal of heat and mass transfer. – 2005. – 48. – №. 3-4. – P. 545-560.
9. Duda J.C., Lagor F.D., Fleischer A.S. A flow visualization study of the development of vortex structures in a round jet impinging on a flat plate and a cylindrical pedestal //Experimental Thermal and Fluid Science. – 2008. – 32. – №. 8. – P. 1754-1758.
10. Rohlfs W., Ehrenpreis C., Johannes J., Kneer R., Video: Submerged laminar jet impingement: A textbook case for vortex-wall interaction in influencing heat

- transfer, in: 67th Annual Meeting of the APS Division of Fluid Dynamics - Gallery of Fluid Motion, American Physical Society, 2014.
11. Rohlf W., Jorg J., Ehrenpreis C., Rietz M., Haustein H.D., Kneer R. Flow structures and heat transfer in submerged laminar jet impingement //Proceeding of First Thermal and Fluids Engineering Summer Conference. – 2016. 18. – P. 1011-1020.
 12. Frosell T., Fripp M., Gutmark E. Dynamics of the impingement region of a circular turbulent jet //Experimental Thermal and Fluid Science. – 2018. – 91. – P. 399-409.
 13. Clayton B.R., Massey B.S. Flow visualization in water: a review of techniques // Journal of Scientific Instruments. – 1967. – 44. – №. 1. – P. 2.
 14. Carlomagno G.M., Ianiro A. Thermo-fluid-dynamics of submerged jets impinging at short nozzle-to-plate distance: A review //Experimental thermal and fluid science. – 2014. – 58. – P. 15-35.
 15. Raffel M., Willert C.E., Wereley S.T., Kompenhans J. Particle Image Velocimetry, Springer, 2007.
 16. Scarano F. Tomographic PIV: principles and practice //Measurement Science and Technology. – 2012. – 24. – №. 1. – 012001.
 17. Nebuchinov A.S., Lozhkin Y.A., Bilsky A.V Combination of PIV and PLIF methods to study convective heat transfer in an impinging jet //Experimental Thermal and Fluid Science. – 2017. – 80. – P. 139-146.
 18. Carlomagno, G.M., Cardone, G. Infrared thermography for convective heat transfer measurements //Experiments in fluids. – 2010. – 49. – №. 6. – P. 1187-1218.
 19. Charogiannis A., Zadrazil I., Markides C.N. Thermographic particle velocimetry (TPV) for simultaneous interfacial temperature and velocity measurements //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2016. – 97. – P. 589-595.
 20. Kirolos B., Povey T. High-accuracy infrared thermography method using reflective marker arrays //Measurement Science and Technology. – 2017. – 28. – №. 9. – 095405.

21. Violato D., Ianiro A., Cardone G., Scarano F. Three-dimensional vortex dynamics and convective heat transfer in circular and chevron impinging jets //International Journal of Heat and Fluid Flow. – 2012. – 37. – P. 22-36.
22. Alekseenko S.V., Bilsky A.V., Dulin V.M., Markovich D.M. Experimental study of an impinging jet with different swirl rates //International Journal of Heat and Fluid Flow. – 2007. – 28. – №. 6. – P. 1340-1359.
23. Xu Y., He G., Kulkarni V., Wang, J. Experimental investigation of influence of Reynolds number on synthetic jet vortex rings impinging onto a solid wall //Experiments in Fluids. – 2017. – 58. – №. 1. – P. 6.
24. Landreth C.C., Adrian R.J. Impingement of a low Reynolds number turbulent circular jet onto a flat plate at normal incidence //Experiments in Fluids. – 1990. – 9. – №. 1. – P. 74-84.
25. Вавилов В.П. Инфракрасная термография и тепловой контроль. 2-е издание, доп. М. Издательский дом Спектр. 2013. – P. 544.
26. Chernorizov A., Isaychev S., Znamenskaya I., Koroteyeva E., Khakhalin A., Shishakov V. Remote Detection of Human Emotional States by Facial Areas //International Journal of Psychophysiology. – 2018. – 131. – S85.
27. Berlovskaya E.E., Isaychev S.A., Chernorizov A. M., Ozheredov I.A., Adamovich T.V., Isaychev E.S., Cherkasova O.P., Makurenkov A.M., Shkurinov A.P., Varaksin A.N., Gatilov S.B., Kurenkov N.I., Manaenkov A.E. Diagnosing Human Psychoemotional States by Combining Psychological and Psychophysiological Methods with Measurements of Infrared and THz Radiation from Face Areas //Psychology in Russia: State of the Art. – 2020. – 13. – №. 2. – P. 64-83.
28. Leontiev A.I., Kiselev N.A., Burtsev S.A., Strongin M M., Vinogradov Y.A. Experimental investigation of heat transfer and drag on surfaces with spherical dimples //Experimental Thermal and Fluid Science. – 2016. – 79. – P. 74-84.
29. Kiselev N.A., Leontiev A.I., Vinogradov Yu.A. et al. Effect of large-scale vortex induced by a cylinder on the drag and heat transfer coefficients of smooth and dimpled surfaces //International Journal of Thermal Sciences. – 2019. – 136. – P. 396-409.

30. Thomann H., Frisk B. Measurement of heat transfer with an infrared camera //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1968. – 11. – №. 5. – P. 819-826.
31. Simon B., Filius A., Tropea C., Grundmann S. //Experiments in Fluids. – 2016. – 57. – №. 5. – P. 93.
32. Raffel M., Merz C.B. Differential Infrared Thermography for Unsteady Boundary-Layer Transition Measurements //AIAA journal. – 2014. – 52. – №. 9. – P. 2090-2093.
33. Richter K., Schulein E. Boundary-layer transition measurements on hovering helicopter rotors by infrared thermography //Experiments in fluids. – 2014. – 55. – №. 7. – P. 1755.
34. Hofmann H. M., Kind M., Martin H. Measurements on steady state heat transfer and flow structure and new correlations for heat and mass transfer in submerged impinging jets //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2007. – 50. – №. 19-20. – P. 3957-3965.
35. S. Roux, M. Fénot, G.Lalazel L.-E. Brizzi. E. Dorigna Experimental investigation of the flow and heat transfer of an impinging jet under acoustic excitation //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2011. – 54. – №. 15-16. – P. 3277-3290.
36. Жилкин Б.П., Зайков Н.С., Кисельников А.Ю., Миренский, В.Ю., Худяков П.Ю. Тепловизионная идентификация турбулентных структур в газовых потоках //Приборы и техника эксперимента. – 2010. – №. 1. – С. 155-158.
37. Бердников В.С., Гришков В.А., Ковалевский К.Ю., Марков В.А. Тепловизионные исследования ламинарно-турбулентного перехода в Рэлей-Бенаровской конвекции //Автоматрия. – 2012. – Т. 48. – №. 3. – С. 111-120.
38. Плаксина Ю.Ю., Пуштаев А.В., Винниченко Н.А., Уваров А.В. Влияние малых примесей на формирование структур при конвекции Рэлея-Бенара-Марангони в плоском слое жидкости //Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. – 2018. – №. 5.

39. Dupont J., Mignota G., Paladino D., Prasser H. Mid wave infrared thermography of water films in condensing and evaporating environments // Nuclear Engineering and Design. – 2018. – 336. – P. 80-89.
40. Kim T.H., Kommer E., Dessiayoun S., Kim J. Measurement of two-phase flow and heat transfer parameters using infrared thermometry // International Journal of Multiphase Flow. – 2012. – 40. – P. 56-67.
41. Hetsroni G., Mewes D., Enke C., Gurevich M. et al. Heat transfer to two-phase flow in inclined tubes // International Journal of Multiphase Flow. – 2003. – 29. – №. 2. – P. 173-194.
42. Judd K.P., Smith G.B., Handler R.A., Sisodia A. The thermal signature of a low Reynolds number submerged turbulent jet impacting a free surface // Physics of Fluids. – 2008. – 20. – №. 11. – 115102.
43. Кашинский О.Н., Лобанов П.Д., Курдюмов А.С., Прибатурин Н.А. Экспериментальное моделирование течения жидкометаллического теплоносителя в Т-образном смесителе // Журнал технической физики. – 2016. – Т. 86. – № 5. – С. 145-147.
44. Зайцев Д.К., Смирнов Е.М., Колесник Е.В., Большухин М.А., Будников., А.В., Свешников Д.Н. Расчетно-экспериментальное исследование температурных пульсаций в тройниковом соединении с косым впрыском // Сборник докладов «Проблемы применения и верификации CFD кодов в атомной энергетике». – 2018. – С. 104-105.
45. Bol'shov, L., Pribaturin, N., Kashinsky, O., Lobanov, P., Kurdyumov, A. Experimental Study of Mixing Fluid Flows with Different Temperatures in a T-Junction // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. – 2020. – 61. – №. 3. – P. 368-376.
46. Nakamura H., Shiibara N., Yamada S. Quantitative measurement of spatio-temporal heat transfer to a turbulent water pipe flow // International Journal of Heat and Fluid Flow. – 2017. – 63. – P. 46-55.
47. Roux S., Fenot M., Lalizel G., Brizzi L.-E., Dorignac E. Evidence of flow vortex signatures on wall fluctuating temperature using unsteady infrared thermography

- for an acoustically forced impinging jet //International journal of heat and fluid flow. – 2014. – 50. – P. 38-50.
48. Chaugule V., Narayanaswamy R., Lucey A.D., Narayanan Vi., Jewkes J. Particle image velocimetry and infrared thermography of turbulent jet impingement on an oscillating surface //Experimental Thermal and Fluid Science. – 2018. – 98. – P. 576-593.
49. Greco C. S., Paolillo G., Ianiro A., Cardone G., de Luca L. Effects of the stroke length and nozzle-to-plate distance on synthetic jet impingement heat transfer //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2018. – 117. – P. 1019-1031.
50. Nakamura H. Measurements of time-space distribution of convective heat transfer to air using a thin conductive film //Fifth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena. – Begel House Inc., 2007. – P. 1906–1914
51. Shiibara N., Nakamura H., Yamada S. Visualization of turbulent heat transfer to a water flow in a circular pipe using high-speed infrared thermography //Journal of Flow Visualization and Image Processing. – 2013. – 20. – №. 1-2.
52. Cho H. H., Kim K. M., Song J. Applications of impingement jet cooling systems //Cooling Systems: Energy, Engineering and Applications. – Nova Science Publishers, Inc. – 2011. – P. 37-67.
53. Zuckerman N., Lior N. Jet impingement heat transfer: physics, correlations and numerical modeling //Advances in heat transfer. – 2006. – 39. – P. 565-631.
54. Юдаев Б.Н., Михайлов М.С., Савин В.К. Теплообмен при взаимодействии струй с преградами //М.: Машиностроение. – 1977. – Т. 248.
55. Bradschaw B.A., Enda M., Love N. The normal impingement of a circular air on a flat surface – ARC, 1959. – 21. – P. 268.
56. Gardon R. Cobonpue J. Heat transfer between a flat plate and jets of air impinging on it //Int. Dev. Heat Transfer (ASME). – 1962. – P. 454-460.
57. Cooper D., Jackson D.C., Launder B.E., Liao G.X., Impinging jet studies for turbulence model assessment //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1993. – 36. – №. 10. – P. 2675-2684.

58. Jambunathan K., Lai R., Moss A., Button B. A review of heat transfer data for single circular jet impingement // *International journal of heat and fluid flow* – 1992. – 13. – №. 2. – P. 106-115.
59. Weigand, B., Spring, S. Multiple Jet Impingement - A Review // *TURBINE-09. Proceedings of International Symposium on Heat Transfer in Gas Turbine Systems.* – Begel House Inc., 2009.
60. Donaldson C.D. A study of free jet impingement. Part 2. Free jet turbulent structure and impingement heat transfer // *Journal of Fluid Mechanics.* – 1971. – 45. – №. 3. – P. 477-512.
61. Olsson M., Fuchs L. Large eddy simulations of a forced semiconfined circular impinging jet // *Physics of fluids.* – 1998. – 10. – №. 2. – P. 476-486.
62. Волков К.Н. Взаимодействие круглой турбулентной струи с плоской преградой // *Прикладная механика и техническая физика.* – 2007. – Т. 48. – №. 1. – С. 55-67.
63. McNaughton K.J., Sinclair C.G. Submerged jets in short cylindrical flow vessels // *Journal of Fluid Mechanics.* – 1966. – 25. – №. 2. – P. 367-375.
64. Polat S., Huang B., Mujumdar A.S., Douglas W.J.M. Numerical flow and heat transfer under impinging jets: a review, // *Annual Review of Heat Transfer.* – 1989. – 2. – P. 157–197.
65. Rohlf W., Haustein H.D., Garbrecht O., Kneer R. Insights into the local heat transfer of a submerged impinging jet: Influence of local flow acceleration and vortex-wall interaction // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 2012. – 55. – №. 25-26. – P. 7728-7736.
66. Большухин М.А., Будников А.В., Свешников Д.Н., Фомичев В.И., Крепков В.П. Актуальные задачи развития экспериментальной базы для верификации CFD кодов при использовании в атомной энергетике // *Труды НГТУ им. П.Е. Алексеева.* – 2012. – №. 1 (94). – С. 100-106.
67. Pokora C.D., McGuirk J.J. Stereo-PIV measurements of spatio-temporal turbulence correlations in an axisymmetric jet // *Journal of Fluid Mechanics.* – 2015. – 778. – P. 216.

68. Sagot B., Antonini G., Christgen A., Buron F. Jet impingement heat transfer on a flat plate at a constant wall temperature //International Journal of Thermal Sciences. – 2008. – 47. – №. 12. – P. 1610-1619.
69. O'Donovan T.S., Murray D.B. Jet impingement heat transfer Part I: Mean and root-mean-square heat transfer and velocity distributions //International journal of heat and mass transfer. – 2007. – 50. – №. 17-18. – P. 3291-3301.
70. Aillaud P., Duchaine F., Gicquel L.Y.M., and Didorally S. Secondary peak in the Nusselt number distribution of impinging jet flows: A phenomenological analysis //Physics of Fluids. – 2016. – 28. – №. 9. – P. 095110.
71. Hoogendoorn C.J., The effect of turbulence on heat transfer at stagnation point //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1977. – 20. – №. 12. – P. 1333-1338.
72. Katti V.V. Nagesh Y.S., Prabhu, S.V. Local heat transfer distribution between smooth flat surface and impinging air jet from a circular nozzle at low Reynolds numbers //Heat and mass transfer. – 2011. – 47. – №. 3. – P. 237-244.
73. Lytle D., Webb B.W. Air jet impingement heat transfer at low nozzle plate spacing //Int. J. Heat Mass Transfer. – 1994. – 37. – №. 12. – P. 1687-1697.
74. Popiel C.O., Trass O. Visualization of a free and impinging round jet //Experimental thermal and fluid science. – 1991. – 4. – №. 3. – P. 253-264.
75. Chung Y.M., Luo K.H. Unsteady heat transfer analysis of an impinging jet //J. Heat Transfer. – 2002. – 124. – №. 6. – P. 1039-1048.
76. Goldstein R.J., Behbahani A.I., Heppelmann K.K. Streamwise distribution of the recovery factor and the local heat transfer coefficient to an impinging circular air jet //International journal of heat and mass transfer. – 1986. – 29. – №. 8. – P. 1227-1235.
77. Hadžiabdić M., Hanjalić K. Vortical structures and heat transfer in a round impinging jet //Journal of Fluid Mechanics. – 2008. – 596. – P. 221.
78. Wienand J., Riedelsheimer A., Weigand B. Numerical study of a turbulent impinging jet for different jet-to-plate distances using two-equation turbulence models //European Journal of Mechanics-B/Fluids. – 2017. – 61. – P. 210-217.

79. Guo Q, Wen Z, Dou R. Experimental and numerical study on the transient heat-transfer characteristics of circular air-jet impingement on a flat plate //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2017. – 104. – P. 1177-1188.
80. Tummers M. J., Jacobse J., Voorbrood S.G.J. Turbulent flow in the near field of a round impinging jet //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2011. – 54. – №. 23-24. – P. 4939-4948.
81. Didden N., Ho C.M. Unsteady separation in a boundary layer produced by an impinging jet //Journal of Fluid Mechanics. – 1985. – 160. – P. 235-256.
82. Yadav H., Agrawala A. Effect of vortical structures on velocity and turbulent fields in the near region of an impinging turbulent jet //Physics of Fluids. – 2018. – 30. – №. 3. – 035107.
83. Hammad K.I.J. Flow structure in the near-wall region of a submerged impinging jet //Journal of fluids engineering. – 2011. – 133. – №. 9.
84. Uddin N., Neumann S.O., Weigand B. LES simulations of an impinging jet: On the origin of the second peak in the Nusselt number distribution //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2013. – 57. – №. 1. – P. 356-368.
85. Sakakibara J., Hishida K., Maeda M. Vortex structure and heat transfer in the stagnation region of an impinging plane jet //International journal of heat and mass transfer. – 1997. – 40. – №. 13. – P. 3163-3176.
86. Dairay T., Fortune V., Lamballais E., Brizzi L. E. Direct numerical simulation of a turbulent jet impinging on a heated wall //Journal of Fluid Mechanics. – 2015. – 764. – P. 362.
87. Walker J.D.A., Smith C.R., Cerra A.W., Doligalski T.L. The impact of a vortex ring on a wall //Journal of Fluid Mechanics. – 1987. – 181. – P. 99-140.
88. Фрик П.Г. Турбулентность: подходы и модели // Москва – Ижевск: Институт компьютерных исследований. – 2003. – С. 292.
89. Kraichnan R. H. Inertial-range transfer in two-and three-dimensional turbulence //Journal of Fluid Mechanics. – 1971. – 47. – №. 3. – P. 525-535.
90. Данилов С.Д., Гураций Д. Квазидвумерная турбулентность //Успехи физических наук. – 2000. – Т. 170. – №. 9. – С. 921-968.

91. Boffetta G., Ecke R.E. Two-Dimensional Turbulence // *Annual Review of Fluid Mechanics*. – 2012. – 44. – P. 427-451.
92. Sommeria J. Experimental study of two-dimensional inverse energy cascade in square box // *Journal of fluid mechanics*. – 1986. – 170. – P. 139-168.
93. Васильев А.Ю. и др. Турбулентный конвективный теплообмен в наклонной трубе, заполненной натрием // *Журнал технической физики*. – 2015. – Т. 85. – №. 9. – С. 45.
94. Vashahi F., Lee J. On the emerging flow from a dual-axial counter-rotating swirler; LES simulation and spectral transition // *Applied Thermal Engineering*. – 2018. – 129. – P. 646-656.
95. Musacchio S., Boffetta G. Split energy cascade in turbulent thin fluid layers // *Physics of Fluids*. – 2017. – 29. – №. 11. – 111106.
96. Wilczek M., Narita Y. Wave-number–frequency spectrum for turbulence from a random sweeping hypothesis with mean flow // *Physical Review E*. – 2012. – 86. – №. 6. – 066308.
97. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя // Издательство «Наука», Москва. 1974. – С. 712.
98. Бойко А.В., Горев В.Н., Козлов В.В. Переход к турбулентности в пограничных слоях: успехи и перспективы // *Вестник НГУ. Серия: Физика*. 2006. – Т. 1. Вып. 2. – С. 21-28.
99. Cantwell B., Coles D., Dimotakis P. Structure and entrainment in the plane of symmetry of a turbulent spot // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1978. – 87. – №. 4. – P. 641-672
100. Liepman D., Gharib M. The role of streamwise vorticity in the near field of round jet // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1992. – 245. – P. 643-668.
101. Nikitin N. V., Popelenskaya N. V. Characteristics of the Instability Developing in the Turbulent Flow in a Plane Channel // *Fluid Dynamics*. – 2019. – 54. – №. 2. – P. 218-238.
102. Farrell, B., Ioannou, P. Dynamics of streamwise rolls and streaks in turbulent wall-bounded shear flow // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2012. – 708. – P. 149.

103. Dowling D. R., Dimotakis P. E. Similarity of the concentration field of gas-phase turbulent jets // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1990. – 218. – P. 109-141.
104. Tennekes H., Lumley J.L., *A first course in turbulence*. – MIT Press, 1972.
105. Bertie J. E., Lan Z. Infrared Intensities of Liquids XX: The Intensity of the OH Stretching Band of Liquid Water Revisited, and the Best Current Values of the Optical Constants of H₂O(l) at 25°C between 15,000 and 1 cm⁻¹ // *Applied Spectroscopy*. – 1996. – 50. – №. 8. – P. 1047-1057.
106. Hale G.M., Querry M.R. Optical Constants of Water in the 200-nm to 200-μm Wavelength Region // *Applied optics*. – 1973. – 12. – №. 3. – P. 555-563.
107. Большухин М.А., Знаменская И.А., Фомичев В.И. Метод количественного анализа быстропротекающих тепловых процессов через стенки сосудов при неизотермическом течении жидкости // Доклады Академии наук. издательство Наука М. 2015. – 465. – № 1. – С. 38—42.
108. Знаменская И.А., Коротева Е.Ю., Новинская А.М., Сысоев Н.Н. Особенности спектров турбулентных пульсаций струйных затопленных течений воды // ПЖТФ. – 2016. – № 13. – С. 51—57.
109. Кутеладзе С.С. Основы теории теплообмена // Изд. 5-е перераб. И доп. – М.: Атомиздат. – 1979. – С. 416.
110. Znamenskaya I., Koroteeva E., Shagiyanova A. Thermographic analysis of turbulent non-isothermal water boundary layer // *Journal of Flow Visualization and Image Processing*. – 2019. – 26. – №. 1.
111. Знаменская И.А., Коротева Е.Ю., Новинская А.М., Рязанов П.А. Исследование пограничного неизотермического слоя жидкости на основе высокоскоростной термографии // Труды седьмой российской национальной конференции по теплообмену. – 2018. – С. 92-95.
112. Hahn D. Calcium fluoride and barium fluoride crystals in optics: multispectral optical materials for a wide spectrum of applications // *Optik & Photonik*. – 2014. – 9. – №. 4. – P. 45-48.
113. Ллойд Дж. Системы тепловидения. – М. : «Мир», 1978. – С. 416.
114. Flir Systems «DC019U-L SC7000 User Manual».

115. Astarita T., Carlomagno G. M. Infrared thermography for thermo-fluid-dynamics. – Springer Science & Business Media, 2012.
116. Zolotarev V.M., Mikhilov B.A., Alperovich L.L., Popov S.I. Dispersion and absorption of liquid water in the infrared and radio regions of the spectrum //Opt Spectosc. – 1969. – 26. – P. 430-432.
117. Шагиянова А.М., Коротеева Е.Ю., Знаменская И.А., Дашян М.Э., Благонравов Л.А., Сысоев Н.Н. Анализ области визуализации пристеночного слоя жидкости при регистрации методами высокоскоростной термографии // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. № 2. С. 31-35, 2020.
118. Филипов Л.П. Измерение теплофизических свойств методом периодического нагрева // М.: Энергоатомиздат. – 1984. – С.105.
119. Кравчун С.Н., Липаев А.А. Метод периодического нагрева в экспериментальной теплофизике. Изд. Казанского университета. – 2006. – С. 208.
120. 4180, 4181 Operators Manual - Fluke Calibration.
121. Wakamatsu M., Nei H., Hashiguch K. Attenuation of Temperature Fluctuations in Thermal Striping //Journal of Nuclear Science and Technology. – 1995. – 32. – №. 8. – P. 752-762.
122. Hanson G. J., Robinson K. M., Temple D. M. Pressure and stress distributions due to a submerged impinging jet //Hydraulic engineering. – ASCE, 1990. – P. 525-530.
123. Sreenivasan K. R., Antonia R. A. The phenomenology of small scale turbulence //Annual review of fluid mechanics. – 1997. – 29. – №. 1. – P. 435-472.
124. Warhaft Z. Passive scalars in turbulent flows //Annual Review of Fluid Mechanics. – 2000. – 32. – №. 1. – P. 203-240.
125. Знаменская И.А., Шагиянова А.М., Коротеева Е.Ю., Муратов М.И., Рязанов П.А. Анализ больших массивов данных при визуализации динамических тепловых полей //Научная визуализация. – 2020. – Т. 5. – С. 44-58.

126. Koroteeva E., Shagiyanova A., Irina Znamenskaya I., Sysoev N. Time-resolved thermographic analysis of the near-wall flow of a submerged impinging water jet //Experimental Thermal and Fluid Science. – 2021. – 121. – 110264.
127. Khatri H., Sukhatme J., Kumar A., Verma M.K. Surface ocean enstrophy, kinetic energy fluxes, and spectra from satellite altimetry //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2018. – 123. – №. 5. – P. 3875-3892.
128. Tung, K. K., Orlando W.W., The k^{-3} and $k^{-5/3}$ energy spectrum of atmospheric turbulence: quasigeostrophic two-level model simulation //Journal of the atmospheric sciences. – 2003. – 60. – №. 6. – P. 824-835.
129. Shats M., Xia H., Punzmann H. Spectral condensation of turbulence in plasmas and fluids and its role in low-to-high phase transitions in toroidal plasma //Physical Review E. – 2005. – 71. – №. 4. – 046409.
130. Cardoso O., Marteau D., Tabeling P. Quantitative experimental study of the free decay of quasi-two-dimensional turbulence //Physical review E. – 1994. – 49. – №. 1. – P. 454.
131. Belmonte A., Goldburg W.I., Kellay H., Rutgers M.A., Martin B., Wu X.L. Velocity fluctuations in a turbulent soap film: The third moment in two dimensions //Physics of Fluids. – 1999. – 11. – №. 5. – P. 1196-1200.
132. Couder Y., Chomaz J.M., Rabaud M. On the hydrodynamics of soap films, //Physica D: Nonlinear Phenomena. – 1989. – 37. – №. 1-3. – P. 384-405.
133. Xia H., Francois N. Two-dimensional turbulence in three-dimensional flows, //Physics of Fluids. – 2017. – 29. – №. 11. – 111107.
134. Znamenskaya I.A., Koroteeva E.Yu., Shirshov Ya.N., Novinskaya (Shagiyanova) A.M., Sysoev N.N. High speed imaging of a supersonic waterjet flow //Quantitative InfraRed Thermography Journal. – 2017. – 14. – №. 2. – P. 185-192.