

Министерство науки и высшего образования
Российской Федерации
федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования
РОССИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

Чанцев В.Ю., Даньшина А.В.

**Дипольные вихревые структуры
на притопленной струе**

(лабораторный эксперимент, организация и анализ)

Часть 1.

Учебное пособие

Санкт-Петербург
РГГМУ
2020

УДК 551.465.58:551.46.072

ББК 26.221.377.4

Ч-18

Чанцев В.Ю., Даньшина А.В.

- Ч-18 Дипольные вихревые структуры на притопленной струе (лабораторный эксперимент, организация и анализ).
Учебное пособие. Часть 1. – СПб.: РГГМУ, 2020. – 100 с.

Представлен обзор способов выявления вихревых структур дипольного типа в поверхностном слое океана. Дается детальное описание организации и проведения лабораторных экспериментов по формированию дипольных вихрей на притопленной струе в однородной жидкости. Рассматриваются методы цифровой визуализации, а также организация лабораторного моделирования и анализа его результатов.

Предназначается для студентов океанологического профиля гидрометеорологического направления, обучающихся по дисциплинам «Дополнительные главы математики» и «Спецмальные главы физики атмосферы, океана и вод суши».

УДК 551.465.58:551.46.072

ББК 26.221.377.4

© В.Ю. Чанцев, А.В. Даньшина, 2020
ISBN 978-5-86813-465-4

© РГГМУ, 2020

СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
Предисловие	4
1 Грибовидные структуры поверхностного слоя океана	7
1.1 Выявление грибовидных течений	7
1.2 Методы лабораторного изучения грибовидных течений	12
2 Метод цифровой трассерной визуализации (PIV)	18
2.1 Принцип PIV–метода	18
2.2 Кросскорреляционные алгоритмы обработки PIV–изображений	27
2.3 Модификации PIV–метода	41
3 Лабораторное исследование грибовидного течения	55
3.1 Организация и проведение лабораторного эксперимента	56
3.2 Зависимость формирования грибовидных течений от числа Рейнольдса	64
3.3 Анализ распределения продольной составляющей скорости в грибовидном течении	77
Заключение	88
Список литературы	91

Предисловие

В динамике вод Мирового океана при больших числах Рейнольдса, характеризующих турбулентный режим движения жидкости, очень часто наблюдается формирование упорядоченных динамических структур различного пространственного масштаба. Такие структуры выявляются как в изображениях спутниковых снимков, так и в результате анализа прямых натурных наблюдений за термодинамическими параметрами верхних слоев океана. Возросший интерес к пониманию генерации и развития упорядоченных динамических структур привел к тому, что многие исследователи направили свои усилия на изучение физики этих процессов. Морфологические исследования строились на анализе натурных наблюдений, а изучение динамических свойств выявленных структур проводилось на базе лабораторных экспериментов. В результате многолетних исследований были получены эмпирические и теоретические зависимости, описывающие условия существования упорядоченных динамических структур при различных начальных условиях. На основании полученных знаний осуществляется попытка математического описания динамических структур типа вихревых колец или грибовидных течений.

Являясь эффективным механизмом горизонтального обмена, грибовидные течения играют важную роль в формировании гидродинамических режимов и влияют на экологическую обстановку прибрежных районов. К тому же эти устойчивые динамические вихревые образования

генерируются во всем спектре пространственных масштабов. Понимание значимости грибовидных течений в динамике океана привело к тому что, начиная с 80-х гг. прошлого века, когда выяснилось, что они являются универсальной формой движения вод, им стали уделять повышенное внимание в экспериментальных и теоретических исследованиях. Научный интерес к лабораторным исследованиям подобного рода дипольных структур существует не только в области океанологии при их генерации в однородных и стратифицированных жидкостях. Одними из первых фотографий, на которых показано воспроизведение и развитие грибовидных структур в воде, можно считать фотографии лабораторных экспериментов Окабэ и Иноуэ (Okabe, Inoue), опубликованные в 1960 г. при инжектировании из трубки с круглым сечением малых объемов подкрашенной жидкости по плотности близкой к плотности окружающей её жидкости [9].

Эксперименты по формированию дипольных структур проводятся в основном в стационарных бассейнах из прозрачного стекла с люминесцентной или лазерной подсветкой. Результаты лабораторных экспериментов позволяют выявить зависимость условий генерации дипольной структуры от интенсивности струйного потока и получить автомодельные решения для отдельных характеристик грибовидного течения.

Данное пособие позволят более тесно познакомиться с организацией и проведением лабораторных экспериментов по генерации таких когерентных вихревых структур, как

грибовидные течения. Для обработки и анализа получаемых результатов потребуются знание специальных методов цифровой визуализации динамических процессов. В пособии достаточно подробно описаны современные методы и подходы обработки изображений с помощью трассерной визуализации потоков.

Дальнейшее использование результатов лабораторных экспериментов по генерации грибовидных течений в математических моделях совершенно невозможно без использования теории размерностей и подобия. Поэтому в данном пособии уделено много внимания подходам выявления подобия в динамических процессах и получения автомодельных соотношений.

1 Грибовидные структуры поверхностного слоя океана

1.1 Выявление грибовидных течений

Грибовидные течения в океане являются универсальной формой движения вод. Эти течения были названы так К.Н. Федоровым из-за своего сходства с формой гриба в разрезе (рис.1.1), поскольку струйный поток заканчивается парой вихрей противоположного знака в его фронтальной области. Такой тип движения водных потоков, представляющий собой упорядоченную дипольную структуру, был выявлен в океане в 80 годы 20 века с развитием спутниковых методов.

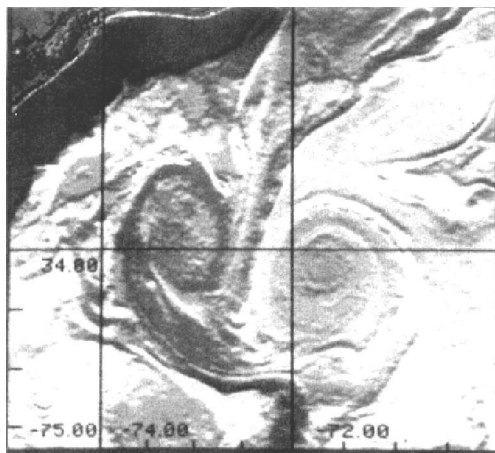
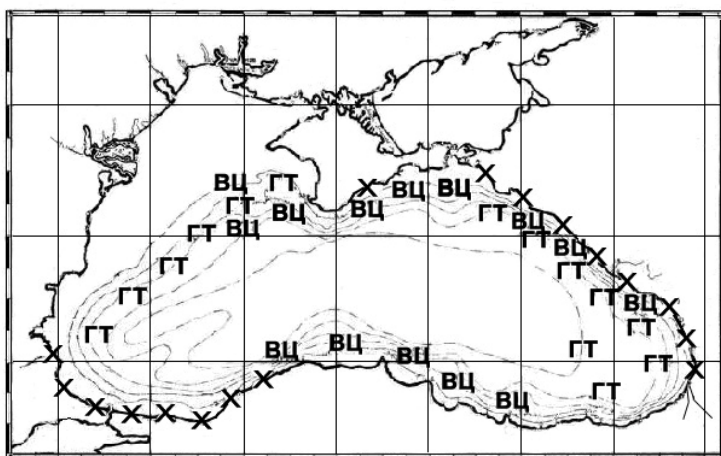


Рис. 1.1 Грибовидное течение в поле температуры поверхности моря на юге Гольфстрима в 1987 г. на фрагменте снимка со спутника NOAA-8 AVHRR [49]

Так на примере Черного моря (рис.1.2) хорошо видно, что грибовидные течения являются неотъемлемой частью его динамической структуры. На рисунке приведен результат обработки спутниковых изображений по выявлению областей формирования вихревых структур, полученных с помощью радиометров AVHR NOAA и MODIS AQUA в инфракрасном и видимом диапазоне спектра с 2004 по 2007 год, в том числе и областей наиболее частого образования грибовидных течений [15].



ГТ – грибовидные течения, ВЦ – вихревые цепочки, X – прибрежные антициклонические вихри

Рис. 1.2 Ареалы распространения отдельных форм вихревой динамики поверхностных вод Черного моря [15]

Наибольшее количество дипольных вихревых структур генерируется в двух районах Черного моря: вдоль Кавказского побережья и по линии Евпатория – Бургас. Исходя из мониторинговых данных спутниковой

информации российского сектора Черного моря с 2005 по 2010 годы, грибовидные течения постоянно наблюдаются в разные сезоны, иногда можно одновременно выделить сразу несколько дипольных вихревых структур, имеющих разные размеры и самую разнообразную ориентацию в пространстве. В некоторых районах океанов и морей на одном только снимке водной поверхности со спутника можно детектировать до двух десятков дипольных вихревых структур. Так в Аляскинском прибрежном течении возле острова Каяк в апреле 1985 г. было найдено 17 таких структур [32].

На сегодняшний день подобные динамические образования стали регулярно обнаруживать не только на спутниковых изображениях поверхности океанов и морей в видимом диапазоне спектра при наличии различных трассеров (цветущего фитопланктона, плавучего льда, взвешенного вещества), в инфракрасном – при распределении радиояркостной температуры и на радиолокационных изображениях, а также и в результате анализа прямых натуральных наблюдений за термодинамическими параметрами верхних слоев океана [6, 16, 44, 46, 52, 61]. Следует отметить, что исследования грибовидных течений с помощью контактных методов достаточно редки. Это в первую очередь связано с трудностями проведения синхронных или квазисинхронных пространственных наблюдений за океанологическими характеристиками.

Из анализа имеющихся на сегодняшний день в свободном доступе спутниковых изображений морской поверхности,

в том числе и серии последовательных снимков грибовидных течений, удалось оценить их пространственные размеры, а также некоторые динамические характеристики и закономерности эволюции. Так выявленные грибовидные течения в основном имеют пространственные масштабы, варьирующие в пределах от 10^3 м до 10^5 м. Причем обычно ширина струи составляет не более 10 — 25 % от ее длины, а для длины струи и размера вихревой части в основном характерен один порядок. Время жизни этих дипольных структур в основном составляет от 3 до 7 дней, а иногда и более (до 30 суток) [12]. При этом было выявлено две фазы их развития: быстрая и медленная. Во время быстрой фазы структура грибовидной формы, генерируемая импульсным источником, действующим ограниченное время, увеличивается до 70 — 80 % от своего конечного размера обычно в течение первых суток. В дальнейшем во время медленной фазы развития такая вихревая структура мало изменяется в размерах, после чего происходит полный распад грибовидной структуры. Было также установлено, что на начальной стадии развития скорость такого типа течений может достигать 0,5 м/с и более. Была оценена и локальная скорость деформации в этих дипольных структурах. Она на 2 — 3 порядка превысила скорость деформации, характерную для климатических фронтальных зон, варьируя от 10^{-5} до $5 \cdot 10^{-4}$ с⁻¹ [23].

Таким образом, проявляясь в разных частях Мирового океана, грибовидные течения могут играть важную роль в горизонтальном обмене примесями, массой и количеством

движения, а их влияние сказывается на формировании гидродинамического режима и экологической обстановки в море в целом и особенно в его прибрежных районах. Возможность учета формирования грибовидных течений в математических моделях динамики верхних слоев океана и динамического режима вод прибрежных зон позволяет более точно воспроизводить особенности распределения количества движения, водных масс и различных примесей, знание которых необходимо при проведении рекреационных мероприятий, гидротехнических работ, а также для выполнения экологических исследований.

Хотя грибовидные течения генерируются в широком спектре пространственных масштабов, но наиболее исследованными и описанными при усиленном внимании к изучению разномасштабных вихревых процессов в океане остаются мезомасштабные дипольные вихревые образования, благодаря накопленным данным океанографических съемок и информации, получаемой со спутников с высоким пространственно-временным разрешением. Исследование грибовидных течений контактными и дистанционными методами позволяет определять области их наиболее частого образования и дислокации в процессе эволюции, их пространственно-временные и кинематические характеристики, факторы, приводящие к их генезису, их влияние на гидродинамический режим и роль в горизонтальном водообмене. Несмотря на полученную этими методами информацию, наиболее детально изучить механизмы генерации дипольных структур, факторы, влияющие на

образование и эволюцию, и саму эволюцию грибовидных течений при различных условиях окружающей среды возможно лишь путем их лабораторного моделирования.

1.2 Методы лабораторного изучения грибовидных течений

Основные преимущества лабораторного моделирования заключаются в возможности проведения экспериментов в отсутствии мешающих факторов и в многократной воспроизводимости условий эксперимента. С помощью лабораторного моделирования можно выполнить исследование, варьируя условиями эксперимента в широких пределах. Успешное проведение лабораторного эксперимента зависит от выбора метода измерения характеристик течений. Для более глубокого изучения грибовидных течений при проведении лабораторных экспериментов, в том числе и для восстановления поля скорости в дипольной структуре, когда точечных измерений скорости недостаточно, эффективно применять бесконтактные методы визуализации. Сама по себе визуализация в гидродинамическом эксперименте — приём, позволяющий наблюдать течение жидкости непосредственно или с помощью оптического устройства после добавления в водный поток меченых частиц (трассеров).

Методы, основанные на визуализации течений, прошли долгий путь развития и были известны задолго до появления компьютеров еще со времен Леонардо да Винчи

[22], который описал первые наблюдения за течением жидкости в водоемах при помощи естественных природных трассеров. Постепенно от качественных наблюдений произошел переход к измерению количественных характеристик течений. Простейшие методы реконструкции поля скорости визуализированных потоков связаны с появлением фото и видеокамер. Потоки жидкости с трассерами стали фиксировать на фото, или видеопленке. Затем полученные трассерные картины требовали ручной обработки для получения полей скорости и завихренности. Так, например, в ранних исследованиях Афанасьева Я.Д. и Воропаева С.И. [2] развитие грибовидного течения снималось кинокамерой, причем одновременно сверху и сбоку за счет использования в экспериментальной установке зеркала. Далее по полученным профилям смещений и частоте импульсов ими рассчитывалось горизонтальное и вертикальное распределение продольной скорости в струе. В работе Карлина Л.Н. и Даньшиной А.В. [17] весь процесс зарождения, развития и затухания дипольных структур фиксировался на цифровой фотокамере и видеокамере. В результате кадрового разбиения отснятого видеоматериала и анализа трассерных картин были рассчитаны смещения меченых частиц за известный интервал времени, на основании которых было получено распределение как продольной, так и поперечной составляющих скорости на разных участках грибовидного течения. В процессе обработки экспериментальных данных отснятого видеоматериала была собрана

информация и об эволюции пространственных размеров грибовидного течения, в том числе были определены следующие геометрические характеристики: положение фронтальной области, ширина струи, поперечный размер вихря, положение критических точек в горизонтальной плоскости. Все пространственные размеры вихревой структуры определялись по положению границы красителя. Поскольку осуществлялась подсветка всего объема жидкости, а камера была направлена вертикально вниз, то была лишь возможность измерить характеристики грибовидного течения только в горизонтальной плоскости. Конечно, в связи с этим возникали погрешности в определении скоростей, поскольку не учитывались вертикальные движения маркеров в вихревой структуре. Такая ручная обработка видеоматериала крайне трудоемка, сложна и к тому же занимает длительное время. Используемый подход в выделении движущегося маркера не позволяет определять все три составляющие скорости его перемещения, и даже в определении составляющих скорости в одной плоскости вносится погрешность, связанная с тем, что этот маркер может двигаться не только в пределах рассматриваемой плоскости, но и в поперечном к этой плоскости направлении.

Этих недостатков ручной обработки лишены современные оптические методы, связанные с фотографированием треков переносимых потоком частиц. Эти методы получили вторую жизнь в результате внедрения в экспериментальную установку цифровых камер и компьютеров. Для решения гидродинамических

задач себя успешно зарекомендовали следующие методы: Particle Image Velocimetry (PIV) и Particle Tracing Velocimetry (PTV). Выбор именно таких методов экспериментального изучения воспроизводимых на лабораторной установке грибовидных течений малых пространственных масштабов обусловлен как отсутствием возмущающего влияния на сложную динамическую структуру потока, так и возможностью получить сразу мгновенное поле скорости с высокой точностью, минимизировав на обработку изображений трассерных картин затраченное время.

Появление термина PIV — международное название метода цифровой трассерной визуализации, связывают с работой [28], в которой метод PIV был выделен как частный случай метода лазерной спеклометрии LSV (Laser Speckle Velocimetry), базирующегося на оптическом преобразовании Фурье яркостных картин. PIV и PTV–методы основаны на измерении скорости течения путем добавления в них частиц нейтральной плавучести, но отличаются между собой как концентрацией частиц, так и способами обработки видеоизображений [21, 49]. PTV–метод (метод трассировки отдельных частиц) обычно используется при незначительной концентрации трассеров в случае, когда имеется возможность отслеживать движение каждой частицы. При относительно высокой концентрации частиц применяют PIV–метод.

Критерием выбора той или иной модификации количественной стробоскопической визуализации в зависимости от концентрации частиц и, соответственно,

методов обработки (рис. 1.3) обычно выступает плотность образов частиц, определяемая как N_I :

$$N_I = C\Delta z_0 \left(\frac{D_I}{M_0} \right)^2,$$

где C — счетная концентрации трассеров, Δz_0 — толщина лазерного ножа, D_I — размер расчетной области, M_0 — коэффициент увеличения. При $N_I \ll 1$ используется PTV-метод, тогда как при $N_I \sim 10$ применяется уже метод цифровой трассерной визуализации (PIV) [20].

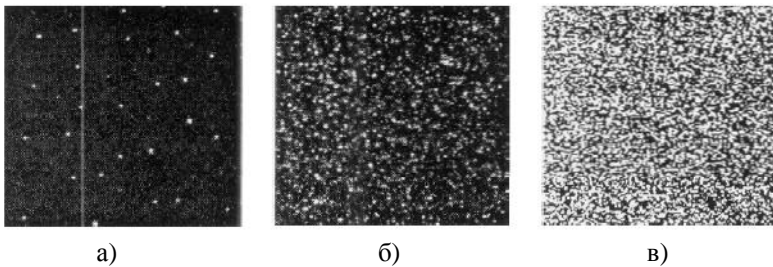


Рис. 1.3 Примеры изображений для различных видов количественной визуализации:
а) PTV при $N_I \ll 1$, б) PIV при $N_I \sim 10$, в) LSV при $N_I \gg 10$

Различие в принципах обработки изображений этих двух методов состоит в том, что в PIV-методе используется корреляционный анализ изображений поля частиц, выполненных с задержкой по времени, а в PTV-методе расчет основан на распознавании смещения отдельной частицы, когда вектор скорости измеряется по перемещениям отдельных трассеров в потоке. Полученное PTV-методом векторное поле, как правило, имеет разрешение больше, чем в PIV-методе, а векторная сетка

является нерегулярной, с узлами в точках положения трассеров.

Для более точного разрешения областей с градиентом скорости возможно использование PTV–метода в комбинации с PIV–алгоритмом [60]. Следует отметить, что в своей традиционной реализации PTV–методы в настоящее время применяются все реже.

Несмотря на то, что в последнее время большое внимание уделяется разработкам алгоритмов обработки изображений течений в PIV/PTV–методах и их усовершенствованию, проблемы, связанные с точностью определения скорости и временем обработки с помощью этих методов, окончательно не решены. Универсальности подхода при реализации этих методов для каждого конкретного эксперимента также не существует, вследствие чего приходится модифицировать в той или иной степени уже имеющиеся алгоритмы.

Тем не менее, рассмотрим поподробнее основные применяющиеся алгоритмы обработки изображений и саму схему визуализации потоков.

2 Метод цифровой трассерной визуализации (PIV)

2.1 Принцип PIV–метода

Метод цифровой трассерной визуализации, или анемометрии по изображениям частиц, относится к классу бесконтактных методов измерения скорости в потоках и в отличие от одноточечных методов позволяет выполнять мгновенные полевые измерения. Получить мгновенное поле скорости в заданном сечении потока, основываясь на измерении перемещения трассирующих частиц малого размера за фиксированный интервал времени, можно на специальной PIV–системе, принципиальная схема которой представлена на рис. 2.1. Технологически процесс проведения PIV–измерений можно подразделить на две стадии: стадию получения изображения трассеров в измеряемом объеме потока и стадию обработки этих изображений. Первая стадия в свою очередь состоит из следующих этапов: «засева» исследуемого потока трассерами, освещения этих трассеров и регистрации изображений. Вторая стадия обычно включает в себя такие этапы как: предпроцессорная обработка, вычисление вектора скорости в каждой подобласти потока, анализ данных и постпроцессорная обработка с представлением результатов исследования потока.

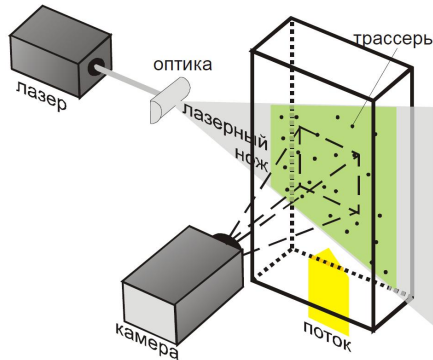


Рис. 2.1 Схема установки для измерения скорости потока PIV–методом

На первой стадии проведения PIV–измерений в изучаемый поток жидкости добавляются частицы малого размера (трассеры), т.е. происходит «засев» частиц. Правильный «засев» потока крайне важен, поскольку в определенном смысле данные частицы являются индикаторами скорости. Трассирующие частицы с одной стороны должны быть малы, чтобы, не влияя на поток, следовать ему, а с другой стороны — достаточно большими, чтобы рассеивать свет в количестве, необходимом для его регистрации с помощью фото и видеоаппаратуры.

Безусловно, в идеале трассеры должны обладать нейтральной плавучестью, то есть их плотность должна совпадать с плотностью жидкости, в которую их внедряют. Размеры частиц могут варьировать в широком пределе, и в случае использования теории рассеяния Ми [8, 24, 25, 47] их размеры обычно сравнимы с длиной волны лазерного излучения (532 нм) [50]. По теории Ми рассеянное

излучение зависит лишь от величины трассера, поскольку предполагает рассеяние на частицах сферической формы, однако в реальной ситуации значение имеют как форма, так и ориентация частиц. При введении частиц в поток требуется учитывать в первую очередь характеристики изучаемого потока и используемого лазера. Поскольку с увеличением размера трассеров количество рассеянного ими света увеличивается, то засевать поток желательно частицами максимально большого диаметра. Следует отметить, что максимально возможный диаметр частиц уменьшается с увеличением скорости потока и градиентов скорости в потоке. Также необходимо иметь в виду, что максимальная точность при расчете поля скорости достигается при диаметре изображения частиц около 1,5–2,5 пикселей. Исходя из вышесказанного, и выбирают требуемый размер трассеров. Материал, из которого сделаны данные частицы, может также быть различным в зависимости от условий эксперимента. В табл. 2.1 приведено описание материалов, из которых могут быть изготовлены трассеры. Трассеры подмешиваются к рабочей жидкости, причем концентрация данной взвеси частиц обычно подбирается, исходя из условия конкретного эксперимента.

После того как произвели «засев» потока, требуется осветить область, в которой будут проводиться измерения. Измерительной плоскостью потока в данном случае считается плоскость, «вырезаемая» световым лазерным «ножом» (рис. 2.1). В качестве источника света могут быть использованы импульсные лазеры и непрерывные лазеры с

модуляцией светового потока при помощи вращающихся дисков с отверстиями (зеркал, призм и т.д.) [7].

Таблица 2.1. Материалы и размеры частиц, использующихся для засева потоков жидкости [50]

Материал	Диаметр частиц, мкм	Комментарии
Полиамидные частицы	5-50	Хороший дисперсный состав и отражательная способность. Слегка несферическая форма. Имеют практически нейтральную плавучесть в воде. Наиболее удобный и дешевый способ засева водяных потоков.
Стеклянные сферы	10-150	Имеют большой разброс по размерам
Алюминиевый порошок	< 10	Большая разница плотности жидкости и частиц, быстрое осаждение. Сохраняют поляризацию света при отражении.
Пузырьки	5-500	Большая разница плотностей. Сложно контролировать размер пузырьков при генерации. Могут быть использованы, если двухфазный поток приемлем.
Флуоресцентные трассеры	0,1-20	Используются в методах micro-PIV. Как правило, это полиамидные частицы, крашенные Rhodamin-ом.

Существует и способ реализации длинной «вспышки», когда в качестве источника света выступает непрерывный лазер, а длительность экспозиции определяется регистрирующей системой. В качестве источника излучения обычно используются твердотельные импульсные лазеры, которые имеют малую длительность

импульса ($\sim 4 - 10$ нс) и достаточно высокую энергию в импульсе.

Как правило, в PIV-системах применяются Nd:YAG-лазеры с удвоением частоты (длина волны 532 нм), с энергией излучения в импульсе 50–300 мДж и с длительностью импульса около 10 нс [18]. Удвоение частоты можно получить путем совмещения двух лазеров с длиной волны 1064 нм, как показано на рис. 2.2. Из этого рисунка видно, что головки лазеров располагаются на одной платформе с оптической системой сведения пучков и генератором второй гармоники. Энергия излучения в таком случае регулируется путем изменения накачки и времени модуляции дробности, позволяя корректировать интенсивность пучков света непосредственно в ходе эксперимента после получения первичных результатов.



Рис. 2.2 Схема излучателя для метода PIV-диагностики [7]

При исследовании потоков жидкости могут использоваться аргоновые лазеры непрерывного излучения с мощностью до 5 Вт. Использование двух лазеров, работающих на одной оптической оси, позволяет получать короткую временную задержку между их импульсами, чтобы увеличить частоту импульсов PIV-системы в 2 раза,

которая необходима для исследования высокоскоростных потоков.

Свет, испускаемый лазером, попадает на оптическую систему из цилиндрических и сферических линз, преобразуясь в плоское световое поле, так называемый «нож», толщиной от долей миллиметра до нескольких миллиметров, который направляется в изучаемую область потока. Частицы в измерительной плоскости потока должны быть освещены минимум два раза с заданным интервалом времени. Задержка между импульсами варьируется в зависимости от величины измеряемой скорости. Эта задержка может составлять 1 мкс при измерении сверхзвуковых потоков и 1 мс при измерении скоростей около 1 м/с [18].

Рассеянное трассирующими частицами излучение регистрируется на фотографический или электронный носитель — цифровую камеру. В основном сейчас используют ССD–камеры (ПЗС–камеры). Вследствие последних достижений в пространственном и временном разрешении, а также в объеме регистрируемой информации и возможности быстрого получения изображений цифровые методы регистрации стали наиболее распространенными в PIV–установках, вытесняя фотохимические регистрирующие средства. Широкое распространение получили специализированные цифровые видеокамеры, ориентированные на получение двух последовательных изображений в PIV–диагностике. В этих видеокамерах реализуется режим с двухкадровой экспозицией (double shutter), позволяющий получить два

последовательных во времени снимка с временным сдвигом менее 1мкс. Таким образом, два изображения получаются одним оптическим комплексом «объектив-матрица», гарантируя идентичность геометрии регистрируемого пространства. Недостаток таких камер заключается в невозможности получения двух изображений с одинаковым временем экспозиции по причине того, что экспозицию второго кадра в отличие от первого предварительно задать не получится, поскольку минимальный временной интервал между изображениями ограничен временем сдвига изображения в буферный регистр.

Обеспечить точную временную синхронизацию между всеми составляющими измерительной PIV-установки можно с помощью блока синхронизации. Этот блок позволяет выставлять как задержки между импульсами лазера и задержки запускающих импульсов (камера, лазер), так и частоту следования сигнала. Таким образом, устройство синхронизации дает возможность настраивать запуск одних приборов относительно других. На рис. 2.3 приведен пример диаграммы синхронизации генерации лазерных импульсов с временными характеристиками камеры с двухкадровой экспозицией. Как видно из диаграммы, первый лазерный импульс генерируется в конце первой экспозиции, тогда как второй лазерный импульс производится в начале второй экспозиции. Во время считывания первого изображения из буферного регистра второе изображение экспонируется. Аналогичная процедура повторяется и для второго изображения. В связи

с этим время экспозиции второго изображения значительно больше. Избежать засветки второго кадра внешними источниками света можно за счет проведения работы в темноте, либо за счет применение интерференционных светофильтров, пропускающих только излучение лазера. Запускать блок синхронизации можно как от внешнего устройства, так и вручную.

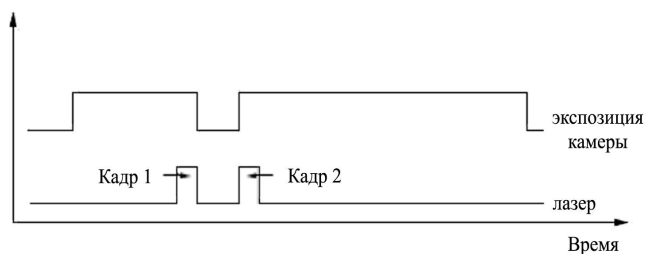


Рис. 2.3 Диаграмма взаимного расположения лазерных импульсов и экспозиции фотокамеры [7]

Полученные в ходе измерений изображения трассирующих частиц подвергаются дальнейшей обработке, позволяя рассчитать смещения частиц за время между вспышками источника света и построить двухкомпонентное поле скорости. Таким образом, можно сказать, что вторая стадия технологического процесса проведения измерений (стадия обработки изображений) является одной из наиболее важных составляющих в PIV-методах. Стоит также отметить, что в PIV-диагностике, если используемое для получения изображений смещений трассеров экспериментальное оборудование в какой-то степени стандартизовано, то методов обработки изображений имеется множество.

Смещение частиц определяется с помощью корреляционного анализа двух последовательных изображений. При этом проводится разбиение всего поля изображения на элементарные измерительные области (рис. 2.4), в каждой из которых вычисляется корреляционная функция.

Существует несколько различных методов обработки изображений. Среди них выделяются методики, основанные на быстром преобразовании Фурье с последующим анализом пространственных частот, положение которых и дает возможность определить вектор скорости. Другие методики строятся на вычислении корреляционных функций по полю изображений. В этом случае используются два типа корреляционных алгоритмов: автокорреляционный и кросскорреляционный [20, 70]. При выборе автокорреляционного алгоритма на одном кадре записываются как начальные положения трассеров, так и конечные. Кросскорреляционный алгоритм отличается тем, что начальные и конечные положения трассирующих частиц фиксируются на разные кадры (рис. 2.4). На сегодняшний день предпочтительно использовать для анализа кросскорреляционные алгоритмы. Данный выбор объясняется тем, что в автокорреляционных алгоритмах начальные и конечные положения трассеров равнозначны, и смещение определяется с точностью до знака. В таком случае для однозначного определения направления скорости требуется либо привлекать априорные знания о направлении потока, либо использовать дополнительные

технические решения такие как, например: разделение двух кадров по длине волны рассеиваемого излучения, многоимпульсные модификации с различными временными задержками [20].

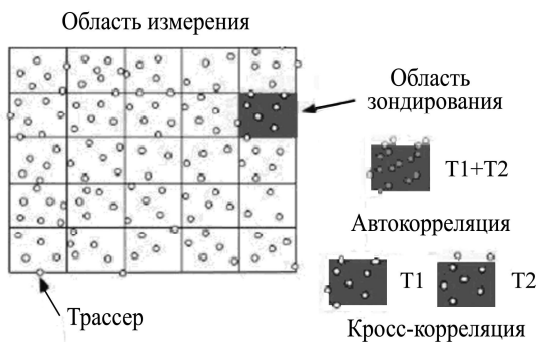


Рис. 2.4 Принцип цифровой обработки изображений [7]

2.2 Кросскорреляционные алгоритмы обработки PIV-изображений

В настоящее время используются два основных вида кросскорреляционных алгоритмов обработки PIV-изображений: базовый (стандартный) кросскорреляционный алгоритм и адаптивный. Поэтапно стандартный кросскорреляционный алгоритм расписан на рис. 2.5. Как видно из рисунка, на вход алгоритма подаются два последовательных изображения образов частиц с известной задержкой по времени между ними. Измерительная область изображения, как уже говорилось выше, разбивается на элементарные ячейки – расчетные

области размером $M \times N$ так, чтобы в каждую область попало несколько трассеров.

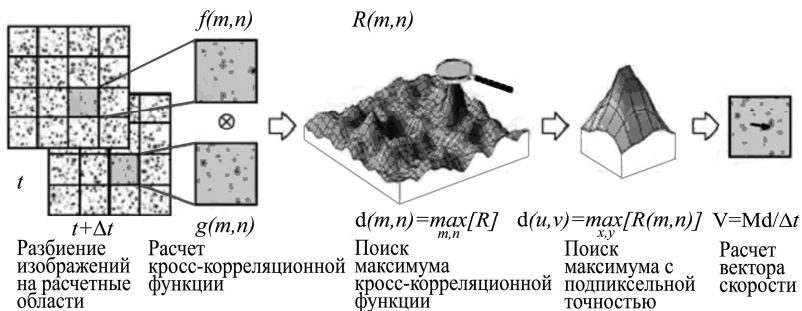


Рис. 2.5 Стандартный кросскорреляционный алгоритм вычисления вектора скорости по изображениям частиц в потоке [22]

При использовании стандартного алгоритма во время процесса вычисления всего поля скорости количество и размер расчетных областей остается неизменным. Также предполагается, что внутри расчетной области все частицы совершают одинаковое перемещение. Интерпретация пространственной корреляционной функции в терминах смещения трассеров возможна тогда только для несжимаемого потока с однородным распределением «идеальных» частиц — трассеров [22]. Интенсивность отраженного от частиц и зарегистрированного камерой света можно представить дискретной функцией двух переменных (рис. 2.5). Таким образом, вследствие дискретного представления сигналов в цифровой обработке изображений функция пространственной корреляции принимает следующий вид:

$$R(m, n) = \sum_{i=0}^M \sum_{j=0}^N f(i, j)g(i + m, j + n), \quad (2.1)$$

где f и g — интенсивности изображений первого и второго кадров, и представляет собой свертку, метод вычисления которой зависит от конкретной реализации алгоритма обработки; m, n — пространственные сдвиги внутри анализируемой области (M, N) по соответствующим координатам.

Обычно используют либо непосредственное вычисление сумм (DCC — Direct Cross-Correlation), либо применяют корреляционную теорему Винера-Хинчина [1, 13, 19, 27]:

$$R(m, n) = \mathfrak{F}^{-1}[\mathfrak{F}[f]\mathfrak{F}^*[g]], \quad (2.2)$$

где \mathfrak{F} , \mathfrak{F}^* и \mathfrak{F}^{-1} — прямое, сопряженное и обратное преобразование Фурье, соответственно.

При использовании преобразования Фурье на границах расчетной области возникает разрыв за счет периодической трансляции расчетной области на бесконечность, которую подразумевает преобразование Фурье. Для уменьшения эффектов конечности элементарного объема при Фурье преобразовании используется стандартная техника наложения окон. Под окном здесь понимается весовая функция, которая обычно обладает центральной симметрией. Значения этой функции умножаются на соответствующие элементы изображения внутри расчетной области. Использование окон также

уменьшает вклад в корреляционную функцию частиц, лежащих близко к границам области. Такие частицы с большой вероятностью не присутствуют в той же элементарной области на втором изображении и, следовательно, вносят случайный вклад в корреляционную функцию (эффект «потери пары»). Тогда записанная в терминах преобразования Фурье корреляционная функция в целях уменьшения вышеперечисленных эффектов с применением техники весовых функций приобретает вид:

$$R(m,n) = \frac{\mathfrak{F}^{-1}[\mathfrak{F}[W_f - \langle W_f \rangle] \mathfrak{F}^* [W_g - \langle W_g \rangle]]}{\sqrt{\sigma^2(W_f) \sigma^2(W_g)}}, \quad (2.3)$$

где $W=W(x,y)$ — весовая функция, σ^2 — дисперсия значений интенсивности внутри расчетной области. Принцип техники весовых функций представлен на рис. 2.6.

Метод дополнения нулями или свертки с функцией «прямоугольного окна» обязательно должен применяться с вычитанием средней интенсивности по области, дополненной нулями. Таким образом убираются искажения корреляционной функции, связанные с резким изменением значений интенсивности на границе окна.

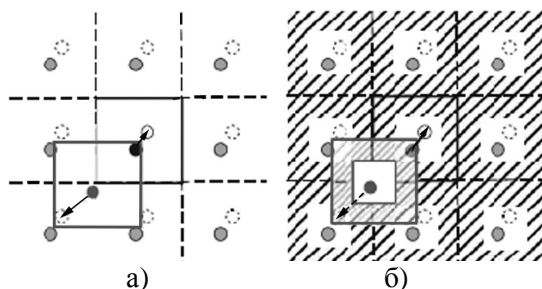


Рис. 2.6 Периодическое продолжение расчетной области при вычислении корреляции через преобразование Фурье [22]: краевой эффект связан с частицами на продолжении области: а) смещенный прямоугольник — одно из положений области при вычислении кросскорреляции, б) дополнение нулями (заштрихованная область) для устранения эффекта периодичности, краевой эффект пропадает

После расчета корреляционной функции, как видно из схемы алгоритма на рис. 2.5, следующим шагом является поиск максимального корреляционного пика. Поскольку, как оговаривалось выше, в стандартном алгоритме предполагается в идеальном случае неизменность скорости потока в элементарной области с одинаковым перемещением всех частиц, то у корреляционной функции существует один наиболее ярко выделенный максимум на фоне шума. Этот пик и отвечает наиболее вероятному смещению в расчетной области. Найденное положение этого максимума будет иметь целочисленные координаты по причине того, что изображение представляется в виде конечного числа элементов.

Для более точного определения координат максимума требуется определить смещение частиц с подпиксельной точностью. На этом этапе используют интерполяцию корреляционного максимума двумерной (по одной координате), или трехмерной (по поверхности) функцией, а далее численно находят положение максимума. Интерполирующая функция может быть самой различной (например, степенной полином, сплайн или Гауссиан). В итоге координатой максимума считается координата максимума интерполирующей функции.

На конечном шаге стандартного кросскорреляционного алгоритма проводится расчет наиболее вероятной скорости частиц V внутри расчетной области по уже полученному наиболее вероятному смещению частиц d за известный интервал времени Δt между вспышками лазера:

$$V = M \frac{d}{\Delta t}, \quad (2.4)$$

где M — масштабный коэффициент увеличения системы регистрации.

Подобная операция, произведенная для каждой элементарной области, на которые разбито все поле течения, позволяет рассчитать мгновенное поле скорости. Рассмотренный базовый кросскорреляционный алгоритм для определения смещения частиц широко применяли на начальном этапе развития PIV-методов.

На сегодняшний день приоритет отдается адаптивному кросскорреляционному алгоритму, который в отличие от стандартного повышает точность вычисления скорости и расширяет динамический диапазон рассчитываемых скоростей. Приведенный ниже адаптивный метод расчета поля скорости является итерационным с компенсацией смещения частиц, основы которого изложены в работах Scarano с соавторами [54, 56].

Особенность итерационных подходов заключается в проведении обработки одной и той же области несколько раз. В качестве оценки для параметров обработки на следующей итерации используется при этом результат предыдущей итерации и, таким образом, достигается сходимость результатов обработки и некоторое увеличение точности получаемых данных. При расчете корреляционной функции используются элементарные области, смещенные на вектор, посчитанный на предыдущей итерации. При этом на каждой итерации проводится отсев ошибочных векторов, их интерполяция, а также возможно переразбиение изображения на расчетные области меньшего размера [20]. Смещением окон добиваются максимального совпадения между ними. Таким образом, удается существенно уменьшить эффект «потери пары» за счет лучшего совпадения трассерных картин, тем самым, повышая отношение сигнал/шум. Высокая степень «совпадения» частиц при их достаточной концентрации на обрабатываемых изображениях позволяет уменьшить размеры конечной элементарной области, повышая разрешающую способность метода без ущерба

для качества получаемых данных. К основным недостаткам алгоритма можно отнести увеличенное время обработки по сравнению со стандартными методами.

Таким образом, суть адаптивной схемы обработки PIV-изображений заключается в изменении поведения алгоритма в зависимости от особенностей входных данных. Вначале производится оценка параметров входных данных, после чего оценивается и предлагается наиболее оптимальный путь обработки. На каждой итерации алгоритма оценивается уточняющая поправка v_c^k к полю скорости v^k . С помощью текущего приближения:

$$v^k = v^{k-1} + v_c^k, \quad k \in N, \quad v^0 = 0 \quad (2.5)$$

компенсируется смещение трассеров на исходных изображениях, а также находится остаточное смещение, уточняющее текущую аппроксимацию [22]. Компенсация смещения частиц на изображении крайне важна. Она достигается выбором расчетных областей на первом и втором кадрах изображения, смещенных друг относительно друга следующим образом относительно центра расчетной области на k итерации (рис. 2.7):

$$\begin{aligned} f &= I_1 \left(x_0 - \frac{v_x^{k-1}(x, y)}{2}, y_0 - \frac{v_y^{k-1}}{2} \right), \\ g &= I_2 \left(x_0 + \frac{v_x^{k-1}(x, y)}{2}, y_0 + \frac{v_y^{k-1}}{2} \right), \end{aligned} \quad (2.6)$$

где x, y — координаты элементов внутри расчетной области.

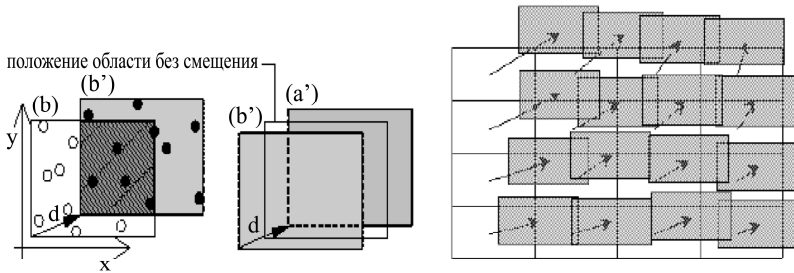


Рис. 2.7 Прямое и симметричное смещение областей [55]

Выражение (2.6) демонстрирует симметричное смещение относительно центра области (x_0, y_0) . Смещение областей может быть как симметричным, так и несимметричным. Обычно выбор симметричного смещения областей обусловлен тем обстоятельством, что именно симметричное смещения областей (CDI) имеет второй порядок точности по времени по сравнению с несимметричным смещением (FDI), обладающим первым порядком точности [68]. По этой причине данную технику желательно использовать при достаточно больших временных задержках Δt между регистрацией первого и второго кадров. Компенсация смещения позволяет построить поправку v_c^k (корректирующее поле) к текущему приближению векторного поля путем вычисления кросскорреляционной функции между областями f и g . Выбор поправки смещения осуществляется, исходя из разложения в ряд Тейлора

скорости в любой точке $v(x,y)$ внутри расчетной области относительно центра:

$$\begin{aligned}
 v(x, y) = & v(x_0, y_0) + \left. \frac{\partial v}{\partial x} \right|_{(x_0, y_0)} (x - x_0) + \left. \frac{\partial v}{\partial y} \right|_{(x_0, y_0)} (y - y_0) + \\
 & + \frac{1}{2!} \left[\left. \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right|_{(x_0, y_0)} (x - x_0)^2 + \left. \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} \right|_{(x_0, y_0)} (x - x_0)(y - y_0) + \right. \\
 & \left. + \left. \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right|_{(x_0, y_0)} (y - y_0)^2 \right] + \dots + O(x - x_0, y - y_0)
 \end{aligned} \quad (2.7)$$

Базируясь на таком разложении, получаются различные модификации адаптивных алгоритмов. Для их выделения ограничиваются тем или иным подходящим порядком малости поправки смещения, которые приведены на рис. 2.8. Так использование нулевого порядка приводит к одновременному смещению на один и тот же вектор всех элементов области. Как показано в работе [22], на сегодняшний день существует два метода, соответствующих поправке смещения нулевого порядка. Это – методы с целым и дробным значением вектора смещения, которые по международной классификации обозначаются как DWS (Iterative algorithm with discrete window shifting) и CWS (Iterative algorithm with continuous window shifting) [54, 55]. Отличительной особенностью метода CWS является интерполяция интенсивности изображения в точке с дробным значением координат. При этом происходит пересчет интенсивности в точке с

вещественными координатами, что в свою очередь требует применение процедур интерполяции интенсивности. Обычно применяются такие схемы интерполяции изображения как: билинейная, бикубическая, интерполяция B -сплайнами, симплекс интерполяция, теорема Фурье сдвига, метод наименьших квадратов и т.д. При этом оценка точности метода на искусственных изображениях показывает улучшение точности вычисления до значений порядка 10^{-2} пикс [20].

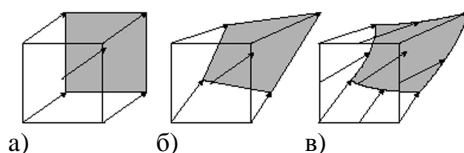


Рис. 2.8 Компенсация смещения частиц: а) нулевой порядок точности (без учета локального градиента); б) первый порядок точности (линейный учет локального градиента); в) второй (и выше) порядок точности

Выбор первого порядка малости поправки смещения дает возможность уже учитывать градиент скорости в потоке и производить вычисления, придерживаясь алгоритму CWD (Iterative algorithm with continuous window shifting and deformation) [39, 56]. Данный метод позволяет добиться существенного расширения динамического диапазона определения завихренности по сравнению со стандартным кросскорреляционным алгоритмом. Однако использование первого и второго порядка малости требуют в центре расчетной области оценки первой и второй производной скорости.

Таким образом, для получения поля скорости с помощью адаптивного метода можно воспользоваться итерационным алгоритмом, хорошо зарекомендовавшим себя в программном обеспечении ActualFlow измерительной системы «ПОЛИС» [3]. Вычислительный процесс в таком случае можно разбить на три этапа, на каждой k -итерации которого следует выполнять следующую последовательность действий:

1) Вначале требуется получить корректирующее поле скорости для сетки из областей размером F алгоритмом с компенсацией смещения частиц, используя соотношение (2.5), с полем предсказания v^{k-1} . Следует учесть, что на первой итерации при $k = 0$ поле предсказания является нулевым, т.е. $v^0 = 0$.

На этом этапе для каждой расчетной области требуется:

- вычислить компоненты градиента скорости $\nabla v(x_0, y_0)$ по центрально-разностной схеме,
- для каждого элемента расчетных областей f и g вычислить соответствующие им положения на изображениях I_1, I_2 и интенсивность, используя $v(x, y)$. Причем интенсивность изображения в точке с дробными координатами получается путем интерполяции по соседним элементам,
- определить корректирующее значение вектора скорости $v_c^k(x, y)$ для областей f и g с помощью стандартного кросскорреляционного алгоритма,

В случае, если расчет ведется на последней итерации при $k = N$, то $v^k = v^{k-1} + v_c^k$ представляет собой результат обработки.

2) Проводится отсев ошибочных векторов текущего приближения одним из методов фильтрации. На этом этапе также производится интерполяция текущего приближения и фильтрация (сглаживание) векторного поля v^k .

3) Детализируется сетка, в ином случае происходит переход к пункту 1 данного алгоритма. Далее размер расчетной области уменьшают в 2 раза ($F^k = F^{k-1}/2$), интерполируя поле скорости v^k на детализированную сетку билинейной интерполяцией. Осуществляется переход к пункту 1 и повторяется весь вычислительный процесс.

Данная процедура выполняется k раз. Сходимость адаптивных методов достаточно быстрая и ограничивается $k = 3 \dots 5$ [22]. В принципе, можно использовать итерации и без детализации сетки. В таком случае размер области на этих итерациях не изменяется. Таких шагов без детализации сетки может быть несколько, и они служат для улучшения сходимости результатов. Концом обработки можно считать момент полного совпадения первого и второго кадров пары изображений, однако в действительности не удается получить такое идеальное совпадение.

Что касается процедуры отсева ошибочных векторов второго этапа вычислительного алгоритма, то она относится к методу коррекции ошибок. К появлению

ошибочных векторов неизбежно приводит автоматическая обработка изображений. Источником подобных ошибок могут быть различные факторы: низкое качество изображения в данной измерительной ячейке, недостаточное число трассеров, большие величины градиентов, существенные значения перпендикулярной лазерному ножу компоненты скорости и т.д. Число ошибочных векторов определяет качество измеряемых данных и при оптимальных параметрах эксперимента не превышает 3 – 5% от общего числа векторов. На сегодняшний день выделяют два вида коррекции ошибок — так называемые «post-interrogation» и «non-post-interrogation» методы. Первый из которых заключается в отсеивании векторов, не удовлетворяющих определенным критериям (отсев по отношению сигнал/шум, по локальному среднему, по локальному медианному значению, по абсолютному значению скорости и др.) и замещении их интерполированными. Интерполяция происходит по соседним векторам, которые прошли отбор. В результате чего на выходе получаются не точные значения, а лишь приближенные, которые получаются путем интерполирования по какому-либо закону (median фильтр, local median фильтр). Второй, «non-post-interrogation» метод, дает точное положение пика, соответствующего наиболее вероятному смещению в данной области, и позволяет получить более высокое отношение сигнал/шум [20]. Его действие состоит в коррекции входных данных для алгоритма поиска локального максимума.

Также следует обратить внимание в вышеописанном алгоритме на то, что интерполяция поля скорости не производится на последней итерации, и по окончании процедуры получают не усредненные и не интерполированные данные.

В профессиональных PIV–системах для обработки трассерных картин используют специально разработанное программное обеспечение на основе подобного рода кросскорреляционных алгоритмах обработки изображений, позволяющих получить мгновенное поле скорости потоков.

2.3 Модификации PIV-метода

Как кросскорреляционные алгоритмы обработки изображений, так и сами измерительные PIV-системы постоянно претерпевают усовершенствование. Прогресс в развитии цифровой и компьютерной техники и лазерных систем уже дает возможность измерения трехкомпонентных мгновенных полей скорости потоков. В настоящее время существует несколько модификаций PIV–методов, таких как:

- Stereo Particle Image Velocimetry (SPIV или Stereo PIV) является расширением метода PIV, позволяющим измерять трехкомпонентные поля скорости в выбранном сечении потока,
- Time Resolved Particle Image Velocimetry (TRPIV) — метод высокоскоростной регистрации полей,
- Tomographic Particle Image Velocimetry (Tomo PIV) — томографический метод, являющийся расширением

метода Stereo PIV, и позволяющий измерять мгновенные трехкомпонентные поля скорости в выбранном измерительном объеме потока,

- Micro Particle Image Velocimetry (Micro PIV) — метод, разработанный для измерения мгновенных и средних полей скорости в выбранном сечении потока в канале микронного размера методом PIV с использованием в установке микроскопа,
- Scanning Particle Image Velocimetry (Scanning PIV) — сканирующий PIV–метод, позволяющий совершать квазиобъемный анализ поля скорости,
- Holographic Particle Image Velocimetry (HPIV) — голографический PIV–метод.

Рассмотрим более подробно те модификации PIV–метода, которые наиболее часто используются при исследовании сложных вихревых структур, в том числе и грибовидных течений. Так с выпуском на рынок высокоскоростных видеокамер были разработаны высокоскоростные системы PIV (High Speed PIV (HSPIV) или Time Resolved PIV, открывающие новые возможности в исследовании нестационарных и турбулентных потоков. В их состав обычно входят камеры со скоростью записи от тысячи кадров в секунду. Так на сегодняшний день высокоскоростная PIV система FlowMaster фирмы LaVision использует цифровые видеокамеры с частотой кадров от нескольких кГц при разрешении 4 Мп до нескольких сотен кГц при уменьшенном разрешении. При этом применяются лазеры с частотой импульса 20 кГц. [43].

TRPIV–метод является методом высокоскоростной регистрации полей величин исследуемых потоков. Скоростная регистрация добавляет новую размерность измерений – время. Этот параметр становится важным, например, при изучении турбулентности, поскольку появляется возможность измерения пространственно-временных корреляций (Тейлоровских масштабов). Рождение, распространение, взаимодействие и распад вихревых структур могут быть зарегистрированы в динамике. Кроме того, формирующиеся потоки, пульсирующие и нестационарные потоки также могут быть исследованы путем регистрации серии измерений с высокой скоростью. Таким образом, метод HSPIV позволяет измерять как временные серии двух- и трехкомпонентных полей скорости и средние по времени характеристики турбулентных потоков, так и временной спектр пульсаций и пространственные и временные корреляции величин. HSPIV себя неплохо зарекомендовал при количественной оценке поля скорости и параметров ее эволюции в исследованиях периодически образующихся вихревых колец в развитой части круглой струи [36].

Еще один метод Stereo Particle Image Velocimetry позволяет измерять трехкомпонентные поля скорости в выбранном сечении потока. Такой подход в изучении вихревых диполей дает более полную информацию об их динамической структуре [33, 34]. В отличие от традиционной конфигурации 2D PIV–системы, в Stereo PIV–системах добавляется вторая видеокамера.

Так на классических 2D PIV–установках оси линз направлены перпендикулярно плоскости измерения (рис. 2.9а). В этом случае после записи изображений частиц, попавших в плоскость лазерного ножа, теряется информация о нормальной к плоскости измерения компоненте скорости. Для двухмерных потоков конфигурация эксперимента с одной камерой дает достоверный результат. И поскольку оптическая ось располагается перпендикулярно плоскости лазерного ножа, то и область измерения всегда будет в фокусе даже при большой апертуре, а перспективные искажения будут минимальны. Таким образом, в 2D системах коэффициент увеличения из-за отсутствия перспективных искажений является однородным по всему полю изображения, поэтому и процедура калибровки для 2D PIV–установок включает в себя только расчет масштабного коэффициента путем измерения соответствующих масштабов тестового объекта в измерительной области потока и на изображении.

В случае применения Stereo PIV–метода в экспериментальную установку добавляется вторая камера. Одно и то же изображение трассеров регистрируется двумя камерами, направленными на объект под разными углами (рис. 2.9б). При этом каждая камера получает плоскую информацию об объекте измерения, а их объединение дает возможность получить трехмерную информацию об интересующем нас объекте. Такой механизм реконструкции известен из устройства человеческого зрения, которое тоже является стереоскопическим.

Существует две основные конфигурации для стереоскопических измерений: трансляционный метод (рис. 2.10а) и угловой метод (рис. 2.10б). Как видно из рис. 2.10а, оптические оси обеих камер в трансляционном методе параллельны, следовательно, остается постоянным и коэффициент увеличения изображения. Недостаток данной конфигурации состоит в том, что стереоскопический угол наблюдения должен быть менее 30° (малый угол позволяет избавиться от перспективных искажений).

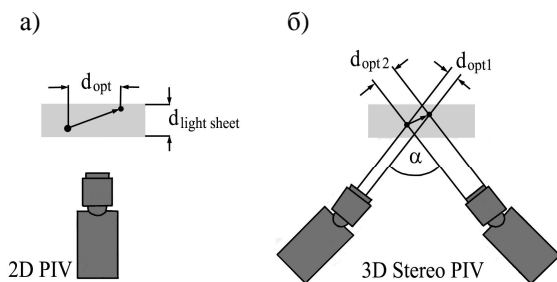


Рис. 2.9 Схема расположения камер относительно лазерного ножа при использовании:

а) 2D PIV, б) при 3D Stereo PIV [44]

Такого недостатка лишена угловая конфигурация стереоскопических измерений (рис. 2.10б). Применение углового конфигурационного метода позволяет использовать более широкий диапазон стереоскопических углов (до $45-60^\circ$ между оптической осью камеры и нормалью к плоскости измерения). При такой конфигурации может быть достигнута более высокая точность измерения нормальной компоненты скорости. Однако изображение, полученное камерой, расположенной

под углом к измерительной плоскости потока, содержит искажения перспективы, которые влекут за собой изменение масштабного коэффициента от точки к точке изображения.

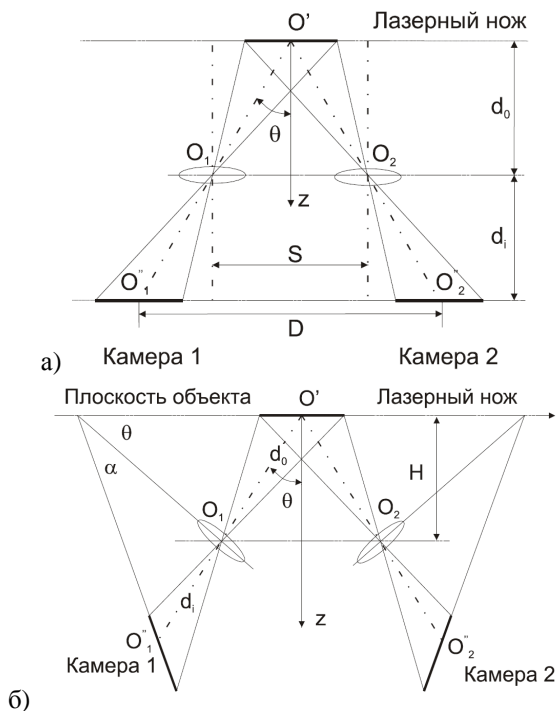


Рис. 2.10 Конфигурации стереоскопических измерений:
а) трансляционная, б) угловая [20]

Для нахождения зависимости масштабного коэффициента от координаты в плоскости изображения применяется калибровка камеры с помощью специальных калибровочных пластин — мишеней. Калибровочная мишень представляет собой набор маркеров,

расположенных в узлах прямоугольной координатной сетки (рис. 2.11).

Так для калибровки в системах LaVision FlowMaster используются трехуровневые калибровочные пластины и патентованный алгоритм самокалибровки, исключающий ошибки, возникающие при неправильном положении пластины относительно плоскости лазерного ножа [43]. Изображение калибровочной мишени записывается камерой.

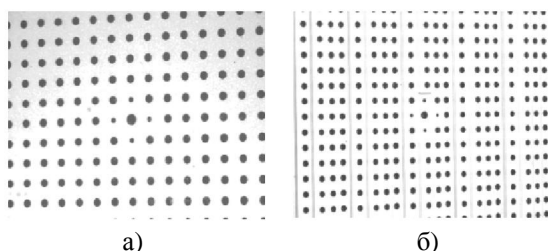


Рис. 2.11 Пример изображения: а) плоской калибровочной мишени, б) трехуровневой калибровочной мишени [20]

Как видно из рис. 2.11, несколько маркеров в этом наборе отличается от всех остальных. Именно они и определяют начало координат, а также расположение координатных осей в плоскости измерения. При размещении камеры под углом к мишени маркеры на изображении мишени из-за искажения перспективы не совпадают с узлами прямоугольной координатной сетки. Устраняются эти искажения с помощью коррекции. Для этого с использованием одной из моделей, например, проективного преобразования, находится преобразование действительных координат в области измерения, заданных

сеткой из маркеров мишени, в координаты изображения. Трехкомпонентное поле скорости в плоскости измерения получается в процессе реконструкции с использованием найденного преобразования координат. Таким образом, схему Stereo PIV можно свести к виду, представленному на рис. 2.12.

При использовании угловой конфигурации возникает еще одна проблема, заключающаяся в том, что плоскость наилучшей фокусировки, расположенная параллельно сенсору изображения, не лежит в плоскости лазерного ножа. Совмещения этих двух плоскостей осуществляется коррекцией Шаймпфлюга. Это такое размещение, при котором плоскость объекта, плоскость изображения и плоскость оптической системы линз пересекаются по прямой, при этом измерительная плоскость потока фокусируется на ПЗС матрицу (прибор с зарядовой связью) наилучшим образом. Если не использовать коррекцию фокусировки Шаймпфлюга, а проводить фокусировку по центральной части изображения, то получается поле скорости с плохими векторами по краям, вследствие чего во всех коммерческих PIV-системах обязательно учитывается коррекция Шаймпфлюга. В настоящее время Stereo PIV-метод является практически стандартизованным инструментом диагностики потоков [29, 58].

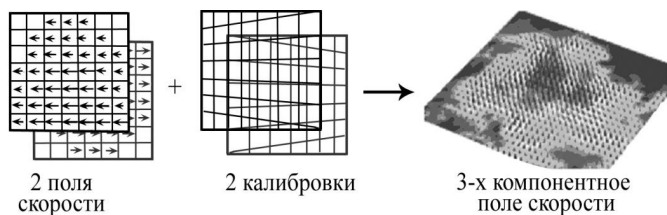


Рис. 2.12 Схема Stereo PIV [56]

Трехмерную информацию о динамической структуре потока жидкости можно получить, используя Scanning PIV-метод. Такой подход часто применяется при изучении турбулентных течений и дипольных вихревых структур [39, 51]. Сканирование потока производится на Scanning PIV-установках с помощью осцилирующего зеркала, скоростной камеры с коррекцией геометрических искажений на полученных изображениях. При этом сканирование может быть выполнено почти мгновенно на множестве плоскостей течения. Между плоскостями свойства жидкости могут быть проинтерполированы. Таким образом, может быть произведен квазиобъемный анализ в наблюдаемом объеме потока. Scanning PIV можно сочетать с другими 2-мерными PIV-методами для приблизительно 3-мерного объемного анализа. Высоким временным и пространственным разрешением обладают современные Time Resolved Scanning PIV-методы с высокоскоростными камерами, позволяющие получить квазимгновенные трехмерные векторные поля скорости потока [39].

В отличие от вышеописанных стандартных плоскостных PIV-методов и Stereo PIV наиболее полную

информацию о структуре изучаемого динамического образования в жидкости дает Томо PIV [41], поскольку Томо PIV позволяет измерять как мгновенные 3 компонентные поля скорости в выбранном измерительном объеме потока, так и еще на основе полученных экспериментальных данных дает возможность рассчитать все компоненты тензора градиента скорости течения и тензора турбулентных напряжений Рейнольдса. Преимущество Томо PIV–метода заключается в том, что измерение скорости происходит одновременно во всех точках выбранного объема. Томо PIV основан на том же принципе реконструкции изображения, что и медицинское диагностическое оборудование для томографических исследований, но только в Томо PIV–методе для изучения течений используется меньшее число проекций. Аналогично, как и в 2D PIV–методе, производится «засев» мечеными частицами изучаемого потока, который дважды освещается лазерным импульсом с заданной временной задержкой. При этом область освещения не является локализованной в плоскости. Рассеянный свет от частиц регистрируется на три или более цифровые камеры. Эти камеры ориентируются под различными направлениями к области измерения исследуемого течения. Использование объективов с коррекцией Шаймпфлюга позволяет добиться фокусировки частиц по всему полю изображения при наблюдении объекта под углом. Распределение света, рассеянного частицами в данном направлении, проецируется на фотоматрицу камеры. Для восстановления истинных положений трассеров в

измерительном объеме течения применяют методы томографической реконструкции по полученным изображениям частиц с использованием информации о пространственной калибровке камер [5]. Мгновенная картина течения оценивается по смещениям частиц за известное время между вспышками лазера, которые рассчитываются посредством корреляции реконструированных объемных изображений трассеров. Таким образом, получить поля скоростей в исследуемом объеме можно, опираясь на алгоритм (рис. 2.13), представляющий собой три последовательных этапа: калибровку оптической системы, томографическую реконструкцию, корреляционную обработку восстановленных объемных изображений частиц.

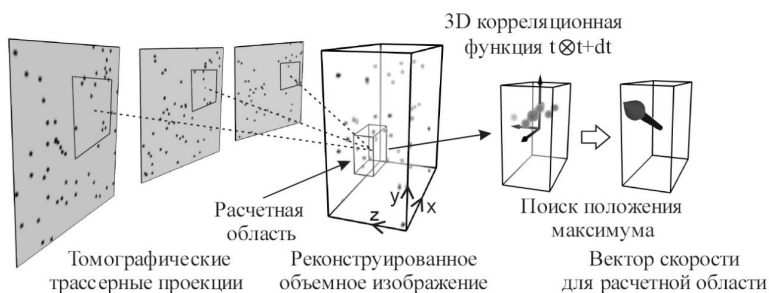


Рис. 2.13 Схема получения мгновенного поля скорости в объеме потока методом Томо PIV

На первом шаге проводится геометрическая калибровка всех цифровых камер оптической системы с определением параметров модели камеры, которая связывает координаты точек в области измерения с координатами этих точек в плоскости изображения. Для

уточнения моделей камер можно использовать метод самокалибровки по зарегистрированным экспериментальным изображениям частиц [68], что позволяет повысить точность сведения линий наблюдения произвольной точки внутри измерительной области с разных ракурсов. Увеличение точности согласования моделей камер приводит к уменьшению ошибки реконструкции объемной области потока, позволяя тем самым получить более надежную оценку поля скорости исследуемого потока. Калибровка позволяет обнаружить во время проведения эксперимента и возможную разъюстировку оптической системы.

На втором шаге (рис. 2.13) производится восстановление трехмерного распределения интенсивности алгоритмом итерационной алгебраической реконструкции. Задача томографической реконструкции является некорректной (или условно корректной) и сводится к задаче решения сильно недоопределенной системы линейных алгебраических уравнений (2.8). Найти решение данной системы можно итерационными методами. Так, например, для задачи реконструкции объемного поля образов частиц малого размера по ограниченному числу ракурсов наиболее эффективным методом считается модификация мультипликативного алгебраического алгоритма реконструкции SMART (Simultaneous Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique) с оценкой начального распределения по схеме MLOS (Multiplicative Line Of Sight) [35]. Данный метод томографической реконструкции

построен на итерационном уточнении интенсивности в каждом элементе (вокселе) реконструируемого объема f_j^{k+1} с учетом интенсивности каждого пикселя p_i на зарегистрированных изображениях-проекциях:

$$W_{ij}f_j = p_i, \quad (2.8)$$

$$f_j^{k+1} = f_j^k \prod_i^{N_j} \left[\left(\frac{p_i}{\sum_{l \in L_i} W_{il} f_l^k} \right)^{\mu W_{ij}} \right]^{1/N_j}, \quad (2.9)$$

где W_{ij} — разреженная весовая матрица, учитывающая вклад интенсивности j -го вокселя в интенсивность i -го пикселя, N_j — количество пикселей, на которые спроецирован j -ый воксель, L_i — множество вокселей, участвующих в формировании изображения i -го пикселя, μ — коэффициент релаксации.

На третьем шаге Томо PIV-алгоритма выполняется корреляционный анализ полученных пар объемных изображений частиц для оценки поля скорости. Выполнение кросскорреляционного алгоритма для томографических измерений не вызывает больших сложностей, поскольку этот алгоритм не сильно отличается от используемого в 2D PIV-методе, в данном случае лишь добавляется оценка третьей компоненты скорости по глубине области измерения.

Обобщая вышесказанное, можно отметить, что в последние годы значительный прогресс в лазерной технике,

электронике, и регистрирующей видео–аппаратуре и компьютерных технологиях позволил на базе традиционных PIV–методов развить новые методы количественной визуализации потоков, позволяющие проводить мгновенные полевые измерения скорости с высоким пространственным и временным разрешением, а также автоматизировать процесс обработки, сократив времени регистрации и обработки данных на порядки. На сегодняшний день существуют различные PIV–системы, в том числе и коммерческие, которые позволяют накапливать и быстро обрабатывать большой объем данных. Наиболее известные из них PIV/PTV–системы Flow Master фирмы La Vision, измерительная система “ПОЛИС” с программным обеспечением ActualFlow, измерительные системы фирм Dantec Dynamics и TSI. Тем не менее, несмотря на все свои преимущества, коммерческие PIV–системы обычно дорогие. Поэтому в некоторых случаях довольно точные данные могут быть получены и при использовании обычного персонального компьютера с математическим обеспечением в виде различных прикладных программ и недорогой видеокамерой. Примером такого подхода может служить лабораторная установка в экспериментах Афанасьева по формированию грибовидных структур с запрограммированным в Matlab упрощенным кросскорреляционным алгоритмом для анализа трассерных картин, позволяющим получать две компоненты скорости и поле завихренности [30].

3 Лабораторное исследование грибовидного течения

Аналитические плоские Стоксовы решения также как и слабо нелинейные решения не позволяют количественно описать реальный поток в однородной по плотности жидкости, и есть очень мало возможностей существенно улучшить полученные решения. Чтобы сделать некоторый прогресс в количественном описании реальных нестационарных нелинейных трехмерных течений необходимо пересмотреть и упростить задачу. Теоретический анализ и лабораторные экспериментальные результаты показывают, что когерентная вихревая структура, порожденная локализованным воздействием, может рассматриваться как компактный вихрь. Это означает, что можно выделить конечную область в жидкости, в которой движение существенно вихревое, и за пределами которой движение безвихревое. Таким образом, вихревая структура может быть связана с некоторым компактным объемом жидкости. Как правило, этот объем движется в жидкости, и его размер увеличивается. Если оставить детали движения в вихревой структуре на будущее, мы можем попытаться описать динамику соответствующего объема жидкости, не считаясь с особым характером потока. Правильность гипотезы может быть справедлива только при сравнении ее выводов с экспериментальными результатами. Вот почему этот метод тесно связан с экспериментом, и аналитические модели,

включающие оценки, основанные на экспериментальных данных, называются эмпирическими.

Для получения более полного представления о характере и условиях генерации и развития грибовидного течения необходимо провести ряд лабораторных экспериментов, позволяющих определить предельные случаи формирования исследуемой динамической структуры. Числовые оценки параметров источника инжестируемой жидкости, а также пространственно-временного распределения векторов скорости перемещения элементов жидкости возможны только при правильной организации экспериментов. Необходимо не только визуализировать динамический процесс и зафиксировать его на цифровой носитель, но и привлечь методы численной оценки значений динамических характеристик для различных моментов времени. На основе полученных числовых оценок параметров динамической структуры выявляются критические условия генерации грибовидного течения, а также определяются скоростные режимы развития элементов вихревой структуры. Полученная информация ложится в основу численного моделирования грибовидного течения и служит базой для верификации модели.

3.1 Организация и проведение лабораторного эксперимента

Прежде чем воспроизводить грибовидные структуры в условиях, приближенных к естественным, необходимо

изучить механизмы генерации дипольных вихрей в простых условиях, при которых на струйное течение оказывает воздействие только источник импульса. Такими условиями могут послужить однородность среды по плотности и полное отсутствие движения. Для получения информации о динамических параметрах грибовидных течений на притоленной струе с применением метода цифровой визуализации течений в указанных условиях используется лабораторная установка, представленная на рис. 3.1. Грибовидные течения воспроизводятся в прозрачном стеклянном бассейне, размер которого составляет $70 \times 70 \times 150 \text{ см}^3$. Устройство впрыска жидкости мобильно, что дает возможность инжектировать струю в различных областях бассейна и на различных горизонтах. Оно состоит из крепежного устройства, штатива, бюреток, дозатора и набора сопел различного диаметра. Варьирование скоростью инжектирования жидкости и диаметром сопел позволяет формировать грибовидные течения, соответствующие определенным величинам чисел Рейнольдса. Эксперименты по образованию грибовидных течений фиксируются на скоростную видеокамеру (до 120 кадр/с) с режимом макросъемки. Видеокамера располагается на перемещающемся вдоль бассейна поворотном кронштейне, позволяющем производить съемку с любой требуемой точки.

Для фиксирования пространственных размеров грибовидных течений на дне бассейна и его стенках располагаются шкалы с ценой деления 1 мм. Подсветка бассейна осуществляется как с помощью мощных ламп

накаливания в случае изучения структуры грибовидного течения в исследуемом объеме, так и с помощью лазерного ножа для изучения среза грибовидного течения в требуемой плоскости. При этом используется лазер с зеленым спектром излучения (532 нм) мощностью 1 Вт.

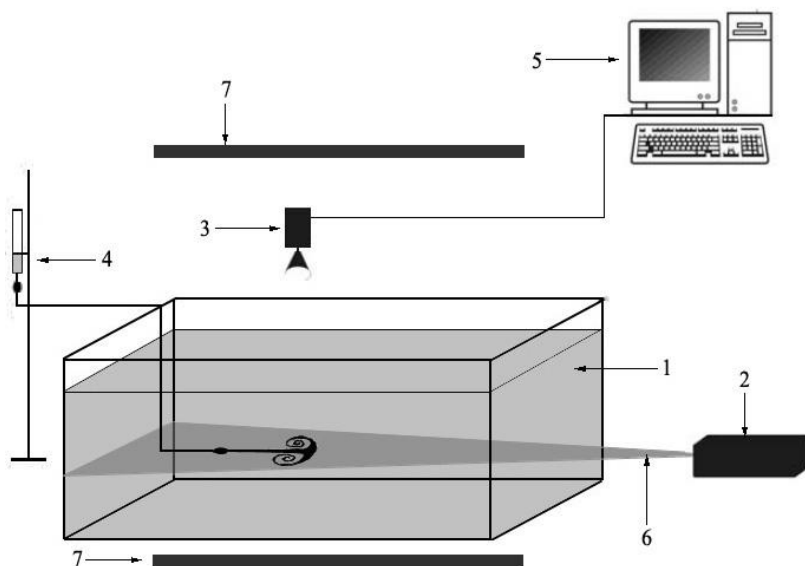


Рис. 3.1 Схема экспериментальной установки: 1 – бассейн с жидкостью, 2 – лазер, 3 – цифровая видеокамера, 4 – система подачи жидкости в сопло, 5 – компьютер, 6 – поле лазерного ножа, 7 – флуоресцентная лампа

Эксперименты проводятся с использованием подкрашенной индикаторами пресной воды, придерживаясь известной методики [11]. Красителями выступают перманганат калия и феноловый красный водорастворимый индикатор. Роль трассеров выполняет полиамидная пыль с плотностью материала, соизмеримой

с плотностью пресной воды и составляющей $1,04 \text{ г/см}^3$. Размер полиамидных частиц не превышает 10 мкм, чтобы не оказывать влияние на инжектируемую из сопла жидкость. Перед проведением эксперимента воде в бассейне дают время достичь состояния покоя, чтобы проводить опыты в неподвижной жидкости. Для обеспечения плотностной однородности во всем объеме воды в бассейне необходимо иметь температуру воды приблизительно равную температуре воздуха в лаборатории. В случае необходимости для достижения однородной плотности вода в бассейне может подогреваться снизу. Однородность плотности в бассейне отслеживается по вертикальному распределению температуры воды с помощью термодатчиков. Для формирования устойчивого грибовидного течения выпускаемая через сопло струя жидкости должна иметь ту же плотность, что и вода в экспериментальном бассейне. Исходя из перечисленных условий генерации грибовидного течения в однородной по плотности воде, можно сформулировать алгоритм проведения экспериментов, который должен представлять собой следующий порядок действий:

- 1) Производится наполнение экспериментального бассейна пресной отфильтрованной водой с температурой близкой к температуре окружающего воздуха. Степень наполнения бассейна определяется условиями поставленного эксперимента.

- 2) Фиксируется определенное местоположение механизма инжектирования таким образом, чтобы сопло

нужного для исследования диаметра генерировало струйное течение на требуемом для условий эксперимента горизонте.

3) Устанавливается подсветка исследуемого участка бассейна. В случае изучения определенного среза грибовидного течения лазер устанавливается на такой высоте, чтобы формирующийся лазерный нож высвечивал только исследуемую область.

4) Видеокамера выставляется на штативе и закрепляется над исследуемой областью бассейна. Производится ручная или автоматическая фокусировка объектива.

5) Отслеживается выполнение условия однородности жидкости в экспериментальном бассейне. При необходимости производится подогрев бассейна снизу для выравнивания вертикального распределения температуры во всем объеме воды.

6) Бюрета механизма инжектирования жидкости заполняется водой той же температуры (T), что и в экспериментальном бассейне, на необходимой высоте для формирования заданного импульса. При этом, в зависимости от целей эксперимента, для визуализации дипольных структур в заливаемую воду вводят красители, либо маркеры — трассерные частицы.

7) Фиксируется исходный объем жидкости (V_n) в механизме инжектирования для дальнейшего расчета выпущенного из сопла количества воды и определения момента импульса.

8) Перед началом проведения эксперимента приводят в рабочее состояние видеокамеру и лазерную систему, а затем запускают механизм инжектирования с одновременной фиксацией времени начала эксперимента (t_n).

9) Время окончания эксперимента для случая исследования грибовидного течения на притопленной струе от непрерывно действующего длительное время источника горизонтального импульса будет соответствовать времени окончания подачи жидкости из механизма испускания (в зависимости от поставленных перед исследователем задач, время окончания эксперимента может варьировать). Фиксируется как время окончания эксперимента (t_k), так и количество жидкости, оставшейся в бюретке (V_k). Выключаются видеокамера и лазер.

10) В случае необходимости повторения эксперимента необходимо дать воде в бассейне достичь состояния покоя (или поменять воду в бассейне в зависимости от степени загрязнения маркерами) и добиться ее однородности.

11) С помощью методов цифровой визуализации обработать записанные на цифровые носители видео-файлы проведенных экспериментов.

При анализе результатов лабораторных экспериментов по генерации грибовидного течения на притопленной струе в однородной жидкости в первую очередь необходимо определить исходные динамические характеристики источника импульса, к которым относятся: скорость потока у источника, величина импульса и число

Рейнольдса, которое служит критерием подобия при оценке условий формирования грибовидного вихря.

Для расчета числа Рейнольдса в источнике импульса, при котором формируется грибовидное течение, воспользуемся уже известной формулой:

$$\text{Re} = \frac{D\bar{U}}{\nu}, \quad (3.1)$$

где D — диаметр сопла (см); ν — кинематическая вязкость пресной воды ($\text{см}^2/\text{с}$), определяющаяся из табл. 3.1 в зависимости от температуры воды в бассейне; \bar{U} — скорость струи у сопла. Эта скорость определяется как постоянная величина в течение эксперимента:

$$\bar{U} = \frac{4Q}{\pi D^2}, \quad (3.2)$$

где Q — средний объемный расход жидкости за время проведения опыта.

Расход инжестируемой из сопла жидкости вычисляется с помощью простого соотношения:

$$Q = \frac{V_n - V_k}{t_k - t_n}, \quad (3.3)$$

где V_n и V_k — начальный и конечный объем жидкости в бюретке, соответственно, (см^3); t_n и t_k — время начала и окончания инжестирования жидкости из сопла, соответственно, (с).

Таблица 3.1 Значения кинематической вязкости пресной воды при различных температурах

T, °C	$\nu, 10^4 \text{ м}^2/\text{с}$	T, °C	$\nu, 10^4 \text{ м}^2/\text{с}$
0	0,0179	18	0,0106
2	0,0167	20	0,0101
4	0,0157	25	0,0090
6	0,0147	30	0,0080
8	0,0139	35	0,0072
10	0,0131	40	0,0065
12	0,0124	45	0,0060
14	0,0118	50	0,0055
16	0,0112	60	0,0048

Для получения полей скорости и других динамических характеристик грибовидного течения требуется обработать полученные в результате видеосъемки трассерные картины. Первым шагом при обработке которых является проведение процедуры калибровки для получения масштабного коэффициента. Этот коэффициент находится путем измерения соответствующих масштабов тестового объекта в измерительной области потока и на изображении. С учетом масштабного коэффициента на компьютере с помощью прикладных программ производится расчет поля скорости, опираясь на алгоритмы, описанные выше. На основе теории подобия и размерностей анализируется также и эволюция пространственных размеров дипольной структуры.

3.2 Зависимость формирования грибовидных течений от числа Рейнольдса

Дипольные динамические образования в лабораторных условиях могут генерироваться либо за счет импульсного краткосрочного впрыскивания некоторого объема жидкости (рис. 3.2), либо за счет действующего в течение длительного времени источника импульса (рис. 3.3а, б). Отличительной особенностью развития грибовидного течения при длительном действии источника инъецирования жидкости является устойчивая дипольная структура на конце развитого струйного потока, тогда как в случае кратковременного приложения импульса диполь формируется из турбулентного облака.

В связи с этим и величины числа Рейнольдса, при которых генерируются дипольные структуры, в зависимости от интенсивности и продолжительности импульса значительно отличаются.

В табл. 3.2 приведены величины числа Рейнольдса при различной длительности действия источника инъецирования жидкости. Как видно из таблицы, при длительном действии источника импульса грибовидные течения стабильно формируются только при умеренных числах Рейнольдса (Re) порядка до 10^2 .

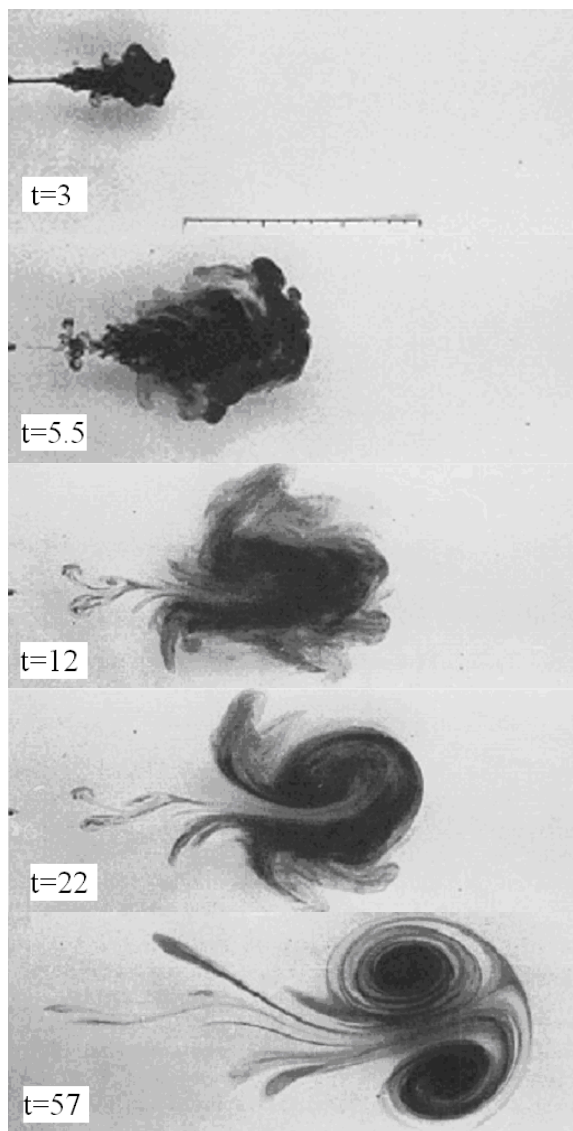


Рис. 3.2 Развитие дипольной вихревой структуры в стратифицированной жидкости при действии кратковременного источника импульса при $Re = 720$, $N = 1.5 \text{ с}^{-1}$. Вид сверху [65]

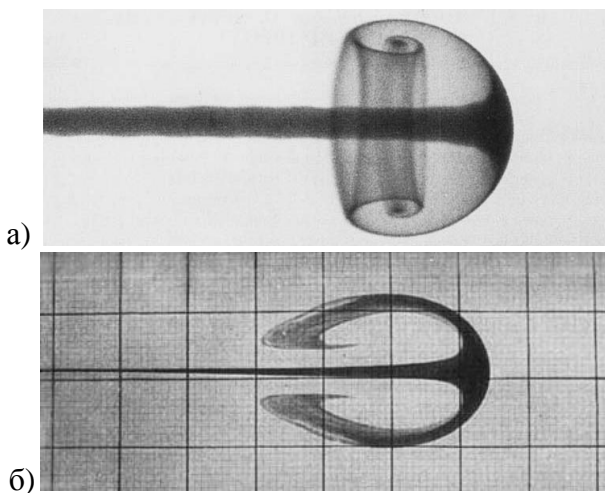


Рис. 3.3 Грибовидное течение: а) визуализированное в однородной по плотности жидкости при длительном действии источника импульса и $Re=55$ [10], б) развитое в стратифицированной по плотности жидкости, при длительном действии источника импульса $Re=85$, $N=1.2c^{-1}$ [65]

Подробнее рассмотрим, почему при длительном действии источника импульса грибовидные течения генерируются именно в таком диапазоне величин числа Рейнольдса. Так при проведении лабораторных исследований по формированию грибовидного течения в однородной жидкости [14] были рассчитаны числа Рейнольдса в районе испускания струи для двух величин диаметра сопла (0,5 мм и 2,3 мм) нескольких серий экспериментов. В процессе анализа результатов проведенных экспериментов при непрерывном действии источника импульса были выделены три режима инжектирования в зависимости от средних скоростей

инжектирования и величин числа Рейнольдса: грибовидное течение, переходный режим и турбулентный режим.

Таблица 3.2. Число Рейнольдса в инжектируемой струе при проведении лабораторных экспериментов

Литературный источник	Re
при длительном действии источника импульса	
Карлин, Даньшина [17]	21, 55, 107
Воропаев, Афанасьев и др. [65]	50, 55, 69, 73, 85, 96, 99, 104, 107, 145, 170
Воропаев, Афанасьев и др. [67]	60
Воропаев, Афанасьев [66]	45
при кратковременном действии источника импульса	
Воропаев, Афанасьев и др. [65]	530, 720
Воропаев, Смирнов и др. [31]	990
Трилинг [63]	2400
Прауд, Финчам [52]	15000

В экспериментах с диаметром сопла 0,5 мм было установлено, что при числах Рейнольдса до 90 и скоростях в источнике импульса до 24 см/с всегда генерировались грибовидные течения. При сочетании чисел Рейнольдса более 200 и скорости в источнике импульса выше 50 см/с для испускаемой струи был присущ турбулентный режим. Тогда как в промежуточном диапазоне чисел Рейнольдса и скоростей могли образовываться как грибовидные течения, так и турбулентные струи. Кроме того, в этом диапазоне формировались такие динамические образования, которые на начальном этапе своего развития могли представлять собой турбулентную струю, а затем упорядочивались с образованием квазисферического вихря на фронте, или же

вначале своей эволюции из инжектируемой струи формировалась грибовидная структура, которая быстро деформировалась и разрушалась, преобразуясь в турбулентную струю.

В серии экспериментов с диаметром насадки 2,3 мм также отчетливо выделялись три режима развития инжектируемой струи. Изменились лишь пределы диапазонов величин числа Рейнольдса и скорости источника. Так для режима, при котором всегда возникали грибовидные течения, верхняя граница диапазона сместилась в сторону незначительного уменьшения числа Рейнольдса до 70 и большого снижения скорости источника импульса до величины 4 см/с. В турбулентном режиме также наблюдалось изменение положения границы диапазона. Сдвиг нижней границы произошел в сторону более низких чисел Рейнольдса и величин скоростей в источнике. Так турбулентные струи уже генерировались при числах Рейнольдса более 180 и скоростях более 9,5 см/с. В отличие от экспериментов с диаметром сопла 0,5 мм переходный режим характеризовался меньшим разнообразием динамических образований. В этом режиме проявлялись только лишь два типа потоков: грибовидные течения и турбулентные струи.

Следует отметить, что основная задача при проведении экспериментов в работе [14] состояла в получении генерации грибовидных течений. В связи с этим большинство из экспериментов, в которых грибовидные вихревые структуры не образовывались, были выполнены для нахождения максимально

подходящих условий инжектирования струи из сопла, при которых бы шло образование дипольных структур. Таким образом, количество экспериментов, в которых наблюдался турбулентный режим струи, уступал количеству экспериментов с генерацией сферического вихря на фронте струи.

Тем не менее, некоторые статистические характеристики по данным экспериментов для выделенных трех динамических режимов были посчитаны и приведены в табл. 3.3. В эту таблицу сведены средние величины чисел Рейнольдса и скоростей в источнике импульса и их среднеквадратические отклонения σ при разном диаметре сопла.

Таблица 3.3. Статистические характеристики режимов движения инжектируемой струи

Режим	$\bar{U}_0, \text{см} \cdot \text{с}^{-1}$	$\pm\sigma_U, \text{см} \cdot \text{с}^{-1}$	Re	$\pm\sigma_{\text{Re}}$
$d = 0,5 \text{ мм}$				
Турбулентный	55,97	15,02	225,48	60,51
Переходный	40,57	6,56	163,42	26,41
Грибовидный	16,49	7,58	59,44	30,55
$d = 2,3 \text{ мм}$				
Турбулентный	17,01	12,28	315,18	227,59
Переходный	8,74	1,39	164,85	25,80
Грибовидный	3,87	0,84	63,12	15,50

Наибольшие отклонения от среднего возникают при меньшей величине диаметра сопла как для режима грибовидных течений, так и для переходного режима. В турбулентном режиме максимальные среднеквадратические отклонения наблюдаются, наоборот,

при большем диаметре сопла. Максимальные среднеквадратические отклонения числа Рейнольдса характерны для турбулентного режима. Если говорить о средних величинах числа Рейнольдса в разных режимах, то следует отметить, что наибольшие изменения претерпевают значения Re турбулентного режима, возрастая от 225 до 315 с увеличением диаметра сопла источника импульса.

Таким образом, представленные зависимости показывают, как диаметр сопла источника импульса влияет на динамический режим инжектируемой струи и на величины числа Рейнольдса, при которых генерируется сферический вихрь на фронте струи. Устойчивый турбулентный режим инжектируемой струи с увеличением диаметра сопла наступает при большей величине числа Рейнольдса, по сравнению с его значением при меньшем диаметре. Такая же зависимость получается и для режима грибовидных течений. Чем больше диаметр сопла источника импульса, тем при больших величинах числа Рейнольдса могут генерироваться грибовидные течения. Для каждого диаметра сопла можно получить диапазон чисел Рейнольдса, в котором обязательно формируются грибовидные течения.

В исследованиях Стерна (Stern) и Воропаева [60] было пояснено, почему грибовидные течения генерируются именно при таких умеренных величинах числа Рейнольдса. Так число Рейнольдса возле источника импульса во впрыскиваемой струе не может быть большим из-за возникновения турбулентной неустойчивости и не может

быть малым, поскольку тогда бы преобладала сила вязкости. Но даже при таких числах Рейнольдса на устойчивую ненарушенную струю влияет вязкость, так что ее ширина увеличивается вниз по потоку, и скорость на оси струи также не является постоянной. Такие величины числа Рейнольдса порядка $10^1 - 10^2$ достигались в основании впрыскиваемой струи жидкости при непрерывном действии источника импульса и в других экспериментальных исследованиях. Некоторые из этих величин числа Рейнольдса, полученные при длительном действии источника горизонтального импульса, приведены в табл. 3.2. В этих экспериментах на внешней фронтальной границе струйного потока формировалось квазисферическое либо дипольное вихревое образование, неплохо описываемое автомодельными приближениями.

В работе [2] была сделана попытка объяснить генерацию таких грибовидных течений именно при умеренных числах Рейнольдса в океане. Поскольку характерный поперечный размер данных динамических структур составляет несколько десятков километров, и они развиваются на фоне более мелкомасштабных движений, создающих турбулентный фон, при достаточно большой фоновой эффективной вязкости в верхнем слое океана, то и движение в целом будет происходить в диапазоне умеренных чисел Рейнольдса. Как было показано в [4], эффективное число Рейнольдса для рассматриваемых движений не превышает нескольких десятков. По оценкам Афанасьева [2], с помощью простых автомодельных приближений были рассчитаны эффективное число

Рейнольдса фронтальной области $Re_{ef} = 2R\bar{U} / \nu_{ef}$ и эффективная вязкость ν_{ef} для грибовидного течения в океане, имеющего характерный поперечный размер фронтальной области $2R = 20$ км при длине струи до центра диполя $\bar{x} = 10$ км и скорости перемещения фронтальной области $\bar{U} = 10$ см/с. Их величины составили 6 и $3,5 \cdot 10^6$ см²/с, соответственно.

С другой стороны вихревое кольцо (фронтальная область грибовидного течения) в 3-мерном потоке или вихревая пара в 2-мерном потоке могут формироваться также из турбулентного облака в результате снижения числа Рейнольдса. Так в опытах с кратковременным источником импульса использовался «сильный» источник количества движения для передачи за короткое время большого импульса, тогда число Рейнольдса во впрыскиваемой струе будет велико. Как видно из табл. 3.2, в лабораторных экспериментах, описанных в [52, 63], Re возле источника достигало величин порядка от 10^3 до 10^4 . Как было показано в работе [42], при генерации дипольных вихревых структур в стратифицированной жидкости после импульсного испускания через сопло некоторого количества жидкости формировалось изолированное турбулентное облако, быстро коллапсирующее под действием силы тяжести в блинообразное турбулентное пятно, которое впоследствии реорганизовывалось в упорядоченную дипольную вихревую структуру. При формировании этой структуры число Рейнольдса уменьшалось, достигая умеренных

значений. Прауд и Финчам рассчитывали для каждого своего эксперимента несколько чисел Рейнольдса. Так число Рейнольдса Re_i , основанное на параметрах инъекции, представляло собой известное отношение:

$$Re_i = U_i d / \nu, \quad (3.4)$$

где U_i — скорость струи на выходе из сопла, см/с; d — диаметр сопла, см.

Таким образом, они генерировали дипольные структуры при числах Рейнольдса $\sim 10^4$ во впрыскиваемой струе. После того, как дипольная структура сформировалась, определялось число Рейнольдса, основанное на значениях горизонтальных характеристик вихревой структуры (Re_h):

$$Re_h = UL_h / \nu, \quad (3.5)$$

где L_h — расстояние между полюсами диполя, см; U — скорость его перемещения, см/с.

В период формирования дипольного вихря порядок Re_h уже составлял 10^3 . Такой же порядок величин чисел Рейнольдса в самой вихревой структуре прослеживался и в экспериментах Гариб (Gharib) [46]. Число Рейнольса вихревого кольца у него принимало значение 2800 и 6000 и рассчитывалось как:

$$Re_\Gamma = \Gamma / \nu, \quad (3.6)$$

где Γ — циркуляция вихревого кольца.

Известно, что характерные масштабы, входящие в определение числа Рейнольдса, могут определяться из различных соображений, но которые должны сохранять значение Re как критерия перехода от ламинарного движения к турбулентному. А это означает, что в масштабах, при которых кинематическая вязкость играет значимую роль, упорядоченные структуры не могут формироваться при Re , соответствующих турбулентному режиму. То есть характерный масштаб L_h в выражении (3.5) должен определяться из каких-то других соображений, характеризующих не все пространство вихревой структуры, а поток, который ее формирует. В этом случае число Рейнольдса примет значительно меньшее значение.

На самом деле существует много способов определения числа Рейнольдса для вихревого кольца [58]. В исследованиях часто используют Re_D :

$$Re_D = UD/\nu, \quad (3.7)$$

где D — диаметр вихревого кольца.

В качестве альтернативы можно рассчитывать потоковое Re_I :

$$Re_I = \frac{(I/\rho)^{0,5}}{\nu t_I^{0,5}}, \quad (3.8)$$

где I/ρ — кинематический импульс, $t_I \equiv 0$ — виртуальный источник в момент, когда вихревое кольцо было порождено импульсом силы.

Как было показано выше, число Рейнольдса можно рассчитывать, используя (3.6). Поскольку поток является вязким, то Γ уменьшается с течением времени. Для вихревых колец с бесконечно малой величиной центральной части как бы сокращение завихренности поперек оси экспоненциально мало, и со временем можно считать $\Gamma \approx \text{const}$. Каждое из выше рассмотренных чисел Рейнольдса в наибольшей степени соответствует какому-то конкретному случаю. Можно получить выражения, комбинируя между собой эти числа Рейнольдса.

В обобщенном виде число Рейнольдса можно представить следующим образом:

$$\text{Re} = \frac{M(t)^{2/m} t^{2k-1}}{(n-1)^{2/m} 4\nu}, \quad (3.9)$$

где $M(t)$ — кинематический импульс, с размерностью $L^m T^{-n}$, $k = n/m$, m и n — константы характера и формы струйного течения.

Для 3-мерной круглой осесимметричной струи $n = 2$ и $m = 4$. В этом случае Re не зависит от времени, но от времени зависит величина импульса $M(t)$.

Как показывают лабораторные исследования, грибовидные течения с пространственными масштабами, в которых кинематическая вязкость играет значимую роль, формируются исключительно при ламинарном режиме течения. Причем в работе Кантуэлла (Cantwell) [37] определены условия, при которых могут формироваться грибовидные течения на круглых струях. Рассматривая

картину перемещений элементов жидкости, построенную на основе решения уравнения траекторий в безразмерном виде сферической системы координат для уравнения Навье-Стокса в Стоксовом приближении, можно выделить критические точки, в которых обнаруживается фокусировка траекторий перемещения элементов жидкости при фиксированном значении Re . Отмечается, что существование такой критической точки определяется соотношением между скоростью завихренности и скоростью деформации или напряжением. Для того, чтобы в критической точке формировался фокус, завихренность должна превосходить напряжение. Необходимое соотношение возникает только при определенных значениях критического числа Рейнольдса. Кантуелл показал, что при $Re < Re_1$ и $\theta_c = 0$ развивается обычный ламинарный поток, если

$$Re_1^{m/2} = \frac{\zeta_c}{2U(\zeta_c, \theta_c)}, \quad (3.10)$$

где ζ_c, θ_c — сферические координаты критической точки.

Формирование критических точек, в которых фокусируются траектории движения элементов жидкости, т.е. образуется грибовидное течение, осуществляется при условии фиксированного радиуса $\zeta_c = \zeta_0$ и $Re > Re_2$, где критическое значение Re_2 находится из выражения

$$Re_2^{m/2} = \frac{\zeta_0}{2U(\zeta_0, \theta_c)} \quad (3.11)$$

при условии, что $\theta_c \neq 0$.

Необходимо отметить, что критические числа Рейнольдса Re_1 и Re_2 достаточно низкие по сравнению с типичными Re свободных сдвиговых потоков, и, вероятно, должны быть еще ниже в нелинейных случаях. При аппроксимации грибовидного течения в виде двумерного дипольного вихря, согласно Кантуэллу, критические Re имеют тенденцию к снижению по отношению к трехмерному осесимметричному случаю.

Выполненные численные исследования асимптотического приближения в сферических координатах уравнения Навье-Стокса [38] показали, что представленные критические числа Рейнольдса нелинейной задачи (с учетом адвекции) оказались ниже, чем полученные из Стоксового приближения. Это соответствует существующему предположению, что нелинейность задачи является дестабилизирующим фактором.

3.3 Анализ распределения продольной составляющей скорости в грибовидном течении

Рассмотрим основные особенности динамической структуры грибовидных течений, формирующихся только в случае непрерывного инжектирования жидкости в течение длительного периода времени в однородную по плотности жидкость. Подобные дипольные образования, как было показано выше, генерируются при числах Рейнольдса порядка от 10^1 до 10^2 . При таких условиях

после начала внедрения жидкости через круглое сопло образуется круглая осесимметричная струя, на переднем фронте которой возникает близкий к сферической форме устойчивый вихрь (рис. 3.4а). Схематично такую развивающуюся струю в однородной по плотности жидкости можно представить состоящей из двух частей, как это изображено на рис. 3.4б: из струи, бьющей из источника импульса величиной I , расположенного в точке $x = 0$, и жидкой сферы радиусом R .

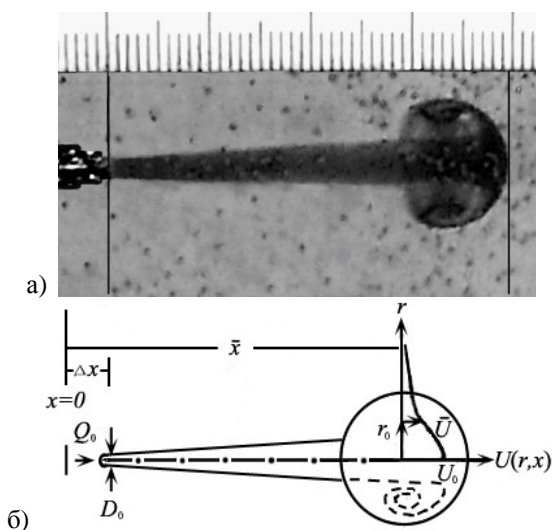


Рис. 3.4 Грибовидное течение в однородной по плотности жидкости: а) фотография при задании условия твердой крышки на поверхности бассейна в момент времени $t = 5.04$ с от начала действия источника импульса диаметром 2.3 мм и с расходом жидкости $4.729 \cdot 10^{-8}$ м³/с при числе Рейнольдса $Re = 21$ [17], б) схематическое изображение [10]

В любой из плоскостей, проведенных через ось струи, сферический вихрь в разрезе будет представлять собой диполь. Каждый из вихрей диполя закручивается вокруг критической точки r_0 , (рис. 3.4б). Далее будет представлено распределение продольной составляющей скорости и показано, что на переднем фронте струи профиль этой составляющей скорости, проходящей через критические точки, может при определенных условиях отличаться от распределения, приведенного в исследованиях Воропаева на рис. 3.4б.

В первом приближении динамические особенности такого грибовидного течения можно описать, используя эмпирическую модель [10]. В ее основу положена идея, что сформировавшийся на переднем фронте струи сферический вихрь остается подобным самому себе, сохраняя свою форму вплоть до больших расстояний от среза сопла, а окружающая жидкость, в которую внедряется струя, не попадает внутрь вихря. В заднюю же часть сферического вихря внедряется струя, приводя к увеличению его объема V и его поступательному продвижению вперед со скоростью:

$$\bar{U} = d\bar{x}/dt \quad (3.12)$$

Распределение продольной скорости U в самой струе описывается соотношением, совпадающим с автомодельным решением Шлихтига для осесимметричной развитой струи:

$$U = \frac{A_0 v J}{x(1 + B_0 J r^2 / x^2)^2}, \quad (3.13)$$

где A_0 и B_0 — константы Шлихтинга ($A_0=3/8\pi$, $B_0=3/64\pi$); $J= I/\rho v^2$ — безразмерный импульс; x и r — продольная и поперечная координата, соответственно.

Такое предположение не вступает в противоречие с экспериментальными результатами, полученными в исследованиях [60, 64]. В этих работах распределение продольной скорости вдоль оси струи (при $r = 0$) за вихрем на ее переднем фронте достаточно успешно описывается решением (3.13):

$$U_0(x) = U(0, x). \quad (3.14)$$

Динамика изменений продольной составляющей скорости приведена на рис. 3.5 для двух моментов времени $t = 60$ с и $t = 120$ с от начала действия источника импульса и при одной и той же его мощности, как из данных экспериментов, так и по асимптотическому приближению, описанному выше. Эволюция профилей продольной составляющей данной компоненты скорости поперек оси струи на ее переднем фронте по линии, проходящей через фокусные точки, полученная в [14] на основе анализа отснятого видеоматериала, представлена кривыми 5 и 6 на рис. 3.5. Распределение продольной составляющей скорости поперек оси струи на ее переднем фронте, полученное на основании (3.13), показано на рис. 3.5 в виде кривых 1 и 2. На этом рисунке кривые 5 и 6

аппроксимируют данные экспериментов в работе Даньшиной [14], изображенные в виде символов (см. 3 и 4 на рис. 3.5).

Вид кривых 5 и 6 был получен с помощью применения регрессионного анализа и соответствует регрессионному уравнению:

$$U_r = U_0[a - (br^2 + c)/(1+r) + d/(1+r)^2], \quad (3.15)$$

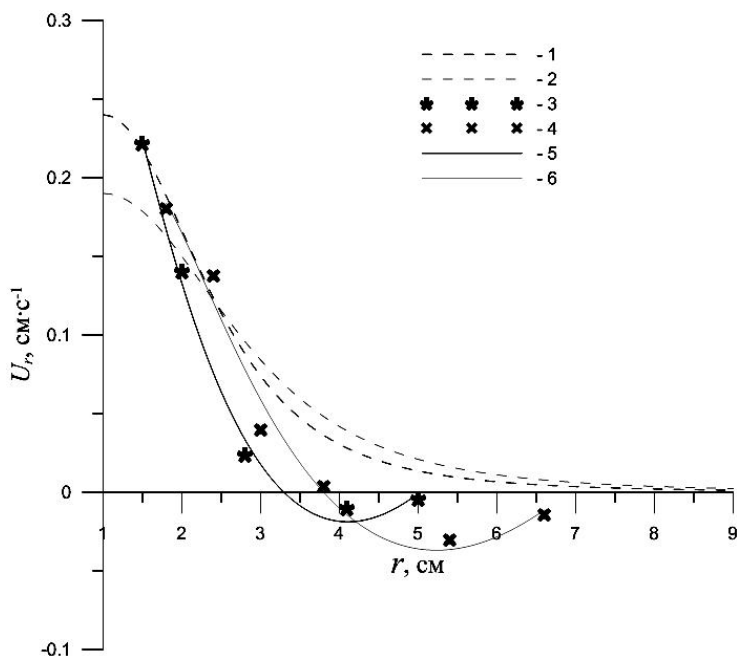
где a , b , c , d — коэффициенты, полученные из регрессионного анализа; U_r — продольная составляющая скорости на расстоянии r от оси; U_0 — величина скорости на оси струи на таком расстоянии от источника, где рассчитывается продольная компонента скорости U_r .

На рис. 3.5 можно проследить, как меняется величина продольной скорости на переднем фронте струи не только во времени, но и при удалении от оси струи. На этом рисунке (кривые 5 и 6) показано, что при удалении от оси струи за критическим (фокусными) точками продольная составляющая скорости на переднем фронте струи, полученная по данным экспериментов в [14], меняет знак, переходя в отрицательную область. Этот переход осуществляется на расстоянии $r = 3,3$ см от оси струи для момента времени $t = 60$ с и $r = 3,8$ см для $t = 120$ с, поскольку с течением времени размер сферического вихря увеличивается, и, как следствие, критические точки удаляются от оси струи. Из профилей продольной составляющей скорости также видно, что с увеличением времени происходит перераспределение скорости поперек

оси течения в сторону увеличения значений скоростей, которое можно объяснить за счет замедления продвижения самой вихревой структуры. Распределение продольной составляющей скорости, рассчитанное по формуле (3.15), несколько отличается от рассчитанных скоростей по Воропаеву [10] с помощью приближений Шлихтинга.

Как видно из рис. 3.5 (кривые 1 и 2), у них продольная составляющая не принимает отрицательных значений. Поведение продольной составляющей скорости по данным экспериментов (кривые 5 и 6) связано с тем, что закручивание в диполе происходит вокруг критических точек. При удалении от оси струи продольная составляющая скорости постепенно меняет свою величину, а затем по мере прохождения критической точки и знак. Вследствие чего, за критическими точками в каждом из двух вихрей продольная компонента скорости становится направленной в сторону, противоположную общему переносу самой вихревой структуры. В результате может возникнуть ситуация, когда скорость в диполе становится больше поступательной скорости перемещения самой грибовидной структуры. В таком случае за критическими точками продольная составляющая скорости и может приобретать отрицательный знак. В лабораторных опытах продольная компонента скорости за критическими точками не сильно превосходила величину скорости переноса всей структуры и не превышала ее более чем на 0,04 см/с. В принципе, полученное в исследовании [14] смещение продольной компоненты скорости в область отрицательных значений не противоречит теоретическим

выводам, сделанным Станевэй (Stanaway) с соавторами для вихревого ринга, которые были основаны на экспериментальных данных. Они показали в своем исследовании [58], что продольная составляющая скорости на фронте вихревого ринга за критическими точками также может менять свой знак, смещаясь в область отрицательных значений.



1 – [26], 3 – экспериментальные данные [14], 5 – аппроксимация экспериментальных данных по (3.15) для $t = 60$ с и 2 – [26], 4 – экспериментальные данные [14], 6 – аппроксимация экспериментальных данных по (3.15) для $t = 120$ с

Рис. 3.5 Теоретическое и экспериментальное распределение составляющей скорости U поперек струи по оси Y , проходящей через фокусные критические точки

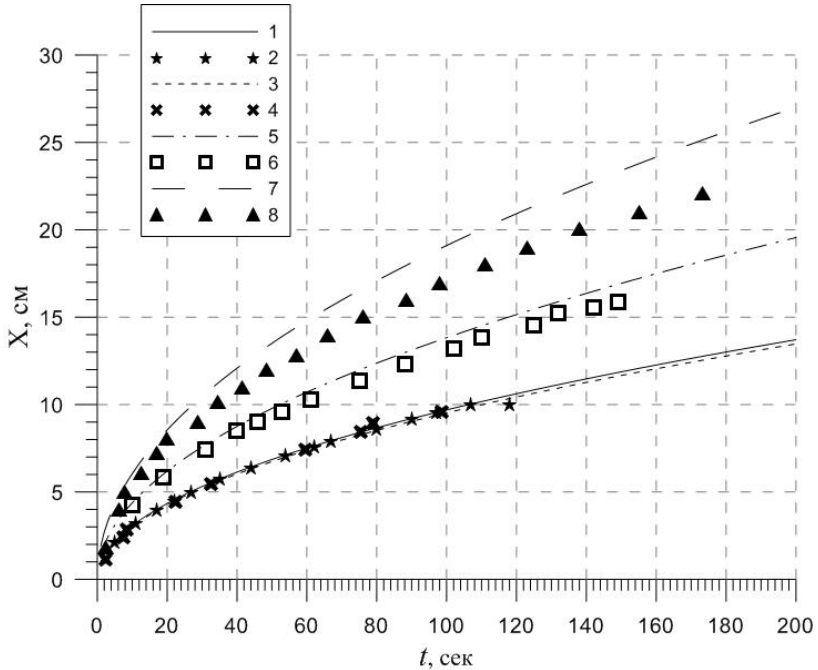
При сравнении профилей продольных компонент скорости, рассчитанных по (3.15) и по (3.13), можно отметить, что хоть их вид за критическими точками и отличается, но в целом тенденция на снижение их величин от оси струи до этих точек сохраняется. Наилучшее соответствие этих профилей наблюдается на близком расстоянии от оси струйной части грибовидного течения. Отмеченное несоответствие в распределении продольной составляющей скорости особенно за критическими точками по данным экспериментов и по асимптотическим приближениям Воропаева [10], можно объяснить тем, что Воропаев с соавторами основывались на выводах, сделанных Шлихтингом для осесимметричных струй. Поскольку асимптотические решения для продольной составляющей скорости Шлихтинг нашел для струй с учетом пограничного слоя [26], то эти решения не предполагали возможности учесть ситуацию, которая может возникнуть в сложной вихревой структуре. Такая ситуация может произойти за критическими точками, когда продольная компонента направлена в противоположную сторону от направления перемещения самой вихревой структуры и начинает превосходить ее по абсолютной величине. Когда же такие скорости за критическими точками не достигаются, то и профиль продольной составляющей не заходит в область отрицательных значений. Этим и объясняется наибольшее сходство в профилях продольной составляющей скорости, рассчитанных по Шлихтингу и по формуле (3.15), именно на небольших расстояниях от оси струи.

Кроме эволюции продольной составляющей скорости, особый интерес представляет собой изменение во времени пространственных размеров грибовидной структуры. Так на рис. 3.6 приведено изменение положение фронтальной области с течением времени для различных величин безразмерной интенсивности источника импульса $I/\rho v^2$. На этом рисунке представлено распределение, полученное для четырех различных величин $I/\rho v^2$: 880, 907, 1661 и 2880.

Символами 2 и 6 обозначено положение фронтальной области по данным лабораторных экспериментов работы [14]. Также на данном рисунке (символы 4 и 8) показано распределение положения фронтальной области, полученное из экспериментов Воропаева [11]. Кроме того, показаны результаты расчетов (символы 1, 3, 5 и 7) по зависимости, полученной Воропаевым. Им было установлено для однородной жидкости соотношение между длиной струи \tilde{X} и определяющими параметрами. Под длиной струи понимается величина, определяемая как расстояние от среза сопла до переднего фронта струи, которая, исходя из анализа размерностей, определяется как:

$$\tilde{X} = C_0 (It^2/\rho)^{0,25} (I/\rho v^2)^{y_0}. \quad (3.16)$$

При обработке данных измерений использовался регрессионный анализ, с помощью которого были установлены величины C_0 и y_0 : $C_0 = 0,178$, $y_0 = 0,337$ (коэффициент корреляции $r = 0,963$).



$I/\rho v^2 = 880$: 3 – по формуле (4.16), 4 – эксперимент [11],

$I/\rho v^2 = 907$: 1 – по формуле (4.16), 2 – эксперимент, [14]

$I/\rho v^2 = 1661$: 5 – по формуле (4.16), 6 – эксперимент, [14]

$I/\rho v^2 = 2880$: 7 – по формуле (4.16), 8 – эксперимент [11]

Рис. 3.6 Изменение положения фронтальной области по оси струи во времени при различной интенсивности источника

В проводимых исследованиях регрессионный анализ экспериментальных данных, показал, что во всех опытах зависимость длины струи от времени имеет степенной вид: $X \sim t^\alpha$. Для малых величин чисел Рейнольдса среднее по всем опытам значение α составляет $0,5 \pm 0,04$, что не противоречит выводам в исследовании [11]. Однако, как видно из рис. 3.6, с увеличением интенсивности источника

α уменьшается, и зависимость стремится к виду $t^{1/3}$. Аналогичная зависимость от времени, аппроксимирующая экспериментальные данные, прослеживается и для размера самого сферического вихря. Рост его поперечного размера идет пропорционально $t^{0.5}$ и хорошо согласуется с данными лабораторных опытов при малых величинах числа Рейнольдса [17].

Заключение

Более подробная детализация гидродинамических полей в океане становится насущной проблемой современности, связанной с необходимостью более точно математически описывать и предсказывать состояние морских систем. Грибовидные течения, или дипольные вихри, являющиеся предметом изучения в данной работе, играют важную роль в функционировании морских систем, особенно в прибрежных районах, где эти динамические образования могут распространяться практически до дна и оказывать сильное воздействие на обмен массой, импульсом и веществом. Дипольные вихревые структуры были обнаружены в океане достаточно давно и воспроизведены в лабораторных условиях. Но до сих пор они остаются загадкой для ученых, и их математическое описание связано с многочисленными ограничениями и трудностями из-за отсутствия полного понимания механизмов их генерации и состояния развития концепций классической гидродинамики.

В представленной работе приведен краткий, но достаточно наглядный обзор методов и средств обнаружения и визуализации дипольных вихревых структур в естественных морских условиях. Именно развитие спутниковых систем наблюдения за поверхностью океана позволило выявить масштабное многообразие грибовидных течений (от 10^3 до 10^5 м), определить пространственные соотношения элементов их

внутренней структуры и время жизни. Опираясь на спутниковую информацию, были получены данные о пространственном распределении, т.е. о районах наиболее частого формирования подобных вихревых образований, в различных морях и областях океанов. Показано, что в естественных условиях генерация грибовидных течений чаще всего связана с наличием струйных потоков, высокоградиентных полей течений или локальным воздействием ветра.

Невозможность математически описать развитие дипольных вихревых структур в естественных морских условиях и непонимание механизмов их генерации привела к необходимости лабораторного моделирования формирования вихревых диполей. Приведенные подходы экспериментального лабораторного изучения генерации грибовидных систем в однородной и стратифицированной по плотности водной среде позволяют получить наиболее глубокое понимание современных возможностей и технического разнообразия воспроизводства сложных динамических явлений. Продемонстрированы особенности лабораторных установок, при изучении различных параметров дипольных вихревых структур при их формировании.

Особое внимание уделено методам визуализации и анализа внутренней структуры вихревых образований. В работе предлагается достаточно подробное описание современных методов числового представления изучаемых в лабораторных условиях полей течений. Показаны явные преимущества и остающиеся недостатки этих методов.

Приведена классификация и приоритетность использования отдельных методов, таких как PIV-, PTV-, SPIV-, HPIV- или Томо PIV-метод. Для наиболее распространенного PIV-метода описаны его принципы и использованные алгоритмы. В большинстве описанных методов визуализации полей течений используется кросскорреляционный алгоритм, поэтому его структура приведена в наиболее детальном виде.

В завершающей части работы предлагается рассмотреть организацию и этапы проведения лабораторного эксперимента по генерации грибовидного течения на притоленной струе от непрерывно действующего источника импульса в однородной по плотности жидкости. Показаны практические методы изучения зависимости формирования сферического вихревого образования от числа Рейнольдса. На основе полученных в ходе экспериментов данных рассчитаны численные значения критериев подобия и представлено автомодельное решение развития грибовидного течения. Выявлены автомодельные соотношения между различными параметрами сформировавшегося сферического вихря.

Список литературы

1. *Астафьев М. Г., Графов Б. М.* О теореме Винера-Хинчина для случайного временного ряда конечной длительности // *Электрохимия.*– 2010.– Т. 46, № 3.– С. 259–275.
2. *Афанасьев Я.Д., Воропаев С.И., Филиппов И.А.* Модель грибовидных течений в стратифицированной жидкости при непрерывном действии источника импульса // *Изв. АН СССР. Сер. ФАО.*–1989.– Т. 25, № 7.– С. 741–749.
3. *Ахметбеков Е.К., Бильский А.В., Ложкин Ю.А., Маркович Д.М., Токарев М.П., Тюрюшкин А.Н.* Система управления экспериментом и обработки данных, полученных методами цифровой трассерной (ActualFlow) // *Вычисл. методы и программирование.*–2006.– Т. 7.– С.79–85.
4. *Баренблатт Г.И., Воропаев С.И., Филиппов И.А.* Модель федоровских когерентных структур в верхнем слое океана // *Докл. АН СССР.*–1989.–Т. 307, № 3.– С.720–724.
5. *Бильский А.В., Ложкин В.А., Маркович Д.М., Токарев М.П., Шестаков М.В.* Оптимизация и тестирование томографического метода измерения скорости в объеме потока // *Теплофизика и аэромеханика.* –2011. –Т.18, № 4. – С. 555–566.
6. *Блинков В.А., Дулов В.А., Станичный С.В.* Грибовидные течения над свалом глубин северо-западной части Черного моря: дистанционные и контактные измерения // *Системы контроля окружающей среды: Сб. науч. трудов / НАН Украины.* – Севастополь: Изд. МГИ, 2002.– С. 404 – 410.

7. *Бойко В.М., Оршич А.М., Павлов А.А., Пикалов В.В.* Методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте. – Новосибирск: НГУ, 2008.–412 с.
8. *Борен К., Хафмен Д.*, Поглощение и рассеяние света малыми частицами, пер. с англ.– М.: Мир, 1986.–664 с.
9. *Бэтчелор, Дж.* Введение в динамику жидкости. – М.: Мир, 1973.–778 с.
10. *Воропаев С.И.* Теория автомодельного развития струи в однородной жидкости // Изв. РАН. Сер. ФАО.–1985.–Т. 21, № 12. – С. 1290–1294.
11. *Воропаев С.И., Филиппов И.А.* Развитие горизонтальной струи в однородной по плотности и стратифицированной жидкостях. Лабораторный эксперимент // Изв. РАН. Сер. ФАО.–1985.–Т. 21, № 9. – С. 964 – 972.
12. *Гинзбург А.И.* Нестационарные вихревые движения в океане // Океанология.–1992.–Т. 32, вып. 6. – С. 997 – 1003.
13. *де Гроот С., Мазур П.* Неравновесная термодинамика – М.: Мир, 1964.– 456 с.
14. *Даньшина А.В.* Влияние несимметричности поверхностных напряжений на формирование грибовидного течения. – Дис. канд. физ-мат. наук.– С-Пб., 2011. – 179 с.
15. *Каримова С.С.* Вихревые течения в Черном море // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса: Физические основы, методы и технологии мониторинга окружающей среды, потенциально опасных явлений и объектов: Сб. науч. ст.– М.: Изд. ООО «Азбука-2000», 2008.–Т. 2, вып. 5.–С.95 – 101.

16. *Каримова С.С.* Мезомасштабные вихри в северо-восточной части Черного моря: совместный анализ данных спутниковых и контактных наблюдений // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса: Физические основы, методы и технологии мониторинга окружающей среды, потенциально опасных явлений и объектов: Сб. науч. ст.– М.: Изд. ООО «Азбука-2000», 2009.–Т. 1, вып. 6.–С.493–499.
17. *Карлин Л.Н., Даньшина А.В.* Экспериментальные исследования течений дипольного типа при условии твердой крышки // Ученые записки РГГМУ.– 2008.–№ 7.– С.74–80.
18. *Ринкевичюс Б.С.* Оптические методы исследования потоков.// Лазер-Информ, информационный бюллетень.– 2009.– 2 (401).– С. 1–6.
19. *Рябухо В.П., Лякин Д.В.* Теорема Винера-Хинчина в теории пространственной когерентности в курсах статистической оптики и радиофизики // Физическое образование в вузах.– 2005.–Т. 11, Вып. 3.–С. 107–118.
20. Руководство пользователя Программы «ActualFlow» Версия 1.16. – Новосибирск, 2007.–165 с.
21. *Сергеев Д. А.* Лабораторное моделирование течений в толще и на поверхности океана с использованием цифровой велосиметрии / автореф. дис. канд. физ-мат. наук. – 2006.– 23 с.
22. *Токарев М.П., Маркович Д.М., Бильский А.В.* Адаптивные алгоритмы обработки изображений частиц для расчета мгновенных полей скорости.//

- Вычислительные технологии.– 2007.–Т. 12, № 3.– С. 109–131.
23. Федоров К.Н., Гинзбург А.И. Приповерхностный слой океана. –Л.: Гидрометеоздат, 1988.–304 с.
24. Хюлст Г., Рассеяние света малыми частицами.– М.:1961.– 537 с.
25. Шифрин К. С., Введение в оптику океана. –Л.: 1983. – 280 с.
26. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. –М.: Наука, 1974. – 712 с.
27. Яглом А. М., Корреляционная теория стационарных случайных функций с примерами из метеорологии. –Л.: 1981. –282 с.
28. Adrian R.J. Scattering particle characteristics and their effect on pulsed laser measurements of fluid flow: speckle velocimetry vs. particle image velocimetry // Appl. Opt.– 1984.–Vol. 23.–P. 1690–1691.
29. Adrian R. J. Twenty years of particle image velocimetry // Exp. Fluids. –2005. – Vol. 39. – P. 159–169.
30. Afanasyev Y.D. Investigating vortical dipolar flows using particle image velocimetry: an experiment for the advanced undergraduate laboratory // Am. J. of Phys.–2002.–№ 70(1).– P.86 – 88.
31. Afanasyev Y.D. Formation of vortex dipoles // Phys. Fluids.–2006.–V. 18, Issue 3.–P.037103 (1 – 9).
32. Ahlnäs K., Royer T.S., George T.M. Multiple dipole eddies in the Alaska coastal current // J. Geophys. Res.–1987.–V. 92.– P.41 – 47.

33. *Akkermans R.A.D., Cieslik A.R., Kamp L.P.J., Clercx H.J.H., van Heijst G.J.F.* // Stereoscopic-PIV study of a dipole in a shallow fluid layer. In: *Advances in Turbulence XI, Proceedings of the 11th EUROMECH European Turbulence Conference, Porto. – 2007.*–pp. 265-267.
34. *Akkermans R.A.D., Kamp L.P.J., Clercx H.J.H., van Heijst G.J.F.* Three-dimensional flow in electromagnetically driven shallow two-layer fluids// *Physical Review.*– 2010.–E 82, 026314.– P.11.
35. *Atkinson C., Soria J.* An efficient simultaneous reconstruction technique for tomographic particle image velocimetry // *Exp. Fluids.* – 2009. – V. 47. – P. 553–568.
36. *Aydemir E., Worth N. A., Dawson J. R.* An investigation of vortex ring formation in strongly forced jet flows by high speed particle image velocimetry // *15th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics Lisbon, Portugal, 05-08 July, 2010.* –2010. – P.11–18.
37. *Cantwell B.J.* Viscous starting jets // *J. Fluid Mech.*–1986.– V. 173.–P.159 – 189.
38. *Cantwell B.J., Allen G.A.Jr.* Transition and mixing in impulsively started jets and vortex rings // *Proc. IUTAM Symposium on Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids / Ed. by T. Tatsumi.*–Kyoto, 1984.–P.123 – 132.
39. *Chen J., Katz J.* Elimination of peak-locking error in PIV analysis using the correlation mapping method. *Meas Sci Technol.* – 2005. – 16:1605-18.
40. *Cheng Y., Torregrosa M.M., Villegas A., Diez F.J.* Time Resolved Scanning PIV measurements at fine scales in a

- turbulent jet // International Journal of Heat and Fluid Flow. – 2011. – Vol. 32, Issue 3. – P.708–718.
41. *Elsinga G.E., Kuik D.J., van Oudheusden B.W., Scarano F.* Investigation of the threedimensional coherent structures in a turbulent boundary layer with Tomographic-PIV // 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 8-11 January 2007, Reno, Nevada. –2007. –13 p.
42. *Flór J.B., van Heijst G.J.F.* An experimental study of dipolar vortex structures in a stratified fluid // J. Fluid Mech.–1994.–V. 279.–P.101 – 133.
43. FlowMaster. Time-Resolved Particle Image Velocimetry Systems – Ypsilanti. – LaVision Inc. – 2015. – 12 p.
44. Focus on Fluid Dynamics. Advanced Laser Imaging Solutions – Ypsilanti. – LaVision Inc. – 2015. – 12 p.
45. *Fujiwara T., Nakata H., Nakatsuj K.J.* Tidal-jet and vortex-pair driving of the residual circulation in a tidal estuary Continental Shelf Research.–1994.–V. 14, Issue 9.–P.1025 – 1038.
46. *Gharib M., Rambod E., Shariff K.* A universal time scale for vortex ring formation // J. Fluid Mech.–1998.–V.360.–P.121– 140.
47. *Joyce T.M., Stalcup M.C.* An upper ocean current jet and internal waves in a Gulf Stream warm core ring // J. Geophys. Res.–1984.–V. 89, № C2.–P.1997 – 2003.
48. *Kerker M.*, The scattering of light and other electromagnetic radiation. – N.Y.- L., 1969. –645 p.
49. *Kristy L. Schlueter-Kuck, John O. Dabiri* Coherent structure colouring: identi_cation of coherent structures from

- sparse data using graph theory // *J. Fluid Mech.* –2017.–vol. 811 – pp. 468-486
50. *Mied R.P., McWilliams J.C., Lindemann G.J.* The generation and evolution of mushroom-like vortices // *J. Phys. Oceanogr.*–1991.–Issue 21.–P.490 – 510.
51. Particle Image Velocimetry. Руководство пользователя программы «ActualFlow». Версия 1.18.0 – Новосибирск. – ООО СИГМАПРО. –2016 – 175 с.
52. *Praud O., Fincham A. M.* The structure and dynamics of dipolar vortices in a stratified fluid. // *J. Fluid Mech.*–2005.– V. 544.–P. 1 – 22.
53. *Ruijter W.P.M., van Aken H.M., Beier E.J., Lutjeharms J.R.E., Matano R.P., Schouten M.W.* Eddies and dipoles around South Madagascar: formation, pathways and large-scale impact // *Deep Sea Research.*–2004.–V. 1, № 51.–P.383 – 400.
54. *Scarano F., Riethmuller M.L.* Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete offset. *Exp. Fluids.* – 1999. –Vol. 26.– P. 513–523.
55. *Scarano F., Riethmuller M.L.* Advances in iterative multigrid PIV image processing. *Exp. Fluids.* – 2000. – Vol. 29. – S51–S60.
56. *Scarano F.* Iterative image deformation methods in PIV. Review article. *Meas. Sci. Technol.* – 2002. – Vol. 13. – R1–R19.
57. *Shestakov M.V., Mullyadzhyanov R.I., Tokarev M.P., Markovich D.M.* Modulation of large-scale meandering and three-dimensional flows in turbulent slot jets // *Journal of Engineering Thermophysics.* – 2016. – Vol. 25, No 2. – P. 159 – 165

58. *Stanaway S.K., Cantwell B.J., Spalart P.R.* A numerical study of viscous vortex rings using a spectral method.–Florida: NASA.–1988.–169 p.
59. *Stanislas M., Okamoto K., Kähler C. J., Westerweel J.* Main results of the third international PIV challenge // *Exp. Fluids.* –2008. –V. 45.– P. 27–71.
60. *Stern M.E., Voropaev S.I.* Formation of vorticity fronts in shear flow // *Phys. Fluids.*–1984.–V. 27, № 4.–P. 848 – 855.
61. *Stitou A., Riethmuller M.L.* Extention of PIV to super resolution using PTV // *Meas. Sci. Technol.* – 2001. – Vol. 12. –P. 1398–1403.
62. *Traganza E.D., Nestor D.A., McDonald A.K.* Satellite observation of a nutrient upwelling off the coast of California // *J. Geophys. Res.*–1980.–V. 85, № 7.–P.4101 – 4106.
63. *Trieling R.R.* Two-dimensional vortices in strain and shear flows.–Eindhoven: Technische Universiteit Eindhoven, 1996.– 149 p.
64. *Voropayev S.I.* Free jet and frontogenesis in shear flow.– Woods Hole: Woods Hole Oceanographic Institution, 1983.– 27 p.
65. *Voropayev S.I., Afanasyev Y.D., Filippov I.A.* Horizontal jets and vortex dipoles in a stratified fluids // *J. Fluid Mech.*– 1991.–V. 227.–P.543 – 566.
66. *Voropayev S.I., Afanasyev Y.D.* Two –dimensional vortex-dipole interactions in a stratified fluid // *J. Fluid Mech.*–1992.– V. 236.–P.665 – 689.
67. *Voropayev S.I., Afanasyev Y.D., Korabel V.N., Filippov I.A.* On the frontal collision of two round jets in water // *Phys. Fluids.*–2003.–V. 15, № 11.–P.3429 – 3433.

68. *Wereley S.T., Meinhart C.D.* Second-order accurate particle image velocimetry // *Exp. Fluids.* –2001. –V. 31. –P. 258–268.
69. *Wieneke B.* Volume self-calibration for 3D particle image velocimetry // *Exp. Fluids.* –2008. – Vol. 45.–P. 549–556.
70. *Willert C.E., Gharib M.* Digital particle image Velocimetry. *Exp. Fluids.* – 1991. – Vol. 10. –P. 181–193.

Учебное издание

Чанцев Валерий Юрьевич, доцент, канд. геогр. наук
Даньшина Анна Владимировна, канд. физ.-мат. наук

Дипольные вихревые структуры на притопленной струе

(лабораторный эксперимент, организация и анализ)

Часть 1.

Учебное пособие

Печатается в авторской редакции.

Подписано в печать 04.06.2020. Формат 60×90 1/16.

Гарнитура Times New Roman

Печать цифровая. Усл. печ. л. 6,25. Тираж 20 экз. Заказ № 924.

РГГМУ, 192007, Санкт-Петербург, Воронежская, 79.