

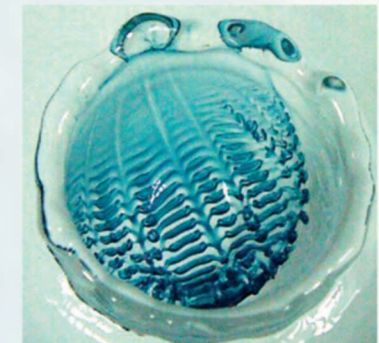
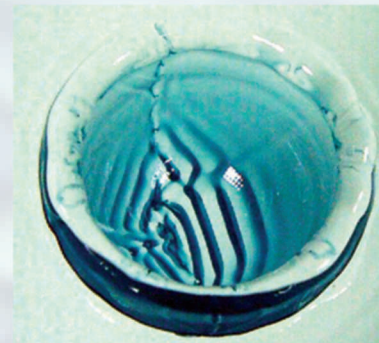
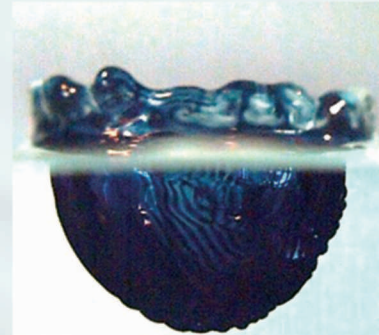
ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ И ПРИКЛАДНАЯ МЕХАНИКА ЖИДКОСТЕЙ

15-я международная конференция - ШКОЛА МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ



ФГБУН ИНСТИТУТ
ПРОБЛЕМ МЕХАНИКИ
им. А.Ю. Ишлинского РАН

19-22 ноября 2024 г.



ВОЛНЫ И ВИХРИ В СЛОЖНЫХ СРЕДАХ

МАТЕРИАЛЫ ШКОЛЫ

ISBN 978-5-91741-292-4



9 785917 412924



ФГБУН ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ МЕХАНИКИ
им. А.Ю. Ишлинского РАН

Москва, 2024 г.

Москва, 2024 г.

FUNDAMENTAL AND ENVIRONMENTAL FLUID MECHANICS



15-АЯ МЕЖДУНАРОДНАЯ
КОНФЕРЕНЦИЯ–ШКОЛА
МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ

ВОЛНЫ И ВИХРИ В СЛОЖНЫХ СРЕДАХ

Москва, 19 – 22 ноября, 2024

WAVES AND VORTICES IN COMPLEX MEDIA

PROCEEDINGS OF
15-th INTERNATIONAL CONFERENCE –
SCHOOL OF YOUNG SCIENTISTS

Moscow, November 19 – 22, 2024

УДК 532

ББК

22/253

В67

Волны и вихри в сложных средах: 15-ая международная конференция – школа молодых ученых; 19 – 22 ноября 2024 г., Москва: Сборник материалов школы. – М.: ООО «ИСПО-принт», 2024. – 273 с.

В67

ISBN 978-5-91741-292-4

Материалы 15-ой международной конференции – школы молодых ученых “Волны и вихри в сложных средах”, посвященной обсуждению фундаментальных и прикладных проблем механики жидкостей и газов в природных и техногенных системах.

Ключевые слова: волны, вихри, математическое и лабораторное моделирование, неоднородные жидкости, течения в сложных средах.

УДК 532
ББК 22/253

Proceedings of the 15-th international conference – scientific school of young scientists “Waves and vortices in complex media” dedicated to the discussion of fundamental and applied problems in fluid and gas mechanics for environmental and technological systems.

Keywords: waves, vortices, mathematical and laboratory modelling, inhomogeneous fluids, fluxes in complex media.

ISBN 978-5-91741-292-4

© Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук, 2024

ОРГАНИЗАТОРЫ ШКОЛЫ:
Федеральное государственное бюджетное учреждение
РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ:

проф. Ю.Д. Чашечкин (сопредседатель), чл.-корр. РАН С.Е. Якуш (сопредседатель), чл.-корр. РАН Д.А.Губайдуллин (зам. председателя), проф. С.Ф. Урманчеев (зам. председателя), Е.В. Есина (уч. секретарь), проф. Т. Боднар (Чехия), проф. Р.М. Вильфанд, член-корр. РАН А.М. Гайфуллин, к.ф.-м.н. М.Н. Галимзянов, проф. А. Герчински (США), д.ф.-м.н. О.Н. Гончарова, д.ф.-м.н. Е.В. Ерманюк, д.ф.-м.н. А.Г. Зацепин, чл.-корр. РАН Н.М. Зубарев, акад. Д.М. Климов, проф. А.Д. Косинов, к.ф.-м.н. М.А. Котов, проф. Т.П. Любимова, д.ф.-м.н. А.И. Мизев, проф. А.Н. Осипцов, проф. Ф. Фрони (Франция), проф. Я. Фукумото (Япония), проф. Х. Чой (Корея), д.ф.-м.н. О.Г. Чхетиани

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ:

председатель – Ю.Д. Чашечкин (ИПМех РАН), зам.председателя – А.А. Очиров (ИПМех РАН), ученый секретарь – Е.В. Есина (ИПМех РАН), Р.Н. Бардаков (ИПМех РАН), А.Ю. Ильиных (ИПМех РАН), М.А. Котов (ИПМех РАН), В.Е. Прохоров (ИПМех РАН), А.Ю. Садилин (ИПМех РАН), Е.Г. Скланский (ИПМех РАН).

НАУЧНАЯ ПРОГРАММА:

- Системы фундаментальных уравнений и конститутивные модели течений сложных сред;
 - Методы математического и лабораторного моделирования течений;
 - Волны, вихри, турбулентность и лигаменты в течениях жидкостей и газов;
 - Механика простых и сложных жидкостей с фазовыми переходами, газожидкостных систем и суспензий, включая течения в электрических или магнитных полях и в экстремальных условиях высоких и низких температур;
 - Электрогидродинамика;
 - Техника современного эксперимента;
 - Технические и технологические приложения.
-

Российская академия наук
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН
СЛС Прайм Технолоджи
Научные приборы и системы

ORGANIZERS:
Russian Academy of Sciences
Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS

INTERNATIONAL PROGRAM COMMITTEE:

Prof. Yu.D. Chashechkin (co-chair), Corr.m. RAS S.E. Yakush (co-chair), Corr.m. RAS D.A. Gubaidullin (deputy chair), Prof. S.F. Urmacheev (deputy chair), E.V. Esina (sci. secr.), Prof. T. Bodnar (Czech), Dr. O.G. Chkhetiany, Prof. Hyo Choi, Dr. E.V. Ermanyuk, Prof. P. Fraunie (Fra), Prof. Ya. Fukumoto (Jap), Corr.m. RAS A.M. Gaifullin, Ph.D. M.N.Galimzyanov, Dr. O.N.Goncharova, Prof. A. Herczynski (USA), Acad. D.M. Klimov, Ph.D. M.A. Kotov, Prof. A.D. Kosinov, Prof. T.P.Lubimova, Dr. A.I.Mizev, Prof. A.N. Osiptsov, Prof. R.M. Vilfand, Dr. A.G. Zatsepin, Corr.m. RAS N.M. Zubarev

SCIENTIFIC PROGRAM:

- Systems of fundamental equations and constitutive models of complex media flows;
 - Methods of mathematical simulation and laboratory modeling of flows;
 - Waves, vortices, turbulence and ligaments in fluid and gas flows;
 - Mechanics of simple and complex liquids with phase transitions, gas- fluid systems and suspensions, including flows in external electric or magnetic fields and extreme conditions of low and high temperature;
 - Electrohydrodynamics;
 - Technique of modern experiment;
 - Engineering and technological applications.
-

Russian Academy of Sciences
Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics RAS
SLS Prime Technology
Scientific instruments and systems

ПРЕДИСЛОВИЕ

В организации работы ежегодной международной конференции «Волны и вихри в сложных средах» в 2024 г. произошли некоторые изменения – в силу ряда обстоятельств даты проведения были перенесены с начала декабря на последнюю декаду ноября, а продолжительность работы увеличена с трех до четырех дней. Перенос сроков оказал негативное влияние, совпадение дат проведения нескольких однотипных конференций привело к снижению числа представленных докладов со 126 в 2023 до 95 в 2024. Увеличение длительности работы позволило предоставить всем докладчикам – и зрелым ученым, и молодым научным сотрудникам – одинаковые временные рамки, базовые 15 мин. Тематика докладов включала основные разделы современной механики жидкостей – колебания и волны, стратифицированные течения, горение, в том числе с учетом эндо- и экзотермических химических реакций, дозвуковые и сверхзвуковые течения, состояние и динамика атмосферы и океана и др.

Всего на конференции в числе авторов и соавторов докладов оказалось 43 доктора и 50 кандидатов наук. Внимание, которое уделяется развитию университетских лабораторий, расширение форм проведения научных исследований с привлечением студентов и старших, и младших курсов, или по современной терминологии – слушателей бакалавриата, специалитета и магистратуры, отразилось в составе участников конференции. Активность создания новых лабораторий отражает изменения в составе участников конференции, на которой 65 докладов были представлены учеными моложе 35 лет. Наибольшее число докладов – четыре – прочитал А.Ю. Ильиных (два индивидуально, два совместно с отечественными и зарубежными аспирантами) по визуализации картины слияния свободно падающей капли с жидкостью. Традиционно, нескольким докладом был дан статус «приглашенный»: Член-корр. РАН А.М. Гайфулин и Ю.Н. Свириденко сделали доклад «Вихревой след за пассажирским самолетом» – 40 мин., член-корр. РАН С.Е. Якуш (с соавт.) – «Волны горения в ячейке Хелешоу: ячейки, колебания, бифуркации» – 30 мин., доктор А.И. Федосеев «Принцип минимизации для аналитического решения турбулентного течения в канале» (Ультра Квантум Инс. Хантсвилль, США) – 30 мин., профессор Ю.Д. Чашечкин – «Тонкая структура, динамика, энергетика и микротермодинамика течений неоднородных жидкостей и газов» – 20 мин. Международный статус конференции поддержали представители Алжира, Беларуси, Мьянмы, Сирии, США. В программе впервые появилась секция «Научные приборы и системы», на которой представители ЗАО «СЛС Прайм Технолоджи» и ООО «Научные приборы и системы» рассказали о новых достижениях в разработке лабораторного измерительного оборудования и создания осветительных систем, удобных для проведения гидродинамических исследований.

География участников оказалась достаточно широкой – участники приехали из 17 институтов Москвы, Барнаула, Долгопрудного, Екатеринбурга, Жуковского, Казани, Калининграда, Краснодара, Красноярска, Нижнего Новгорода, Новосибирска, Перми, Саранска, Севастополя, Уфы, Шатуры, Ярославля. Многообразие тем, новые подходы, широкая география сохраняли интерес к участию в заседаниях, аудитория была достаточно полной, активные обсуждения шли в течение всего срока работы конференции.

В отсутствие целевого финансирования научных конференций, Оргкомитет считает своей приятной обязанностью выразить признательность всем участникам, и представившим новые научные инструменты и доклады, и пришедшим реально поддержать открытый обмен достижениями, вопросами и научными суждениями – инструмент контроля оригинальности и ценности полученных результатов, качества новых идей, поиска решений традиционных и вновь возникающих научно-практических проблем.

Поскольку, в силу сложившихся обстоятельств, сборник материалов публикуется после окончания конференции-школы, сообщаем о принятом решении участников продолжить работу данной ежегодной серии в начале декабря 2025 года.

Оргкомитет

ТЕЧЕНИЕ ВБЛИЗИ ПЕРЕДНЕГО ФРОНТА СМАЧИВАНИЯ ТОНКОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ НА СУПЕРГИДРОФОБНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

А.И. Агеев, А.Н. Осипцов

Научно-исследовательский институт механики МГУ имени М.В. Ломоносова

aaageev@mail.ru, osiptsov@imec.msu.ru

ВВЕДЕНИЕ

Рассматриваются течения в окрестности границы (фронта смачивания) тонкого слоя вязкой жидкости, движущейся в поле силы тяжести по наклонной, вертикальной и горизонтальной супергидрофобной поверхности (СГП), на которой задано граничное условие проскальзывания Навье [1]. В рамках приближения стоксовой пленки с локальным учетом продольного градиента давления и/или поверхностного натяжения для каждой геометрии стекания жидкости получены асимптотические уравнения, описывающие автомодельные решения типа бегущего фронта для формы поверхности пленки и распределения параметров течения в окрестности движущегося фронта смачивания на СГП. Получены явные выражения для продольной и поперечной компонент вектора скорости жидкости на СГП. Для обычной поверхности без проскальзывания ранее в литературе рассматривался вопрос об определении формы поверхности слоя вблизи движущегося фронта смачивания [2].

Для уравнений, описывающих форму поверхности тонкого слоя на СГП, исследованы решения «внешней» задачи, где влиянием поверхностного натяжения можно пренебречь. Для случая горизонтальной СГП найдено аналитическое решение типа бегущего фронта для формы поверхности слоя, удовлетворяющее условию нулевой толщины слоя на фронте смачивания. Для случая наклонной, в том числе вертикальной, СГП построены решения типа кинематических волн со скачком толщины на движущемся фронте смачивания. Численно получена и исследована картина линий тока вблизи фронта смачивания на горизонтальной СГП.

Исследованы решения типа бегущего фронта «внутренней» задачи о форме поверхности слоя на СГП, где учитывается влияние поверхностного натяжения. При построении решения использована модель тонкого предвестника (прекурсорного слоя) за фронтом смачивания, которая позволяет устранить неинтегрируемую особенность в решении на фронте смачивания. Для уравнения, соответствующего наклонной СГП, в пренебрежении поверхностным натяжением найдено аналитическое решение уравнения для формы поверхности слоя, удовлетворяющее условию заданной толщины перед фронтом смачивания и условию нулевой толщины на фронте смачивания либо асимптотическому условию заданной толщины предвестника за фронтом смачивания, что соответствует течению по смоченной поверхности. При учете поверхностного натяжения аналитическое решение уравнения для формы поверхности слоя на СГП, удовлетворяющее асимптотическим условиям для толщины слоя вдали от фронта, построить не удастся. В этом случае с использованием численного алгоритма, основанного на методе конечных разностей, построены численные решения.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 1 представлена картина линий тока вблизи фронта смачивания, рассчитанная для течения в слое на горизонтальной и наклонной СГП без учета поверхностного натяжения. Верхняя линия тока соответствует поверхности слоя, z – нормальная к СГП координата, X – автомодельная координата на подстилающей поверхности. Для других значений параметра b , характеризующего безразмерную длину скольжения супергидрофобной поверхности, картина линий тока подобна представленным на рисунке.

На наклонной СГП картина линий тока представлена в универсальных координатах, учитывающих толщину слоя вдали от фронта смачивания и угол наклона СГП.

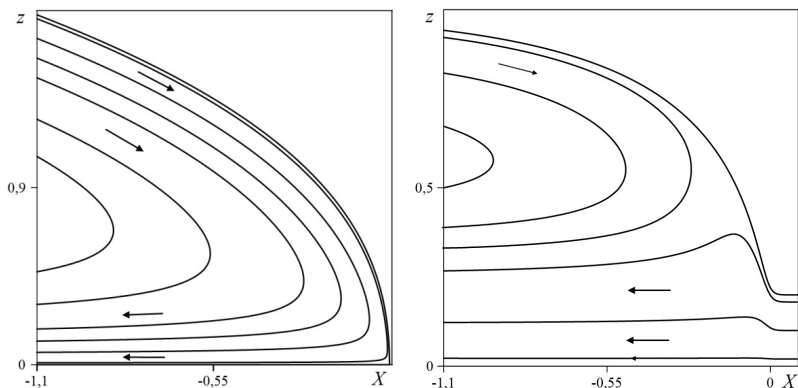


Рис. 1. Картина линий тока на горизонтальной СГП при $b = 0.3$ (слева), картина линий тока на наклонной СГП при $b = 0.1$ и толщине предвестника 0.2 (справа)

В случае, когда слой жидкости движется по наклонной СГП, в том числе обычной поверхности, жидкость из области предвестника втекает в набегающий слой. При уменьшении толщины предвестника область втекания исчезает, и картина линий тока становится подобной представленной для горизонтальной СГП.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена по госбюджетному плану МГУ имени М.В. Ломоносова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агеев А.И., Осипцов А.Н. Макро- и микрогидродинамика вязкой жидкости вблизи супергидрофобной поверхности // Коллоидный журнал. 2022. Т. 84. № 6. С. 380.
2. Moriarty J.A., Schwartz L.W., Tuck E.O. Unsteady spreading of thin liquid films with small surface tension // Phys. Fluids A. 1991. V. 3(5). P. 733.

Агеев Алексей Игоревич, aaageev@mail.ru

Осипцов Александр Николаевич, osiptsov@imec.msu.ru



ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛНЫ ДАВЛЕНИЯ В ФОРМЕ «СТУПЕНЬКА» В ТРУБЕ СО СФЕРИЧЕСКИМ ПУЗЫРЬКОВЫМ КЛАСТЕРОМ

У.О. Агишева, М.Н. Галимзянов

Институт механики им. Р.Р. Мавлютова Уфимского федерального
исследовательского центра РАН, Уфа

monk@anrb.ru

В данной работе численно исследовано взаимодействие волны давления типа «ступенька» со сферическим газожидкостным кластером в цилиндрическом канале, заполненной жидкостью. Показано, что кластер генерирует уединенную волну давления большой амплитуды. Изучено влияние пузырькового кластера на динамику многократного отражения волны давления от границ цилиндрического канала. Получено хорошее согласование результатов численных расчетов с экспериментальными данными.

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] исследуется взаимодействие плоской ударной волны с сферическим пузырьковым кластером в жидкости. В результате было показано, что это взаимодействие порождает уединенную волну давления с амплитудой, превышающей амплитуду начального возмущения. Важно отметить, что структура этой уединенной волны зависит от параметров кластера, амплитуды ударной волны и соотношения диаметров кластера и рабочего участка. В следующей работе того же автора [2] было проведено экспериментальное исследование эволюции и структуры ударной волны умеренной амплитуды в жидкости с пузырьковыми кластерами, полученные данные о скорости и структуре таких ударных волн сопоставлены с теоретическими моделями. Экспериментально показано, что для волн небольшой амплитуды уравнение Буссинеска хорошо описывает структуру переднего фронта осциллирующей ударной волны. Кроме того, было обнаружено, что резонансное взаимодействие пузырьковых кластеров в ударной волне может привести к увеличению амплитуды осцилляций в ней.

Задача о создании гидроакустических аналогов лазерных систем, способных фокусировать энергию волн в жидкости, является перспективной с точки зрения практических приложений. Эти системы могут поглощать и увеличивать амплитуду внешнего воздействия, затем излучая его с возможной концентрацией энергии в определенном направлении [3]. Исследования также охватывают анализ фокусировки энергии волн в пузырьковых средах. Например, авторы работы [4] изучают динамику распространения волновых возмущений в жидкости с пузырьковой завесой конечных размеров, демонстрируя увеличение амплитуды давления в зависимости от временной протяженности начального импульса внутри завесы. В других исследованиях [5] проводятся численные расчёты процесса «накачки» сферического пузырькового кластера и формирования в нем башнеобразного импульса давления. Экспериментально показано, что изменение объёмной концентрации газовой фазы позволяет регулировать координату фокусировки волны, причём амплитуда излучаемой кластером в жидкость волны может превышать амплитуду начального возмущения, вызывающего возбуждение кластера, на 1-2 порядка. Результаты численного моделирования падения ударной волны на пузырьковый кластер в форме полого цилиндра в жидкости и возникновения обратного излучения содержатся в работе [6].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим двумерные осесимметричные волновые возмущения в канале, заполненной водой, содержащем водовоздушной пузырьковой кластер. Центр кластера находится на оси канала и отстоит от границы $z=0$ на некотором расстоянии. Волновое движение в канале инициируется мгновенным повышением давления на границе $z=0$ от равновесного p_0 до некоторого амплитудного значения Δp_0 и поддерживается все время расчета. Требуется определить динамику волнового процесса в канале при $t>0$.

Для описания волнового движения, принимая общие допущения для пузырьковых жидкостей, была записана система макроскопических уравнений масс, числа пузырьков, импульсов и давления в пузырьках в приближении цилиндрической симметрии, которая подробно описана в [7]. Для получения численного решения система уравнений из [7] записывается в лагранжевых переменных. Алгоритм решения приведен в работе [4].

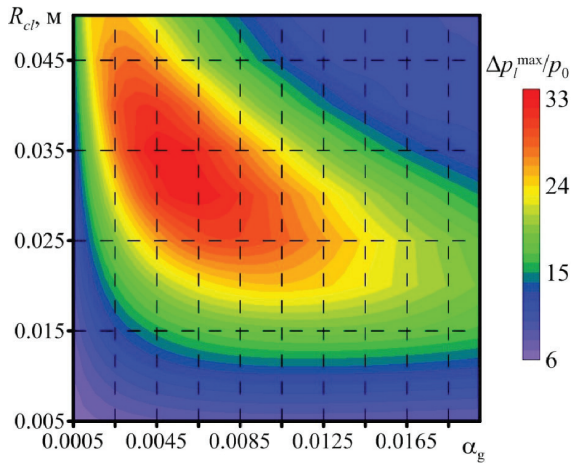


Рис.1. Зависимость максимального давления ($\Delta p_l^{\max}/p_0$) от радиуса кластера R_{cl} и объёмного содержания пузырьков α_{g0} для случая, когда сферический кластер расположен на оси канала.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 1 представлена карта зон реализации максимального давления в расчётной области в зависимости от начального объёмного содержания и протяжённости завесы. В данных расчётах радиус пузырькового кластера пробегал диапазон значений от 0.005 до радиуса канала, равного 0.05 м. Из представленного рисунка видно, что, как и в случае торцевого расположения пузырьковой области, существует три основные зоны. Это правая верхняя часть, которая отвечает для пузырьковые завесы максимального размера (для рассмотренного случая) и наибольшего объёмного содержания. Так называемая «нижняя» зона, где рассматриваются кластеры минимального размера (для рассмотренного случая). И средняя зона, которая располагается на диагонали (из левого верхнего угла в правый нижний угол) и чуть ниже её. В первой области геометрические размеры и большое объёмное содержание практически полностью «гасят» падающий волновой сигнал на рассматриваемых промежутках времени (это порядка 1 мс) и увеличение волнового сигнала не существенно. Во второй области же наоборот, из-за маленьких размеров пузырьковой области волновой сигнал практически «не чувствует» наличия на своём пути пузырьковой области и также увеличение амплитуды волны давления не существенно. Самым интересным является так называемая «диагональная» область, где возможны реализации высоких давлений. Для маленьких объёмных содержаний, разброс по геометрическим размерам пузырьковой области большой. Видно, что он начинается с 0.025 м до 0.05 м. Это говорит о том, что для данного диапазона размеров определяющим является объёмное содержание, которое регулирует скорость распространении волны в области. Но так как при таких содержаниях скорость порядка 400 м/с, расстояние 0.025 м и 0.05 м преодолеваются волной за короткое время. Далее, с увеличением объёмного содержания, уменьшается скорость распространении волны (для $\alpha_{g0} = 0.01$ она порядка 110 м/с) и сокращается диапазон геометрических размеров. Из-за падения скорости внутри пузырьковой области, увеличивается влияние протяжённости области. В итоге, отметим, что для получения высоких давлений необходимо подбирать комбинацию «объёмное содержание-протяжённость завесы». Правильно подобранная комбинация может как увеличить амплитуду начального волнового сигнала, так и существенно его ослабить.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построена карта областей реализации максимального значения давления в расчётной области от начального объёмного содержания пузырьков α_{g0} и протяжённости области по координате z . Было обнаружено, что при воздействии волны вида «ступенька» на сферический пузырьковый кластер в жидкости образуется уединённая волна давления, чья амплитуда значительно превышает амплитуду первоначальной волны.

Данная работа является продолжением исследований [8].

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России в сфере научной деятельности номер 124030400064-2 (FMRS-2024-0001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Донцов В.Е.* Взаимодействие ударной волны со сферическим газожидкостным кластером // Прикладная механика и техническая физика. 2004. Т. 45. № 1 (263). С. 3–11.
2. *Донцов В.Е.* Распространение волн давления в газожидкостной среде кластерной структуры // Прикладная механика и техническая физика. 2005. Т. 46. № 3 (271). С. 50–60.
3. *Кедринский В.К.* Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели. Новосибирск: Издательство СО РАН, 2000. 435 с.
4. *Галимзянов М.Н., Гималтдинов И.К., Шагапов В.Ш.* Двумерные волны давления в жидкости, содержащей пузырьки // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2002. № 2. С. 139–147.
5. *Кедринский В.К., Шокин Ю.И., Вишников В.А. [и др.]*. Генерация ударных волн в жидкости сферическими пузырьковыми кластерами // Доклады академии наук. 2001. Т. 381, № 6. С. 773–776.
6. *Кедринский В.К., Вишников В.А., Дудникова Г.И. [и др.]*. Фокусировка осциллирующей ударной волны, излученной торондальным облаком пузырьков // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2004. Т. 125, № 6. С. 1302–1310.
7. *Галимзянов М.Н.* Динамика импульсного сигнала в цилиндрическом канале с жидкостью, содержащем сферический пузырьковый кластер // Вестник Башкирского университета. 2022. Т. 27. № 2. С. 275–286.
8. *Галимзянов М.Н., Гималтдинов И.К., Кочанова Е.Ю.* Взаимодействие волны давления в цилиндрическом канале со сферическим пузырьковым кластером // Прикладная механика и техническая физика. 2023. Т. 64. № 2. С. 96–104.

Агишева Ульяна Олеговна, z_luka@list.ru

Галимзянов Марат Назипович, monk@anrb.ru



КОРОТКОВОЛНОВЫЕ АСИМПТОТИКИ РЕШЕНИЯ ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ С БЫСТРОМЕНЯЮЩЕЙСЯ СКОРОСТЬЮ

А.И. Аллилуева

Институт Проблем Механики РАН, Москва

esina_anna@list.ru

Описана коротковолновая асимптотика решения задачи Коши для волнового уравнения, причем скорость распространения волн меняется скачкообразно вблизи некоторой гиперповерхности. Предполагается, что характерная ширина скачка скорости существенно больше длины падающей волны. Результат работы – асимптотический ряд решения задачи Коши; он выражается в терминах новых геометрических объектов в классическом фазовом пространстве.

Аллилуева Анна Ивановна, esina_anna@list.ru



МОДЕЛИ ДИНАМИКИ МНОГОФАЗНЫХ СРЕД В ЗАДАЧАХ ЭВОЛЮЦИИ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ И ПЫЛЕВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ

И.А. Амелюшкин¹, Х. Мусса^{2}*

¹Центральный аэрогидродинамический институт имени профессора Н.Е. Жуковского, Жуковский

*²Московский физико-технический институт, Долгопрудный
mussa.kh@phystech.edu*

Эксперименты с плазменными кристаллами, проведённые на Международной космической станции (МКС), сыграли важную роль в продвижении нашего понимания фундаментальной физики. В условиях микрогравитации учёные могут изучать особенности динамики и состояния комплексной пылевой плазмы. Моделирование этих процессов поможет предсказать эволюцию звезд и галактик.

ВВЕДЕНИЕ

Условия микрогравитации на МКС имеют решающее значение для этого исследования. На Земле гравитация вызывает быстрое осаждение тяжёлых пылевых частиц, искажающее формирование плазменных кристаллов и затрудняющее проведение детальных исследований. Однако в условиях микрогравитации в космосе эти возмущения минимизируются, что позволяет микрочастицам равномерно заполнять весь объём кластера пылевой плазмы. Это даёт возможность наблюдать своеобразные физические эффекты.

Значимость этого исследования подчёркивается ростом научных публикаций. Плазменные кристаллы открывают новые возможности понимания фундаментальной физики материи, особенно в таких областях, как фазовые переходы, кооперативные явления и взаимодействия на мезо и наноуровне. Исследования сильно связанных сложных плазм в условиях микрогравитации открывают захватывающее новое поле для исследований — изучение кинетики саморганизации (как в потоках жидкости, так и при конденсации/кристаллизации), исследование кинетических свойств поверхностей (как стационарных, так и распространяющихся структур), а также изучение термодинамики однородных, неоднородных и стратифицированных систем на кинетическом уровне и др. [1-4]

Наряду с теоретическими аспектами исследование эволюции плазменных образования имеет и практическое применение, особенно в таких областях, как плазменная медицина. Принципы, выведенные из исследований плазменных кристаллов, применяются для разработки новых методов лечения ран, рака и других медицинских состояний. Кроме того, изучение пылевых плазм способствует нашему пониманию процессов саморганизации во Вселенной, подобных тем, которые управляют формированием планет

и галактик. Кроме того, эти процессы имеют важное прикладное значение, например, в улучшении процессов удаления пыли при производстве микрочипов, создании наноматериалов и развитии технологий очистки и стерилизации воздуха [5]

Будущие исследования структур плазмы и пыли должны сосредоточиться на нескольких ключевых областях. Во-первых, пылевые плазмы могут служить объектом изучения саморганизации благодаря своим простым состояниям равновесия и высоким скоростям диссипации. Важно исследовать, как формируются и поддерживаются диссипативные структуры, что потребует наличия достаточного количества частиц и источников энергии для компенсации диссипации. Исследования этих структур для понимания их уникальных свойств и нелинейных поведений представляет большой научный и практический интерес, включая изучение влияния особенностей открытой системы и зарядки пыли на нелинейные особенности плазмы. Кроме того, исследования помогут объяснить и описать процессы в формировании шаровой молнии и образование звёзд. Пыль и нейтральные частицы, вероятно, играют важные роли в этих процессах, и новые механизмы взаимодействия пыли могут влиять на текущее состояние исследований и возможности управлять рассмотренными процессами[6]

В заключение, эксперименты с плазменными кристаллами на МКС играют ключевую роль не только в научных открытиях, но и в разработке практических инноваций, которые могут принести пользу множеству отраслей — от технологий до медицины. Эти обстоятельства продолжают подчеркивать важность исследований космоса как жизненно важной платформы для углубления нашего понимания как Вселенной, так и практических задач, стоящих перед нами на Земле.

В настоящей работе развит оригинальный подход, позволяющий моделировать состояние скоплений частиц различных размеров в широких масштабах пространства и времени — от гравитационного сжатия облака частиц до образования черной дыры. Используются нестационарные уравнения Навье-Стокса, и метод многочастичного моделирования на основе используемых ранее гидродинамики сглаженных частиц и методов молекулярной динамики и броуновской динамики. Определены характерные времена, безразмерные параметры, характеризующие динамику рассмотренных процессов, на языке C++ написана программа, которая рассчитывает процессы динамики облака пылевой плазмы, и взаимодействие галактик, получены предварительные результаты компьютерного моделирования. Изменение импульса частиц описывается следующим выражением $\rho dV/dt = -nU - P + \psi \int IdV$, в которое входит потенциал взаимодействия частиц и некий тензор напряжений, зависящий от тензора скоростей деформаций, а также выражение, вызванное переизлучением частиц плазмы.

Цели и задачи: разработка новых моделей и методов расчёта состояния и эволюции кристаллов пылевой плазмы, формулировка безразмерных управляющих параметров в аэрокосмических технологиях, связанных с пылевыми плазменными образованиями.

В рамках исследования предполагаются эксперименты на международной космической станции и на разрабатываемой Российской орбитальной станции.

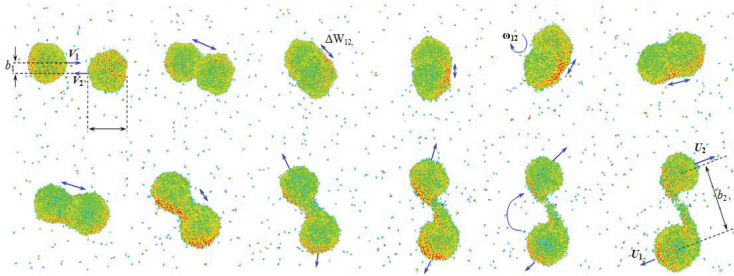


Рис. 1. Визуализация результатов моделирования взаимодействия скопления множества тел

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фильченков М.Л., Копылов С.В., Евдокимов В.С. Гравитация, астрофизика, космология: дополнительные главы курса общей физики: учебное пособие / Изд. 4-е. – М.: Ленанд, 2021. – 104 с.
2. Маров М.Я. Космос: от Солнечной системы вглубь Вселенной. – 2е изд., испр. и доп. М.: Физматлит, 2018. 544 с.
3. V. Fortov and G. Morfill, Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space (CRC, Boca Raton, FL, 2009).
4. Merlino, Robert L., and John A. Goree, editors. Dusty Plasmas in the Laboratory, Industry, and Space. World Scientific, 2004.
5. Nefedov, Anatoli P., et al. "Plasma Crystal Experiments on the International Space Station." Institute for High Energy Densities, Russian Academy of Sciences, 127412 Moscow, Russia; Centre for Interdisciplinary Plasma Science, Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, D-85740 Garching, Germany; Y. Gagarin Cosmonauts Training Centre, 141160 Star City, Moscow Region, Russia; SP Korolev RSC Energia, Korolev 141070, Moscow Region, Russia; Expedition 1 Crew, International Space Station (ISS); Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR), D-53227 Bonn, Germany; Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, IA 52242, USA; National Aeronautics and Space Administration (NASA).
6. Thoma, M. H., M. Kretschmer, H. Rothermel, H. M. Thomas, and G. E. Morfill. The Plasma Crystal. Centre for Interdisciplinary Plasma Science, Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, P. O. Box 1312, 85741 Garching, Germany.
7. Tsyтович, V. N. "Dust Plasma Crystals, Drops, and Clouds." Uspekhi Fizicheskikh Nauk, Russian Academy of Sciences.

Амелюшкин Иван Анатольевич, amelyushkin_ivan@mail.ru

Мусса Хосин, mussa.kh@phystech.edu



ЭФФЕКТ ПОРОГОВОЙ МОЩНОСТИ СТАБИЛИЗАЦИИ КОНВЕКТИВНОГО ФАКЕЛА НЕПРЕРЫВНОГО ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

В.Н. Андросенко

Институт проблем механики им. А.Ю. Иилинского РАН, Москва

androsenko@ipmnet.ru

Непрерывный оптический разряд (НОР) представляет собой плотную плазму, локализованную вблизи фокальной перетяжки сфокусированного лазерного луча. НОР находит применение в источниках широкополосного излучения высокой спектральной яркости, в которых плазма поддерживается излучением лазеров ближнего ИК диапазона в ксеноне и аргоне при высоком давлении [1]. Одним из решающих факторов, оказывающих влияние на стабильность плазмы НОР, являются периодические пульсации факела термогравитационной конвекции вокруг НОР с частотами порядка нескольких десятков герц [2]. Такие пульсации являются причиной колебаний излучательных характеристик плазмы. Известны способы подавления таких колебаний. Например, в работе [3] авторы добились стабилизации конвективного факела вокруг НОР в аргоне с помощью нагретого стержня или подогреваемой электричеством сетки, располагаемых снизу вблизи факела. Авторы патента [4] обнаружили, что конвективный факел вокруг НОР в ксеноне высокого давления прекращает свои колебания при внедрении в него конца теплопроводящего стержня. Также стабилизация конвективного факела НОР достигалась с помощью модуляции излучения лазера с частотой определенных резонансных акустических колебаний в разрядном объеме [5].

ВВЕДЕНИЕ

В данной работе обнаружен эффект стабилизации конвективного факела НОР при увеличении подводимой к НОР мощности лазерного излучения до определённого значения, при котором происходило уменьшение амплитуды колебаний факела с последующей полной его стабилизацией.

Для поддержания НОР в экспериментах использовался непрерывный волоконный иттербиевый лазер Raycus RFL-C1500 [6] с длиной волны $\lambda = 1.08$ мкм. НОР инициировался с помощью дугового разряда между вспомогательными электродами в кварцевых колбах диаметром от 14 до 44 мм наполненных ксеноном до давления от 8 до 13 бар.

Лазерный луч диаметром $d = 15$ мм подводился к разрядной колбе снизу с помощью алюминиевого поворотного зеркала, и фокусировался в колбе в центре промежутка между вспомогательными электродами с помощью кварцевой линзы с фокусным расстоянием $f = 50$ мм (параметр фокусировки $f/d = 3.3$).

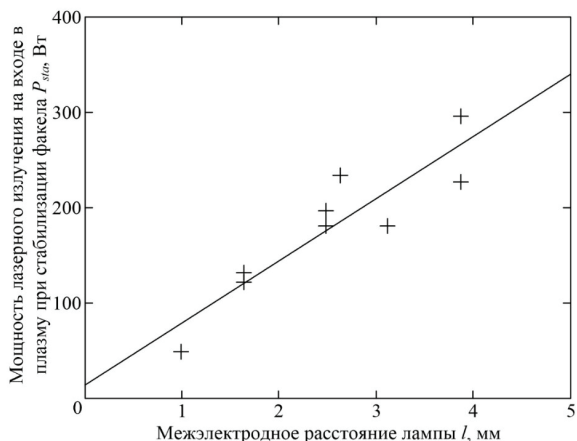


Рис. 1. Данные по пороговой мощности лазерного излучения $P_{вх}$ при которой происходит стабилизация конвективного факела НОР в Хе, в зависимости от расстояния между электродами l . Линия показывает аппроксимацию данных методом наименьших квадратов.

Для наблюдения пульсаций получали теневое изображение конвективного факела. Теневой прибор состоит из лазерно-плазменного источника широкополосного излучения ЛПИ-50 [1], свет от которого коллимировался и проходил через зону вокруг НОР. Прошедшее излучение проецировалось линзой на экран обратной проекции. Изображение регистрировалось скоростной камерой Optonix CP70-1-M/C-1000 со скоростью 1000 кадров в секунду. Температура колбы измерялась с помощью тепловизора Flir E60.

Полученные пороговые мощности лазерного излучения, при которых наблюдался эффект полной стабилизации конвективного факела НОР при установившейся температуре колбы, представлены на графике Рис. 1 в зависимости от расстояния между вспомогательными электродами.

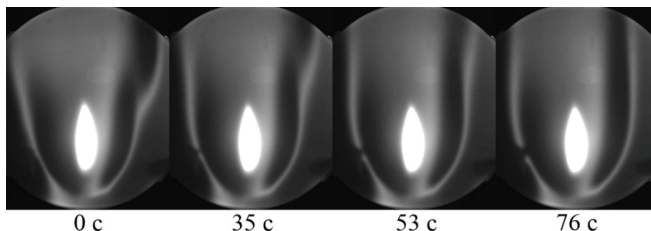


Рис. 2. Последовательность теневых изображений конвективного факела вокруг НОР в определённой фазе конвективной пульсации, показывающая постепенное уменьшение её амплитуды в течение 76 с после достижения пороговой мощности стабилизации.

На рисунке 2 представлены фотографии определённой фазы периода колебаний факела термогравитационной конвекции в процессе затухания колебаний в течение 76 секунд после момента установки пороговой мощности стабилизации.

В процессе стабилизации пульсация не меняет своей частоты, наблюдается только постепенное уменьшение амплитуды пульсаций до полного их прекращения. Как показали исследования, пороговая мощность стабилизации конвективных пульсаций достигается, когда диаметр факела становится равен или немного больше расстояния между вспомогательными электродами. В одном из случаев разряд поддерживался в колбе большого диаметра, расстояние между электродами в которой ($d = 18$ мм) было в несколько раз больше диаметра конвективного факела во всём диапазоне доступных мощностей лазерного излучения. В этом случае эффекта стабилизации не наблюдалось.

Во всех случаях, когда удалось добиться эффекта стабилизации, наименьшая пороговая мощность стабилизации достигалась, когда плазма НОР располагалась точно на оси электродов посередине между ними. При таком расположении электроды нагревались её излучением до максимальной температуры $T_{el} = 1500$ К. При такой температуре вокруг электродов формируется дополнительный конвективный поток со скоростями до 10-15 см/с. Совокупность полученных экспериментальных данных позволяет сделать предположение, что стабилизация конвективного факела происходит по мере формирования дополнительного конвективного потока вокруг электродов. Известно, что присутствие дополнительного конвективного потока вокруг факела может подавить его колебания [1].

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации 124012500440-9) с использованием оборудования, полученного по программе обновления приборной базы Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зимаков В. П., Кузнецов В. А., Лаврентьев С. Ю., Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Шилов А. О., Якимов М. Ю.* Новые возможности применения оптических разрядов в аэрофизическом эксперименте // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2016. Т. 17. № 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2016-17-2/articles/653/>
2. *Kotov M. A., Lavrentyev S. Y., Shemyakin A. N., Solovuyov N. G., Yakimov M. Yu.* Oscillations of convective flow around a continuous optical discharge in high-pressure xenon // Plasma Sources Science and Technology. 2022. Vol. 31, 12. 124002.
3. *Барановский А., Муха З., Перадзыньский З.* (Польша). Неустойчивость непрерывного оптического разряда в газах // Успехи механики. 1978. Т. 1. № 3. С. 125 – 147
4. Патент № 2 734 162 Российская Федерация, МПК H01J 61/02 (2006.01). Устройство и способ стабилизации излучения оптического разряда : № 2020118924, : заявл. 08.06.2020; опубл. 13.10.2020 / *Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю.* –12 с.
5. Патент № 2 734 111 Российская Федерация, МПК H01J 61/02 (2006.01). Способ предотвращения колебаний оптического разряда : № 2020118918, : заявл. 08.06.2020 : опубл. 13.10.2020 / *Соловьев Н. Г., Лаврентьев С. Ю., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю.* – 12 с.
6. <https://en.raycuslaser.com/view/2057.html> дата обращения 27.09.2024

Андросенко Владислав Николаевич, androsenko@ipmnet.ru



ГАЗОВЫЕ ПОТОКИ, ГЕНЕРИРУЕМЫЕ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИМ ОПТИЧЕСКИМ ПРОБОМ И «ТИХИМ» ОПТИЧЕСКИМ РАЗРЯДОМ

*В.Н. Андросенко**, *М.А. Котов*, *Н.Г. Соловьев*, *А.Н. Шемякин*, *М.Ю. Якимов*
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук, Москва
androsenko@ipmnet.ru

«Тихий» оптический разряд в ксеноне высокого давления представляет собой предпробойную стадию оптического разряда, поддерживаемого импульсно-периодическим (ИП) лазерным излучением ближнего инфракрасного диапазона. Разряд характеризуется малым поглощением лазерного излучения, малой диссипацией энергии порядка десятков микроджоулей в импульсе, а также относительно слабым и очень стабильным свечением по сравнению с другими ИП оптическими разрядами. Стабильность «тихого» разряда обусловлена не столько малой диссипацией энергии лазерного импульса, сколько структурой и направленностью генерируемых им газовых потоков.

При повышении интенсивности ИП лазерного излучения «тихий» разряд в отдельных периодах переходит в оптический пробой, для которого характерно значительно более высокое поглощение лазерного излучения и соответственно высокое собственное излучение плазмы.

Несмотря на потенциальную практическую важность этого явления «тихого» разряда, оно всё ещё остаётся малоизученным, работы, посвящённые ему, крайне немногочисленны [1-3]. Явление «тихого» разряда в этом отношении особенно интересно тем, что позволяет

наблюдать структурированные струйные течения с низкой степенью турбулентности, порождаемые разрядом данного типа.

Первое исследование «тихого» разряда было проведено в ксеноне под давлением от 8 до 16 бар [1]. Разряд поддерживался лазерным излучением предпробойной интенсивности на длине волны $\lambda = 1.064$ мкм. Было установлено, что для поддержания разряда необходимо сфокусированное ИП лазерное излучение с интенсивностью в области фокальной перетяжки порядка 10^9 Вт/см² при частоте повторения импульсов $\nu_p > 10$ кГц с высокой повторяемостью характеристик от импульса к импульсу при энергии импульсов порядка $E_p = 1$ мДж с длительностью $\tau \approx 100$ нс. Также в работе [1] были обнаружены квазистационарные газовые потоки из области разряда в направлении поперёк оптической оси лазерного луча. Кроме того, были зарегистрированы изменения распределения интенсивности в поперечном сечении лазерного луча после прохождения области «тихого» разряда вследствие дефокусирующего влияния тепловой линзы, создаваемой плазмой разряда. Если интенсивность в фокусе ниже пробойной, лавинного размножения электронов за время импульса не происходит. Основным механизмом поглощения выступает фотоионизация атомов, находящихся в высоких электронно-возбуждённых состояниях. Для собственного излучения разряда характерен сплошной спектр, подобный фоторекомбинационному. При этом поглощённая энергия составляет несколько десятков микрожоулей за импульс, как и в схожих экспериментах с фемтосекундными лазерными импульсами [3].

Для экспериментов с «тихим» разрядом и ИП пробоем в данной работе использовался волоконный лазер с длиной волны $\lambda = 1.064$ мкм и длительностью импульсов $\tau \approx 100$ нс FWHM. «Тихий» разряд инициировался в кварцевой колбе, наполненной ксеноном под давлением $p_{Xe} = 12$ бар. Луч, прошедший через колбу, попадал на измеритель мощности. Лазерный пучок фокусировался в центре колбы с параметрами фокусировки $f/d = 10.6, 7, 4.5, 3.5$. Съёмка теневой картины потоков в зоне разряда проводилась теневым прибором на основе шлирен-метода с помощью высокоскоростной камеры. В качестве точечного источника излучения для теневого прибора использовался лазерно-плазменный источник широкополосного излучения на основе непрерывного оптического разряда ЛПИ-50 [4].

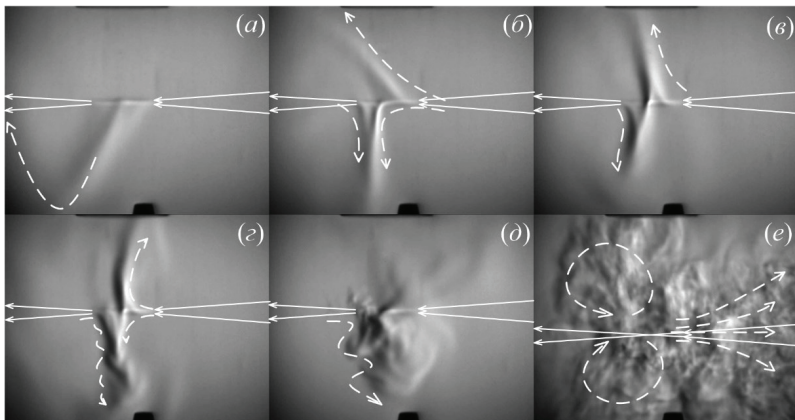


Рис. 1. Теневые фотографии режимов потоков «тихого» разряда (а)-(д) и потоков лазерного пробоя (е). $\nu_p = 26$ кГц, $E_p = 1$ мДж, $f/d = 10.6$ (стрелками указано направление и границы луча). (а), (б), (в) – квазистационарные ламинарные струйные потоки вокруг «тихого» разряда; (г), (д) – при увеличении интенсивности лазерного излучения струи осциллируют, быстро меняя направление; (е)– картина турбулентных потоков после серии оптических пробоев, расположенных вблизи перетяжки луча. Направления потоков указаны штриховыми линиями. Размер кадров 3.43×2.7 мм².

В случае «тихого» разряда было обнаружено четыре режима, различающихся видом структурированных потоков, исходящих от «тихого» разряда, по мере изменения его характеристик при переходе к сериям оптических пробоев – рис. 1, а-е. Такие режимы могут существовать стационарно при соответствующем подборе параметров интенсивности лазерного излучения, зависящей от энергии в импульсе и фокусировки. Первый режим - типичная картина для потоков «тихого» разряда – рис 1, а. Режим представляет собой относительно медленно движущуюся струю нагретого газа, исходящую из центральной точки разряда примерно со скоростью гравитационной конвекции, только в случайном направлении. При повышении частоты следования импульсов $\nu_p > 30$ кГц и/или при уменьшении интенсивности генерируемое разрядом струйное течение вырождается в поток обычной гравитационной конвекции, поднимающийся по всей длине разряда.

Во втором режиме стационарно генерируются два или три потока, исходящих из точек максимальной интенсивности вдоль перетяжки – рис 1, б, в. Потоки могут сталкиваться и объединяться, формируя две относительно стабильных струи, направленных в противоположные стороны поперечно оптической оси луча.

Третий режим возникает, когда одна или обе струи начинают осциллировать, причём точка, из которой выходит струя, может менять своё положение относительно разряда, вероятно, в связи с осцилляциями второго астигматического фокуса из-за влияния тепловой линзы – рис 1, г.

В четвёртом режиме, потоки случайным образом колеблются с увеличивающейся амплитудой, часто меняют направление, что указывает на приближение условий, при которых начинаются оптические пробои – рис 1, д.

ИП оптический пробой в результате множественных пробоев создаёт турбулентный газовый поток, направленный навстречу лазерному лучу – рис 1, е. Поток формируется в результате объединения разнонаправленных струй от отдельных пробоев в фокальной перетяжке лазерного луча. Преломление луча на градиентах плотности в турбулентном потоке вызывает нестабильность характеристик пробоя от импульса к импульсу. В результате колебаний точки максимальной интенсивности и изменений самой интенсивности от импульса к импульсу меняется место пробоя в перетяжке и, соответственно, направление микропотока, возникающего вследствие пробоя. Одновременно с основным потоком генерируется турбулентный кольцевой вихрь, движущийся в противоположном направлении. В условиях установившегося основного потока кольцевой вихрь сохраняет свое положение в разрядном объеме, поскольку газ в разрядном объёме в целом приходит в движение, увлекаемый основным потоком.

На рис. 2 представлен второй режим «тихого» разряда со схематичной визуализацией границ луча и интенсивности излучения вдоль оси лазерного луча. Определяющее влияние на структуру струйных потоков газа, генерируемых «тихим» разрядом оказывает структура перетяжки луча. Вследствие астигматизма в перетяжке образуется несколько локальных максимумов интенсивности лазерного излучения. «Тихий» разряд из-за выделяющегося в нём тепла действует на проходящий луч как рассеивающая тепловая линза. Зарождение струйных потоков происходит в трёх центрах повышенной интенсивности излучения, существование которых обусловлено совместным действием астигматизма и рефракции.

В экспериментах с «тихим» разрядом никогда не наблюдались газовые струи, исходящие из разряда вдоль оси лазерного луча, а тем более навстречу лучу, как в случае лазерного пробоя. Объяснение этому можно найти в рассмотрении динамики развития течений после лазерного пробоя в условиях низкого поглощения лазерного излучения. Подобная задача численно решалась в работе [5]. Направление газового потока при ИП лазерном воздействии определяется типом симметрии энерговыделения относительно направления лазерного луча. При сильном поглощении, когда обратный коэффициент

поглощения сравним с длиной плазмы, основной поток, образующийся при коллапсе области нагретого газа пониженной плотности, будет направлен в сторону большей плотности теплового излучения, то есть навстречу лазерному лучу. При слабом поглощении, как в «тихом» разряде, когда интенсивность излучения мало меняется от входа до выхода из плазмы, направления навстречу лучу и в обратную сторону равноправны.

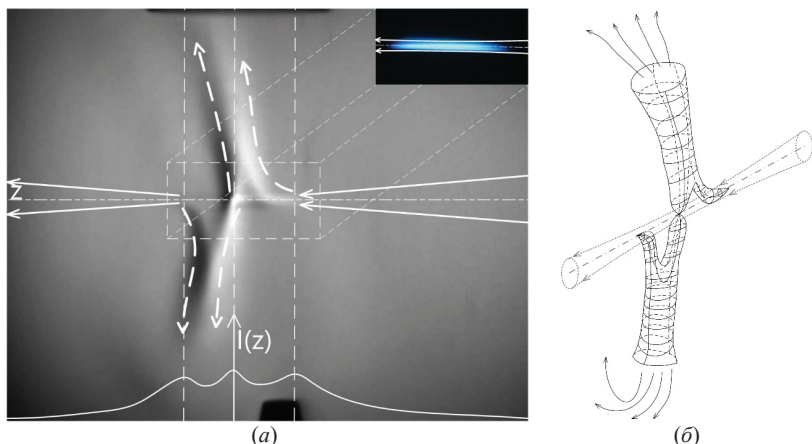


Рис. 2. (а) Теневая фотография картины квазистационарных струйных потоков «тихого» разряда. $\nu_p = 26$ кГц, $E_p = 1$ мДж, $f/d = 10.6$. Направления потоков указаны пунктирными линиями. График изменения интенсивности излучения $I(Z)$ вдоль оси лазерного луча Z показан в условных единицах сплошной белой линией у нижнего края фотографии. На врезке (верхний правый угол) показан общий вид «тихого» разряда и ход лучей в области перетяжки. Размер кадра 3.4×2.7 мм². Размер врезки 1×0.5 мм². (б) Схематичное 3D изображение картины струйных потоков, полученное на основе кадров высокоскоростной съёмки. Пунктирными линиями указано направление и границы лазерного луча. Сила тяжести направлена вниз.

В результате область пониженной плотности газа, формирующаяся после импульсного энерговыделения, коллапсирует симметрично. Встречные потоки с обоих концов симметричного пузыря, вытянутого вдоль оси луча, в центре объединяются и растекаются в стороны, поперечно к оси, в идеальном случае в виде радиально симметричного потока – рис 3. Небольшие отклонения от осевой симметрии ведут к тому, что поток не будет строго радиальным, а будет преимущественно направлен в какую-то сторону поперечно к оптической оси.

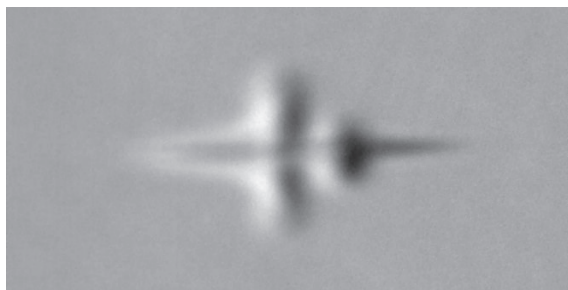


Рис. 3. Теневая фотография начального этапа «тихого» разряда в течение 1 мс, $\nu_p = 95$ кГц, $E_p = 6.8$ мДж, $f/d = 3.5$, $p_{хе} = 9$ бар. Размер кадра 2×1 мм².

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации 124012500440-9) с использованием оборудования, полученного по программе обновления приборной базы Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zimakov V. P., Kuznetsov V. A., Solovyov N. G., Shemyakin A. N., Shilov A. O., Yakimov M. Yu. Quasi-stationary convection in a periodic-pulsed optical discharge in high pressure rare gas // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. 815 012003. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/815/1/012003>
2. Тищенко В. Н., Грачев Г. Н., Павлов А. А., Смирнов А. Л., Павлов А. А., Голубев М. П. Газодинамические эффекты взаимодействия неподвижного оптического пульсирующего разряда с газом // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. № 1. С. 82 – 87
3. Lavrentyev S. Yu., Solovyov N. G., Shemyakin A. N., Yakimov M. Yu. Gasdynamic effects in optical discharges produced by periodic pulse femtosecond laser // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. 1250 012027. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1250/1/012027>
4. Зимаков В. П., Кузнецов В. А., Лаврентьев С. Ю., Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Шиллов А. О., Якимов М. Ю. Новые возможности применения оптических разрядов в аэрофизическом эксперименте // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2016. Т. 17. № 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2016-17-2/articles/653/>
5. Mahamud R., Tropina A.A., Shneider M. N., Miles R. B. Dual-pulse laser ignition model // Physics of Fluids. 2018. 30 (10): 106104. <https://doi.org/10.1063/1.5043295>

Андросенко Владислав Николаевич, androsenko@ipmnet.ru

Котов Михаил Алтаевич, kotov@ipmnet.ru

Соловьев Николай Германович, solovyov@lantanlaser.ru

Шемякин Андрей Николаевич, shemyakin@lantanlaser.ru

Якимов Михаил Юрьевич, yakimov@lantanlaser.ru



УСТОЙЧИВОСТЬ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ПЛАСТИНЫ С УГЛУБЛЕНИЯМИ РАЗЛИЧНОЙ КОНФИГУРАЦИИ НА ПОВЕРХНОСТИ

*Л.В. Афанасьев**, В.И. Лысенко, Б.В. Смородский, А.Д. Юзенас, А.А. Яцких
Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,

Новосибирск

l.afanasev@itam.nsc.ru

Предсказание положения ламинарно-турбулентного перехода в пограничных слоях имеет важное практическое значение. Считается, что турбулизация потока в пограничном слое происходит за счет возникновения и развития различных типов неустойчивых волн, их роста и взаимодействия друг с другом [1–4].

Одним из возможных методов влияния на устойчивость пограничного слоя является микропрофилирование поверхности обтекаемой модели. При этом глобальная картина обтекания изменяется слабо, но возможно влияние на течение внутри пограничного слоя. Такой подход успешно применяется при малых дозвуковых скоростях потока, в частности, для управления ламинарно-турбулентным переходом [5-9].

При высоких скоростях потока такой подход также применяется для управления течением в пограничных слоях. В последние годы особое внимание уделяется

использованию периодических по пространству углублений на поверхности обтекаемого тела. В работах [10,11] с помощью численного моделирования и линейной теорией гидродинамической неустойчивости изучено влияние малых углублений на поверхности стреловидного крыла на ламинарно-турбулентный переход сверхзвукового пограничного слоя. В этих исследованиях углубления на поверхности располагались параллельно передней кромки крыла. Показано, что такая модификация поверхности влияет на рост возмущений поперечной неустойчивости, характерной для течений трехмерных пограничных слоев. В работе [12] рассматривается возможность управления устойчивостью двумерного сверхзвукового пограничного слоя с помощью углублений на поверхности, расположенных поперек набегающего потока. И в расчетах по линейной теории устойчивости, и при прямом численном моделировании использовались только двумерные уравнения. Если в расчете по линейной теории устойчивости удалось незначительно стабилизировать возмущения 1 моды, то при более точных расчетах с помощью уравнений Навье-Стокса (когда учитывались рециркуляционные потоки внутри щелей и чередующиеся волны расширения и сжатия, индуцированные на краях щелей, что игнорировалось в расчетах по ЛТУ) добиться стабилизации первой моды не удалось.

В экспериментах [13] при сверхзвуковой скорости потока обнаружена стабилизация развития возмущений в пограничном слое пластины с продольными углублениями (слотами). Получено, что при наличии углублений возмущения пограничного слоя нарастают значительно медленнее по сравнению со случаем гладкой пластины. При этом глубина слотов влияет на этот эффект — при больших глубинах слотов рост возмущений близок ко случаю гладкой поверхности.

В данной работе представляются результаты расчетов по влиянию слотов малой глубины на поверхности пластины на развитие возмущений в пограничном слое при сверхзвуковой скорости набегающего потока. Исследования выполнены при условиях экспериментов. Рассматривается влияние глубины слотов и расстояния между ними на течение в пограничном слое. Изучено изменение среднего течения. С помощью нестационарного численного моделирования проведены исследования по нарастанию локализованного возмущения малой амплитуды при различных конфигурациях слотов. Также проведены расчеты с помощью линейной теории устойчивости, определены наиболее нарастающие волны для различных случаев конфигурации слотов.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-79-10167, <https://rscf.ru/project/23-79-10167/>. Работа выполнена на базе ЦКП «Механика» ИТПМ СО РАН. Численное моделирование проведено в программном комплексе FlowVision (ООО «ТЕСИС», <https://flowvision.ru/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Жигулев В. Н., Тумин А. М.* Возникновение турбулентности. Новосибирск: Наука, 1987. 282 с.
2. *Бойко А. В., Грек Г. Р., Довгаль А. В., Козлов В. В.* Возникновение турбулентности в пристенных течениях. Новосибирск: Наука, 1999. 327 с.
3. *Bippes H.* Basic experiments on transition in three-dimensional boundary layers dominated by crossflow instability // Progress in Aerospace Sciences. 1999. Vol. 35. P. 363-412.
4. *Kachanov Y. S.* Physical mechanisms of laminar-boundary-layer transition // Annual Review of Fluid Mechanics. 1994. Vol. 26. P. 411-482.
5. *Бойко А.В., Козлов В.В., Сызранцев В.В., Щербаков В.А.* Управление при помощи риблет ламинарно-турбулентным переходом в стационарном вихре на скользящем крыле // ПМТФ. 1996. № 1. С. 82-94.
6. *Grek G.R., Kozlov V.V., Titarenko S.V.* An experimental study on the influence of riblets on transition // J. Fluid Mech. 1996. Vol. 315. P. 31-49.

7. Grek G.R., Kozlov V.V., Titarenko S.V., Klingmann B.G.B. The influence of riblets on a boundary layer with embedded streamwise vortices // Phys. Fluids A. 1995. Vol. 7. No. 10. P. 2504-2506.
8. Устинов М.В. Управление ламинарно-турбулентным переходом на стреловидном крыле с помощью микрорельефа поверхности // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2018. №: 6. С. 43-54
9. Ustinov M., Ivanov A. Cross-flow dominated transition control by surface micro-relief // AIP Conf. Proc. 2018. Vol. 2027. P. 020013. <https://doi.org/10.1063/1.5065091>
10. Fedorov A., Novikov A. Stabilization of crossflow mode by grooves on a supersonic swept wing // Theor. Comput. Fluid Dyn. 2023. Vol. 37. P. 261-268
11. Новиков А.А., Погорелов И.О., Чувахов П.В. Численное моделирование неустойчивости поперечного течения на скользящем крыле с участком микропрофилирования // Уч. записки ЦАГИ. 2023. Т. 54, №1. С. 12-19
12. Zhao R. et al. Adv. Aerodyn. 2022. Vol. 4. P.15.
13. Лысенко В.И., Смородский Б.В., Косинов А.Д., Яцких А.А. Влияние глубины слотов на стабилизацию сверхзвукового пограничного слоя // Теплофизика и аэромеханика. 2024. Т. 31, №1. С. 77-85

Леонид Владимирович Афанасьев l.afanasev@itam.nsc.ru
 Владимир Иванович Лысенко vl@itam.nsc.ru
 Борис Владимирович Смородский smorodsk@itam.nsc.ru
 Алексей Анатольевич Яцких yatskikh@itam.nsc.ru



О СКОРОСТЯХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН В СРЕДАХ, ОПИСЫВАЕМЫХ МОДЕЛЮ ГУРТИНА–ПИПКИНА

В.Г. Байдулов

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва

bavd@ipmnet.ru

Рассматривается вопрос о скорости распространения волн в средах, описываемых уравнением с интегральной «памятью» [1,2]

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \int_0^t K(t - \tau) \Delta u \, d\tau$$

В одномерном случае, когда ядро интегрального оператора представляет конечную сумму экспонент

$$K = \sum_{i=1}^n A_i^2 \exp(-a_i t),$$

его решение для образов Фурье по пространственной переменной с волновым числом k подстановкой $v \sim \exp(\lambda t)$ может быть сведено к решению характеристического уравнения

$$-\frac{\lambda}{k^2} = f_1 + f_2 + \dots + f_n = \frac{A_1^2}{\lambda - b_1} + \frac{A_2^2}{\lambda - b_2} + \dots + \frac{A_n^2}{\lambda - b_n}, \quad b_i = -a_i$$

Анализ решения при $n = 1$ приводит к следующим выражениям для фазовой и групповой скорости волн

$$c_{ph} = \frac{1}{k} \sqrt{A^2 k^2 - \left(\frac{a}{2}\right)^2}, \quad c_g = \frac{k A^2}{\sqrt{A^2 k^2 - \left(\frac{a}{2}\right)^2}} \quad \text{и} \quad c_g c_{ph} = A^2$$

В пределе $k \rightarrow \infty$ фазовая и групповая скорости волн стремятся к одному и тому же значению, определяемому коэффициентом A

$$k \rightarrow \infty c_g, c_{ph} \rightarrow A$$

Асимптотический анализ корней характеристического уравнения для конечного числа экспонент в составе ядра показывает, что предельная скорость распространения волн оказывается конечной и определяется выражением

$$c_g^2 = A_1^2 + A_2^2 + \dots + A_n^2$$

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 24-61-00025 (<https://rscf.ru/project/24-61-00025/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gurtin M.E., Pipkin A.C.* Arch. Rational Mech. Anal. 1968. V. 31. №2. P. 113–126.
2. *Ivanov S., Pandolfi L.* Heat equation with memory: lack of controllability to rest // J. of Math. Anal. & Appl. 2009. doi: 10.1016/j.jmaa.2009.01.008

Байдулов Василий Геннадьевич, bayd@ipmnet.ru



АНАЛИЗ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СТЕРЖНЕЙ ПЕРЕМЕННОГО ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ В ЗАДАЧАХ ВОЗНИКНОВЕНИЯ СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ АКУСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА ТОЙ ЖЕ ФОРМЫ

В.Г. Байдулов, Пью Ко Ко*

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлнского РАН, Москва

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва

bayd@ipmnet.ru

В развитии ранее рассмотренной задачи [1] о собственных колебаниях газа в акустическом резонаторе цилиндрической формы, площадь поперечного сечения которого – периодическая функция продольной координаты, настоящая работа посвящена изучению поперечным колебаниям упругого стержня той же формы. Требуется определить, как изменяются собственные числа и формы поперечных колебаний стержня переменного сечения в зависимости от амплитуды дефекта и волнового числа профиля.

Поперечные колебания стержня описываются дифференциальным уравнением четвертого порядка

$$((1 - a \sin \pi bz)^2 U'')'' - (1 - a \sin \pi bz)^2 \mu U = 0, \quad (1)$$

где параметр a далее будет именоваться амплитудой дефекта стержня, b – местоположением и δ – шириной дефекта стержня.

В качестве крайевых условий берутся условия отсутствия нагрузок на концах стержня (свободные концы).

$$U''(0) = 0, U'''(0) = 0, U''(1) = 0, U'''(1) = 0 \quad (2)$$

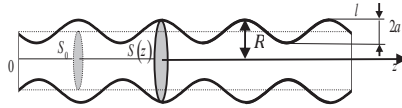


Рис. 1. Геометрия задачи

Решение задачи проводилось численно методом ускоренной сходимости [2], когда решение исходной ЗШЛ сводится к решению двух задач Коши. Алгоритм был реализован в виде программного комплекса, написанного в системе символьных вычислений Maple. В качестве начального значения собственного числа задачи (1), (2) выбирается собственное число задачи с нулевым дефектом ($a = 0$, стержень постоянного сечения). Тогда уравнение (1) принимает следующий вид:

$$U^{IV} - \mu U = 0 \quad (3)$$

Его общее решение записывается в виде суперпозиции тригонометрических и гиперболических функций

$$U(z) = C_1 ch \lambda z + C_2 sh \lambda z + C_3 \cos \lambda z + C_4 \sin \lambda z, (\lambda = \sqrt[4]{\mu}) \quad (4)$$

Эта система имеет нетривиальное решение в том случае, если ее определитель равен нулю

$$\cos \lambda = \frac{1}{ch \lambda}, \lambda_n \approx \frac{3\pi}{2}, \frac{5\pi}{2}, \frac{7\pi}{2}, \dots \quad (5)$$

Проведены расчеты собственных значений и собственных функций в случае монотонного убывания радиуса стержня ($b \leq 1/2$)

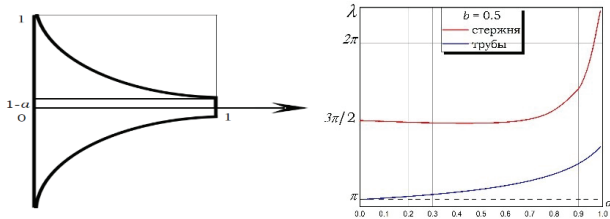


Рис. 2. Собственные числа для стержня с изменением периодического сечения радиуса с дефектом и зависимость собственные частот первого мода колебаний от "волнового числа" трубы для разных значений амплитуды дефекта.

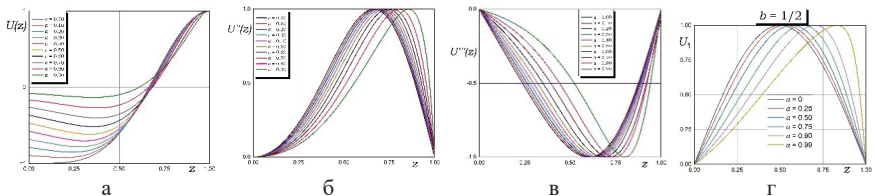


Рис. 3. Собственные функции для стержня с изменением периодического сечения радиуса с дефектом (а, б, в) и деформация профилей первой собственной моды при изменении амплитуды дефекта A для труб разного профиля (z).

Верификация расчетов проводилась через сравнение результатов с решением задачи для стержня экспоненциального профиля $r = r_0 \exp(\delta z)$, колебания которого описываются уравнением с постоянными коэффициентами

$$U^{IV} + 2\delta U''' + \delta^2 U'' - \omega^2 U = 0 \quad (6)$$

Его общее решение записывается в виде суперпозиции тригонометрических и гиперболических функций

$$U(z) = e^{-\frac{\delta}{2}z} (Ae^{\beta_1 z} + Be^{-\beta_1 z} + C \sin \beta_2 z + D \cos \beta_2 z)$$

Подстановка решения для форм колебаний в граничные условия. Граничные условия приводят (после приравнивания ее определителя к нулю) к вековому трансцендентному уравнению относительно спектрального параметра k .

Асимптотика ($\varepsilon \ll 1$): $\frac{\cos \lambda \operatorname{ch} \lambda - 1}{\sin \lambda \operatorname{sh} \lambda} = \varepsilon (\lambda = \sqrt[4]{\mu})$

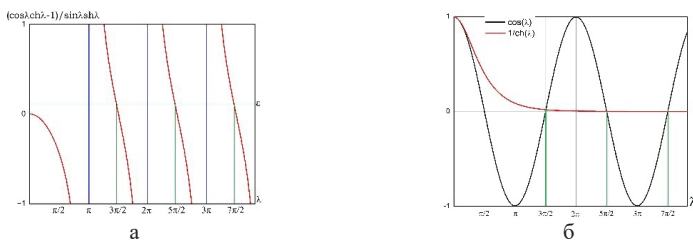


Рис. 4. Собственные числа для стержня с постоянным сечением (а) и экспоненциального сечения радиуса (б)

Численный анализ решений для стержней экспоненциального и периодического сечения дает следующие значения параметров:

Синусоидальный профиль трубы

$$\lambda_0 = 4.7300, \lambda_{0,1} = 4.7115, \lambda_{0,2} = 4.6948, \lambda_{0,3} = 4.6816, \lambda_{0,4} = 4.6734$$

Экспоненциальный профиль трубы

$$\lambda_0 = 4.7300, \lambda_1 = 4.7302, \lambda_{0,2} = 4.7306, \lambda_{0,3} = 4.7314, \lambda_{0,4} = 4.7324 (\exp)$$

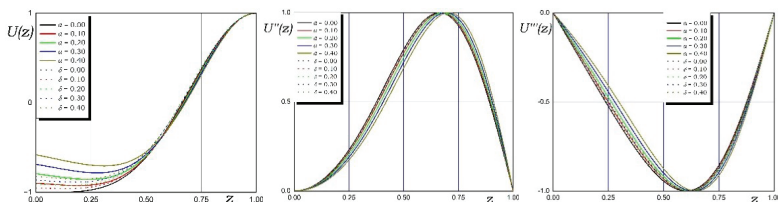


Рис. 5. Сравнения собственных функции для стержня периодического и экспоненциального сечения радиуса

Сходным образом ведут себя и собственные функции задачи.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Исследование выполнено в рамках госзадания № 124012500443-0 «Динамика сложных механических систем, управление движением летательных аппаратов и

подвижных объектов, робототехника и биомеханика, микромеханика, механика навигационных и гироскопических систем».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Пью Ко Ко*. Собственные колебания газа в резонаторе Гельмгольца с периодически изменяющимся поперечным сечением // ПИММ. 2023. Т. 87. Вып. 6. С. 1006-1013.
2. *Akulenko L.D., Nesterov S.V.* High Precision Methods in Eigenvalue Problems and Their Applications. Boca Raton: CRC Press, 2005. 255 p.

Байдулов Василий Геннадьевич, bayd@ipmnet.ru



ТЕНЕВАЯ КАРТИНА РАЗВИТИЯ КАВЕРНЫ ВЫЗВАННОЙ ПАДЕНИЕМ КАПЛИ В СТРАТИФИЦИРОВАННУЮ ЖИДКОСТЬ

Р.Н. Бардаков

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва

bard@ipmnet.ru

Изучение падения капли жидкости в воду является одним из ключевых и завораживающих явлений природы, которое привлекает внимание исследователей на протяжении многих столетий. Это явление имеет важное значение для различных областей науки и технологий, таких как гидродинамика, метеорология, фармацевтика и микроэлектроника.

Падение капли жидкости представляет собой процесс, в котором капля, обладающая определенным весом и объемом, падает под действием силы тяжести на поверхность другой жидкости. Это явление может быть описано с помощью законов гидродинамики, которые устанавливают взаимосвязь между различными параметрами, такими как плотность, вязкость, поверхностное натяжение и форма капли.

В метеорологии изучение падения капли играет важную роль для прогнозирования атмосферных осадков, а также для понимания процессов формирования облаков и их влияния на климат Земли. Кроме того, изучение падения капли необходимо для разработки технологий сбора и утилизации атмосферных осадков.

В фармацевтике и микроэлектронике изучение падения капли имеет отношение к созданию микро- и нано структур, а также к контролю процесса диспергирования веществ в жидкостях. Это позволяет создавать новые препараты и материалы с заданными свойствами и обеспечивает высокий уровень эффективности и безопасности их применения.

В данной работе с помощью теневых методов прослеживается эволюция течения, вызванного столкновением свободно падающей капли со стратифицированной жидкостью. Высота падения варьировалась от 30 до 100 см. Обращалось внимание как на малые времена развития течения, порядка времени жизни каверны [1], так и на большие времена, соответствующие глубокому погружению вещества капли в приемную жидкость. В опытах для создания капель использовалась жидкость разной плотности от пресной, более легкой, чем принимающая среда, до сильносоленой воды, соответствующей плотности на дне бассейна. Эксперименты проводились в бассейне размером 50x50x20 см с прозрачными окнами размером 39x39 см по большим сторонам. Окна выполнены из оптического стекла и именно через них осуществляется основная часть наблюдений. Бассейн заполняется до половины приемной жидкостью, которая использовалась в экспериментах: пресная вода,

солёная вода с заданной плотностью и стратифицированная жидкость. Стратификацию создавали на основе водного раствора поваренной соли методом непрерывного вытеснения.

Визуализацию фазовой картины течений осуществляли с помощью теневого прибора, оптическая ось которого проходит через центр окон бассейна. В ходе экспериментов использовались методы визуализации «щель-нож» и «щель-резьба». Во всех случаях щель располагалась вертикально.

Видео фиксация экспериментальных данных осуществлялась с помощью скоростной камеры. Видеозапись производилась на скорости 500 кадров в секунду.

Капли создавались с помощью насадки, прикрепленной к мачте, установленной над центром бассейна. Жидкость к соплу подавалась по трубкам из резервуара, закрепленного на возвышенности, под действием сил гравитации. Поток жидкости регулировался специальным клапаном и в проводимых экспериментах настраивался на частоту падения примерно одна капля каждые две минуты.

Съемка области интереса жидкости проводилась в автоматическом режиме. На пути капли расположен инфракрасный оптоэлектронный датчик. Показания датчиков считывались с частотой 1 МГц с помощью программируемого контроллера Arduino Uno R3.

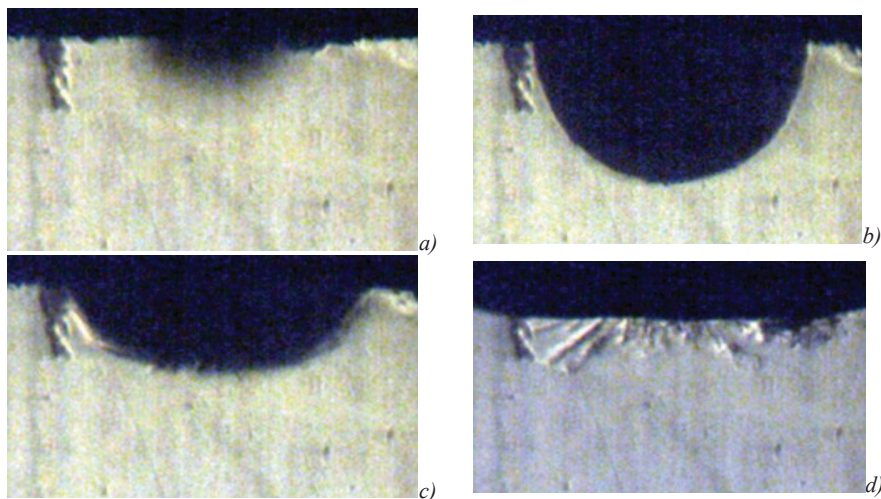


Рис. 1. Структура течений в стратифицированной жидкости.

Регистрация производилась на камеру, управляемую микроконтроллером. Созданная установка позволяет провести серию экспериментов в автоматическом режиме, изменяя задержку срабатывания камеры по заданной программе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ильиных А.Ю., Чашечкин Ю.Д. Гидродинамика контакта падающей капли со свободной поверхностью жидкости // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2016. № 2. С. 3–12.

Бардаков Роман Николаевич, bard@ipmnet.ru



СТРУКТУРА ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ ОКОЛО ВРАЩАЮЩЕГОСЯ В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ ДИСКА

Р.Н. Бардаков

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва

bard@ipmnet.ru

Проблема исследования течений жидкости около вращающихся поверхностей давно привлекает внимание учёных. Это связано с её большой прикладной значимостью. Учёт особенностей гидродинамики потока необходим при проектировании практически любого технического устройства, имеющего ротор, омываемый жидкостью или газом. К таким устройствам относятся газовые и паровые турбины, компрессоры и насосы, турбомашины трения, сепараторы и теплообменники, газовые подшипники и гироскопические приборы.

Простейшей моделью потока у вращающейся поверхности считается течение жидкости около вращающейся плоскости в свободном полупространстве. Классическое решение этой задачи, полученное в 1921 году Т. Карманом [1], положило начало теоретическим исследованиям течений жидкости у вращающихся поверхностей и в зазоре между ними. Характеристики течения, возбуждаемого вращающимся диском в жидкости, сложным образом зависят от начальных условий, формы и размеров твёрдых поверхностей, ограничивающих жидкость, и механических параметров самого диска.

Традиционно большое внимание уделяется анализу структуры и динамики течений за равномерно движущейся полосой как в однородных, так и в стратифицированных жидкостях, где наблюдается несколько характерных типов течений. Течение вблизи вращающегося диска в основном изучается непосредственно над его поверхностью в однородной жидкости.

Проведенные позже эксперименты подтвердили устойчивость элементов спиральной картины течения на вращающемся диске как в свободном пространстве [2], рядом с синхронно или встречно вращающимся диском [3] или расположенным внутри цилиндрического контейнера [4].

Поэтому следует отметить, что картины внешнего обтекания края вращающегося диска ранее не изучались. Такая задача представляет как практический интерес для изучения природы вихревых течений, так и методический как основа для интерпретации экспериментов по визуализации закрученных потоков однородных жидкостей.



Рис. 1. Течение около вращающегося диска.

Целью данной работы является экспериментальное исследование пространственной структуры внешнего течения, прилегающего к краю вращающегося диска в однородной и слабо стратифицированной среде. Основное внимание уделено анализу картины течения при вертикальном положении диска, когда ось вращения лежит в горизонтальной плоскости и течение можно наблюдать в различных проекциях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Von Karman*, (1921) T. Uberlaminare und turbulenz reibung. *ZAMM*, 1, 52-233.
2. *Imayama S., Alfredsson H.P., Lingwood R.J.* A new way to describe the transition characteristics of a rotating-disk boundary-layer flow // *Physics of fluids* 2012. V. 24. 031701
3. *Gauthieri, P. Gondret, F. Moisy and M. Rabaud* Instabilities in the flow between co- and counter-rotating disks // *J. Fluid Mech.* (2002), vol. 473, pp. 1-21.
4. *Cros A., Ali R., Le Gal P., Thomas P.J., Schouveiler L., Carpenter P.W., Chauve M.P.*, Effects of wall compliance on the laminar-turbulent transition of torsional Couette flow, *J. Fluid Mech.* 481, 177-186, 2003.

Бардаков Роман Николаевич, bard@ipmnet.ru



ОБЛАСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ РЕШЕНИЙ В ВИДЕ ВОЛН-СТУПЕНЕК В СТЕКАЮЩЕЙ ВЯЗКОЙ ПЛЁНКЕ

А.Н. Белоглазкин, И.В. Шишкин

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва
beloglazkin@yandex.ru, shishkin.ignacy@yandex.ru

Волновые режимы, возникающие в течениях плёнок вязкой жидкости, представляют огромный интерес в области нелинейной теории гидродинамической устойчивости. Жидкие плёнки широко применяются в промышленности. Волновая структура поверхности способствует ускорению физико-химических процессов на границе раздела газ-жидкость.

П.Л. Капица положил начало экспериментальному и теоретическому исследованию [1]. Первая математическая модель, учитывающая нелинейность явления, была предложена В.Я. Шкадовым [2]. Были получены решения в виде уединённых волн [3]. Система эволюционных уравнений Капицы-Шкадова легла в основу изучения подобных течений. Теория, метод решения и основные результаты изложены в работах [4-6]. На данный момент модель Капицы-Шкадова занимает почётное место в области изучения течений в стекающих плёнках [7].

ОБЛАСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ

Рассматривается течение тонкой плёнки вязкой жидкости вдоль внешности вертикального цилиндра. Численно исследуются волновые режимы с волнами-ступеньками. Было построено множество решений для различных значений параметров задачи. Накопленные данные позволили выявить общие черты солитонов и волн-ступенек. Удалось построить области существования решений для режимов с волнами-ступеньками:

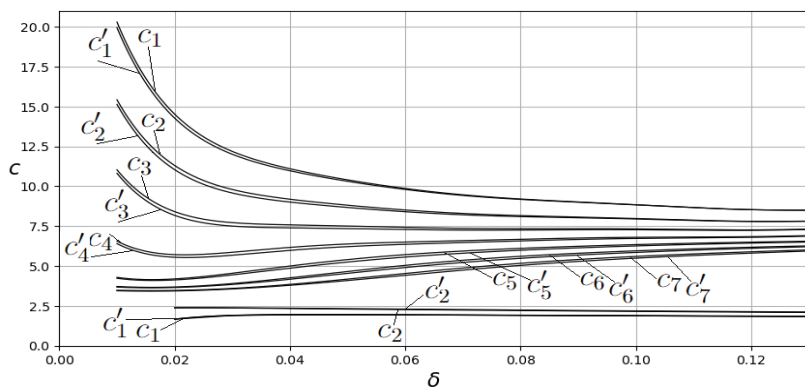


Рис. 1. Области существования первых семи семейств быстрых волн «сжатия»: полосы $(c_1, c'_1), (c_2, c'_2), \dots, (c_7, c'_7)$; и первых двух семейств медленных волн «сжатия»: полосы $(c_1, c'_1), (c_2, c'_2)$ - эти полосы практически сливаются в одну линию, так как отличие фазовых скоростей составляет для них величину порядка 10^{-3} и меньше, при $\gamma = 2700, \varepsilon = 0.1$. Параметр c соответствует безразмерной фазовой скорости волны, а δ – безразмерный параметр, характеризующий действующие силы

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. П. Л. Катица. Волновое течение тонких слоёв вязкой жидкости. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. Том 18-19, выпуск 1, М., 1948-1949.
2. Шкадов В.Я., Волновые режимы течения тонкого слоя вязкой жидкости под действием силы тяжести // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1967. № 1, С. 43-51.
3. Шкадов В.Я. Уединенные волны в слое вязкой жидкости. // Изв. АН СССР, МЖГ. 1977, № 1, с. 63-66.
4. Бунов А.В., Демехин Е.А., Шкадов В.Я. О неединственности нелинейных волновых решений в вязком слое. // ПММ, 1984, Т. 48, № 4, С. 691-696.
5. Бунов А.В., Демехин Е.А., Шкадов В.Я. Бифуркации уединенных волн в стекающем слое жидкости. // Вестник Моск. Ун-та, сер. 1, Матем. Механика, 1986, № 2, С. 73-78
6. Шкадов В.Я., Белоглазкин А.Н., Герасимов С.В. Уединенные волны в пленке вязкой жидкости, стекающей по тонкому вертикальному цилиндру // Вестник Московского университета. сер. 1. Математика и механика, 2008, № 5, с. 39-45
7. S. Kalliadasis, C. Ruyer-Quil, B. Scheid, M.G. Velarde. Falling liquid films // Springer-Verlag London Limited, 2012.

Белоглазкин Александр Николаевич, beloglazkin@yandex.ru
 Шишкин Игнат Владимирович, shishkin.ignacy@yandex.ru



О ВЛИЯНИИ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ФОРМИРОВАНИЕ РЯБИ ФАРАДЕЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ВЯЗКОЙ ПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ

Д.Ф. Белоношко
 Ярославский государственный университет им. П.Г.Демидова Ярославль
belonozhko@mail.ru

ВВЕДЕНИЕ

В 1831 М. Фарадей экспериментально описал формирование складок и ячеек – ряби Фарадея - на горизонтальной поверхности жидкости в вертикально осциллирующем контейнере [1]. Это явление изучалось и теоретически и экспериментально в контексте самых разных приложений, академических рассмотрений и интерпретаций. Наиболее трудоемким является моделирование феномена с учетом вязкости жидкости [2]. Тем более сложно включать в рассмотрение дополнительные силовые поля, влияющие на динамику свободной поверхности. В настоящей работе в качестве такого дополнительного фактора рассмотрено электрическое поле, индуцирующее на проводящей поверхности жидкости электрический заряд. Возникающие электрические пондеромоторные силы существенно влияют на динамику развития волновых возмущений на свободной поверхности, и в частности, на образование ряби Фарадея [3]. С помощью методики, описанной в [3], исследовалось влияние электрического поля на пороговое значение амплитуды вертикальных вибраций, выше которой диссипация не в состоянии подавить образование ряби Фарадея. Сравнивалась эффективность влияния электрического поля для главного и вторичного параметрического резонанса.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ

Принималось, что проводящая жидкость с поверхностным натяжением γ , плотностью ρ и кинематической вязкостью ν заполняет нижнее полупространство $z < 0$ в декартовой прямоугольной системе координат $Oxyz$ с осью Oz направленной вертикально вверх против действия поля силы тяжести g . Система отсчета является неинерциальной и совершает вместе с жидкостью малые гармонические колебания с циклической частотой 2ω и амплитудой a относительно инерциальной системы, отнесенной к Земле. В верхнем полупространстве создается вертикальное однородное электрическое поле с напряженностью E_0 , индуцирующее на заряженной поверхности электрический заряд. Исследовалась устойчивость системы по отношению к малым волновым возмущениям свободной поверхности жидкости $z = \xi(t, x) - \exp(ikx)$ (t – время, k – волновое число). Для простоты полагалось, что распределения всех физических величин зависят только от горизонтальной координаты x , и не зависят от y .

Математическая формулировка задачи расчета иницированного поверхностным возмущением поля скоростей $\mathbf{U} \equiv \mathbf{U}(x, z, t)$, давления в жидкости $P \equiv P(x, z, t)$ и электрического потенциала $\Phi \equiv \Phi(x, z, t)$ над ней имеет вид [12-13]:

$$\begin{aligned} z > \xi: \quad & \Delta\Phi = 0; \quad (\nabla \cdot \mathbf{U}) = 0; \\ z < \xi: \quad & \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{U} + \mathbf{g} - 4a\omega^2 \mathbf{e}_z \cos(2\omega t); \quad (\nabla \cdot \mathbf{U}) = 0; \\ z = \xi: \quad & \frac{\partial \xi}{\partial t} + v_x \frac{\partial \xi}{\partial x} - v_z = 0; \quad \mathbf{n} \cdot ((\boldsymbol{\tau} \cdot \nabla) \mathbf{U}) + \boldsymbol{\tau} \cdot ((\mathbf{n} \cdot \nabla) \mathbf{U}) = 0; \\ & P - 2\rho\nu(\mathbf{n} \cdot ((\mathbf{n} \cdot \nabla) \mathbf{U})) + \frac{1}{8\pi}(\nabla\Phi)^2 - \gamma \nabla \cdot \mathbf{n} = 0; \quad \Phi = const; \\ & z \rightarrow -\infty: \quad \mathbf{U} \rightarrow \mathbf{0}. \end{aligned}$$

ПОРЯДОК РАСЧЕТА

Для решения задачи, использовалась методика [3]. Задача решалась в линейном приближении по амплитуде волнового возмущения. Составлялось уравнение границы зон устойчивости системы по отношению к параметрической раскочке на плоскости параметров (Ω^2, q) . Расчеты ограничивались рассмотрением границ первой и второй зон. Получено уравнение соответствующей составной кривой:

$$\begin{vmatrix} M_{-2} & -q & 0 & 0 \\ -q & M_0 & -q & 0 \\ 0 & -q & M_2 & 0 \\ 0 & 0 & -q & M_3 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} M_{-3} & -q & 0 & 0 \\ -q & M_{-1} & -q & 0 \\ 0 & -q & M_1 & -q \\ 0 & 0 & -q & M_3 \end{vmatrix} = 0;$$

$$M_n = (\Omega^2 - n^2 + 4in\delta + 4\delta^2 - 4\delta^{3/2}\sqrt{\delta + in});$$

$$\Omega^2 = \frac{k(1+k^2 - kW)}{\omega^2}; \quad W = \frac{E_0^2}{4\pi\sqrt{\rho g \gamma}}; \quad \delta = \frac{\nu k^2}{\omega}; \quad q = 2ak;$$

$$\omega = \sqrt{k(1+k^2 - kW)}.$$

Безразмерный параметр Ω равен отношению собственной частоты капиллярно-гравитационных волн на заряженной поверхности невязкой жидкости к половине частоты колебаний контейнера. Безразмерный параметр W пропорционален квадрату поверхностной плотности электрического заряда и описывает отношение электрических и лапласовских сил на гребнях волновых возмущений. В настоящей работе рассматривались значения $0 \leq W < 2$, при которых электрические пондеромоторные силы менее эффективны, чем капиллярные. Известное из работы [3] влияние W на пороговое для формирования ряби Фарадея значение амплитуды вибраций было исследовано в свете сравнения эффекта на главный и вторичный параметрический резонанс.

Расчеты показали, что вторичный резонанс в условиях параметрической раскачки ряби Фарадея подавляется электрическим полем слабее, чем главный. Эффект сглаживается при уменьшении вязкости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Faraday M.* XVII. On a peculiar class of acoustical figures; and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surfaces //Philosophical transactions of the Royal Society of London. – 1831. – №. 121. – P. 299-340.
2. *Kumar K.* Linear theory of Faraday instability in viscous liquids //Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. – 1996. – Т. 452. – №. 1948. – P. 1113-1126.
3. *Белоножко Д.Ф.* О Пороговом значении амплитуды вертикальных вибраций, вызывающих рябь Фарадея на заряженной поверхности вязкой жидкости// Известия РАН. Серия Физическая, 2024, том 88, № 1, с. 146–151.
4. *Френкель Я. И.* К теории Тонкса о разрыве поверхности жидкости постоянным электрическим полем в вакууме //Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1936. – Т. 6. – №. 4. – С. 347-350

Белоножко Дмитрий Федорович, belonozhko@mail.ru



ВНУТРЕННИЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ НЕСТАЦИОНАРНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ, В ОКЕАНЕ СО ФОНОВЫМИ СДВИГОВЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ

В.В. Булатов^{1}, М.А. Ильичева², И.Ю. Владимиров³*

¹ *Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва*

² *Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова, Москва*

Рассмотрена задача о генерации внутренних гравитационных волн локализованным осциллирующим источником возмущений в океане конечной глубины с фоновыми сдвиговыми течениями. Для построения аналитических решений в линейном приближении использованы модельные представления частоты плавучести и распределения сдвигового течения по глубине. В предположении Майлса-Ховарда построено интегральное представление решения в виде сумм волновых мод. С помощью метода стационарной фазы получено асимптотическое представление решения для отдельной моды. Изучена пространственная трансформация фазовых структур волновых полей в зависимости от частоты осцилляций источника возмущений и основных характеристике сдвиговых течений.

ВВЕДЕНИЕ

В реальном океане внутренние гравитационные волны (ВГВ) распространяются на фоне фоновых сдвиговых океанических течений, поэтому вертикальная и горизонтальная динамика сдвиговых течений в значительной степени связана с этими волнами. В океане такие течения могут проявляться, например, в области сезонного термоклина и оказывать заметное влияние на динамику ВГВ. Нестационарные или осциллирующие источники возмущений являются одним из механизмов генерации интенсивных внутренних гравитационных волн в природных (океан, атмосфера Земли) и искусственных стратифицированных средах. Такие источники возбуждения ВГВ могут иметь как природный (схлопывание области турбулентного перемешивания, быстрая подвижка океанического дна, распространение интенсивных атмосферных возмущений), так и антропогенный (подводные и надземные взрывы) характеры. Для моделирования генерации ВГВ точечным источником в реальном океане можно считать крутой склон поперечного хребта в проливах, и в качестве возможного механизма возбуждения ВГВ рассматривать, например, генерацию волн периодическим течением на склонах поперечных хребтов в проливах. В первом приближении можно считать, что фоновые течения с вертикальным сдвигом скорости слабо зависят от времени и горизонтальных координат, поэтому если масштаб изменения течений по горизонтали много больше длин ВГВ, а масштаб временной изменчивости много больше периодов ВГВ, то такие течения можно рассматривать как стационарные и горизонтально однородные. В общей постановке описание динамики ВГВ в океане с фоновыми полями сдвиговых течений является весьма сложной задачей уже в линейном приближении [1-3].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В приближении Буссинески вертикальная компонента малых возмущений скорости ВГВ W удовлетворяет уравнению

$$\frac{D^2}{Dt^2} \left(\Delta + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) W - \frac{D}{Dt} \left(\frac{d^2 U}{dz^2} \frac{\partial W}{\partial x} + \frac{d^2 V}{dz^2} \frac{\partial W}{\partial y} \right) + N^2(z) \Delta W = \frac{D}{Dt} \left(\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{Dq}{Dt} \right) \right), \quad W = 0, \text{ при } z = 0, -H$$

где $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U(z) \frac{\partial}{\partial x} + V(z) \frac{\partial}{\partial y}$, $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, $N^2(z) = -\frac{g}{\rho_0(z)} \frac{d\rho_0(z)}{dz}$ - квадрат частоты Брента-Вайсяля (частоты плавучести), $(U(z), V(z), 0)$ - компоненты скорости фонового сдвигового течения на горизонте z , $\rho_0(z)$ - невозмущенная плотность, $q = q(x, y, z, t)$ - плотность распределения источников. Задача рассматривается в конечном по вертикали $-H < z < 0$ и неограниченном по горизонтали $-\infty < x, y < +\infty$ слое. На дне $z = -H$ вертикальная компонента скорости W равна нулю, на поверхности $z = 0$ используется приближение «твердой крышки»: $W = 0$, отфильтровывающее поверхностную моду, и мало влияющее на основные характеристики ВГВ. Далее предполагается выполненным

условие устойчивости Майлса-Ховарда для числа Ричардсона:

$$Ri(z) = N^2(z) / \left(\left(\frac{dV}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dU}{dz} \right)^2 \right) > 1/4, \text{ это означает, что соответствующая спектральная}$$

задача не имеет комплексных собственных значений. Характерные значения чисел Ричардсона в акваториях Мирового океана при отсутствии динамической неустойчивости фоновых сдвиговых течений могут находиться в интервалах от 2 до 20. Частота плавучести предполагается постоянной: $N(z) = N = const$. Фоновое сдвиговое течение – одномерное и линейное: $V(z) \equiv 0$, $U(z) = U_0 + \frac{U_0 - U_H}{H}z$, $U_0 = U(0)$, $U_H = U(-H)$. Для числа Ричардсона выполнено условие устойчивости Майлса-Ховарда: $Ri = N^2 / \left(\frac{dU}{dz} \right)^2 = \frac{N^2 H^2}{(U_0 - U_H)^2} > \frac{1}{4}$. Рассматривается точечный гармонический источник массы, расположенный на глубине z_0 : $q(x, y, z, t) = Q \exp(i\omega t) \delta(x) \delta(y) \delta(z - z_0)$, $Q = const$, ω - частота осцилляций источника. Тогда на больших расстояниях от осциллирующего источника возмущений при $r = \sqrt{x^2 + y^2} \rightarrow \infty$ асимптотики решений вдоль некоторого направления S_α , составляющего угол α с положительным направлением оси Ox , строятся с помощью метода стационарной фазы. Асимптотика стационарной фазы становится неприменимой вблизи соответствующих волновых фронтов (каустики), поскольку каждая каустика порождается некоторой точкой перегиба соответствующей дисперсионной кривой, то есть такой точкой, в которой кривизна этой кривой обращается в ноль.

Для численных расчетов были использованы две модели линейных сдвиговых течений, характерных для условий Мирового океана: однонаправленное (сдвиговое течение не меняет направление своего распространения на всей глубине океана) и разнонаправленное (придонное и приповерхностное течения разнонаправлены). Число Ричардсона для использованных моделей течений равно $Ri = 25$, расчеты приведены для первой волновой моды. На рис.1 представлены результаты расчетов линий равной фазы (сплошные линии) и волновых фронтов (штриховые линии) для однонаправленного сдвигового течения, на рис.2 - для разнонаправленного течения. Как показывают численные расчеты вариативность, неоднозначность и качественное разнообразие получаемых дисперсионных соотношений определяют характер генерации различных типов волн. В частности, при относительно малых частотах осцилляций источника возбуждаются только кольцевые (поперечные) волны, причем в некоторых случаях одновременно может возбуждаться более двух волновых пакетов таких волн. Число одновременно возбуждаемых волновых пакетов определяется общим количеством отдельных ветвей дисперсионных кривых. При больших значениях частоты генерируются только продольные (клиновидные) волны двух типов, причем при увеличении значения частоты осцилляции угол полураствора волновых фронтов уменьшается. Можно также отметить, что существует такие значения частоты, при которых угол полураствора волнового фронта близок к 90° . Поэтому при этих значениях частоты, в силу многозначности дисперсионных соотношений, волновая картина возбуждаемых полей представляют собой сложную волновую систему, обладающих одновременно как свойствами продольных, так и поперечных волн. Для определенных типов волновых пакетов увеличение фазы ведет к приближению соответствующей линии равной фазы к началу координат (положению источника возмущений), а для других типов волн - к удалению от него. Для разнонаправленного типа течений получена волновая картина в виде волнового креста, в этом случае все волновые колебания, распространяющиеся от источника возмущений, могут быть локализованы внутри волновых фронтов (каустик).

Таким образом, полученные асимптотические результаты с различными значениями входящих в них физических параметров позволяют провести оценку характеристик ВГВ,

наблюдаемых в реальных океанических условиях с течениями, а также рассчитывать волновые поля, в том числе, и от нелокальных источников возмущений различной физической природы. В результате проведения модельных многовариантных расчетов смоделированная волновая система может быть приближена к наблюдаемым в натуральных и лабораторных условиях волновым картинам, что дает возможность оценить физические параметры реальных источников генерации ВГВ в морской среде и определить основные характеристики начальных возмущений, варьируя модельные значения исходных параметров.

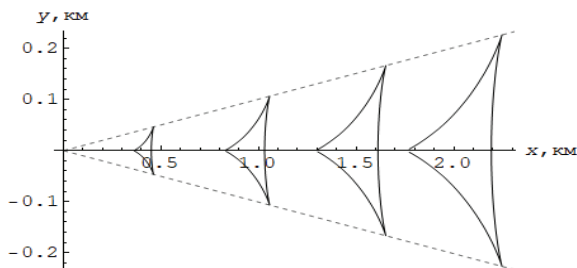


Рис.1 Фазовые картины волновых возмущений - однонаправленное течение.

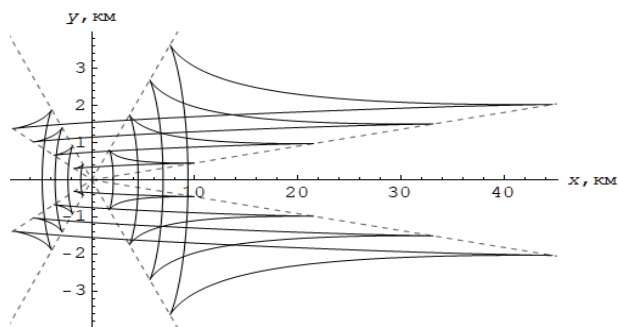


Рис.2 Фазовые картины волновых возмущений - разнонаправленное течение.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ №23-21-00194

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Булатов В.В., Владимиров Ю.В. Волны в стратифицированных средах. - М.: Наука, 2015. 735 с.
2. Morozov E. G. Oceanic internal tides. Observations, analysis and modeling. - Berlin: Springer, 2018. 317 p.
3. Velarde M. G., Tarakanov R.Yu., Marchenko A.V. (Eds.). The ocean in motion. Springer Oceanography. - Berlin: Springer International Publishing AG, 2018. 625 p.

Булатов Виталий Владимирович, internalwave@mail.ru

Ильичева Мария, mariailicheva@gmail.com

Владимиров Игорь Юрьевич, iyuvladimirov@rambler.ru



ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ МОРСКИХ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ НА ТРАНСФОРМАЦИЮ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

В.В.Булатов^{1}, А.В. Медведева², С.В. Станичный²*

¹ *Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва*

² *Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь*
internalwave@mail.ru

На основе данных оптических сканеров высокого пространственного разрешения OLI, MSI и радиолокационных данных C-SAR проанализированы особенности трансформации фронта пакетов внутренних гравитационных волн при взаимодействии с динамическими структурами – фронтальными зонами, субмезомасштабными вихрями, речными плюмами, движущимися ледовыми полями. Рассмотрены конкретные ситуации таких взаимодействий в ряде морей, по последовательным спутниковым изображениям оценены перепады фазовых скоростей на фронтальных зонах. В работе также исследуются случаи проявления внутренних волн на радиолокационных изображениях C-SAR Sentinel-1 и оптических изображениях высокого пространственного разрешения MSI Sentinel-2 и OLI Landsat-8 -9 для разных районов Мирового океана, которые объединяет возможность выявления взаимодействия внутренних волн с динамическими процессами.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Внутренние волны регистрируются в различных районах Мирового океана. Актуальность исследования генерации и проявления внутренних волн обосновывается их влиянием на морскую среду – обменные процессы, динамику перемешивания, некоторые биологические объекты. Как правило, структура пакетов внутренних волн достаточно сложная, и нередко она является результатом взаимодействия распространяющейся внутренней волны с динамическими процессами, а иногда – с рельефом дна и береговой линией. Идентификация внутренних волн на спутниковых снимках осуществляется благодаря гидродинамическому и сликовому механизмам – за счет изменения шероховатости поверхности изменяется интенсивность отраженного сигнала, поступающего в сенсор спутника. На оптических изображениях возможно обнаружение пакетов также за счет модуляции глубины рассеивающего слоя в районах с высоким содержанием гидрозолей – в этом случае изменяется интенсивность рассеивающего сигнала. Кроме того, способствовать обнаружению внутренних волн могут различные трассеры (объекты природного или антропогенного происхождения на поверхности водоема) и пена, возникающая при обрушении волн [1-3].

Иные динамические процессы также выявляются за счет изменения отраженного сигнала (при модуляции шероховатости поверхности или при наличии объектов с положительной плавучестью) и за счет изменения рассеивающего сигнала (при различии в концентрации гидрозолей). В случае зондирования одного района различными спутниковыми сенсорами с малым временным интервалом (от минут до часов), то есть, при наличии последовательных (квазисинхронных) спутниковых изображений, реализуется возможность вычисления скоростей продвижения пакета внутренних волн и оценки его трансформации.

При прохождении внутренних волн через вихри осуществляется увеличение или уменьшение скорости всего пакета или его части (частей) в зависимости от вихревой структуры и векторов направления движения пакета и вихревых элементов. Так, вихри характеризуются линейными и орбитальными скоростями. Первые определяют изменение пространственного положения вихря, тогда как вторые – интенсивность его вращения. Варианты трансформации внутренних волн определяются: собственно вихревой структурой (единичный вихрь или дипольная структура), соотношением размеров

взаимодействующих объектов, траекторией движения пакета относительно вихря (частичное или полное прохождение).

Эффекты трансформации при пересечении вихря определяются соотношением размеров самого вихря и ширины фронта пакета внутренних волн. Если диаметр вихря значительно превышает ширину фронта, то при совпадении направления движения внутренних волн и направления орбитального вращения этого вихря скорость пакета или его части возрастает. При противоположном направлении движения, соответственно, снижается. Когда диаметр вихря сопоставим с шириной фронта внутренней волны или значительно меньше, то на одну часть (части) пакета оказывается ускоряющий эффект, тогда как на другую (другие) – тормозящий. Например, нередко это выражается в форме, когда скорость краевых частей пакета выше или ниже, чем центральной. Орбитальные скорости вихря могут быть столь значительны по отношению к скорости пакета внутренних волн, что вызывают его существенную деформацию, при которой части пакета принимают практически перпендикулярное положение друг к другу. Нередко происходит и разрыв пакета внутренних волн – на спутниковых изображениях подобное явление может ошибочно расцениваться как перемещение двух пакетов внутренних волн.

В отдельных случаях изменения расстояний между волнами в пакете при деформации (расстояния между волнами в зоне влияния вихря и вне ее) позволяют получить примерные значения орбитальной скорости влияющего вихря – в случае, если известны типичные скорости внутренних волн в том или ином районе. Влияние вихревых диполей на проходящие через них внутренние волны аналогично воздействию единичных вихрей. При этом процесс трансформации пакета может быть более сложным из-за различий в скоростях направлении движения в вихревом диполе при пересечении внутренних волн его элементов («ножки» диполя, циклонического и антициклонического вихрей).

Ситуации, отражающие роль течений в трансформации пакетов внутренних волн, обычно более выражены в прибрежных зонах. Течения, направленные от берега, могут замедлять движение встречного пакета или его части. Неравномерные скорости вдольбереговых течений также оказывают тормозящий или ускоряющий эффект на части пакета, особенно, если его движение совпадает или противоположно направлению течений. Особо интересны случаи, при которых дополнительный вклад носит речной сток – тогда можно выделить несколько зон с течениями, чьи скорости и (или) направления существенно различаются. Соответственно, существенно различаются и скорости в частях проходящего пакета внутренних волн – на спутниковых изображениях такой пакет может первоначально идентифицироваться как несколько пакетов, смещающихся в одном направлении на малых расстояниях друг от друга. В действительности разные скорости течений способствуют тому, что продвижение разных частей пакета становится более или менее интенсивным. На фоне выраженной разницы скоростей течений также могут случаться разрывы пакетов. На рисунках представлены изображения трансформаций внутренних волн, измеренных вблизи устья Дуная, вызванных различными динамическими процессами.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ грант №23-21-00194.

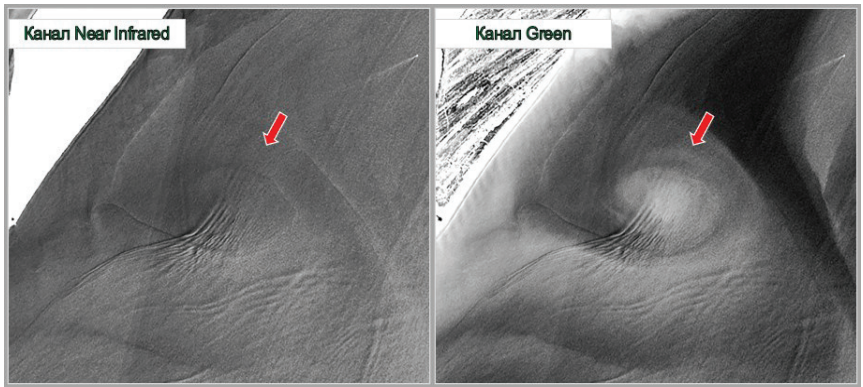


Рис.1 Трансформация внутренних волн на циклоне.

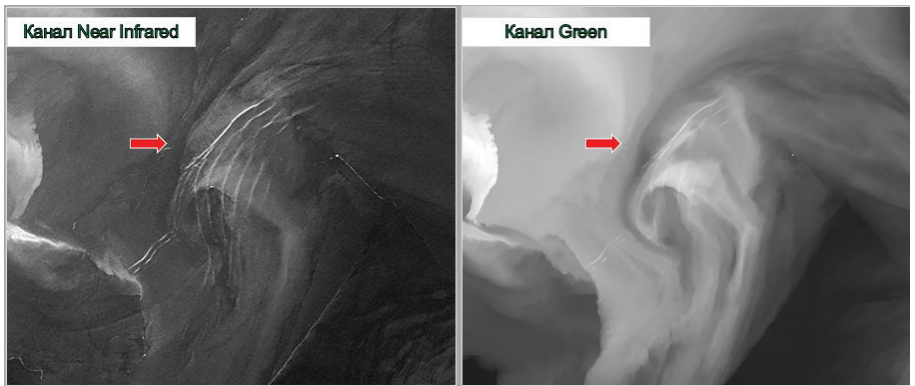


Рис.2 Трансформация внутренних волн на вихревой паре.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Colosi J.A., Duda T.F., Lin Y.T., Lynch J.F., Newhall A.E., Cornuelle B.D.* Observations of sound-speed fluctuations on the New Jersey continental shelf in the summer of 2006. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2012. V. 131. No 2. P. 1733–1748.
2. *Walter R.K., Phelan P.J.* Internal bore seasonality and tidal pumping of subthermocline waters at the head of the Monterey submarine canyon. *Continental Shelf Research*, 2016. V. 116. P. 42–53. DOI: 10.1016/j.csr.2016.01.015.
3. *Краснобородько О.Ю.* Внутренние волны в шельфовой зоне Марокко в осенние периоды 2015 и 2019 годов. *Труды АтлантНИРО*, 2020. Т. 4. No 2 (10). Калининград: АтлантНИРО. С. 43–57.

Булатов Виталий Владимирович, internalwave@mail.ru
 Медведева Алеся Викторовна, shift@mail.ua
 Станичный Сергей Владимирович, suomi-npp@mail.ru



ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ЛОКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ВОДНЫХ СРЕД

В.В. Булатов^{1*}, А.Н. Пономарев²

¹Институт проблем механики им. А.Ю.Ишлинского РАН, Москва

²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва
internalwave@mail.ru

Использован статистический подход для оценки изменения степени когерентности широкополосного лазерного излучения. Показано, что в случае наклона слоя когерентности пересекающегося луча на определенный угол область когерентного взаимодействия многократно возрастает, что делает возможным эффективное обращение волнового фронта для широкополосного излучения. Аналитически изучено изменение пространственной когерентности двух пересекающихся световых пучков с параллельными слоями когерентности. Показано, что с увеличением угла наклона слоя когерентности происходит уменьшение области эффективного взаимодействия. Приведены расчеты области когерентного взаимодействия для конкретного случая.

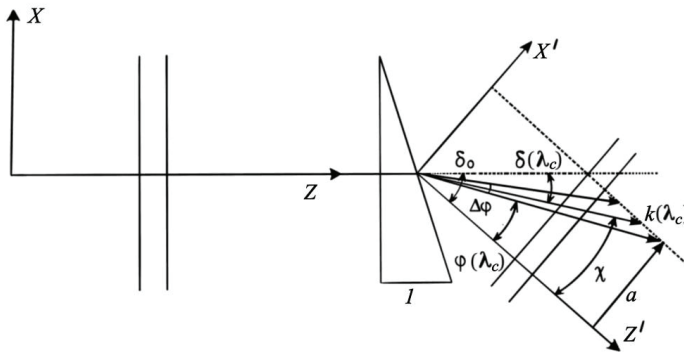
ВВЕДЕНИЕ

Применение лидаров, содержащих современные твердотельные лазеры с диодной накачкой, открывает новые возможности для создания информационно-измерительных систем сбора данных для измерения распределения физических величин в водном пространстве. В этом случае не требуется естественного освещения и поэтому могут использоваться в широком диапазоне атмосферных условий независимо от времени суток, обладают высокой пространственно-угловой разрешающей способностью, возможностью спектральной фильтрации и временного стробирования полезного сигнала на фоне помех [1,2]. Указанные свойства лидаров делают возможным проводить исследования расположенных в толще воды различных объектов в зависимости от первичных гидрооптических характеристик, состояния взволнованной поверхности воды, проводить зондирование стратифицированной толщи морской воды с целью определения параметров стратификации первичных гидрооптических характеристик, определять параметры светорассеивающих слоев воды, регистрировать поверхностные и внутренние гравитационные волны, оценивать их характеристики. Импульсная характеристика лидара определяет пространственное разрешение лидарных измерений в зависимости от дальности, а также точность определения расстояния до обследуемых объекта. Однако указанный метод по сравнению с локацией в радиоволновом диапазоне имеет следующий существенный недостаток. При прохождении световой волны в водной или воздушной среде из-за ее оптической неоднородности может происходить существенное искажение волнового фронта. Поэтому для лидаров, работающих в оптическом диапазоне, весьма актуальна задача исправления или восстановления волнового фронта в информационных системах, требующих получения оптического изображения высокого разрешения и качества. Одним из способов его восстановления может быть использовано явление обращения волнового фронта (ОВФ) с использованием вынужденного рассеяния Мандельштама – Бриллюэна (ВРМБ). ВРМБ обладает малой инерционностью, что является одним из необходимых условий для обработки оптического сигнала в режиме реального времени, поэтому на основе применения данного явления можно разработать устройство с петлевой схемой, удовлетворяющее поставленным требованиям. Для эффективного обращения волнового фронта в случае петлевой схемы требуется выполнение условия, когда область наложения пересекающихся лазерных пучков существенно меньше значения $\lambda^2/(\Delta\lambda\psi)$. Данное условие предполагает использование узкополосного одномодового

лазерного излучения, что, в свою очередь, ведет к уменьшению энергии импульса волны по сравнению с многомодовым. В работах [3,4] были реализованы петлевые схемы ОВФ для широкополосного излучения. Целью настоящей работы является теоретическое изучение возможности увеличения области когерентного взаимодействия лазерных пучков за счет наклона их слоев когерентности, выполненного таким образом, чтобы сделать когерентные слои двух пересекающихся лучей параллельными друг другу.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим следующую схему, использующую для наклона слоев когерентности дисперсионный элемент, которым может быть призма или дифракционная решетка, работающая в первом порядке дифракции. Первоначальная плоско-параллельная волна распространяется в направлении оси z , а волновой вектор $\mathbf{k}(\lambda)$ лежит в плоскости Oxy . Будем рассматривать случай линейного приближения, когда угол наклона δ линейно зависит от длины волны излучения. Тогда для среднего значения длины волны λ_c спектра $\Delta\lambda$ величину наклона можно записать: $\delta(\lambda) \approx \delta(\lambda_c) + (\lambda - \lambda_c) d\delta/d\lambda$. Если выбрать угол δ_0 такой, что его направление совпадает с осью z' (см. рис.): $\delta_0 = \delta(\lambda_c) - \lambda_c d\delta/d\lambda$. Тогда получим: $\varphi(\lambda) = \delta(\lambda) - \delta_0 = \lambda d\delta/d\lambda$. Поскольку значение угла $\varphi(\lambda)$ мало, то можно принять, что значение перпендикулярных составляющих волновых векторов $\mathbf{k}(\lambda)$ на ось z одинаковы для всех λ из спектра $\Delta\lambda$. В этом случае поле после дисперсионного устройства будет пространственно-когерентно, а слои его когерентности будут перпендикулярны к оси z' .



В общем случае для однородных стационарных пространственно-временных случайных полей можно применить следующее представление

$$E_0(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(\omega) \varepsilon_0(\mathbf{k}_0) \exp(i(\omega t - \mathbf{k}(\omega, \mathbf{k}_0) \mathbf{r})) d\omega d^2 \mathbf{k},$$

где \mathbf{k}_0 - поперечная компонента волнового вектора \mathbf{k} , $|\mathbf{k}(\omega, \mathbf{k}_0)| = k(\omega) = \omega n/c$, n - показатель преломления, $\varepsilon(\omega)$ - спектральная амплитуда поля. Дисперсионный элемент преобразует плоскую волну с волновым вектором $\mathbf{k}(\omega, \mathbf{k}_0)$ в плоскую волну с волновым вектором $\mathbf{k}(\omega, \mathbf{k})$. Вектор \mathbf{k} можно представить в виде суммы двух векторов $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 + \boldsymbol{\alpha}$, где $\boldsymbol{\alpha}$ - вектор, перпендикулярный оси z . Тогда поле после дисперсионного элемента можно записать в виде

$$E(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(\omega) \varepsilon(\mathbf{k}) \exp(i(\omega t - \mathbf{k}(\omega, \mathbf{k}) \mathbf{r})) d\omega d^2 \mathbf{k}$$

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \varepsilon(\mathbf{k}_0) \sqrt{\eta},$$

где η - угловое увеличение дисперсионного элемента. Полученное поле $E(\mathbf{r}, t)$ пространственно когерентно в плоскости и имеет плоские слои когерентности,

перпендикулярные к оси z . Рассмотрим случай симметричного распределения первоначального поля $E_0(\mathbf{r}, t)$ относительно оси z . Для стационарного случайного процесса введем нормированные пространственные распределения интенсивностей, усредненные по поперечному пространственному распределению полей $E_0(\mathbf{r}, t)$ и $E(\mathbf{r}, t)$ [5]. Тогда искомым параметр, который можно будет использовать для приближенной оценки усредненной степени пространственной когерентности будет иметь вид:

$$W_{12} = (\Gamma_{12} / |E(\mathbf{r}_1, t)|^2 |E(\mathbf{r}_2, t)|^2)^{1/2}$$

Γ_{12} взаимная корреляционная функция полей $E_1(\mathbf{r}, t)$ и $E_2(\mathbf{r}, t)$. Ограничимся рассмотрением случая, когда спектральная плотность случайного пространственно-временного поля $g(\omega)$ и $g_0(\mathbf{k}_0)$ имеют гауссову форму, а также выполнено условие $g_0(\mathbf{k}_0) = g_0(|\mathbf{k}_0|)$. В конечно счете приходим к следующему значению искомого параметра W_{12}

$$W_{12}(\Delta, z_1, u) = W_{12}(0, z_1, u) \exp \left[-\frac{\pi^2 \Delta^2}{4 \ln 2 l_c^2 \cos^2 \chi} W_{12}^4(0, z_1, u) \right]$$

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе теоретически изучены статистические выражения, описывающие изменение степени когерентности широкополосного лазерного излучения с наклоненным слоем когерентности в однородной среде. Показано, что нарушение когерентности при распространении светового пучка возрастает с ростом угла наклона слоев когерентности. Рассмотрен случай изменения пространственной когерентности пересекающихся широкополосных световых пучков с параллельными слоями когерентности. В рамках использованных моделей получено, что нарушение когерентности при распространении светового пучка возрастает с ростом угла наклона слоев когерентности. Была получена следующая оценка толщины слоя когерентности на котором значение W_{12} уменьшается до заданного значения. Для случая, когда $W_{12} = 0.9$ получили 3.6 см, для $W_{12} = 0.6$ получили 3.6 см. Таким образом, показано, что размер области, в которой сохраняется корреляция световых пучков, составляет несколько сантиметров, что на три порядка превышает длину когерентности, которая для рассматриваемого случая порядка 10^{-3} см. Так, например, без применения наклона слоев когерентности в [4] при указанных параметрах лазерных пучков было бы невозможно получить обращения волнового фронта из-за слишком малого размера области когерентного взаимодействия.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при теме государственного задания № FFGN-2024-0005 (В.В.Булатов).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Smith G, Shardlow PC, Damzen MJ.*, 2007. High-power near-diffraction-limited solid-state amplified spontaneous emission laser devices. *Opt. Lett.* 32. P. 1911.
2. *Jayet B., Huignard J.-P., Ramaz F.* Optical phase conjugation in nd:vyvo4 for acousto-optic detection in scattering media. *Opt. Lett.* 2013. 38(8). P.1256.
3. *Cronin-Golomb M., Fisher B., White Y.O., Yariv A.* // *Appl. Phys. Letts.* 1983. V. 42. P. 919-921.
4. *Odintsov V.I., Sokolova E.Yu., Krupenin A.I., Ponomarev A.N., Terehin R.I.* FWM Broad-band optical Beams with tilted Coherence Layers // *Proceedings SPIE. ICONO'95. Nonlinear Optical Interactions and Wave Dynamics.* 1995. St. Petersburg, Russia. Published by SPIE. V. 2800. P. 247-253.

5. Булатов В.В., Пономарев А.Н. Статистические приближения при исследовании взаимодействия широкополосного лазерного излучения в сложной среде. Вестник НИЯУ МИФИ. 2024. Т.13(3). С.123-132.

Булатов Виталий Владимирович, internalwave@mail.ru
Пономарев Андрей Николаевич, holodel@yandex.ru



ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЗАКРУТКИ ПОТОКА НА ДОЗВУКОВУЮ СТРУЮ ВОЗДУХА В ВЧ-ПЛАЗМОТРОНЕ ВГУ-4

*С.А. Васильевский, А.Ф. Колесников, С.Л. Щелоков**
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлунского РАН, Москва
schelokov.s.99@gmail.com

Численное моделирование является важным дополнением для экспериментальных исследований, позволяя оценить параметры, труднодоступные для прямого измерения, например энтальпию и скорость потока [1, 2]. В работе приведены результаты численного исследования влияния закрутки на дозвуковую струю воздуха в ВЧ-плазмотроне ВГУ-4. Показаны полученные профили тангенциальной компоненты скорости на выходе из разрядного канала, а также скорость на оси симметрии в испытательной камере перед цилиндрической моделью.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В ИПМех РАН разработана методика, в которой задача численного моделирования разделена на три части, соответствующие трем основным областям течения в ВЧ-плазмотроне ВГУ-4: 1) течение в разрядном канале; 2) обтекание цилиндрической модели дозвуковой струей, истекающей из разрядного канала в испытательную камеру плазмотрона; 3) пограничный слой на оси симметрии перед передней критической точкой модели. Предполагается, что в областях 1 и 2 течения равновесные, а течение в области пограничного слоя 3 - химически неравновесное. Во всех трех областях течение предполагается стационарным и ламинарным. Для расчета течений в этих трех областях разработаны компьютерные программы Alpha, Beta и Gamma [1, 2].

В разрядном канале газ подается с закруткой для смещения горячих слоев плазмы от стенок, а также для увеличения стабильности потока. В то время как в программе Alpha присутствует учет закрутки, в стандартной программе Beta используется дополнительное предположение о том, что тангенциальная компонента скорости w равна нулю в области испытательной камеры плазмотрона. Такое упрощение ускоряет расчеты и улучшает сходимость для используемого алгоритма, однако потенциально может приводить к снижению точности результатов.

Целью данной работы является сравнение результатов расчетов с учетом и без учета закрутки и анализ целесообразности учета этого фактора для моделирования течения и теплопередачи в дозвуковых струях воздуха в ВЧ-плазмотроне ВГУ-4. Для расчета дозвукового обтекания модели с учетом закрутки потока была разработана модификация программы Beta - программа WBeta, включающая расчет тангенциальной компоненты скорости $w(z, r)$ во 2-й области. В качестве граничного условия для расчета $w(z, r)$ используется полученный ранее из расчета по программе Alpha радиальный профиль $w_c(r)$ на выходе из разрядного канала. Программа WBeta реализует численное решение полных уравнений Навье-Стокса, при этом используется в основном тот же численный метод, что

и в программе Beta, основанный на алгоритме SIMPLE Патанкара-Сполдинга [3]. Используется разностная сетка, сильно неравномерная в продольном и радиальном направлениях, позволяющая обеспечить достаточно много точек внутри относительно тонкого пограничного слоя вблизи лобовой поверхности модели.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Расчеты проведены для мощностей генератора по анодному питанию $N_{ap}=30-70$ кВт при значениях давлений $P=50, 100, 200$ мбар, при постоянном расходе воздуха 2.4 г/с. Цилиндрическая модель диаметром 50 мм с закругленной кромкой расположена на расстоянии 60 мм от выхода из разрядного канала. На рис. 1 изображены профили тангенциальной компоненты скорости на выходе из канала.

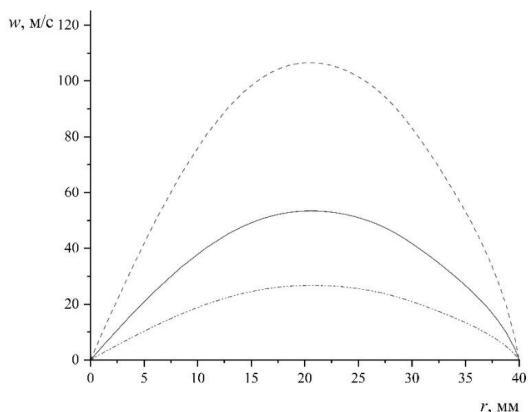


Рис. 1. Профили тангенциальной скорости $w_t(r)$ на выходе из разрядного канала при мощности $N_{ap} = 30$ кВт. Штриховая линия соответствует давлению $P=50$ мбар, сплошная – $P=100$ мбар, штрихпунктирная – $P=200$ мбар.

Значения тангенциальной скорости равны нулю на оси симметрии $r=0$ и на стенке $r=40$ мм. Профили $w_t(r)$ для более высоких значений мощностей по анодному питанию, имеют качественно схожие характеристики, максимумы локализованы близко к расстоянию 20 мм от оси, а значения максимумов обратно пропорциональны давлению. На рис. 2 представлена зависимость скорости U на оси симметрии от расстояния вдоль оси от выхода из разрядного канала.

Как видно из рисунка, скорость без учета закрутки заметно больше. Для температуры и энтальпии значения без учета закрутки также оказались немного завышенными. При учете закрутки увеличивается эффективность теплообмена с внешней средой, вследствие чего струя быстрее теряет энергию.

При увеличении мощности генератора по анодному питанию разница в результатах с учетом и без учета закрутки уменьшается. Повышение мощности приводит к увеличению температуры и скорости потока, что ведет к росту его кинетической энергии и напора. В то же время закрутка задается расходом газа и не меняется, тем самым оказывая меньшее влияние при большей мощности, так как сильный поток начинает преобладать над вихревыми движениями, вызванными закруткой.

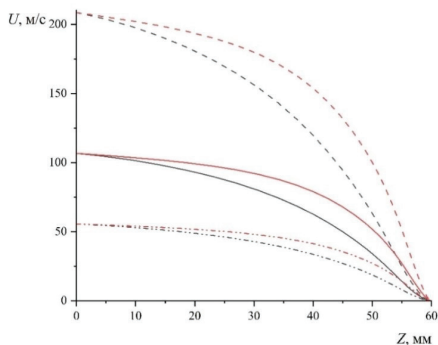


Рис. 2. Зависимость скорости U на оси симметрии от расстояния Z от выхода из разрядного канала при мощности $N_{ар}=30$ кВт. Штриховая линия соответствует давлению $P=50$ мбар, сплошная – $P=100$ мбар, штрихпунктирная – $P=200$ мбар. Красным цветом обозначены расчеты без учета закрутки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное исследование влияния закрутки потока на дозвуковую струю воздуха в ВЧ-плазматроне ВГУ-4. Полученные результаты показали, что учет закрутки приводит к изменениям в распределении скорости, а также к небольшим изменениям температуры и энтальпии потока в испытательной камере плазматрона. При учете закрутки наблюдается снижение скорости на оси симметрии. На низких мощностях разница между расчетами с учетом и без учета закрутки наиболее заметна, особенно в отношении скорости. Таким образом, учет закрутки потока является важным фактором при численном моделировании на низких мощностях работы плазматрона, когда вихревые эффекты оказывают значительное влияние на динамические и тепловые характеристики потока. Однако на высоких мощностях влияние закрутки ослабевает, и ее учет становится менее критичным для оценки основных параметров потока в струе, истекающей из разрядного канала.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Данная работа выполнена по теме Госзадания № 124012500440-9.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васильевский С.А., Колесников А.Ф. Численное исследование течений и теплообмена в индукционной плазме высокочастотного плазматрона. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия Б. Том VII-1. Математическое моделирование в низкотемпературной плазме. Часть 2. Под редакцией Ю.П. Попова. М.: ЯНУС-К, 2008, С. 220–234.
2. Васильевский С.А., Гордеев А.Н., Колесников А.Ф., Чаплыгин А.В. Тепловой эффект поверхностного катализа в дозвуковых струях диссоциированного воздуха: эксперимент на ВЧ-плазматроне и численное моделирование // Изв. РАН. МЖГ. 2020. № 5. С. 137–150.
3. Patankar S.V., Spalding D.B. Heat and mass transfer in boundary layers. London: IntertextBooks. 1970.

Васильевский Сергей Александрович, vasil@ipmnet.ru
 Колесников Анатолий Федорович, koles@ipmnet.ru
 Щелоков Сергей Леонидович, schelokov.s.99@gmail.com



ВИХРЕОБРАЗОВАНИЕ ПРИ ТЕЧЕНИИ АРГОНА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ КАМЕРЕ ПРИ ВЫРАЩИВАНИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ МЕТОДОМ ЧОХРАЛЬСКОГО

Н.А. Везеуб, А.И. Простомолотов*

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва

aprosto@inbox.ru

ВВЕДЕНИЕ

Анализируются вихревые течения аргона для двух способов впуска газа в ростовую камеру: 1 – основной выпуск только через верхнее центральное отверстие и 2 – при дополнительном к основному выпуске через боковое отверстие камеры. Выпуск газа в обоих случаях производился через центральное отверстие на дне ростовой камеры. Применяется как модель неизотермического сжимаемого идеального газа, так и модель слабо сжимаемого газа в приближении Буссинеска на основе которых изучается структура вихреобразования, вызванная совместным действием вынужденной и термогравитационной конвекций.

КОМПЬЮТЕРНАЯ МОДЕЛЬ И РЕЗУЛЬТАТЫ

В [1] описан процесс выращивания монокристаллов кремния методом Чохральского, усовершенствованный использованием не одного, а двух потоков аргона в тепловом узле. Первый, основной поток (15–20 нл/мин) подается через верхнее центральное отверстие ростовой камеры сверху вниз, обтекая растущий монокристалл. Второй (дополнительный) поток (1.5–2 нл/мин) подается через трубки, расположенные внутри теплового узла, их сопла приближены к поверхности расплава и направлены под углом 45° к его поверхности. Сопла были равномерно расположены по периметру расплава и их число достигало семи, чтобы обеспечить осевую симметрию подачи газа. Давление в камере в течение процесса выращивания поддерживалось на уровне 10 мм рт. ст. (1.33 кПа). Показано, что эти дополнительные потоки газа способствуют более эффективной очистки монокристалла от кислорода, возникающего в результате растворения кварцевого тигля в расплаве кремния.

Расчетный макет ростовой камеры для метода Чохральского показан на рис. 1. Математическое моделирование процессов теплопереноса для процесса Чохральского осуществлялось на основе программного комплекса *Crystmo/Marc* [2] и состояло из 2-х этапов. На первом этапе рассчитывался сопряженный теплообмен в системе кристалл-расплава и в твердых частях ростовой камеры. При этом учитывалась тепловая конвекция в расплаве, кристаллизация расплава, кондуктивная теплопроводность в твердых телах (кристалле, нагревателе, тепловых экранах и т.п.) и тепловая радиация между их открытыми поверхностями, которые считаются диффузно-серыми. Расплава рассматривалась ньютоновской жидкостью, деформацией его свободной поверхности пренебрегалось. Движение расплава описывалось уравнениями Навье – Стокса для вязкой несжимаемой жидкости, обладающей теплофизическими свойствами, зависящими от температуры: коэффициенты вязкости, теплопроводности, теплоемкости. Для учета кристаллизации расплава предполагается, что между кристаллом (твердой фракцией) и расплавом (жидкой фракцией) существует промежуточная фракция – область кристаллизации при значениях температуры несколько больше температуры солидуса и меньше температуры ликвидуса. С учетом рассчитанного поля скорости в расплаве решалось уравнение конвективной диффузии кислорода. На втором этапе программный комплекс *Crystmo/Marc* был дополнен модулями для решения системы нестационарных уравнений, описывающих течение и теплообмен на основе модели идеального газа. Ввиду того, что учет течения газа изменял тепловой баланс в ростовой камере, рассчитанный на первом этапе, то для

достижения теплового баланса осуществлялся корректировочный пересчет радиационно-кондуктивного теплообмена в ростовой камере.

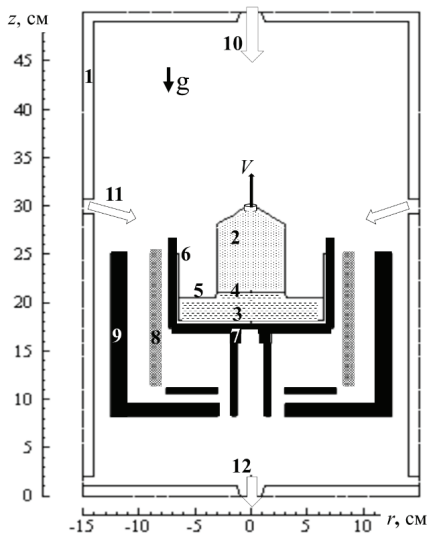


Рис. 1. Расчетный макет ростовой камеры для метода Чохральского: 1 – водоохлаждаемая стальная оболочка, 2 – монокристалл кремния, 3 – расплав кремния, 4 – фронт кристаллизации, 5 – поверхность расплава, 6 – кварцевый тигель, 7 – графитовая подставка тигля, 8 – нагреватель, 9 – графитовый экран, 10 – верхнее отверстие для центрального впуска газа, 11 – боковое отверстие для дополнительного впуска газа, 12 – нижнее отверстие для центрального вытекания газа. Белые стрелки – направления втекания и вытекания газа, черная стрелка – направление вытягивания кристалла из расплава со скоростью V .

Термогравитационная конвекция имеет проникающий характер. Она порождает вихрь над верхним торцом нагревателя и тигельной сборкой, между которыми осуществляется лучистый теплообмен. Этот вихрь распространяется вверх, захватывает всю верхнюю область, примыкающую к боковой стенке камеры, а также изменяет направление струи, вытекающей из верхнего центрального отверстия (рис. 2, справа от оси). Он зависает над внутренней полостью между боковой стенкой тигля и боковой поверхностью кристалла, в которой вторичный и более слабый вихрь вращается в направлении, противоположном случаю холодной камеры, т.е. когда стекание газа происходит вдоль боковой поверхности кристалла, а его подъем – вдоль боковой стенки тигля. В целом, термогравитационная конвекция существенно изменяет направление струйного течения газа, вытекающего из верхнего центрального отверстия. В нижней части камеры поток газа движется вниз в зазорах между графитовой подставкой под тигель, нагревателем и сборкой бокового и донного экранов, удаляясь через центральное отверстие в дне ростовой камеры. По вытянутости изотерм (рис. 2, слева от оси) можно судить об интенсивности и направлении течения газа в разных областях ростовой камеры.

На рис. 3 показаны результаты расчетов при дополнительной боковой подачи газа в камеру. При сохранении центрального втекания газа сверху со скоростью $V_{in} = 200$ см/с на вихрь от термогравитационной конвекции воздействует втекание боковой струи со скоростью $V_{in-lat} = 10$ см/с. Боковое втекание совпадает с направлением вращения этого вихря, усиливая его и вторичный вихрь во внутренней полости между боковой стенкой тигля и боковой поверхностью кристалла, усиливая стекание газа вдоль боковой

поверхности кристалла и его подъем вдоль боковой стенки тигля. В нижней части камеры поток газа также движется вниз в зазорах, обтекая тепловые экраны и нагреватель. Над нижним нагретым горизонтальным экраном также образуется локальный вихрь (рис. 3, справа от оси). Картина изотерм (рис. 3, слева от оси) иллюстрирует наиболее нагретые области камеры, которые показывают, что результирующая структура термогравитационного течения определяется совокупностью воздействия бокового (от вертикальных стенок) и донного (от торцевых поверхностей) нагрева окружающего их газа.

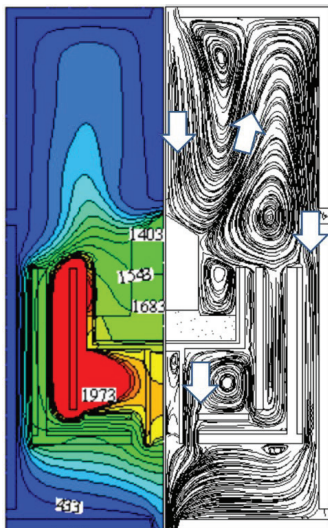


Рис. 2. Центральное втекание газа в ростовую камеру при $V_{in} = 200$ см/с (справа от оси – вихри, слева – изотермы).

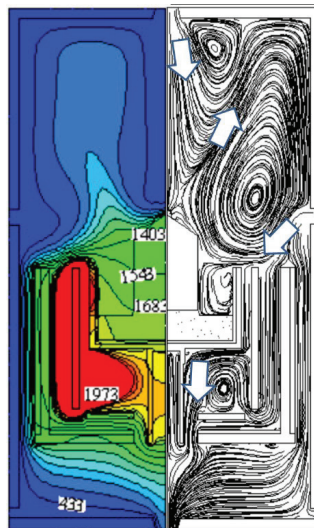


Рис. 3. Центральное и боковое втекание газа в ростовую камеру при $V_{in} = 200$ см/с и $V_{in-lat} = 10$ см/с (справа от оси – вихри, слева – изотермы).

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации 124013000674-0).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Критская Т.В., Журавлев В.Н., Бердников В.С. Возможность использования потока инертного газа для управления качественными характеристиками выращиваемых монокристаллов кремния // Из. ВУЗов. МЭТ. 2019. Т. 22. № 3. С. 158–167.
2. Простомолотов А.И., Верезуб Н.А. Механика процессов получения кристаллических материалов. М.: Издательский Дом НИТУ «МИСиС», 2023. 568 с.

Верезуб Наталья Анатольевна, yerezub@ipmnet.ru,
Простомолотов Анатолий Иванович, aprosto@inbox.ru



ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕМАЛЫХ ДВИЖЕНИЙ ДВУХ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ БОЛЬШИХ АМПЛИТУДАХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Вин Ко Ко*, А.Н. Темнов

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва
win.c.latt@gmail.com

В данной работе рассматривается экспериментальное исследование колебаний двухслойной жидкости в подвижном баке, совершающим возвратно- поступательное движение. Дано описание экспериментальной установки и определены в эксперименте основные динамические характеристики нелинейных колебаний двух жидкости, а также приведено сравнение полученных экспериментальных результатов с теоретическими.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность рассматриваемой задачи связана с проблемой, обусловленной все более возрастающим использованием создания современных транспортных средств, перевозящих большие массы жидкого топлива, нефтепродуктов, сжиженного природного газа и криогенных жидкостей в промышленности и в ракетно-космической технике. Одной из самых простых моделей такой неоднородной жидкости является двухслойная жидкость, полностью заполняющая полость твердого тела.

В ходе экспериментальных исследований малых колебаний многослойной жидкости было обнаружено, что вблизи основной резонансной частоты наблюдаются нелинейные отклонения поверхности раздела, которые затем переходят в вращательное движение слоев жидкости. В данной работе предпринята попытка экспериментального исследования поведение поверхности раздела в двухслойной жидкости при немалых амплитудах возвратно- поступательных колебаний.

В книге [1] было рассмотрено теоретическое исследование эффектов колебаний двух несмешивающихся жидкостей в цилиндрическом баке.

В работе [2] были исследованы нелинейные задачи динамики твердого тела, в которых существуют полости, заполненные жидкостью со свободной поверхностью.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В качестве испытуемых жидкостей были выбраны вода ($\rho_2 = 1000 \text{ кг} / \text{м}^3$), керосин плотностью ($\rho_1 = 820 \text{ кг} / \text{м}^3$). Экспериментальная установка рис. 1 состоит из основания, подвижной пластины, прозрачного бака, электромеханического возбудителя колебаний и контрольно-измерительного комплекса. Основание представляет собой неподвижную пластину из текстолита, на которой были закреплены электромеханический возбудитель и металлические направляющие, обеспечивающие плавное движение без боковых вибраций подвижной пластины.

Весь процесс колебаний регистрировался на видеокамеру Айфон 15 Pro Max и затем анализировался на персональном компьютере ASUS.

На рис. 2 показана зависимость амплитуды колебаний двухслойной жидкости от частоты колебаний при основном резонансе, полученная для бака диаметром ($2r_0 = 10 \text{ см}$) при глубинах заполнения ($h_1 = h_2 = 7 \text{ см}$) и амплитуде возбуждения бака ($u = 0.6r_0$).

На участке АВ амплитудной характеристики (см. рис. 2), колебания жидкости происходят в плоскости возбуждения с одним узловым диаметром, перпендикулярным возбуждению. Каждой частоте соответствует своя определенная амплитуда колебаний жидкости. Колебания жидкости являются устойчивыми. С дальнейшим ростом амплитуд

колебаний жидкости экспериментальные кривые начинают расходиться с расчетными по линейной теории.

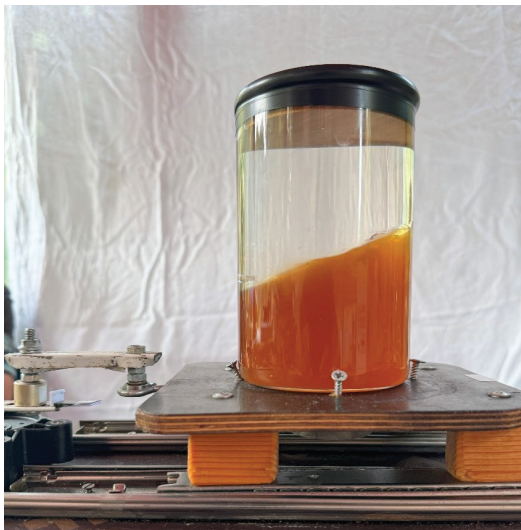


Рис.1. Общий вид экспериментальной установки с прозрачным баком и жидкостями

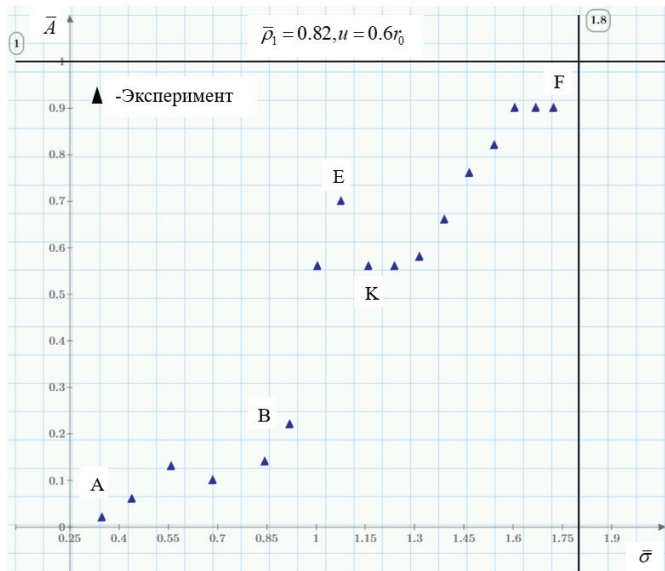


Рис.2. Зависимость амплитуды колебаний жидкости от частоты колебаний в области основного тона при возбуждении основных гармоник a для $\bar{\rho}_1 = 0.82$ при $u = 0.6r_0$, $\bar{h}_1 = \bar{h}_2 = 1.4$.

После точки В на участке ВЕ происходит срыв колебаний: устойчивые колебания жидкости переходят в неустойчивые. Амплитуды колебаний растут и достигают примерно половины радиуса цилиндра. Затем наступает неустойчивость колебаний в окружном направлении: плоскость колебаний жидкостей начинает вращаться в ту или другую сторону относительно плоскости возбуждения. Начиная с амплитуд колебаний, превышающих 0,5 радиуса с увеличением частоты и приближением к резонансной частоте амплитуда колебаний продолжает увеличиваться. На участке ЕК происходит перестройка колебаний с переменным по направлению вращения жидкостей, к вращению жидкостей в одну сторону. При увеличении частоты на участке КF амплитуда колебаний достигает порядка радиуса цилиндра. Дальнейшее увеличение частоты возбуждения на данной экспериментальной установке оказалось технически невыполнимо.

ВЫВОД

При больших амплитудах возбуждения ($u = 0.6r_0$) нелинейные колебания поверхности раздела жидкостей существенно отличаются от колебаний поверхности раздела жидкостей при малых амплитудах возбуждения. На частоте второго резонанса наблюдается вращательное движение поверхности раздела двух жидкостей в одну сторону.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вин Ко Ко, Темнов А.Н. Теоретическое исследование эффектов колебаний двух несмешивающихся жидкостей в ограниченном объеме // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2021. № 69. DOI: 10.17223/19988621/69/8
2. Нариманов Г.С., Докучаев Л.В., Луковский И.А. Нелинейная динамика летательного аппарата с жидкостью. М., «Машиностроение», 1977, 208 с.

Вин Ко Ко, win.c.latt@gmail.com

Темнов Александр Николаевич, ant45@mail.ru



ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА РЕШЕТОЧНЫХ УРАВНЕНИЙ БОЛЬЦМАНА К МОДЕЛИРОВАНИЮ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РОЗЕНЦВЕЙГА

И.В. Володин^{1*}, А.А. Алабужев^{1, 2}

¹Институт механики сплошных сред Уральского отделения РАН, Пермь

²Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь
ivanwolodin@gmail.com

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, неустойчивость Розенцвейга – это скачкообразно возникающая поверхностная структура на плоской поверхности магнитной жидкости в поперечном магнитом поле напряженностью H при увеличении его амплитуды до некоторого критического значения [1].

Теоретическому и экспериментальному исследованию таких систем в различных конфигурациях посвящен большой цикл работ (см., например, [2-5]). При этом численные исследования неустойчивости Розенцвейга в полной постановке и их сравнение с экспериментами появились относительно недавно [6, 7].

Данная работа посвящена численному моделированию такой неустойчивости методом решеточных уравнений Больцмана.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается бесконечная в горизонтальном направлении тонкая пленка магнитной жидкости на немагнитной твердой подложке в постоянном магнитном поле с напряженностью \mathbf{H} ($0, H_0$) (рис. 1). Поверхность пленки – свободная, над ней находится невесомый газ, который не влияет на движение свободной границы. Внутри феррожидкости отсутствуют свободные электрические заряды, магнитные частицы распределены равномерно, а сама среда считается вязкой и несжимаемой. Система находится в поле тяжести, изменением температуры пренебрегаем.

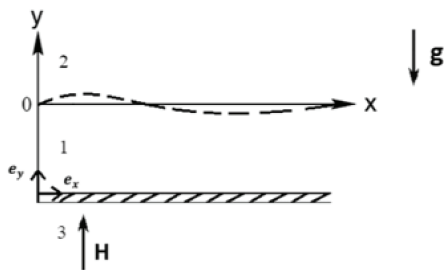


Рис. 1. Геометрия задачи

ЧИСЛЕННЫЙ АЛГОРИТМ

Основным подходом моделирования рассматриваемой эволюционной задачи является дискретизация уравнений Навье-Стокса и Максвелла совместно с уравнением Юнга-Лапласа. В данной работе используется численный алгоритм, основанный на кинетическом уравнении Больцмана (Lattice Boltzmann Method – LBM) [8].

Для включения магнитной силы применяется несколько модификаций алгоритма LBM. В большинстве работ используются конечно-разностные схемы для решения уравнения Пуассона для магнитного потенциала [9, 10], применяется метод фазового поля с введением дополнительного сета функций распределения для описания эволюции напряженности магнитного поля [11], а также наиболее ресурсоемкий с точки зрения численных затрат метод предиктор-корректор [12, 13].

В представленной работе используется метод фазового поля с сетом из трех функций распределения. Для рассмотрения разных скоростей диссипации энергии используется схема со многими временами релаксации (multi-relaxation time – MRT).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Задача решалась на сетке 400×80 , на боковых границах поставлены периодические граничные условия, на нижних границах – условия прилипания. Начальному распределению соответствует плоская граница раздела и нулевое значение скорости во всех узлах. Значение вертикальной компоненты магнитного поля в безразмерных единицах $H_0 = 7$. Мгновенные распределения поля плотности и модуля напряженности магнитного поля представлены на рис. 2-3.

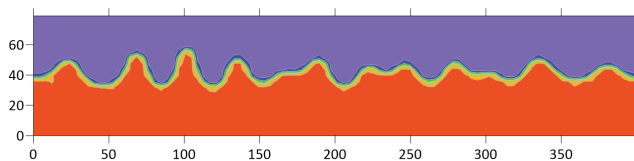


Рис. 2. Распределение поля плотности

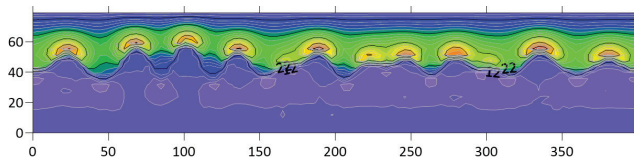


Рис. 3. Распределение модуля напряженности магнитного поля

В результате, при помощи модификации метода решеточных уравнений Больцмана методом фазового поля со многими временами релаксации была смоделирована неустойчивость Розенцвейга.

В дальнейшем планируется использовать данный численный алгоритм для динамической стабилизации профиля поверхности раздела при помощи наложения вертикального вибрационного воздействия.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа И.В. поддержана бюджетной темой № 124021600038-9.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cowley M. D., Rosensweig R. E. The interfacial stability of a ferromagnetic fluid // Journal of Fluid Mechanics. 1967. Vol. 30 (4). pp. 671-688
2. Баитовой В. Г. Неустойчивость неподвижного тонкого слоя намагничивающейся жидкости // Прикладная механика и техническая физика. 1978. Т. 19. № 1. С. 81 – 87
3. Коровин В.М. Неустойчивость Розенцвейга в тонком слое магнитной жидкости // Журнал технической физики. 2013. Т. 83. №12. С. 17-25
4. Browaeys J., Bacri J.-C., Flament C., Neveu S., Perzynski R. Surface waves in ferrofluids under vertical magnetic field // The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems. 1999. Vol. 9. pp. 335-341
5. Диканский Ю. И., Закиян А. Р., Мкртчян Л. С. Неустойчивость тонкого слоя магнитной жидкости в перпендикулярном магнитном поле // Журнал технической физики, 2010. Т. 80. № 9. С. 38–42
6. Matthies, G., Tobiska, L. Numerical simulation of normal-field instability in the static and dynamic case // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2005. Vol. 289. pp. 346–349.
7. Gollwitzer C., Matthies G., Richter R., Rehberg I., Tobiska L. The surface topography of a magnetic fluid – a quantitative comparison between experiment and numerical simulation // Journal of Fluid Mechanics. 2007. Vol. 571. pp. 455–474.
8. Krüger T., Kusumaatmaja H., Kuzmin A., Shardt O., Silva G., Viggien E. The Lattice Boltzmann Method. Springer. 2017. P. 718
9. Zhang S., Niu X., Li Q., Khan A., Hu Y., Li D. Numerical investigation on the deformation of ferrofluid droplets // Phys. Fluids. 2023. Vol. 35, 012102
10. Mohammad M., Mohamad A. B., Amirabbas G. A., Mohammad H. R., Mohammad B. S. Magnetic field-induced control of a compound ferrofluid droplet deformation and breakup in

- shear flow using a hybrid lattice Boltzmann-finite difference method // International Journal of Multiphase Flow. 2022. Vol. 146, 103846
11. *Hu Y., Li D., Niu X.* Phase-field-based lattice Boltzmann model for multiphase ferrofluid flows // Physical Review E. 2018. Vol. 98, 033301
 12. *Li X., Dong Z., Yu P., Niu X., Wang L., Li D., Yamaguchi H.* Numerical investigation of magnetic multiphase flows by the fractional-stepbased multiphase lattice Boltzmann method // Physics of Fluids. 2020. Vol. 32 (8), 083309
 13. *Khan A., Niu X., Li Q., Li Y., Li D., Yamaguchi H.* Dynamic study of ferrodroplet and bubbles merging in ferrofluid by a simplified multiphase lattice Boltzmann method // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2020. Vol. 495, 165869

Володин Иван Валерьевич, ivanwolodin@gmail.com
Алабужев Алексей Анатольевич, alabuzhev@mail.ru



ВЛИЯНИЕ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ВИБРАЦИЙ НА ПУЛЬСАЦИОННОЕ ТЕЧЕНИЕ ДЛИННОВОЛНОВОЙ КОНВЕКЦИИ МАРАНГони В ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ

И.В. Володин^{1}, А.А. Алабужев^{1,2}*

¹*Институт механики сплошных сред Уральского отделения РАН, Пермь*

²*Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь*
ivanwolodin@gmail.com

ВВЕДЕНИЕ

Изучение тонких пленок и их взаимодействия с внешними силовыми полями важно для создания новых материалов с уникальными свойствами, используемых в электронике, оптике и сенсорах, а также для разработки более эффективных технологий в микро- и наноприборах. Кроме того, их поведение представляет интерес со стороны фундаментальной науки. Большой объем информации, посвященный теоретическому и экспериментальному исследованию тонких пленок в силовых полях, собран в двух обстоятельных обзорах [1, 2].

В данной работе рассматривается изучение влияния вертикального вибрационного воздействия на пульсационное течение тонкой пленки на твердой подложке с заданным вертикальным градиентом температуры.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим бесконечную в горизонтальном направлении тонкую пленку жидкости, подогреваемую снизу. Нижняя подложка, на которой располагается жидкость, является твердой и совершает колебания заданной частоты и амплитуды (рис. 1). Среду считаем вязкой и несжимаемой. Верхняя граница – свободная, над пленкой находится невесомый газ, не оказывающий влияния на движение свободной границы. Система находится в поле тяжести. Рассматривается случай конечных частот (период колебаний подложки сравним со временем релаксации толщины пленки) и больших (по сравнению с толщиной пленки) амплитуд.

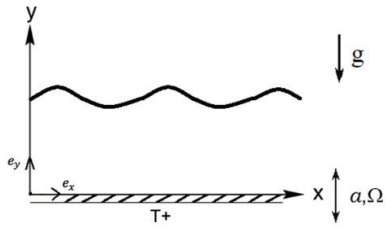


Рис. 1. Геометрия задачи

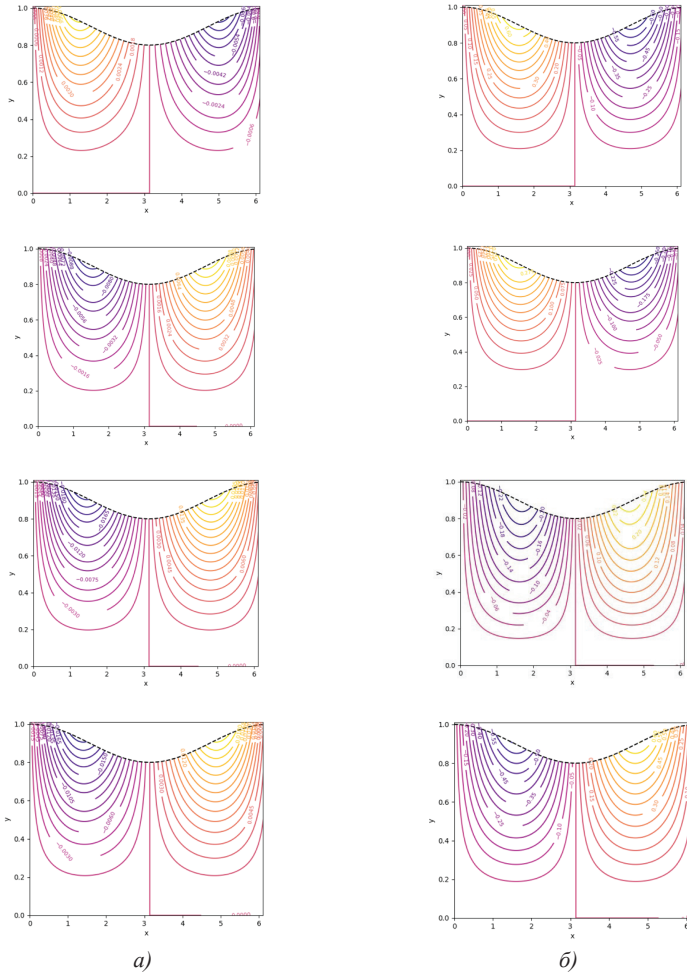


Рис. 2. Изолинии функции тока в равноотстоящие моменты времени $t = 0, 0.25\pi, 0.50\pi, 0.75\pi$ (сверху вниз) для $\omega = 1$ (а), $\omega = 10$ (б)

МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

В рассматриваемой системе существует два характерных времени – время, соответствующее внешней вибрационной частоте ω и время, на котором заметны осредненные эффекты. Это позволяет ввести иерархию времен и разбить исходную задачу на две системы уравнений – для пульсаций и для осредненного течения [3, 4].

ПУЛЬСАЦИОННОЕ ТЕЧЕНИЕ

Рассмотрена задача для амплитуд пульсационного течения, получено распределение всех пульсационных полей. Для зафиксированного профиля границы раздела построены изолинии поля скорости (рис. 2) в четырех последовательных моментах периода вибраций. Несмотря на то, что изолинии функции тока кажутся не замкнутыми, каждая частица жидкости колеблется около своего среднего положения с малой в масштабе рисунка амплитудой, а ее мгновенная пульсационная скорость является касательной к мгновенной изолинии в точке.

Полученное пульсационное течение устойчиво к длинноволновым возмущениям из-за наличия конечной вязкости [3]. Однако необходимо рассмотреть устойчивость по отношению к возмущениям конечной или малой длины волны. Увеличение частоты внешней вибрационной силы ведет к увеличению амплитуды функции тока.

В дальнейшем планируется продолжить изучение данной системы, получив амплитудное уравнение для осредненной динамики поверхности раздела.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа поддержана грантом РФФ № 24-21-00379.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Craster R., Matar O.* Dynamics and stability of thin liquid films // *Reviews of Modern Physics*. 2009. Vol. 81(3). pp. 1131-1198.
2. *Oron A., Davis S.H., Bankoff S.G.* Long-scale evolution of thin liquid films // *Reviews of Modern Physics*. 1997. Vol. 69 (3). pp. 931-980.
3. *Shklyaev S., Khenner M., Alabuzhev A.A.* Enhanced stability of a dewetting thin liquid film in a single-frequency vibration field // *Physical Review E*. 2008. V. 77, 036320.
4. *Alabuzhev A., Volodin I.* Linear Instability of Forced Oscillations of a Thin Ferrofluid Film in a Vertical Magnetic Field // *Microgravity Science and Technology*. 2022. Vol. 34 (5). pp. 1-11.

Володин Иван Валерьевич, ivanwolodin@gmail.com
Алабужев Алексей Анатольевич, alabuzhev@mail.ru



ВИХРЕВОЙ СЛЕД ЗА ПАССАЖИРСКИМ САМОЛЕТОМ

А.М. Гайфуллин, Ю.Н. Свириденко*

Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского, Жуковский
gaifullin@tsagi.ru

Создана математическая модель вихревого следа за пассажирским самолетом. Определены силы и моменты, действующие на самолет, попавший в зону влияния вихревого следа от другого самолета. Для пилотажных стендов создана математическая модель аэродинамики самолета, попавшего в вихревой след.

ОСНОВНЫЕ ПРОБЛЕМЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ВИХРЕВОГО СЛЕДА

Вихревой след за летательным аппаратом с крылом большого удлинения живет достаточно длительное время, за которое самолет успевает пролететь расстояние в несколько десятков километров. Интенсивность и время жизни вихревого следа в основном зависят от двух факторов: от самолета-генератора следа и от состояния турбулентной атмосферы. Чем крупнее самолет, тем интенсивнее след за ним и тем больше время его жизни. Чем интенсивнее атмосферная турбулентность, тем быстрее затухает циркуляция следа и сокращается время его жизни.

В докладе будут рассмотрены несколько задач, связанных с вихревым следом за пассажирским самолетом. Первая задача – определение характеристик вихревого следа за самолетом. В области вблизи самолета производится расчет характеристик течения с учетом задания довольно точной геометрии самолета и параметров горячей струи. В дальнем следе длинноволновые синусоидальные возмущения нарушают прямолинейность вихревых структур. По мере удаления от самолета амплитуда возмущений растет, затем вихри сталкиваются, образуя вихревые кольца. Разрушение вихревых колец завершает стадии развития интенсивного вихревого следа. Будет рассмотрена диффузия вихревого следа. При этом будет раскрыт физический механизм потери циркуляции вихревого следа по мере удаления его от самолета. Известно, что большинство стандартных моделей турбулентности, дают завышенную диффузию завихренности в ядре вихря. В работе предложена модификация стандартной модели турбулентности для адекватного описания диффузии завихренности в ядре вихря. Результаты расчетов по созданным моделям и теориям показали хорошее соответствие с экспериментальными данными.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АЭРОДИНАМИКИ САМОЛЕТА В ЗОНЕ ВЛИЯНИЯ ВИХРЕВОГО СЛЕДА

В вихревой след от самолета может попасть другой самолет, летящий либо по той же траектории, например по глиссаде, либо при крейсерском режиме полета по соседнему эшелону. Расстояние между эшелонами всего 300 м. и в хорошую слаботурбулентную погоду вихревой след от крупного самолета может опуститься на такое расстояние. Известны случаи и катастроф и повреждений при попадании самолета в вихревой след. В зоне влияния вихревого следа на самолет действуют дополнительные силы и моменты, зависящие от взаимного расположения самолета и вихревого следа. Поэтому вторая задача – определение этих дополнительных сил и моментов.

Вихревой след не видим и поэтому на современном этапе невозможно предотвратить попадание одного самолета в вихревой след другого самолета. Но, возможно обучить летный состав навыкам управления самолетом в зоне влияния вихревого следа или даже внутри вихревого следа. Третья задача - создание математической модели аэродинамики самолета, попавшего в вихревой след. Модель основана на применении искусственных нейронных сетей. Она работает в режиме реального времени и предназначена для авиационных тренажеров и пилотажных стендов. В настоящее время модель установлена на пилотажных стендах ЦАГИ, РСК МИГ и ФАЛТ МФТИ.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Исследование частично выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-11-00210, <https://rscf.ru/project/23-11-00210/>.

Гайфуллин Александр Маркович, gaifullin@tsagi.ru
Свириденко Юрий Николаевич, ysviridenko@yandex.ru



ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОБМЕНА В ДОЗВУКОВЫХ ЗАКРУЧЕННЫХ ПОТОКАХ ДИССОЦИИРОВАННЫХ ГАЗОВ

С.С. Галкин, И.В. Лукомский, Е.С. Тетеева, А.В. Чаплыгин, А.Ф. Колесников*
Институт проблем механики имени А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
galkin@ipmnet.ru

Приведены результаты измерений тепловых потоков к холодной медной (высококatalитической) поверхности и динамических давлений в дозвуковых завихренных струях диссоциированного воздуха в широком диапазоне параметров. Эксперименты проведены на 100-киловаттном ВЧ плазмотроне ВГУ-4. Полученные данные могут использоваться при численном моделировании течений в установке ВГУ-4 и для валидации компьютерных кодов.

ВВЕДЕНИЕ

Важнейшим параметром потока диссоциированного газа при исследовании его термохимического взаимодействия с поверхностью материала является энтальпия на внешней границе пограничного слоя. Энтальпия струи индукционного ВЧ-плазмотрона ВГУ-4 [1, 2] определяется основными рабочими параметрами установки: мощностью анодного питания (N_{ap}), высотой модели (зонда) над выходным интерфейсом разрядного канала (Z), расходом плазмообразующего газа, давлением в рабочей камере (p_{ch}). Толщина пограничного слоя зависит также от геометрии модели. Прямые измерения энтальпии потока с применением зондовых методов технически сложны и часто не обеспечивают необходимой точности [3]. В Лаборатории взаимодействия плазмы и излучения с материалами ИПМех применяется расчетно-экспериментальный метод оценки энтальпии вдоль оси дозвуковой струи до внешней границы пограничного слоя [4]. Цель данной работы - получение диагностических данных о тепловых потоках и динамических давлениях, которые реализуются в высокоэнтальпийной закрученной воздушной струе ВЧ-плазмотрона ВГУ-4 при обтекании цилиндрической водоохлаждаемой медной модели радиусом 25 мм со скругленными кромками в зависимости от давления в рабочей камере p_{ch} , анодного питания ВЧ-генератора N_{ap} , и высоты модели над выходным интерфейсом разрядного канала Z .

ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ

Для измерения плотности теплового потока к холодной высококatalитической непроницаемой стенке в центре модели применялся проточный калориметр с медной тепловоспринимающей поверхностью диаметром 13.65 мм [5,6].

На рисунке 1 (а и б) приведены измеренные значения плотности теплового потока (q_0 , Вт/см²) в зависимости от высоты модели над выходным сечением разрядного канала (Z , мм) при переменной мощности ВЧ-генератора плазмотрона (N_{ap} , кВт) в интервале 16 - 70 кВт и давлении в рабочей камере p_{ch} 60 и 80 гПа.

ИЗМЕРЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ДАВЛЕНИЙ

Скорость потока на оси дозвуковой струи плазмы можно определить по совокупности результатов численного моделирования и данных измерений динамического давления, выполненных с использованием водоохлаждаемой трубки Пито [7].

На рисунке 2 приведены измеренные значения динамического давления в струе (P_{dyn}) в зависимости от высоты зонда над выходным сечением разрядного канала (Z , мм) при переменной мощности ВЧ-генератора плазмотрона по анодному питанию (N_{ap} , кВт) в интервале 20 - 70 кВт и давлении в рабочей камере p_{ch} 60 и 80 гПа.

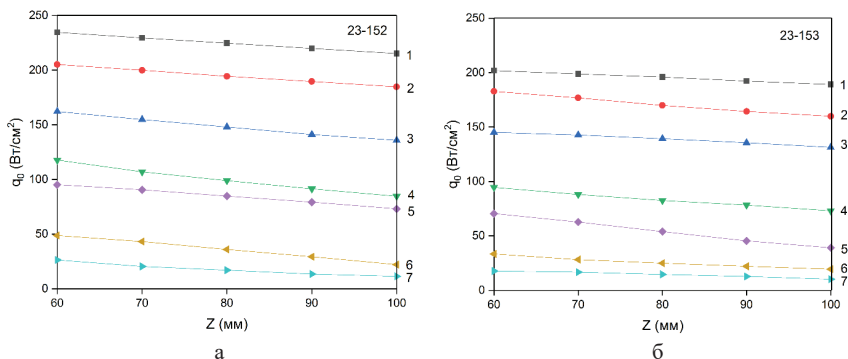


Рис. 1. Зависимость плотности теплового потока q_0 от высоты Z измерительного зонда и мощности анодного питания N_{ap} при давлении в рабочей камере p_{chk} : а – 60 гПа; б – 80 гПа: 1 – 70 кВт; 2 – 60 кВт; 3 – 50 кВт; 4 – 40 кВт; 5 – 30 кВт; 6 – 20 кВт; 7 – 16 кВт

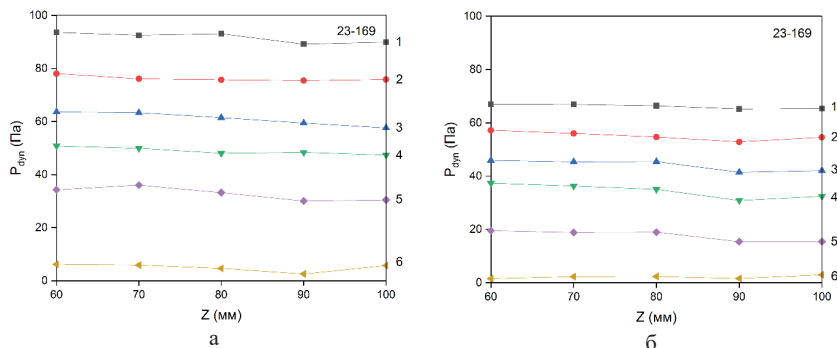


Рис. 2. Зависимость динамического давления P_{dyn} от высоты Z измерительного зонда и подводимой мощности N_{ap} при давлении в рабочей камере p_{chk} : а – 60 гПа; б – 80 гПа: 1 – 70 кВт; 2 – 60 кВт; 3 – 50 кВт; 4 – 40 кВт; 5 – 30 кВт; 6 – 20 кВт

Динамические давления P_{dyn} , и тепловые потоки q_0 , полученные при давлении в рабочей камере 60 и 80 гПа, слабо меняются с увеличением высоты модели над выходным интерфейсом разрядного канала.

Установлено, что, изменяя подводимую мощность, можно получать тепловые потоки в пределах от 5 до 200 Вт/см².

Полученный массив экспериментальных данных позволит после численного моделирования определить диапазон рабочих параметров установки ВЧ-плазмотрона ВГУ-4, в частности, для осуществления локального моделирования аэродинамического нагрева на участке траектории летательного аппарата IXV [8,9].

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена по теме государственного задания № 124012500440-9 научной установки (УНУ) «Высокочастотные индукционные плазмотроны ВГУ-3 и ВГУ-4». (<https://ckp-rf.ru/usu/441568/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гордеев А.Н., Колесников А.Ф. Высокочастотные индукционные плазмотроны серии ВГУ. Сб. Актуальные проблемы механики: Физико-химическая механика жидкостей и газов. Москва, Наука, 2010, С. 151-177.
2. Гордеев А.Н., Колесников А.Ф. Новые режимы течения и теплообмена плазмы в индукционном плазмотроне ВГУ-4. Электронный журнал «Физико-химическая кинетика газовой динамики». 2008. Т. 7.
3. Anderson L. A., Sheldahl R. E. Experiments with two flow-swallowing enthalpy probes in high-energy supersonic streams // AIAA Journal. – 1971. – Т. 9. – №. 9. – С. 1804-1810.
4. Васильевский С.А., Колесников А.Ф., Гордеев А.Н., Тихонов А.А. Расчет эффективного радиуса цилиндрической модели, обтекаемой дозвуковой струей воздуха в ВЧ-плазмотроне, и определение энтальпии набегающего потока // Препринт №1115. ИПМехРАН. 2015.
5. ASTM E422-05(2016). Standard Test Method for Measuring Heat Flux Using a Water-Cooled Calorimeter // ASTM International, West Conshohocken, PA. 2016
6. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. Под ред. А. В. Лыкова. М., «Энергия», 1976. 392 с. с ил.
7. Физика и техника низкотемпературной плазмы // С.В. Дресвин, А.В. Донской, В.М. Гольдфарб, В.С. Клубникин, под общ. ред. С.В. Дресвина. – Москва: Атомиздат, 1972.
8. Schouler M., Prévèreaud Y., Mieussens L. IXV post-flight reconstruction and analysis of the aerothermodynamic measurements along the rarefied portion of the reentry trajectory // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2021. Volume 178.
9. Колесников А.Ф., Щелоков С.Л. Анализ условий моделирования аэродинамического нагрева в дозвуковых струях высокоэнтальпийного воздуха ВЧ-плазмотрона ВГУ-4 // Изв. РАН. МЖГ. 2021. № 2. С. 91—96.

Галкин Семен Сергеевич, galkin@ipmnet.ru
Лукомский Илья Васильевич, kotovarvi@list.ru
Тептева Елена Сергеевна, elena.es@ipmnet.ru
Чаплыгин Алексей Владимирович, chaplugin@ipmnet.ru
Колесников Анатолий Федорович, koles@ipmnet.ru



О КОЭФФИЦИЕНТЕ ПЕРЕМЕЖАЕМОСТИ СИММЕТРИЧНОЙ И АСИММЕТРИЧНОЙ МОД ТУРБУЛЕНТНОГО СЛЕДА ОТ ПАРЫ ЦИЛИНДРОВ

Г.В. Гембаржевский

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва

gvgemb@ipmnet.ru

Турбулентный след за плохообтекаемыми телами является одним из основных объектов изучения как фундаментальной, так и прикладной гидрогазодинамики. Случай обтекания группы параллельных близкорасположенных цилиндрических тел в направлении перпендикулярном осям цилиндров широко распространен в инженерной практике, используется в силовых конструкциях, а также в устройствах интенсификации тепло- и массообмена, например, в трубных теплообменниках, химических реакторах. При проектировании подобных устройств одна из основных задач это минимизация вероятности усталостного разрушения конструкции в результате

резонансного аэроупругого взаимодействия длинных цилиндров с обтекающим их потоком. Соответственно, при проектировании подобного устройства наряду с оценкой амплитуды силового воздействия на цилиндры требуется оценка характерных базовых частот такого воздействия и вероятностей реализации эпизодов течения с соответствующей базовой частотой осцилляции приложенной к цилиндрам силы. Здесь учтено, что спектр силового воздействия представляет собой функцию с несколькими хорошо выраженными, сравнительно узкими максимумами (квазипериодическая сила).

При решении отмеченных выше инженерных задач, как и для понимания общей картины комплексного следа от группы цилиндров, могут быть полезны простые модели крупномасштабной структуры следа - конфигурации энергосодержащих вихрей течения. Для следа от уединенного цилиндра это – сравнительно устойчивая шахматная вихревая дорожка Кармана, дающая узкие пики при спектральном представлении скорости, силового воздействия течения. Простейшая одномерная модель дорожки Кармана от уединенного цилиндра это известная модель Ландау-Стюарта [1, 2]. Эта модель обобщалась в рамках теории возмущений на случай комплексного следа от пары цилиндров, установленных бок о бок в плоскости перпендикулярной набегающему потоку. Соответственно комплексный след моделировался двумя параллельными парциальными дорожками Кармана, каждая за своим цилиндром, причем дорожки несколько искажались в результате взаимодействия между областями их формирования в окрестности цилиндров. Нам удалось построить подобное обобщение модели Ландау-Стюарта [3], правильно передающее набор из трех наблюдаемых глобальных мод следа для случая не слишком тесно расположенных цилиндров $L/D > 1,5-1,7$ (где L – расстояние между осями цилиндров, а D – их диаметр). При этом в модели [3] правильно воспроизводится спектр базовых частот осцилляций в парциальных следах – дорожках Кармана. В зависимости от расстояния между осями цилиндров L/D спектр имеет вид горизонтально лежащего «треугольника» с узловой точкой бифуркации. В результате сближения цилиндров в точке бифуркации $L/D=2,0-2,2$ происходит перестройка следа с одномодового режима симметричного течения в форме одинаковых противофазно-синхронизованных парциальных дорожек к режиму перемежаемости (между упомянутой выше симметричной модой и асимметричной модой различающихся по всем характеристикам дорожек). Следует отметить, что в случае развитого турбулентного следа парциальные следы – вихревые дорожки Кармана сильно зашумлены и быстро диссипируют вниз по потоку. Соответственно, с ростом числа Рейнольдса затруднена идентификация парциальных дорожек Кармана в комплексном следе, но все еще можно говорить о квазипериодичности скорости в характерной области ближнего парциального следа. Характерные частоты осцилляций по асимметричной моде следа существенно отличаются от базовой частоты колебаний по симметричной моде комплексного следа, поэтому для моделирования силового воздействия следа необходима оценка коэффициента перемежаемости этих мод – относительного времени пребывания следа в окрестности фазового пространства симметричной и асимметричной мод.

Система уравнений модели комплексного следа типа Ландау-Стюарта [3] для медленно эволюционирующих амплитуд ρ, r и фаз осцилляций φ, ψ управляющих параметров двух парциальных следов – дорожек следующая:

$$\frac{d\rho}{d\tau} - \frac{\rho}{2} [1 + \Lambda - \rho^2 - \Lambda r^4 - l\rho r \cos P] = St_\rho, \quad \frac{dr}{d\tau} - \frac{r}{2} [1 + \Lambda - r^2 - \Lambda \rho^4 - l\rho r \cos P] = St_r,$$

$$\frac{d\varphi}{d\tau} - k[(1-l)\rho^2 - 1] + \frac{l}{2}\rho r \sin P = St_\varphi, \quad \frac{d\psi}{d\tau} - k[(1-l)r^2 - 1] - \frac{l}{2}\rho r \sin P = St_\psi,$$

$$\frac{dP}{d\tau} - k(1-l)(\rho^2 - r^2) + l\rho r \sin P = St_\varphi - St_\psi, \quad \text{где } P = \varphi - \psi$$

В уравнениях фигурирует медленное время $\tau = \varepsilon t$, где малый параметр $\varepsilon = 1/\text{Re}_{cr} - 1/\text{Re}$ определяется числом Рейнольдса течения [1, 2]. По результатам обезразмеривания модель содержит три параметра k, Λ, l , причем первый - наследуемый параметр $k = -c_L/2 \approx 1,5$ оценивается по модели Ландау-Стюарта ламинарного следа одиночного цилиндра; два других - характеризуют взаимодействие парциальных следов. Наблюдаемые в эксперименте осцилляции скорости течения $u_\rho(r, \tau); u_r(r, \tau)$ в характерных областях ближнего следа определяются уравнениями

$$u_\rho(r, \tau) = \hat{u}_\rho(r) \sqrt{\varepsilon \rho} \cos(\omega_{st} \tau + \phi); \quad u_r(r, \tau) = \hat{u}_r(r) \sqrt{\varepsilon r} \cos(\omega_{st} \tau + \psi),$$

где введена частота установившихся колебаний ω_{st} в следе за уединенным цилиндром (при данном числе Рейнольдса течения).

Развиваемая модель позволяет не только найти спектр глобальных мод и соответствующих базовых частот осцилляций по этим модам [3], но и определить области притяжения мод в трехмерном фазовом пространстве модели ρ, r, P . В качестве примера, ниже приведены результаты расчета границы областей притяжения симметричной моды (противофазно-синхронизованных парциальных следов-дорожек) и асимметричной моды (различающихся парциальных следов-дорожек) для параметров модели $\Lambda = 0,6$; $l = -0,5$; $k = 1,5$. Набор параметров соответствует случаю сравнительно тесно расположенных цилиндров: $L/D \sim 1,5-1,7$. На рис.1 приведена форма границы между областями притяжения конкурирующих мод комплексного следа в сечении плоскостью $\rho_0^2 + r_0^2 = 1,7$. На рисунке выше граничной кривой расположена область притяжения симметричной моды, ниже - асимметричной моды следа.

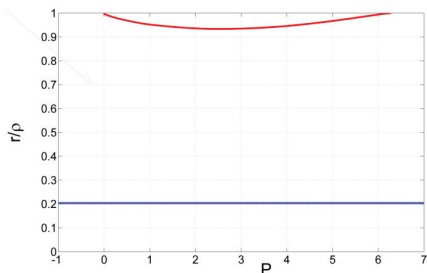


Рис. 1. Зависимость относительной амплитуды осцилляций от разности фаз осцилляций в двух парциальных дорожках комплексного следа (верхняя кривая) на пересечении границы областей притяжения глобальных мод с плоскостью $\rho_0^2 + r_0^2 = 1,7$. (Нижняя горизонтальная полоса представляет глобальную асимметричную моду течения)

Из приведенных на рис.1 данных следует, что вероятность выживания асимметричной моды гораздо выше соответствующей вероятности для симметричной моды. Действительно, даже слабые амплитудные (турбулентные) возмущения выводят изображающую точку следа из области притяжения симметричной моды в область

притяжения конкурирующей асимметричной моды. Но не наоборот: только весьма сильные амплитудные возмущения могут перевести изображающую точку из области $r/\rho \approx 0,2$ в область $r/\rho > 0,9$. Для случая сравнительно далеко расположенных цилиндров $L/D \sim 2-2,2$ (вблизи границы бифуркации к перемежающемуся течению) вероятности выживания этих двух мод сближаются. Качественно, зависимость коэффициента перемежаемости от расстояния между цилиндрами соответствует экспериментальным данным [4].

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Автор благодарен Кириллу Юрьевичу Осипенко за выполненные расчеты по задаче. Работа выполнена с использованием средств государственного бюджета по госзаданию № 124012500440-9.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука. ГРФМЛ. 2000. С. 733.
2. *Sipp D., Lebedev A.* Global stability of base and mean flows: a general approach and its applications to cylinder and open cavity flows // Journal of Fluid Mechanics. 2007. V. 593. P. 333-358.
3. *Гембаржевский Г.В., Осипенко К.Ю.* Моделирование основных характеристик ближнего следа от пары цилиндров, расположенных бок о бок, не слишком близко // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2023. № 6. С. 32-37.
4. *Alam Md.M., Moriya M., Sakamoto H.* Aerodynamic characteristics of two side-by-side circular cylinders and application of wavelet analysis on the switching phenomenon // Journal of Fluids and Structures. 2003. V. 18. P. 325-346.

Гембаржевский Геннадий Владимирович, gvgeb@ipmnet.ru



ЛАБОРАТОРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ГЕНЕРИРУЕМОЙ КОЛЕБЛЮЩИМИСЯ РЕШЕТКАМИ В ВОДНОЙ СРЕДЕ МЕТОДОМ PIV

В.В. Герасимов^{1}, А.Г. Зацепин¹, А.А. Кандауров², Д.А. Сергеев²*

¹*Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва*

²*Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород*
gerasimov.vv@ocean.ru

С целью дальнейшего изучения связи тонкоструктурного расслоения стратифицированной водной среды с вертикальным турбулентным массообменом, был проведен эксперимент по определению характерных масштабов турбулентных пульсаций в водной среде и их связи с внешними параметрами генерации турбулентности в лабораторном бассейне.

Эксперимент заключался в определении скорости и частоты турбулентных пульсаций перемешиваемой горизонтально колеблющимися решетками из вертикальных стержней водной среды методом PIV (Particle Image Velocimetry - метод визуализации векторных полей скорости течения жидкости, или газа путем цифровой обработки изображений введенных в поток частиц).

В рамках эксперимента проведены 7 опытов с различными условиями перемешивания жидкости в лабораторной установке с различными амплитудами (А) и периодом (Т) колебаний решеток стержней (Таб.1).

Таб.1. Значения амплитуды А и периода Т синусоидальных колебаний решеток стержней в проведенных опытах. $Re = U*d/\nu$ - внешнее число Рейнольдса, $U = (4A/T)$ – средняя амплитуда скорости колебания стержня d – диаметр стержня, ν – кинематическая вязкость воды.

	2А, см	Т, с	Re
1	3,3	1,8	225
2	3,3	2,1	189
3	2,5	1,8	171
4	2,5	2,1	143
5	2,5	2,6	115
6	2,5	3,5	86
7	2,0	2,1	114

В каждом опыте проводились измерения скорости движения частиц на 5 уровнях по вертикали с расстоянием от дна 5, 9, 12, 15, 19 см. Общая толщина слоя жидкости в бассейне составляла 24 см.

Получены временные ряды пульсаций скорости в различных точках бассейна (Рис. 1).

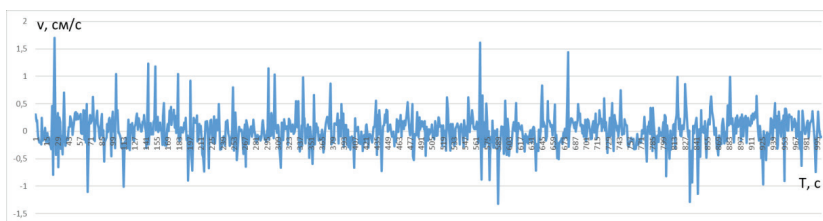


Рис.1. Временная реализация вертикальных пульсаций скорости для одного из опытов в однородной по плотности водной среде с $2A=2,5$ см и $T=1,8$ с, на расстоянии 9 см от дна бассейна.

В результате обработки данных, получены характерные значения вертикальной скорости пульсаций (среднеквадратичные значения), периода пульсаций и пространственного масштаба пульсаций (Таб. 2) и построены соответствующие графики зависимости от числа Re (Рис.2).

Таб.2 Данные, полученные по результатам измерений, v – скорость вертикальных пульсаций, T_v – их период, $m_v = T_v v$ – их пространственный масштаб.

	Re	v см/с	T_v , с	m_v , см
1	225	0,32	6,3	2,0
2	189	0,28	6,2	1,8
3	171	0,27	6,4	1,8
4	143	0,23	6,7	1,5
5	115	0,16	6,7	1,1
6	114	0,16	6,8	1,1
7	86	0,11	6,8	0,7

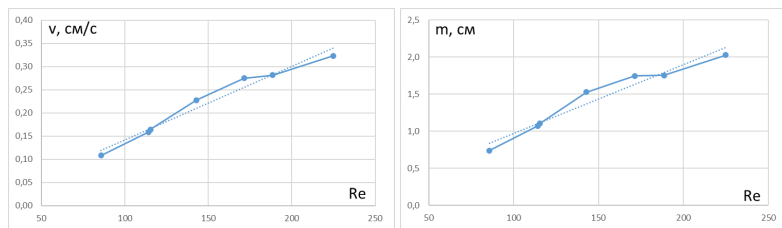


Рис.2 Графики зависимости вертикальной скорости и пространственного масштаба пульсаций от числа Re .

Построена зависимость «внутреннего» числа $Re^* = v_m v / \nu$, вычисленного по масштабам вертикальных пульсаций скорости от «внешнего» Re . Выявлена близкая к линейной зависимость (Рис. 3А). И построена зависимость «внутреннего» числа Ричардсона $Ri^* = g\beta\Delta S m / (\rho v^2)$, где g – ускорение свободного падения, β – коэффициент солёностного сжатия, ΔS – текущий перепад солёности между приповерхностным и придонным слоями воды, H – толщина слоя воды в бассейне, от «внешнего» $Ri = g\beta\Delta S d / (\rho U)^2$ для линейно-стратифицированной водной среды, также выявлена близкая к линейной зависимость (Рис. 3Б).

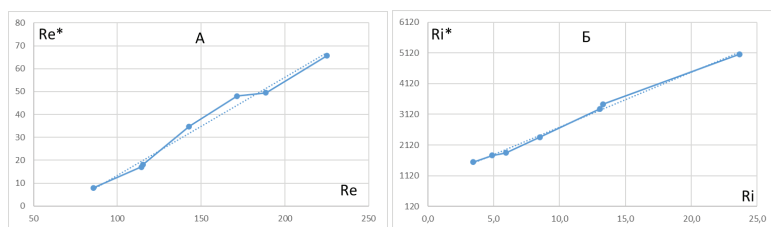


Рис.3 Зависимость числа Re^* от Re (А) и зависимость числа Ri^* от Ri (Б).

Данная работа является продолжением исследования тонкоструктурного расслоения линейно-стратифицированной жидкости при турбулентном перемешивании [1]. Согласно механизму, предложенному Филлипсом [2] и Посментьером [3], поток солёности $Q_s = -K(\partial\rho/\partial z)$, где коэффициент вертикального турбулентного обмена $K \sim CRi^n$, если $n > 1$, то это значит, что Q_s через эту область – уменьшается, в результате чего градиент плотности увеличивается еще больше, такая ситуация свидетельствует о неустойчивости: малое отклонение системы от равновесного состояния приводит к дальнейшему росту этого отклонения, при этом поток стремится разбиться на однородные турбулентные слои, разделенные резкими ступеньками с большим градиентом плотности через которые обмен затруднен, при $n < 1$ неустойчивость отсутствует, локальные неоднородности градиента плотности рассасываются, так как Q является возрастающей функцией $\partial\rho/\partial z$.

Была рассчитана зависимость потока соли Q_s от числа Ri^* (Рис.4А), которая показала картину, аналогичную зависимости потока от числа Ri построенного по внешним параметрам (Рис. 4Б) с чередованием зон с падением и ростом потока в зависимости от Ri .

Результаты опытов показали связь внутренних масштабов турбулентности с масштабами, задаваемыми параметрами эксперимента. Однако абсолютные значения числа $Ri^* (Ri^* \gg Ri)$ дают основания полагать, что перемешивание жидкости происходит не за счет переноса энергии пульсациями скорости в области между стержнями, где проводилось их измерение, а в основном за счет движения жидкости в непосредственной близости от стержней.

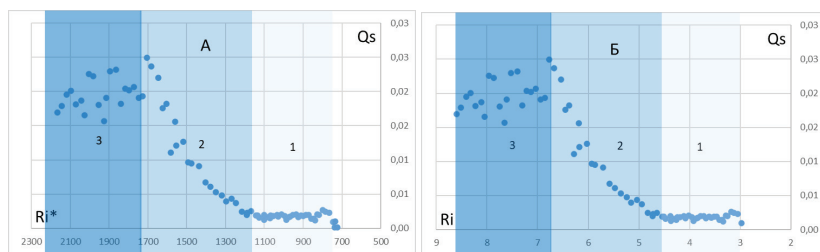


Рис.4 Зависимость потока соли Q_s от числа Ri^* , (А) и от числа Ri (Б). Область 3 – формирование устойчивых градиентных слоев, 2- разрушение слоев.

Таким образом, подтверждена справедливость принятия для расчетов внешних масштабов, приводимых в предыдущих работах авторов по изучению связи тонкоструктурного расслоения стратифицированной водной среды с вертикальным турбулентным массообменом [4, 5].

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена по теме госзадания FMWE-2024-0016.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Герасимов В.В., Зацепин А.Г. Связь тонкоструктурного расслоения стратифицированной водной среды с вертикальным турбулентным массообменом. Многофазные системы; РФ; 2023; Том 23 №4, стр. 376-377
2. Phillips, O.M. Turbulence in a strongly stratified fluid: Is it unstable? In Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts; Elsevier: Amsterdam, The Netherlands, 1972; Volume 19, pp. 7–81
3. Posmentier, E.S. The generation of salinity fine structure by vertical diffusion. J. Phys. Oceanogr. 1977, 7, 298–300.
4. Zatsepin A.G.; Gerasimov V.V.; Ostrovskii A.G. Laboratory Study of Turbulent Mass Exchange in a Stratified Fluid. // J. Mar. Sci. Eng. 2022, 10, 756-774. <https://doi.org/10.3390/jmse10060756>
5. Gerasimov V.V, Zatsepin A.G., Relationship between Fine Layering of Stratified Water Environment and Vertical Turbulent Mass Transport. // Oceanology, 2024, Vol. 64, No. 5, pp. 647–657

Герасимов Валерий Валериевич, gerasimov.vv@ocean.ru

Зацепин Андрей Георгиевич, zatsepin@ocean.ru

Кандауров Александр Андреевич, green.pb@gmail.com

Сергеев Даниил Александрович, sergeev4758@gmail.com



К ПРОБЛЕМЕ РАСПАДА ОДНОСВЯЗНОГО ОБЪЕМА ЖИДКОСТИ В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ

Д.А. Гончаров*, А.А. Пожалостин

Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, Москва
goncharov@bmstu.ru

Развитие многоразовых транспортных космических систем с возможностью многократного запуска двигателя на пассивном участке траектории актуализирует вопрос о моделировании поведения компонент жидкого топлива в условиях невесомости и микрогравитации. При переходе к состоянию микрогравитации жидкость демонстрирует сложную динамику [1], [2], [3]. На рис. 1. представлены кадры, полученные с камеры, расположенной внутри топливного бака ракеты-носителя многократного запуска.

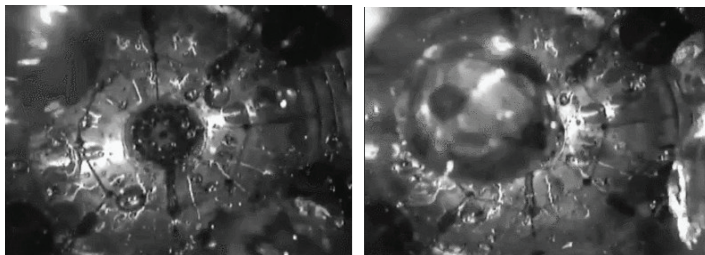


Рис. 1. Кадры видеосъемки в топливном баке ракеты-носителя в состоянии микрогравитации

Можно видеть, что изначально односвязный объем жидкости распадается на множество изолированных капель. Схожие результаты были получены при экспериментах на МКС [4], [5].

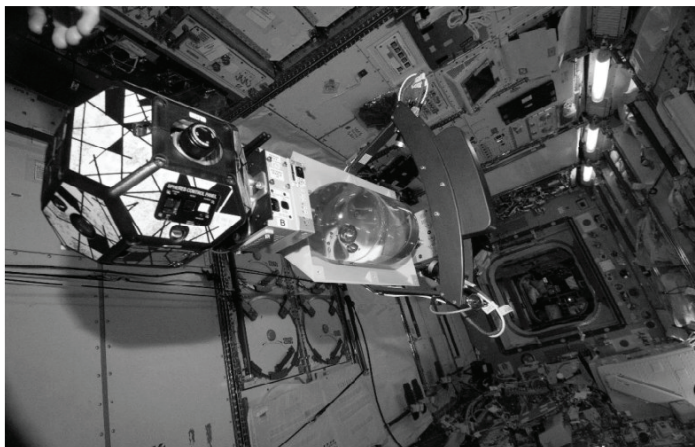


Рис. 2. Эксперимент SPHERES на МКС

Процессы распада односвязных объемов жидкости на капли в микрогравитации могут демонстрировать хаотическую динамику, что связано с неустойчивыми формами и сложными колебаниями капель. Исследования показывают, что такие явления, как колебания жидкости и ее распад под действием малых возмущений, могут привести к сложным и трудно предсказуемым траекториям капель, особенно при наличии внешних вибраций или других факторов, таких как вибрации, вызванные вариациями ускорения массовых сил.

Например, в микрогравитации под воздействием внешних вибраций капли могут демонстрировать сложные и хаотические колебания формы и положения. Эти динамические процессы можно наблюдать в численных и экспериментальных

исследованиях. Они включают, например, деформации пузырей или капель под влиянием акустических волн или внешних колебаний. Такие исследования показывают, что взаимодействие поверхностного натяжения, сил инерции и внешних факторов, таких как акустические или вибрационные поля, может приводить к хаотическому поведению системы в микрогравитации.

Подобные эффекты были изучены, например, в контексте движений пузырей и капель в условиях микрогравитации, где капли могут подвергаться сильным нелинейным деформациям и вибрациям, приводящим к сложным динамическим траекториям их распада на капли. Такое поведение объясняется тем, что в условиях микрогравитации значительно усиливаются эффекты поверхностного натяжения и малые внешние возмущения могут вызывать хаотические колебания.

Кроме того, исследования показывают, что даже минимальные возмущения могут вызвать значительное изменение траекторий движения капель, что подтверждает присутствие нелинейной и хаотической динамики в таких системах (например, в экспериментах с кавитационными пузырями внутри жидких капель) [6], [7], [8], [9].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gold, H. and McArdle, J. G. and Petrash, D. A. Slosh dynamics study in near zero gravity. NASA TN D-3985. 1967. 28 p.
2. Grubb, L. S. and Petrash, D. A. Experimental investigation of interfacial behavior following termination of outflow in weightlessness. NASA TN D-3897. 1967. 23 p.
3. Domenico Fiorini, Alessia Simonini, et al. Capillary-Driven Liquid Behavior in Microgravity Environments arXiv:2312.02754v2 [physics.flu-dyn] 25 Apr 2024
4. Jedediah M. Storey, Dr. Daniel Kirk. Progress towards a Microgravity CFD Validation Study using the ISS SPHERES-SLOSH Experiment. AIAA Propulsion and Energy Forum, August 24–28, 2020
5. J. McCraney, V. Kern, J. B. Bostwick, S. Daniel, and P. H. Steen Oscillations of Drops with Mobile Contact Lines on the International Space Station: Elucidation of Terrestrial Inertial Droplet Spreading PRL 129, 084501 (2022)
6. D. Obreschkow, P. Kobel, N. Dorsaz et al. Cavitation Bubble Dynamics inside Liquid Drops in Microgravity. PRL 97, 094502 (2006)
7. Movassat, M., Ashgriz, N. & Bussmann, M. Chaotic Shape and Translational Dynamics of 2D Incompressible Bubbles under Forced Vibration in Microgravity. Microgravity Sci. Technol. 24, 39–51 (2012). <https://doi.org/10.1007/s12217-011-9289-y>
8. Francesc Suñol, Ricard González-Cinca. Liquid jet breakup and subsequent droplet dynamics under normal gravity and in microgravity conditions. Physics of Fluids 27, 077102 (2015)

Гончаров Дмитрий Александрович, goncharov@bmstu.ru
Пожалостин Алексей Алексеевич, a.pozhalostin@mail.ru



ПРИМЕНЕНИЕ ТОЧНЫХ РЕШЕНИЙ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ИСПАРИТЕЛЬНОЙ КОНВЕКЦИИ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ РЕЗУЛЬТАТАМИ

О.Н. Гончарова^{1,2*}, Ю.В. Люлин^{2,3}

¹Алтайский государственный университет, Барнаул

²Институт вычислительного моделирования СО РАН, Красноярск

³НИУ «Московский энергетический институт», Москва

gon@math.asu.ru

Теоретическое исследование конвекции в жидкостях в условиях фазовых переходов «жидкость – пар», вызванных спутным потоком газа или приложенной тепловой нагрузкой, предполагает разработку новых или уточненных математических моделей, изучение вопросов, связанных с корректностью постановок начально-краевых задач, построение точных решений, проведение сравнения с экспериментальными результатами и определение области применимости моделей.

Точные решения уравнений термоконцентрационной конвекции в приближении Обербека – Буссинеска [1] построены для изучения двухслойных течений жидкости и газопаровой смеси с учетом слабого испарения на термокапиллярной границе раздела [2]. Данные решения имеют групповую природу, представляют собой частично инвариантные решения определяющих уравнений и описывают течения в бесконечном канале, развивающиеся под действием поперечного поля силы тяжести и продольного градиента температуры. Отметим, что в уравнениях и в соотношениях на границах дополнительно учитывается вклад явлений термодиффузии и диффузионной теплопроводности, возникающих в газовом слое в присутствии испаряемого компонента. Решение в трехмерном стационарном случае характеризуется зависимостью всех компонент вектора скорости от двух поперечных координат. При этом давление, температура и концентрация пара также имеют аналогичные составляющие и линейно зависят от продольной координаты. Построенные решения позволяют изучить структуру двухслойных течений, особенности процессов теплопереноса в жидкостях и на границе раздела и провести анализ влияния геометрических и теплофизических характеристик рабочей системы на характер течений. Поскольку задачи формулируются в бесконечных областях, результаты, получаемые на основе точных решений, применяются для описания конвекции на рабочем участке протяженного канала. Исследованы принципиальные вопросы, связанные с определением области применимости данных решений и математической модели в целом и с проведением сравнения с результатами физических экспериментов (см. [3, 4]). Определены различия, обусловленные размерностью задачи и, соответственно, двумерным либо трехмерным точным решением, при формулировке условий его применимости.

Исследованы характеристики гидродинамических, тепловых и концентрационных полей для систем «этанол – воздух» и «HFE-7100 – воздух», полученные на основе трехмерного точного решения, при толщине слоев 3 мм в диапазоне скоростей потока газа от 0.001389 до 1.389 (м/с). Расчеты течений в канале выполнены для рабочих значений скорости прокачки газа V_g , температуры системы $T_{in} = 20, 30, 40$ (°C), для экспериментальных и модельных значений поверхностного градиента температуры, формирующегося за счет охлаждения поверхности раздела под действием газового потока. В таблицах 1 и 2 представлены рабочие значения продольного градиента температуры A , продиктованные экспериментальными измерениями поверхностного перепада температуры вдоль потока газа. На рисунке 1 представлен пример структуры двухслойного течения этанола и паровоздушной смеси в канале с теплоизолированными стенками.

Таблица 1. Экспериментальные значения продольных градиентов температуры на поверхности раздела в системе «этанол – воздух» (толщина слоев 3 мм).

V_g , м/с	A , °C/м при $T_{in} = 20^\circ\text{C}$	A , °C/м при $T_{in} = 30^\circ\text{C}$	A , °C/м при $T_{in} = 40^\circ\text{C}$
0.01389	29.29	62.24	90.32
0.02778	44.84	80.88	125.97
0.04167	47.46	85.07	129.20
0.05556	49.96	91.16	134.59
0.06944	51.57	93.82	149.46
0.08333	54.35	97.08	146.49
0.09722	55.16	106.94	154.79
0.11111	60.37	112.19	169.41
0.125	69.54	125.08	174.61
0.13889	47.58	129.59	180.49

Проведен детальный анализ методик обработки экспериментальных данных и получения параметров массопереноса и поверхностных температурных и динамических характеристик (значений массовой скорости испарения, продольных градиентов температуры и термокапиллярных и сдвиговых напряжений). Проведено сравнение расчетных и экспериментальных результатов.

Таблица 2. Экспериментальные значения продольных градиентов температуры на поверхности раздела в системе «HFE-7100 – воздух» (толщины слоев 3 мм).

V_g , м/с	A , °С/м при $T_m = 20^\circ\text{C}$	A , °С/м при $T_m = 30^\circ\text{C}$	A , °С/м при $T_m = 40^\circ\text{C}$
0.01389	61.25	67.5	107.5
0.0278	82.5	88.75	121.25
0.0417	82.5	105.0	135.25
0.0556	83.75	111.25	138.75
0.0694	86.25	121.25	150.0
0.08333	87.5	123.75	160.0
0.0972	88.75	125.0	176.25
0.1111	91.25	133.25	181.25
0.125	93.75	146.25	190.0
0.13889	96.25	151.25	193.75

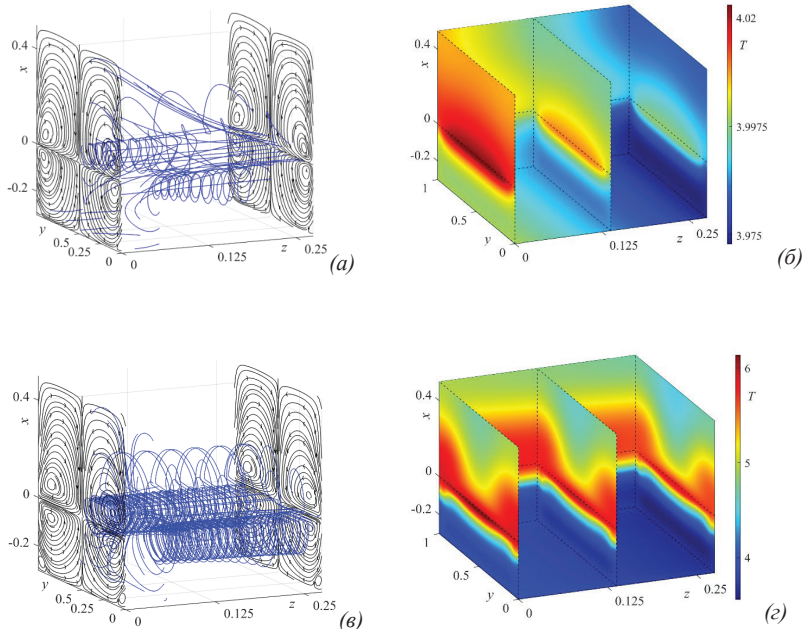


Рис. 1. Примеры распределения характеристик в системе сред «этанол– воздух»: поле скорости и траектории жидких частиц (а, в), температура (б, г); при $T_m = 40^\circ\text{C}$ и $V_g = 0.01389$ м/с для экспериментального ($A=90.32$ °С/м: а, б) и модельного ($10A$: в, г) значений A .

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при поддержке РФФ (код проекта 22-11-00243, <https://rscf.ru/project/22-11-00243/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Goncharova O.N., Kabov O.A., Pukhnachov V.V.* Solutions of special type describing the three dimensional thermocapillary flows with an interface // Intern. J. Heat and Mass. Transfer. 2012. V. 55. P. 715–725.
2. *Bekezhanova V.B., Goncharova O.N.* Modeling of three dimensional thermocapillary flows with evaporation at the interface based on the solutions of a special type of the convection equations // Appl. Math. Model. 2018. V. 62. P. 145–162
3. *Lyulin Yu., Kabov O.* Thermal effect in the evaporation process from the interface of the horizontal liquid layer under a shear gas flow // Interfacial Phenomena and Heat Transfer. 2023. V. 11. No. 1. P. 55–64.
4. *Бекежанова В.Б., Гончарова О.Н., Люлин Ю.В.* Теоретическое и экспериментальное исследование течений с испарением на термокапиллярной границе раздела: особенности моделирования, анализ характеристик // Многофазные системы. 2023. Т. 14. №. 3. P. 97–99.

Гончарова Ольга Николаевна, gon@math.asu.ru
Люлин Юрий Вячеславович, LiulinYV@mpei.ru



ПОВЕДЕНИЕ ЧАСТИЦ МИКРОПЛАСТИКА НА НЕРОВНОМ ДНЕ В ОДНОНАПРАВЛЕННОМ ПОТОКЕ: ДВУМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

А.А. Горбачев, И.А. Исаченко*
Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, г. Москва
gorbacalex@gmail.com

На сегодняшний день вопросам переноса микропластика (МП, фрагментов искусственных полимеров, < 5 мм) в морской среде уделяется много внимания, однако остается актуальной проблема учета в численных моделях влияния на перенос МП многих физических процессов. В частности, используемый подход к параметризации придонных потоков МП в региональных и прибрежных моделях [1], взятый по аналогии с параметризацией переноса придонных отложений, требует знания критического условия начала движения покоящихся на дне частиц МП, которое сейчас основано на небольшом числе лабораторных измерений [2]. Необходимость дополнительных исследований также обусловлена широким диапазоном размеров, плотностей и геометрических форм частиц МП, и их отличиями от параметров гранул естественного осадка.

Обычно задача определения условия взмучивания со дна самих гранул однородного осадка описывается в терминах критического значения τ_{cr} касательного напряжения на дне τ (размерностью $ML^{-1}T^{-2}$, в системе единиц класса M – масса, L – длина, T – время), определяемого диаметром гранул D (L), их плотностью ρ_s (ML^{-3}) и удельным весом на единицу объёма $\gamma' = g(\rho_s - \rho_0)$ ($ML^{-2}T^{-2}$), а также плотностью ρ_0 (ML^{-3}) и вязкостью μ ($ML^{-1}T^{-1}$) воды. Предполагается, что главным условием для взмучивания является нарушение баланса между редуцированной силой тяжести $F_G \sim V\gamma' = D^3\gamma'$ и силой сопротивления $F_D \sim A\tau_{cr} = D^2\tau_{cr}$. Из представленных шести размерных переменных может быть составлено три безразмерных параметра: $\tau_{cr}/(\gamma'D) \equiv \Theta_{cr}$, $(\tau_{cr}D^2\rho/\mu^2)^{-2} = \rho_0\mu^2/D^4 \equiv Re^*$ и ρ_s/ρ_0 . Зависимость $\Theta_{cr}(Re^*)$ впервые экспериментально исследована Шильдсом [3]. Влиянием ρ_s/ρ_0 на Θ_{cr} часто

пренебрегают из-за незначительных отличий плотности естественных осадков, однако эксперименты [4] показывают зависимость интенсивности переноса осадка от плотности гранул, что говорит о корректном выборе управляющих параметров. Зависимость θ_{cr} от отношения размера МП к размеру осадка ($D_{МП}/D$), аналогичная по форме известной зависимости для бимодального (состоящего из двух размерных фракций) осадка недавно была подтверждена экспериментально [2]. Влияние плотности частиц МП (т.е. $\rho_{МП}/\rho_0$) авторами [2] хотя и отмечалось, но было признано незначительным. Это можно объяснить тем, что параметр $\rho_{МП}/\rho_0$, отвечающий за инерцию частиц (влияние $\rho_{МП}$ на плавучесть уже учтено в g'), может оказывать влияние на взмучивание частиц только в том случае, если их отрыв от дна происходит не мгновенно после превышения возмущающей силой (F_G) некоторого порога, а предвосхищается процессом раскачивания частицы вокруг положения равновесия, под воздействием флуктуаций скорости течения. Целью настоящей работы было воспроизведение данного сценария взмучивания частиц МП при помощи мелкомасштабной численной модели, разрешающей динамику отдельных частиц.

Для моделирования частиц в модели используется вариация метода IBM (Immersed Boundary Method) [6], объединённого с расчетами динамики жидкости, на основе фреймворка OpenFOAM [7]. Все представленные результаты получены на основе расчетов в двумерной конфигурации модели. Начальные значения полей скорости и давления получены при условии неподвижности частиц МП, лежащих на слое неподвижных гранул осадка (рис. 1). Жидкость в модельном канале приводилась в движение заданием скорости на верхней границе (крышка с условием прилипания), правая и левая границы были объединены зеркальным расчетным условием, что позволило получить канал условно бесконечной длины (циклический). Течение в канале представляет собой цепочку вихрей, движущихся в направлении движения среднего течения, которые постепенно укрупняются за счёт объединения друг с другом так, что в результате наблюдается квазистационарный режим, характеризующийся периодическим прохождением по длине канала одного единственного крупного вихря (высотой порядка глубины канала, 7 см или 20 диаметров частиц). На рис. 1 один из таких вихрей визуализирован концентрацией краски-трассера. В зависимости от длины модельного пространства (20, 50, 60 диаметров частиц) и числа частиц на слое осадка (цифра 1 на рис. 1), горизонтальный размер и средняя скорость перемещения крупных вихрей составляли: 6.37 см и 6.8 см/с, 8.88 см и 6.3 см/с, 10.91 см и 5.9 см/с, соответственно.

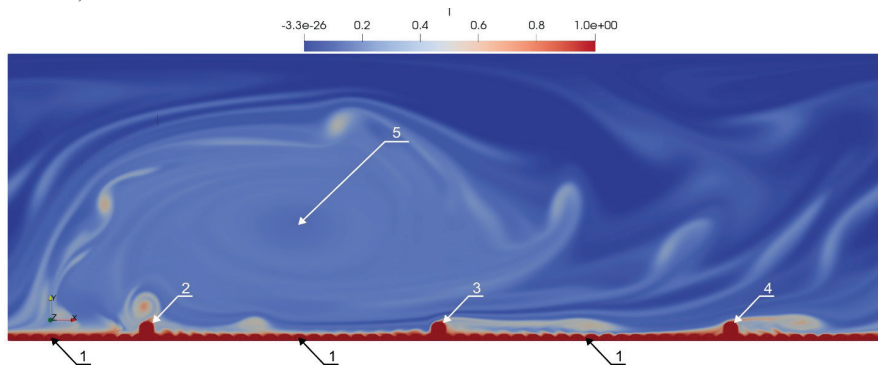


Рис 1. Один из вариантов конфигурации дна и структура течения, визуализированная трассером. Цифрами обозначены: 1 – неподвижные гранулы осадка, слагающие дно, 2, 3, 4 – частицы МП, причём движение частиц 2 и 4 было запрещено, в то время как динамика частицы 3 моделировалась, 5 – крупномасштабная вихревая структура в потоке, течение направлено слева направо.

Расчет динамики частицы МП начинался после того, как течение сформировалось. Характер движения частиц МП зависел от величины избыточной плотности ($\rho_{МП}/\rho_0 = 1.005, 1.02, 1.04$). Примеры зависимости координат частицы МП с избыточной плотностью $\rho_{МП}/\rho_0 = 1.04$ от времени показаны на рис. 2.

Перед отрывом от дна, частицы могли как раскачиваться с увеличивающейся амплитудой, оставаясь в углублении, сформированном гранулами осадка (при меньших $\rho_{МП}/\rho_0$), (рис. 2), так и перекачиваться по ним (при больших $\rho_{МП}/\rho_0$). В последнем случае перекачивание частицы до момента взмучивания ограничивалось неподвижными экспонированными к потоку частицами (2 и 4 на рис. 1), что можно интерпретировать как нахождение частицы в широком углублении. Длительное раскачивание частицы с амплитудой, большей ее диаметра, и последующее взмучивание наблюдалось в лабораторном канале [7], что показывает реализуемость данного сценария на практике и свидетельствует о допустимости принятых идеализаций и физической непротиворечивости условий, созданных в модельном пространстве.

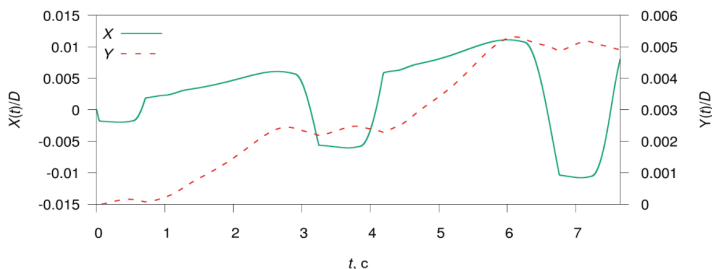


Рис. 2. Изменение горизонтальной X и вертикальной Y координаты частицы МП с избыточной плотностью $\rho_{МП}/\rho_0 = 1.04$ от времени.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант № 24-17-00099.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shiravani G. et al.* Numerical modeling of microplastic interaction with fine sediment under estuarine conditions // *Water Research*. 2023. Vol. 231. P. 119564.
2. *Waldschläger K., Schüttrumpf H.* Erosion Behavior of Different Microplastic Particles in Comparison to Natural Sediments // *Environ. Sci. Technol.* 2019. Vol. 53, № 22. P. 13219–27.
3. *Shields A., Ott W. P., Van Uchelen J. C.* Application of similarity principles and turbulence research to bed-load movement. 1936.
4. *Seng Low H.* Effect of sediment density on bed-load transport // *Journal of Hydraulic Engineering*. 1989. V. 115. N. 1. P. 124-138.
5. *Zhang C.* sdfibm: a signed distance field based discrete forcing immersed boundary method in OpenFOAM // *Computer Physics Communications*. 2020. V. 255. P. 107370.
6. OpenFOAM. URL: <https://openfoam.org/> (дата обращения - 2024.08.25).
7. *Isachenko I., Chubarenko I.* Transport and accumulation of plastic particles on the varying sediment bed cover: Open-channel flow experiment // *Marine Pollution Bulletin*. 2022. T. 183. P. 114079.

Горбачев Алексей Андреевич, gorbacalex@gmail.com

Исаченко Игорь Александрович, isachenko@gmail.com



ОСОБЕННОСТИ НАЧАЛЬНОГО ЭТАПА СЛИЯНИЯ ПЯТЕН СОЛЕНОЙ ВОДЫ ПРИ ИХ ПОГРУЖЕНИИ В ПРЕСНОЙ

В.А. Гриценко*, А.Е. Куприянова
Институт океанологии им. П.П.Ширшова РАН, Москва
griitsenko-vl-al@mail.ru

Хорошо известно [1], что выхолаживание воды с поверхности реализуется в виде погружения случайного ансамбля пятен (термиков) более холодной (и/или более соленой) воды, формирующихся на нижней границе приповерхностного пограничного слоя с гидростатически неустойчивым распределением плотности. В процессе своего погружения происходит перемешивание вод пятен с окружающей водой, а также, из-за случайного характера размещения пятен в пространстве и различия возникновения по времени, происходит их взаимодействие между собой.

Целью работы стало исследование при помощи лабораторных и численных экспериментов особенностей эволюции плотностной структуры и динамики воды в приповерхностном слое на начальном этапе взаимодействия двух пятен соленой воды при их погружения в пресной.

На рис. 1 приведены снимки двух фаз взаимодействия пятен соленой воды между собой при их погружении в пресной в гидрлотке лаборатории физики моря Атлантического отделения Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН (г. Калининград). Приведенные снимки наглядно иллюстрируют начало вовлечения воды второго пятна в циркуляцию первого. Вихревой характер движений вод внутри соленых пятен способствует смешению их с окружающей пресной водой [2] и между собой.

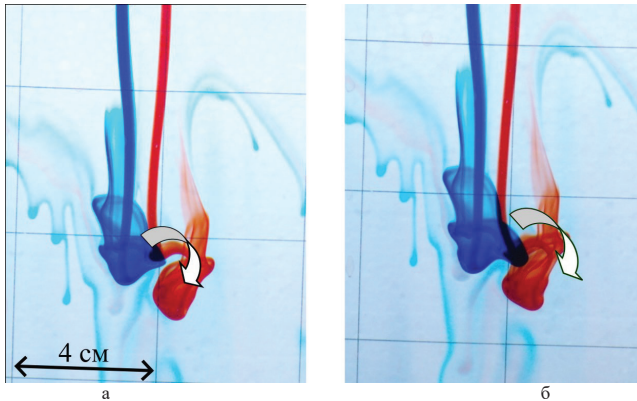


Рис. 1. Снимки двух фаз взаимодействия между собой пятен соленой воды (объем каждого из пятен $\sim 3 \text{ см}^3$, добавочная плотность $\sim \Delta\rho_0 = 0,0001 \text{ г/см}^3$, для идентификации вод пятен использована различная подкраска) при их погружении в пресной: Второе пятно (синее) было сформировано на ~ 1 сек позже первого. Характер движения края вод второго пятна обозначены стрелочками.

Заметим, что в течение всего эксперимента снимки демонстрируют сохранение значительных градиентов в поле плотности, хорошо различимых по градациям красителя. Очевидно, что первое, ранее возникшее пятно, имеет более развитую динамику своих вод, и начинает «втягивать» часть наиболее близко расположенных вод второго пятна (на рисунке данное обстоятельство отмечено стрелочкой). Малые скорости погружения и ламинарный характер течения в целом [3], позволил наблюдать четкие границы пятен, обладающих различной подкраской, в зоне взаимодействия их вод.

Детализация изменений плотностной структуры и особенностей динамики вод в приповерхностном слое воды были выполнены на расчетных течениях с близкими масштабами плавучести и линейных размеров, полученных на нелинейной 2d-модели (расчетная сетка 1001×601 , безразмерный шаг $\Delta x = \Delta z = 0,05$) [4]. На рис. 2 приведены рассчитанные на модели распределения плотности и линий тока на этапах погружения первого пятна (а) и начального этапа погружения двух пятен (б). Хорошо видна симметрия движений соленой воды при погружении одиночного пятна и нарушение симметрии после появления и начала погружения второго пятна. Согласно геометрии линий тока (см. расположение изолинии $\psi = 0,3$ на рис. 2 б) произошло объединение движений рядом расположенных частей пятен соленой воды.

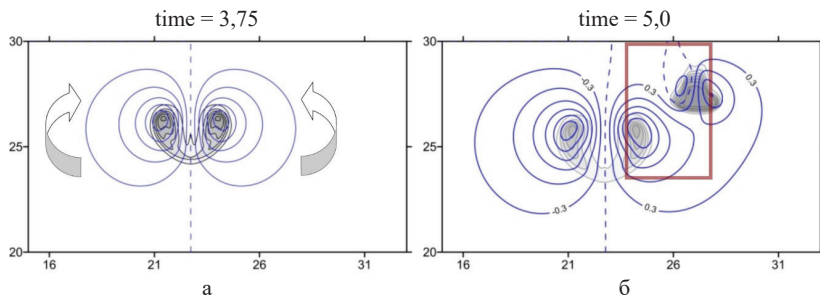


Рис. 2. Распределения изолиний плотности ($\Sigma = \sigma/\Delta\rho_0$, черные линии с серой заливкой, $\Sigma \in [0,05; 0,95; 0,15]$) и линий тока ψ (синие линии, $\psi \in [-1,0; 1,0; 0,2]$) для этапов погружения первого пятна (а) и, совместно, двух пятен (б, время жизни первого пятна – 5,0, второго – 1,25). Сверху приведены значения безразмерного времени time.

Анализ всего объема расчетных течений показал, что сразу после появления в приповерхностном слое второго пятна и начала его погружения происходит формирование единого поля давления и его градиентов, определяющих динамику движений неоднородной по плотности воды в приповерхностном слое. Эволюция плотностной структуры пятен некоторое время сохраняет свою независимость друг от друга. С другой стороны, динамика движений рядом расположенных частей первого и второго пятен всего через $\Delta t = 1,25$ безразмерного времени становится согласованной. На рис. 3 приведены распределения значений горизонтальной и вертикальной компонент скорости, иллюстрирующих полную симметрию динамики вод при погружении первого пятна, начало возникновения общей циркуляции при погружении пятен и нарушение симметрии в структуре течения.

Обнаруженные в расчетах особенности в распределениях модельных полей позволили заключить, что в случае уже возникшего взаимодействия пятен, происходит встраивание даже начальных фаз динамики вод второго пятна в уже сформировавшееся движение первого пятна (на рис. 3 б и г, отмечены серыми прямоугольниками). Полученные распределения функции тока и плотности показывают (рис. 2), что динамическое взаимодействие пятен начинается до непосредственного контакта их вод.

Выполненный анализ результатов лабораторных и численных экспериментов позволяет говорить о преобладании динамического фактора при взаимодействии пятен соленой воды над механизмом молекулярного перемешивания. Вращательно-вихревой характер движений неоднородной по плотности воды является определяющим в процессе смешения вод пятен. Сохраняющиеся и в лотке, и в расчетах высокоградиентные слои при натуральных измерениях могут быть интерпретированы, следуя [5], как температурная или соленостная турбулентность.

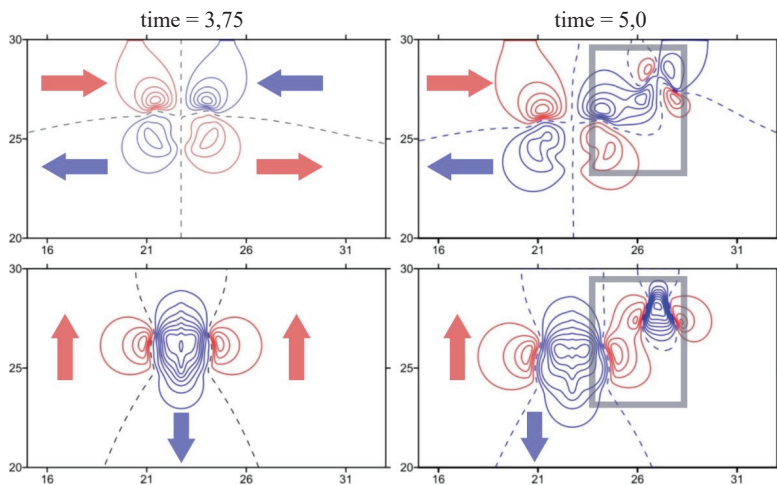


Рис. 3. Распределения изолиний горизонтальной и вертикальной компонент (верхний и нижний ряд графиков) безразмерной скорости для этапов погружения одного и двух пятен (левый и правый столбцы). Значения изолиний проведены через 0,2. Синий цвет в подкраске изолиний использован для отрицательных значений скорости, красный – для положительных. Сверху приведены значения безразмерного времени.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-27-00150, <https://rscf.ru/project/23-27-00150/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Панин Г.Н. Тепло- и массообмен между водоемом и атмосферой в естественных условиях. М.: Наука, 1985. 206 с.
2. Ингель Л.Х. Возникновение вихревого движения, обусловленное дифференциальной диффузией // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55, № 3. С. 36–40.
3. Куприянова А.Е., Гриценко В.А. Бароклинный фактор в смешении воды погружающегося термика с окружающей его водой // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 4. С. 8–17.
4. Волкова А.А., Гриценко В.А. Особенности циркуляции, возникающей при погружении с поверхности конечного объема воды с отрицательной плавучестью // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2019. Т. 12, № 3. С. 26–35.
5. Бубнов Б.М., Голицын Г.С. Термическая турбулентность и вращение // Этюды о турбулентности. М.: Наука, 1994. С. 18-31.

Гриценко Владимир Алексеевич, gritsenko-vl-al@mail.ru
 Куприянова Анастасия Евгеньевна, kupriyanova_ae@mail.ru



ДИНАМИЧЕСКИЙ РЕЖИМ УПРАВЛЕНИЯ ФРОНТОМ ГОРЕНИЯ ПРИ ОКИСЛИТЕЛЬНОЙ РЕГЕНЕРАЦИИ КАТАЛИЗАТОРА

И.М. Губайдуллин^{1}, О.С. Язовцева²*

*¹Институт нефтехимии и катализа - обособленное структурное подразделение
Федерального государственного бюджетного научного учреждения Уфимского
федерального исследовательского центра РАН, Уфа*

*² Математический институт им. В.А. Стеклова РАН, Москва
irekmars@mail.ru*

Доклад представлен по результатам реализации комплекса прикладных программ для расчета процесса окислительной регенерации в аппаратах с неподвижным слоем катализатора [1]. Для процесса реализованы два режима: динамический и стационарный. Динамический режим заключается в подаче реакционной смеси переменного состава и температуры с варьированием скорости. Это позволяет технологически управлять фронтом горения по длине слоя катализатора путем контроля формирования нестационарных тепловых волн.

Необходимость такого рода управления продиктована превышением допустимых тепловых забросов, наблюдаемых во многих химических процессах [2, 3], окислительная регенерация является лишь иллюстрацией.

Для соблюдения современных требований безопасности перед запуском нового технологического решения в производственный процесс необходимо его детальное исследование. Эффективным средством глубокого и мало затратного исследования является математическое моделирование.

В основе исследования окислительной регенерации лежит двухфазная диффузионная математическая модель с детальной гетерогенной кинетикой и учетом вынужденной конвекции. Многофакторность химических процессов приводит к сочетаниям разномасштабных явлений в модели. Это затрудняет разработку вычислительного алгоритма для нее. В настоящем исследовании вычислительный алгоритм построен на основе принципа расщепления по физическим процессам. Отдельно рассчитаны химические превращения, диффузия и вынужденная конвекция [4, 5]. Программная реализация динамического и стационарного режимов позволяет провести адекватное их сравнение и подобрать наиболее удобный и выгодный режим ведения процесса с учетом локальных перегревов слоя катализатора и селективности.

Проведенные эксперименты (натурные и вычислительные) выявили преимущество динамического режима перед стационарным при его единственном очевидном недостатке – потребности в операторе, реализующем смену режимов [6]. В настоящее время смена режимов может быть осуществлена установкой доступных современных систем автоматизации.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа Губайдуллина И.М. выполнена в рамках государственного задания Института нефтехимии и катализа УФИЦ РАН (тема No FMRS-2022-0078).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балаев А.В., Дробышев В.И., Губайдуллин И.М., Масагутов Р.М. Исследование волновых процессов в регенераторах с неподвижным слоем катализатора // В кн.: Распространение тепловых волн в гетерогенных средах.- Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1988. С. 233-246.
2. Reshetnikov S.I., Petrov R.V., Zashigalov S.V., Zagoruiko A.N. Mathematical Modeling of Regeneration of Coked Cr-Mg Catalyst in Fixed Bed Reactors // Chemical Engineering Journal, 2020. V. 380. DOI: 10.1016/j.cej.2019.122374.

3. *Матрос Ю.Ш.* Нестационарные процессы в катализе. Новосибирск: Ин-т катализа СО АН СССР, 1979.
4. *Yazovtseva O.S., Gubaydullin I.M., Peskova E.E., Sukharev L.A., Zagoruiko A.N.* Computer Simulation of Coke Sediments Burning from the Whole Cylindrical Catalyst Grain // *Mathematics*, 2023. V. 11 (669). DOI: 10.3390/math11030669.
5. *Gubaydullin I.M., Peskova E.E., Yazovtseva O.S., Zagoruiko A.N.* Numerical Simulation of Oxidative Regeneration of a Spherical Catalyst Grain // *Mathematical Models and Computer Simulations*, 2023. V. 15. P. 485–495. DOI: 10.1134/S2070048223030079.
6. *Масагутов Р.М., Морозов Б.Ф., Кутенов Б.И.* Регенерация катализаторов в нефтепереработке и нефтехимии. М.: Химия, 1987. 144 с.

Губайдуллин Ирек Марсович, irekmars@mail.ru
Язовцева Ольга Сергеевна, kurinaos@gmail.com



СТОХАСТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК В АППАРАТАХ С ИНТЕНСИФИКАЦИЕЙ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА

А.В. Дмитренко^{1,2}, М.И. Колпаков², Д.А. Белов^{2},
А.А. Иньшаков², И.С. Усанов², Е.А. Клементьев²*

¹*Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ», Москва*

²*Российский университет транспорта «МИИТ», Москва*

danas.belov@yandex.ru

Проведен анализ экспериментальных данных по коэффициентам теплообмена и трения в трубках с шероховатостью, рассматриваемую как интенсификатор теплогидравлических процессов. На основе анализа сделано заключение, что теплогидравлические характеристики могут существенно зависеть не только от шероховатости в микротрубках и проскальзывания на стенке, но и от флуктуаций жидкости при наступлении ламинарно-турбулентного перехода. Делается заключение, что стохастическая теория турбулентности может служить основой теоретического исследования теплогидравлических характеристик флуктуационного процесса

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность применения микротрубок в качестве основных элементов в системах охлаждения хорошо известна [1]. Однако, естественно, что несмотря на то, что их применение сконцентрировано в основном на реализации ламинарного течения в микротрубках [2,3]. Однако охлаждение высокоэнергетических аппаратов и оборудования требуют более существенных расходов теплоносителя. Поэтому изучение теплогидравлических характеристик в микротрубках на переходном ламинарно-турбулентном режиме приобретает важный аспект.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Одной из наиболее продвинутых в этой области следует считать работу [4]. Анализ и результаты этой работы в интересующем направлении можно свести к следующему. Коэффициенты трения представлены на необработанной гладкой поверхности микротрубки начиная с $Re > 300$ для всех диаметров соответствуют теоретическому закону Хагена–Пуазейля. закон $64/Re$. В трубках с большим диаметром на гидрофобных стенках, как в трубки из силиконизированного материала, отрицают какие-либо влияние условий

скольжения на общий коэффициент трения для всех проверены диаметры и числа Рейнольдса. Однако при уменьшении диаметра микротрубок, наблюдалось возникновение турбулентного потока но стабильно в пределах $Re < 3000$, что соответствует классическим представлениям [5,6]. Определить же исследования, которые бы изучали влияние возмущений в микротрубках на коэффициенты теплообмена и сопротивления наряду с влиянием проскальзывания на стенке и влияния шероховатости. Теоретические исследования ламинарно-турбулентно перехода в основном изучались на основе статистической физики и численного моделирования. Работы по стохастическим уравнениям коэффициента трения в трубе и на пластине [7-10].

$$\lambda = \frac{8}{n} \left(\frac{(n+1)(2n+1)}{n^2} \right)^{1/n} \left(\frac{\sqrt{E_{st}/\rho}}{U_0} \right)^{1-1/n} \left(\frac{2}{2.5} \right)^{1-1/n} (Re_d)^{-1/n} \quad (1)$$

Здесь n -показатель профиля скорости для конкретного числа Рейнольдса трубки Re_d диаметра d , $Tu = \frac{\sqrt{E_{st}/\rho}}{U_0}$ – интенсивность турбулентности потока в трубе, E_{st} - энергия турбулентности потока U_0 – скорость на оси трубы. На рисунке 1 представлен расчет по формуле 1. На этом рисунке значки с ромбом соответствуют экспериментальным данным Никурадзе, значки квадрата соответствуют расчетам по уравнению (1), полученному по стохастическим дифференциальным уравнениям, значки треугольника соответствуют турбулентному режиму течения в гладкой трубе: $\lambda \approx 0.125 \cdot Re_d^{-1/7}$. Оценка же теплообмена может определяться согласно [10] как:

$$\frac{St}{\lambda/2} = 0.85(Pr)^{-0.875} \quad (2)$$

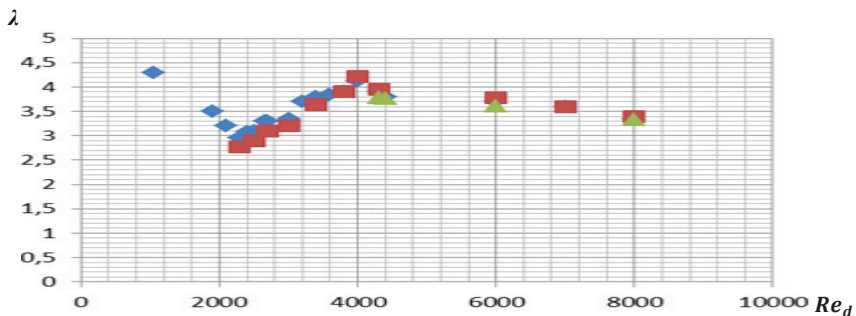


Рис.1 Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления при ламинарно-турбулентном переходе в круглой трубе с технической гладкой поверхностью

ВЫВОДЫ

Как видно данные по уравнению (1), согласуются с экспериментальными данными [3,4]. Поэтому теоретическое определение теплогидравлических характеристик возможно определять с учетом изменения интенсивности турбулентности потока в микротрубке $Tu = \frac{\sqrt{E_{st}/\rho}}{U_0}$, характеризующее влияние интенсификатора. Из рисунка 1 видно (первые 2 нижних квадрата), что снижая $Tu = \frac{\sqrt{E_{st}/\rho}}{U_0}$ возможно моделировать теплогидравлические параметры при начале перехода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Козулин И.А., Кузнецов В.В. Статистические характеристики двухфазного газожидкостного потока в вертикальном микроканале //Прикладная механика и техническая физика. -2011 Т.52,№6.-С.129-139.
2. Li, Z.X., Du, D.X., Guo, Z.Y., 2000. Experimental study on flow characteristics of liquid in circular microtubes. In: Proceedings of the International Conference on Heat Transfer and Transport Phenomena in Microscale, Banff, Canada, October 15–20.
3. Peng, X.F., Peterson, G.P., 1996. Convective heat transfer and flow friction for water flow in microchannels structures. Int. J. Heat Mass Transfer 39 (12), 2599–2608.
4. Tretheway, D.C., Liu, X., Meinhart, C.D., 2002. Analysis of slip flow in microchannels. In: Proceedings of 11th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, July 8–11
5. Landau, L. D. ;Lifshits, E. F. Fluid mechanics; Perg. Press Oxford: London, UK, 1959.
6. Hinze, J.O. Turbulence; 2nd edn. McGraw-Hill: New York, USA, 1975.
7. Dmitrenko, A.V. Equivalence of measures and stochastic equations for turbulent flows. Dokl.Phys.2013, 58, 6, 228–235. <https://doi.org/10.1134/s1028335813060098>.
8. Dmitrenko, A.V. Prediction of laminar–turbulent transition on flat plate on the basis of stochastic theory of turbulence and equivalence of measures. Continuum Mech.and Thermodyn.2022,34:601–615. <https://doi.org/10.1007/s00161-021-01078-0>
9. Dmitrenko, A.V. Theoretical calculation of laminar–turbulent transition in the round tube on the basis of stochastic theory of turbulence and equivalence of measures. Continuum Mech. and Thermodyn. 2022,34:1375–1392. <https://doi.org/10.1007/s00161-022-01125-4>
10. Дмитренко А. В. Аналогия Рейнольдса на основе теории стохастических уравнений и эквивалентности мер. ИФЖ , 2021,Т.94,№1,с.195-202

Дмитренко Артур Владимирович, AVDmitrenko@mephi.ru
Белов Данила Алексеевич, danas.belov@yandex.ru



СТОХАСТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА В УСТАНОВКАХ НА БАЗЕ ОРГАНИЧЕСКОГО ЦИКЛА РЕНКИНА

А.В. Дмитренко^{1,2}, М.И. Колпаков^{1*}, М.А. Лазарева¹, И.С. Нестеренко¹, И.Ю. Рагулин¹,
А.А. Часников³, Д.А. Суровский³, А.А. Мишин¹, С.М. Хлобыстов¹, А.А. Фесенко¹

¹Российский университет транспорта «МИИТ», Москва

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

³ЦДТВ ОАО РЖД

fdiolit@mail.ru

На современном этапе изучения процессов в природе и технике остаются востребованы инженерные методики. Здесь представлены результаты, полученные на основе стохастической теории турбулентности и теории эквивалентности мер, учитывающие процессы переноса в агрегатах энергетики.

ВВЕДЕНИЕ

Модуль органического цикла Ренкина. На сегодняшний день одним из актуальных решений использования вторичной энергии является применение модуля органического

цикла Ренкина (далее – ОЦР). Данный цикл позволяет использовать энергетические ресурсы низкого потенциала с целью повышения энергоэффективности объекта [1,2].

КПД энергетического комплекса с ОЦР установкой.

Для энергетического комплекса на базе котельной с учетом рекуперации теплоты, полученной от уходящих дымовых газов КПД и с учетом коэффициента использования теплоты уходящих газов можно выразить через КПД оборудования: котельная, испаритель ORC, турбина ORC и конденсатор ORC согласно тепловым схемам приведенным в [1]. Формула для КПД энергетического комплекса выражается через соотношение:

$$\eta_{comp} = \frac{Q_{boiler} + L_{turbo} + Q_{H2O\ ORC}}{Q_l^w} \quad (1)$$

Тогда выражение КПД энергетического комплекса запишется как:

$$\eta_{comp} = \eta_{boiler} + \eta_{turbo} \cdot \eta_{vaporizer} \cdot \zeta \cdot (1 - \eta_{boiler}) + \eta_{H2O\ ORC} \cdot \eta_{vaporizer} \cdot \zeta (1 - \eta_{boiler}) \cdot (1 - \eta_{turbo}) \quad (2)$$

где в формуле (1) $\zeta = (t_{ог1} - t_{ог2}) / (t_{ог1} - t_{окр.среды})$ - коэффициент использования теплоты уходящих газов $t_{ог1} = 195\text{ }^{\circ}\text{C}$, $t_{ог2} = 85\text{ }^{\circ}\text{C}$, $t_{окр.среды} = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$; $\eta_{vaporizer}$ - КПД испарителя; η_{boiler} - КПД котла; $\eta_{H2O\ ORC}$ - КПД конденсатора.

В этой формуле в числителе имеется слагаемое $Q_{H2O\ ORC}$, определяющее теплоту, передаваемую в конденсаторе воде за счет рекуперации. Далее необходимо определить удельную полезную теплоту котла, Q_{boiler} , МДж/м³ по формуле $Q_{boiler} = \eta_{boiler} \cdot Q_l^w$, где η_{boiler} - КПД котла, принимается с учетом тепловых потерь через окружающую среду, Q_l^w - низшая теплота сгорания топлива МДж/м³. Соответственно удельная теплота уходящих газов, $Q_{ex.gases}$, МДж/м³ запишется с помощью выражения $Q_{ex.gases} = (1 - \eta_{boiler}) \cdot Q_l^w$. Однако тепловая энергия, передаваемая фреону, в испарителе, $Q_{vaporizer}$, МДж/м³, выразится формулой: $Q_{vaporizer} = \eta_{vaporizer} \cdot \zeta Q_{ex.gases} = \eta_{vaporizer} \cdot \zeta \cdot (1 - \eta_{boiler}) \cdot Q_l^w$, где $\eta_{vaporizer}$ - КПД испарителя, а $\zeta = (t_{ог1} - t_{ог2}) / (t_{ог1} - t_{окр.среды})$ - коэффициент использования теплоты уходящих газов. Соответственно полезная работа турбины (поступающая потребителю в виде электроэнергии), L_{turbo} , МДж/м³: $L_{turbo} = \eta_t \cdot \eta_{vaporizer} \cdot \zeta \cdot (1 - \eta_{boiler}) \cdot Q_l^w$, где $\eta_{turbo} = \eta_t \eta_{ег} (1 - \zeta_{сн})$; $\eta_{тг}$, $\eta_{ег}$ - КПД турбины и электрогенератора, η_t , - термический КПД; $\zeta_{сн}$ - коэффициент потерь на собственные нужды (привод насоса) [3-5].

Тогда удельная теплота, подводимая к конденсатору Q_{cond} , МДж/м³: $Q_{cond} = Q_{vaporizer} - L_{turbo} = \eta_{vaporizer} \cdot (1 - \eta_{boiler}) \cdot \zeta Q_l^w - \eta_{turbo} \cdot \eta_{vaporizer} \cdot (1 - \eta_{boiler}) \cdot \zeta Q_l^w = \eta_{vaporizer} \cdot (1 - \eta_{boiler}) \cdot (1 - \eta_{turbo}) \cdot \zeta Q_l^w$.

Передаваемая в конденсаторе воде за счет рекуперации теплота равна:

$Q_{H2O\ ORC} = \eta_{H2O\ ORC} \cdot Q_{cond} = \eta_{H2O\ ORC} \cdot \eta_{vaporizer} \cdot \zeta (1 - \eta_{boiler}) \cdot (1 - \eta_{turbo}) Q_l^w$, где $\eta_{H2O\ ORC}$ - КПД конденсатора.

В результате получаем формулу (1) КПД энергетического комплекса с учетом рекуперации теплоты, от уходящих дымовых газов и с учетом коэффициента использования теплоты уходящих газов и КПД оборудования ОЦР.

УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕРЬ

Для описания процессов переноса для условий современных аппаратов, разработана стохастическая теория в [6,7]. Коэффициенты теплообмена и трения согласно [6-8] равны

$$Nu_d = 0.2 \left[\left(\frac{\sqrt{E_{st}} / \rho}{U_0} \right) Re_d \right]^{[7/8]} [Pr]^{[1/2]} \quad (3)$$

$$\lambda = \frac{8}{n} \left(\frac{(n+1)(2n+1)}{n^2} \right)^{1/n} \left(\frac{\sqrt{E_{st}} / \rho}{U_0} \right)^{1-1/n} \left(\frac{2}{2.5} \right)^{1-1/n} (Re_d)^{-1/n} \quad (4)$$

Результаты расчетов. Согласно данным [1-3] по η_{boiler} - КПД котла, $\eta_{\text{vaporizer}}$ - КПД испарителя, η_{tur} , $\eta_{\text{ег}}$ - КПД турбины и электрогенератора, $\eta_{\text{т}}$ - термический кпд; $\zeta_{\text{сн}}$ – коэффициент потерь на собственные нужды (привод насоса) с учетом расчета потерь по (3)-(4) КПД энергетического комплекса по расчетам (1)-(2) составит 94%-95% .

ВЫВОДЫ

Результаты исследований показали работоспособность уравнений (3)-(4) , полученным по стохастической теории. Получено, что КПД энергетического комплекса с ОЦР по формуле (1)-(2) составит 94%-95% . По сравнению с комплексом без ОЦР прирост 1%-3%

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гришутин М. М.* Паротурбинные установки с органическими рабочими телами / М. М. Гришутин, А. П. Севастьянов, Л. И. Селезнев, Е. Д. Федорович. - Москва : Машиностроение, 1988. - 219 с
2. *Дмитренко А.В., Колосова М.А.* Электроэнергетическая система на базе водогрейной котельной // Энергетик. 2022. №3 , с. 46-49.
3. *А. В. Дмитренко, Колпаков М. И., Колосова М. А.* Особенности расчёта конденсационного оборудования для электроэнергетических комплексов на основе органического цикла Ренкина// Энергетик. 2022, № 10, с. 50-54.
4. *Dmitrenko A. V., Kolosova M. A.* The Possibility of Using Low-Potential Heat Based on The Organic Rankine Cycle and Determination of Hydraulic Characteristics of Industrial Units Based On The Theory Of Stochastic Equations And Equivalence Of Measures // JP Journal of Heat and Mass Transfer. 2020. Vol. 21. 1. Д. 125 – 132. DOI: 10.17654/HM021010125.
5. *Dmitrenko A. V., Kolosova M. A.* Estimation of parameters of energy systems on the basis on the theory of stochastic equations and equivalence of measures// JP Journal of Heat and Mass Transfer. 2021. Vol. 23. No. 1. 69 – 79. DOI: 10.17654/HM023010069.
6. *Dmitrenko, A.V.* Prediction of laminar–turbulent transition on flat plate on the basis of stochastic theory of turbulence and equivalence of measures. Continuum Mech.and Thermodyn.2022,34:601–615. [https:// doi.org/ 10.1007/s00161- 021- 01078-0](https://doi.org/10.1007/s00161-021-01078-0)
7. *Dmitrenko, A.V.* Theoretical calculation of laminar–turbulent transition in the round tube on the basis of stochastic theory of turbulence and equivalence of measures. Continuum Mech. and Thermodyn. 2022,34:1375–1392. [https://doi.org/ 10.1007/ s00161- 022- 01125-4](https://doi.org/10.1007/s00161-022-01125-4)
8. *Дмитренко А. В.* Аналогия Рейнольдса на основе теории стохастических уравнений и эквивалентности мер. ИФЖ , 2021,Т.94,№1,с.195-202

Дмитренко Артур Владимирович, AVDmitrenko@mephi.ru
Колпаков Михаил Игоревич, fdiolit@mail.ru



К ВОПРОСУ АНАЛИЗА ОТКЛОНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ОТ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ПРОФИЛЯ В ОДНОПОТОЧНОМ МЕТОДЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛООБМЕНА

К.С. Егоров, Л.В. Степанова*

*Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, Москва
egorovks@bmstu.ru*

ВВЕДЕНИЕ

Однопоточный нестационарный метод используется для исследования теплообмена в поверхностях, с коэффициентом компактности более $2000 \text{ м}^2/\text{м}^3$ [1]. Он также нашел применение в таких экзотических “поверхностях” теплообмена, как овощи и фрукты [2]. Теплообмен рассчитывается по изменению температуры на выходе из теплообменной поверхности при наличии на входе “ступеньки” температуры. На точность метода влияет отклонение температуры от “идеального” профиля температуры на входе. Этого избежать не удастся, так используется проволочный нагреватель потока газа.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Схема экспериментального стенда представлена на рисунке 1. Он представляет из себя канал (1) с экспериментальной матрицей теплообмена (рисунок 2) с нагревателем на входе (2), термометром сопротивления (3) на выходе из матрицы для измерения температуры, вентилятором (4), концевым холодильником (5) и расходомерным устройством – стандартной диафрагмой (6). Температура перед диафрагмой измеряется при помощи термопары типа ХК. Все давления измеряются с использованием дифференциальных датчиков давления фирмы Honeywell. В качестве АЦП используется плата фирмы National Instruments.

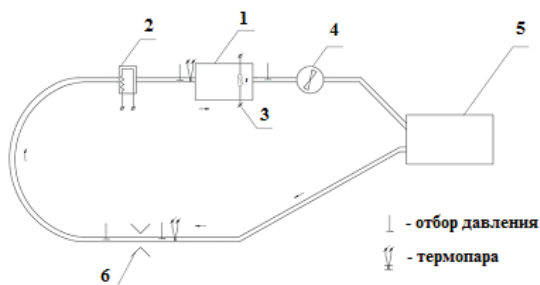


Рис. 1. Схема экспериментального стенда. 1 – экспериментальный участок, 2 – нагреватель, 3 – термометр сопротивления, 4 – вентилятор, 5 – концевой холодильник, 6 – диафрагма.

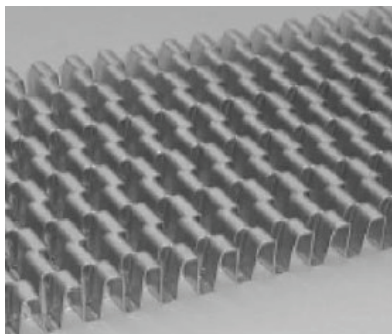


Рис. 2. Матрица теплообмена (элемент поверхности пластинчатого типа)

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для оценки отклонения от “ступеньки” температуры проводились эксперименты без матрицы теплообмена (расход воздуха составлял при этом 0,006 кг/с). Было получено хорошее совпадение эксперимента и теоретического решения охлаждения и нагрева цилиндра [3] (рисунок 3). Это позволило внести неидеальность “ступеньки” температуры в вычислительную программу, написанную на языке Fortran для теоретического расчета температуры на выходе из теплообменной поверхности [1].

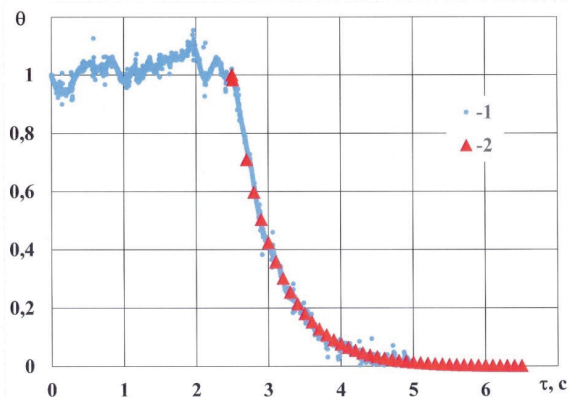


Рис. 3. Сравнение эксперимента и теоретического решения. 1 – эксперимент, 2 – теоретическое решение [3]. $\theta = (t - t_f) / (t_0 - t_f)$, где t – температура цилиндра, °С; t_f – температура жидкости (газа), °С; t_0 – начальная температура цилиндра, °С.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные теоретические расчеты численного решения температуры на выходе из матрицы теплообменного аппарата показали, что разность между коэффициентом теплоотдачи, вычисленным по идеальной “ступеньке” температуры и с учетом реального изменения температуры на входе в матрицу теплообменного аппарата достигать 15-20 %.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Егоров К.С., Крылов В.И., Степанова Л.В., Федоренко А.Э. Расчёт максимальных углов наклона кривой температуры для однопоточного нестационарного метода получения тепловых характеристик поверхностей теплообмена // Измерительная техника. 2017;(9). С. 40-44.
2. Lapiński, Adam & Śmierciew, Kamil & Zou, Huiming & Butrymowicz, Dariusz. Measurement of Heat Transfer and Flow Resistance for a Packed Bed of Horticultural Products with the Implementation of a Single Blow Technique // Processes. 2021. 9. 2151. 10.3390/pr9122151.
3. Лыков А. В. Теория теплопроводности: учебное пособие для студентов теплотехнических специальностей высших учебных заведений. М.: Высшая школа. 1967. С. 599.

Егоров Кирилл Сергеевич, egorovks@bmsu.ru

Степанова Лариса Валерьевна, stepanovalv@bmsu.ru



ЛАБОРАТОРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УЗКОГО И ШИРОКОГО ПОДВОДНОГО ХРЕБТА НА ПЕРЕМЕЩЕНИЕ АНТИЦИКЛОНИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ НАД НАКЛОННЫМ ДНОМ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ

Д.Н. Елкин*, А.Г. Зацепин
Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва
dmelkin@mail.ru

При наблюдениях за эволюцией «Севастопольского» антициклонического вихря в Черном море, перемещающимся вдоль изобат над континентальным склоном в юго-западном направлении было обнаружено, что движение вихря замедляется в области подводного хребта, образованного локальным поднятием батиметрии между двумя каньонами – палеоруслом Дуная и палеоруслом Западного Днепра. В связи с этим была поставлена задача лабораторного исследования влияния подводного широкого и узкого хребта расположенного на наклонном дне и направленного вдоль склона на антициклонические вихри, перемещающиеся вдоль изобат за счет топографического бета-эффекта [1, 2].

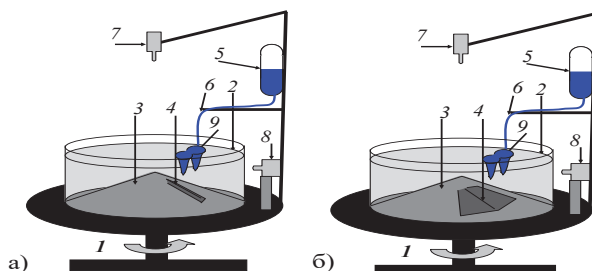


Рис.1 Схема экспериментальной установки: а) с узким хребтом; б) с широким хребтом.
1 – вращающаяся цилиндрически платформа; 2 – цилиндрический бассейн из оргстекла; 3 – конус;
4 – хребет; 5 – объемная бюретка с краном; 6 – трубка; 7 – видеокамера сверху; 8 – видеокамера сбоку;
9 – вытекающая из источника вода и образующиеся под ним антициклонические бароклинные вихри.

Эксперименты производились в цилиндрическом бассейне, сделанном из оргстекла размещенном на вращающейся против часовой стрелки платформе, в который был вставлен вписанный конус вершиной вверх, а основание совпадает с нижним основанием цилиндра. Угол между образующей конуса и горизонталью составлял 15° . Бассейн заполнялся однородной по плотности водой, пресной, или с определенной соленостью, не более 4 ‰. Вершина конуса находилась под поверхностью воды. Антициклонические вихри создавались с помощью локального источника постоянного расхода пресной воды. Этот источник представлял собой вертикальную трубку, конец которой располагался на поверхности водного слоя на расстоянии половины радиуса бассейна от его центра. Он снабжался водой из закрепленной на стойке платформы объемной бюретки, заполненной пресной водой, подкрашенной красителем в ярко синий цвет. Если в бассейне была пресная вода, то получались баротропные вихри, а если вода в бассейне была соленой, то вихри были бароклинные, но с существенной баротропной составляющей.

Опыты проводилась над гладким конусом, с узким и с широким хребтом (Рис. 1). Вершина каждого хребта была на расстоянии от источника, приблизительно равном радиусу бассейна в антициклоническом направлении (по часовой стрелке) и его высота по отношению к общей глубине слоя воды в области распространения вихрей составляла 0.1-0.2. Узкий хребет представлял собой правильную треугольную призму, и лежал так, что

одна боковая грань располагалась поверхности конуса. Его ширина составляла приблизительно 5 угловых градусов, или $1/72$ полного круга (360 угловых градусов) (Рис. 1а). Широкий хребт был равным по высоте узкому хребту, но его ширина составляла приблизительно 30 угловых градусов, что равно $1/12$ полного круга (Рис. 1б). Узкий хребт был приблизительно подобен своему черноморскому аналогу. Для видеозаписи опытов сверху, на платформе имеется верхняя видеокамера, а для видеозаписи сбоку - боковая видеокамера.

Перед опытом включалось вращение платформы, и вода в бассейне раскручивалась до состояния твердотельного вращения. Включались видеокамеры, и источник, и пресная вода поступала в приповерхностный слой воды. Под источником образовывался антициклонический вихрь, достигавший дна в баротропном случае, а в бароклинном - заканчивался на некоторой глубине. И под бароклинным вихрем формировалась антициклоническая вихревая колонка, достигавшая дна. Вследствие топографического бета-эффекта баротропные и бароклинные вихри, образующиеся под источником достигая определенного диаметра «уходили» из под источника и перемещались над конусом в «западном» - антициклоническом направлении. При этом «север» – вершина конуса в центре бассейна. По поверхности водного слоя рассыпались мелкие бумажные пелетки, видеосъемка перемещения которых позволяла определить скорость течения.

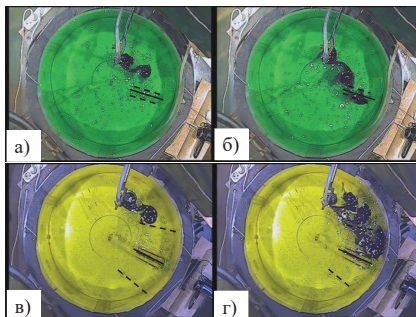


Рис. 2. Фотографии опытов, вид сверху: а, б - с узким хребтом: а) – $12T$; б) – $18T$; в, г - с широким хребтом: в) $18T$; г) $42T$, где T – период вращения платформы. Соленость воды в бассейне $S=1\%$. Жирная линия – середина хребта, пунктирные линии – его границы.

После каждого опыта, на основе обработки данных видеосъемки, определялись следующие параметры: трансляционная скорость распространения вихрей; максимальная орбитальная скорость вращения воды в вихрях; радиус вихрей (по расстоянию от центра вихря до орбиты максимальной скорости); влияние хребта на параметры вихревого течения.

На рис. 2 изображены кадры видеосъемки распространения вихревого течения в антициклоническом направлении над конусом с узким и с широким хребтом. Хребт сильно замедляет распространение вихревого течения и способствует ослаблению индивидуальных вихрей [3]. В опытах с широким хребтом происходила особенно сильное замедление распространения вихрей у подножья хребта. При этом вихри «скапливались» перед хребтом, и течение подкрашенной жидкости существенно «уширилось», а скорость течения была меньше, чем в опытах с узким хребтом и существенно меньше, чем над гладким конусом.

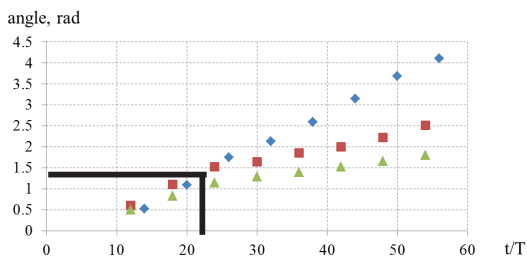


Рис. 3. Азимутальное (угловое) распространение фронта вихревого течения. Синие точки - без хребта, красные точки – с узким хребтом, зеленые точки – с широким хребтом. Остальные внешние параметры во всех трех опытах – одинаковые. Горизонтальная черная линия – угловое расстояние от источника до местоположения хребта. Вертикальная черная линия – приблизительное время достижения хребта фронтом вихревого течения.

Влияние хребтов на скорость азимутального распространения вихрей наглядно представлено на рис. 3, на котором построены графики изменения углового положения первого вихря в зависимости от безразмерного времени t/T , где t – текущее время, отсчитываемое от момента включения источника, а $T = 2\pi/\Omega$ – период вращения платформы, Ω – ее угловая скорость. Видно, что вплоть до достижения хребта вихри перемещаются с приблизительно одинаковой скоростью. Однако при пересечении хребта скорость распространения вихрей значительно уменьшается, а бароклинность не оказывает существенного влияния на скорость распространения вихрей. При этом широкий хребет замедляет распространение вихрей сильнее, чем узкий. Примечательно, что после пересечения хребта скорость азимутального распространения вихрей не увеличивается, а сохраняет приблизительно постоянное значение. Это означает, что хребет оказывает влияние на динамику вихревого движения в протяженной запрпятственной области. Физическая причина данного феномена нуждается в дальнейшем исследовании.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена в рамках темы госзадания FMWE-2021-0002.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зацепин А.Г., Дидковский В.Л. Об одном механизме формирования мезомасштабных вихревых структур в склоновой зоне океана. – ДАН, 1996. Т.347. N1. С.109-112.
2. Зацепин А.Г., Дидковский В.Л., Семенов А.В. Автоколебательный механизм формирования периодической вихревой структуры от стационарного локального источника на наклонном дне во вращающейся жидкости. - Океанология. 1998. Т.37. N1.
3. Зацепин А. Г., Елкин Д. Н. Влияние подводного хребта на перемещение антициклонических вихрей над наклонным дном под действием топографического бетаэффекта: лабораторный эксперимент // Морской гидрофизический журнал. 2024. Т. 40, № 2. С. 298–311.

Елкин Дмитрий Николаевич, dmelkin@mail.ru
 Зацепин Андрей Георгиевич, zatsepin@ocean.ru



ВОЛНОВОЙ МЕТАМОРФИЗМ ПРЕСНОВОДНОГО ЛЬДА, ПРОИСХОДЯЩИЙ ПРИ МЕДЛЕННОМ УДАРЕ

В.П. Епифанов^{1*}, Е.К. Гусева^{1,2}

¹Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва

²Московский физико-технический институт, Долгопрудный

evp@ipmnet.ru

На волновой характер пластических деформаций впервые обратил внимание А.В. Мак-Рейнольдс [1]. Локализацию и прерывистость пластической деформации исследовал Дж.Ф. Белл [2]. Воздействие волновых нагрузок на ледяной покров изучал Л. Б. Зуев [3]. В данной работе выполнено физическое и математическое моделирование неупругого удара шаровым индентором по ледяному диску.

Системные исследования волновых явлений при ударе в ИПМех РАН начались с разработки акустико-механического метода [4]. В качестве измерительного средства был предложен шаровой индентор, снабжённый пьезоэлектрическим акселерометром. Уравнение движения свободно падающего шара при торможении записывается $\ddot{X}(\tau) = g - P(\tau)/m$, где g – ускорение свободного падения, m – масса шара, $P(\tau)$ – сила сопротивления. Отсутствие ограничений на вид функции $P(\tau)$ позволяет исследовать реальные процессы соударения, в том числе метаморфизм льда.

Физическое моделирование ударных волн (нелинейных волновых процессов) и их влияние на метаморфизм льда было исследовано в сопле Лавала [5]. Был решён ряд базовых вопросов, связанных с формированием вторичной структуры и текстуры льда в условиях сдвига при гидростатическом сжатии. Удалось определить динамическую вязкость вторичной структуры льда, милонита (20 МПас).

Другим источником нелинейных волн является когерентное излучение упругой энергии элементами структуры льда уже на стадии трещинообразования. Исследования строения поверхности разрушения (фрактограмм) выявили типичную картину взаимодействия прямых и отражённых когерентных волн, включая эффект выполаживания сферического волнового фронта [6]. Характерной особенностью когерентного излучения является его спектральный состав. Его амплитудно-частотные характеристики изначально определяются размерами элементов структуры и их модулем Юнга. Этот тип нелинейных волн может оказаться не менее эффективным при резонансном механизме метаморфизма льда.

Исследования влияния нелинейных волн на механику деформирования и разрушения льда выполнялись не только в лабораторных, но и в полевых условиях [7,8]. Разработанная портативная аппаратура и экспресс методики проведения исследований льда в условиях его залегания постоянно совершенствовались. За основу физического моделирования волнового метаморфизма льда в этом исследовании взят эксперимент свободно падающего сферического индентора по ледяной балке [4]. Отличия состоят в том, что прямой удар наносился по центру ледяного диска, свободно опёртому на массивную плиту, при этом регистрировали не только мгновенные ускорения индентора, но и точек поверхности ледяного диска. По результатам измерений определены, кроме мгновенных осевых сил, скоростей и осадки индентора, также АЧХ индентора и ледяного диска. Рабочий диапазон частот от 10 Гц до 20 кГц, температур от -2°C до -45°C ; начальная скорость соударения до 7 м/с, энергия удара до 4,5 Дж. Изменения текстуры льда записывали с помощью высокоскоростной киносъёмки.

Неравномерность АЧХ и явно выраженный резонанс на частоте 3600 Гц (рис. 1) подтверждают волновую природу метаморфизма льда при ударе и возможность количественной интерпретации, причём факт резонанса рассматривается как доминанта механики неупругого удара.

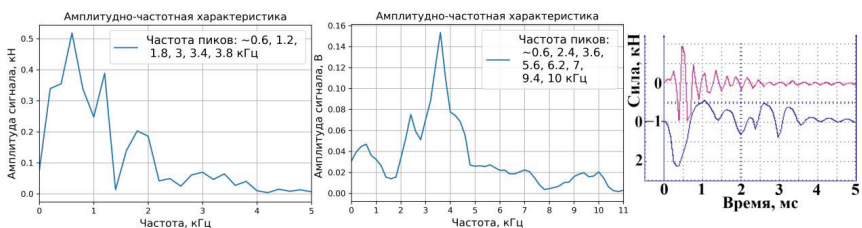


Рис.1. Резонансы: амплитудно-частотные характеристики сферического индентора (слева) и ледяного диска (по центру), построенные по осциллограммам ускорений (справа) индентора (синяя кривая) и ледяного диска (фиолетовая).

Некоторые моменты эволюции структуры и текстуры показаны на рис. 2. Как следует из рис. 2, при метаморфизме льда наблюдаются, по крайней мере, два характерных масштаба (размера) вторичной структуры льда в ядре, миллиметра 0,2-0,3 мм, и в упруго деформированной части ледяного диска, трещин 1- 4 мм.

Численное моделирование выполнено сеточно-характеристическим методом. В соответствии с экспериментально наблюдаемой локализацией разрушения [9] в модели выделены зона всестороннего сжатия (гидростатическое ядро) и область упругопластичности [10], а для учёта объёмного трещинообразования используется критерий по главным напряжениям [11]. Алгоритм расчётов изложен в [12].

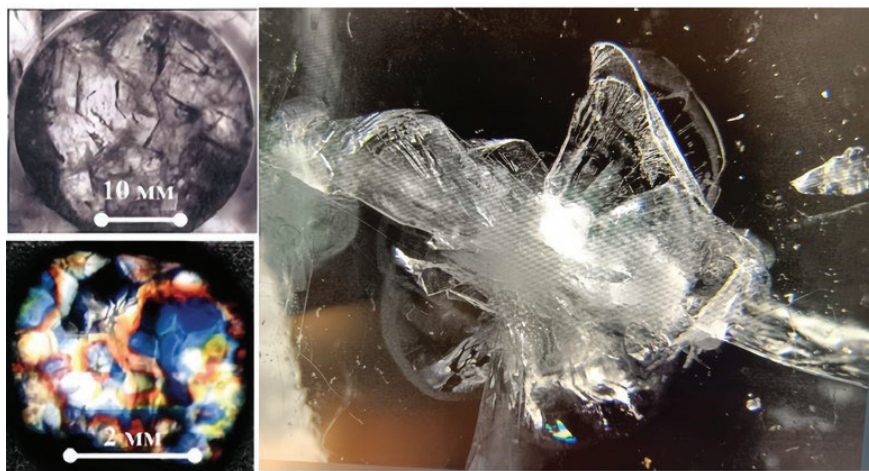


Рис.2. Эволюция структуры льда в ядре (слева) и первая медианная трещина с ядром (вид снизу).

На рис. 3 воспроизведены картины метаморфизма льда под действием ударной волны и резонансных явлений. Трещины появляются при напряжениях, выше откольной прочности. При её высоких значениях формирование трещин начинается на границе контакта, их число увеличивается с осадкой. Завершается разрушение (450 мкс) несколькими коническими или медианными трещинами.

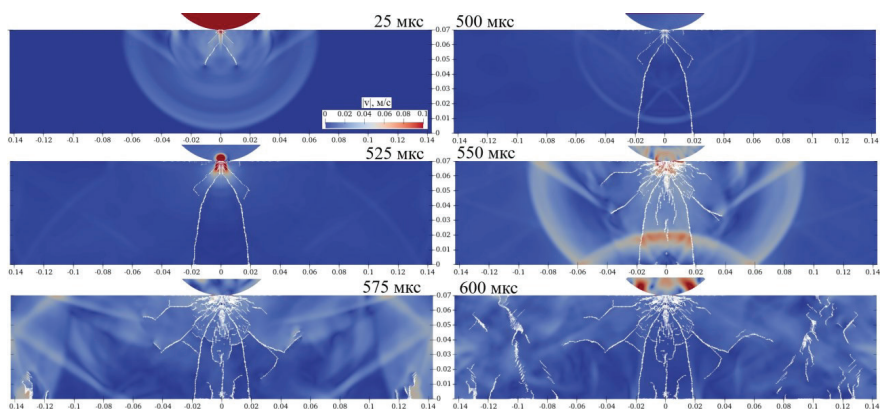


Рис. 3. Характерные волновые картины и трещины в разные моменты времени; предел текучести 0.5 МПа, откольная прочность 0.1 МПа.

При низких значениях откольной прочности ударная волна в момент 25 мкс (рис. 3) формирует конические трещины, которые растут из ядра. Эти трещины заканчивают свой рост на тыльной поверхности диска, при этом условно можно выделить объём льда арочной формы, наблюдаемый в экспериментах с отколом. По-видимому, трещины формируются не только под прямым воздействием ударной волны, но и за счёт упруго запасённой энергии, выделяемой при образовании трещин и их интерференции.

Первый этап роста столбчатых трещин наблюдается в момент 500 мкс на рис. 3. Они появляются вблизи контакта и их когерентное излучение генерируют нелинейную волну, которая (525 мкс) вызывает последующий лавинообразный процесс разрушения (550 мкс). Вероятно, распространение нелинейной волны большей амплитуды приводит ко второму этапу трещинообразования с тыльной поверхности образца (575 мкс) и вдали от оси удара (575-600 мкс). На картинах разрушений (600 мкс) наблюдаются боковые трещины, по-видимому, их формирование обусловлено перераспределением напряжений из-за накопления трещин вблизи оси удара (дилатансия).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что механизм неупругого удара определяется действием ударной волны и резонансными явлениями, которые являются важнейшим факторами деформационных изменений льда, его метаморфизма. С помощью составной упругопластической модели с включениями, геометрия и реологические параметры которой изменяются в процессе удара, воспроизведены характерные картины разрушения на площадке контакта и в объёме.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ № 23-21-00384.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *McReynolds A.W.* Plastic deformation waves in aluminum // Transactions of the American Institute of Mining and Metallurgical Engineers. 1949. V. 185. P. 32 – 45.
2. *Белл Дж.Ф.* Экспериментальные основы механики деформируемых твердых тел. Ч. 2. М.: Наука, 1984. 431 с.
3. *Зув Л.Б.* Автоволновая модель пластического течения // Физическая мезомеханика. 2011. Т. 14. № 3. С. 85 – 94.
4. *Епифанов В.П.* Разрушение льда при ударных взаимодействиях // Доклады АН СССР. 1985. Т. 284. №3. С. 3599-603

5. Епифанов В.П. Физическое моделирование режимов движения ледников // Лёд и Снег. 2016. Т. 56. № 3. С. 333-344
6. Епифанов В.П., Юрьев Р.В. Вязкость разрушения льда // Доклады РАН. 2006. Т. 406. № 2. С. 187-191
7. Епифанов В.П., Саватюгин Л.М. Акустические исследования абляционного слоя ледника на примере ледника Альдегонда (Шпицберген) // Проблемы Арктики и Антарктики. 2011. № 4 (90). С. 87-98
8. Епифанов В.П., Осокин Н.И. Пространственная изменчивость прочностных свойств речного льда // Материалы гляциологических исследований. 2004. Вып. 97. С.128-140
9. Jordaаn I. Some issues in ice mechanics // Proceedings of the ASME 2015 34th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering. Volume 8: Ian Jordaаn Honoring Symposium on Ice Engineering. 2015. OMAE2015-42042.
10. Studman J., Moore M.A., Jones S.E. On the correlation of indentation experiments // J. Phys. D: Appl. Phys. 1977. V. 10. P. 949 – 956.
11. Favorskaya A., Golubev V., Grigoriev D. Explanation the difference in destructed areas simulated using various failure criteria by the wave dynamics analysis // Procedia Computer Science. 2018. V. 126. P. 1091 – 1099.
12. Петров И.Б., Гусева Е.К., Голубев В.И., Епифанов В.П. Исследование реологии льда на основе численного моделирования медленного удара // Доклады Российской Академии Наук Физика Технические Науки. 2024. Т. 514. №. 1. С. 20 – 28.

Епифанов Виктор Павлович, evp@ipmnet.ru
 Гусева Евгения Кирилловна, guseva.ek@phystech.su



СТРУКТУРЫ НАКОПЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ПРИ ПОТЕРЕ УСТОЙЧИВОСТИ ТЕРМОКАПИЛЛЯРНОГО ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ТЕЧЕНИЯ

М.К. Ермаков

*Институт проблем механики им А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
ermakov@ipmnet.ru*

Работа посвящена исследованию поведения частиц, образующих структуры в движущихся жидкостях в цилиндрических объемах. Ранее в экспериментах в цилиндрических объемах жидкости со свободными боковыми поверхностями при наличии термокапиллярной конвекции были обнаружены движущиеся в азимутальном направлении структуры накопления частиц. Причиной появления таких структур является особенность потери устойчивости термокапиллярного течения, возникающего благодаря разнице температур между верхним и нижним основаниями цилиндрического объема. Данная особенность заключается в том, что первоначально возникающее осесимметричное вихревое течение теряет устойчивость благодаря колебательным возмущениям [1]. Это отличает данное течение от подавляющего числа других, в которых сначала возникают монотонные возмущения, а уже затем возникают колебательные возмущения.

Типичным примером такой структуры накопления частиц является структура, представленная на рис. 1 для прозрачной жидкости NaN_3 для моды $m=3$ [2].

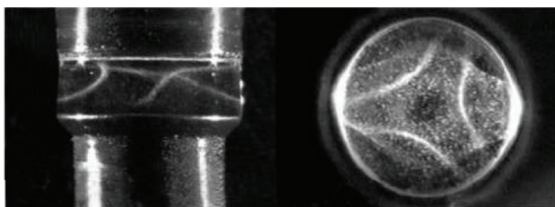


Рис. 1. Структура накопления частиц для моды $m=3$.

Для исследования структур накопления частиц методом математического моделирования используем результат моделирования течения в цилиндрическом объеме с отношением размеров сторон $H/R=1$ для жидкости с числом Прандтля $Pr=50$ и термокапиллярным числом Рейнольдса $Re=700$. Знание полей течения в любой момент времени и точке пространства позволяет получить распределение пассивных (вмороженных) частиц во времени. На рис. 2 изображены структуры накопления частиц в чисто осесимметричном течении с отношением размеров сторон $H/R=1$ для жидкости с числом Прандтля $Pr=50$ и термокапиллярным числом Рейнольдса $Re=700$. В начальный момент частицы были расположены регулярным образом в объеме.

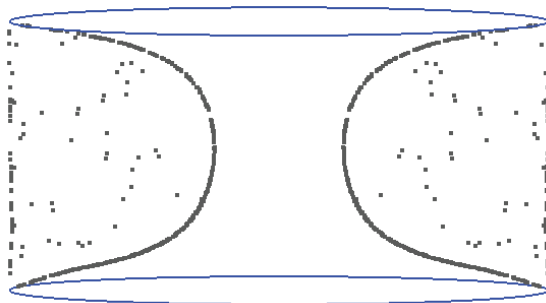


Рис. 2. Структура накопления частиц в осесимметричном течении.

На рис. 3 и 4 представлены структуры накопления частиц в трехмерном течении, являющимся суперпозицией осесимметричного базисного течения и трехмерного собственного вектора течения, как решения задачи на собственные значения. Последнее (трехмерное течение) имеет вид азимутальной колебательной моды, характеризующейся азимутальным волновым числом. На рис. 4 цвет частиц определяется квадрантом исходного положения частиц. Методика и приложения исследования линейной устойчивости термокапиллярных течений в осесимметричном объеме методом решения задач на собственные значения представлены в [3, 4].

Визуализация и анимация движения частиц выполнена с помощью открытого пакета Gmsh [5], используемого программой интегрирования движения частиц на C++ с применением распараллеливания на основе OpenMP.

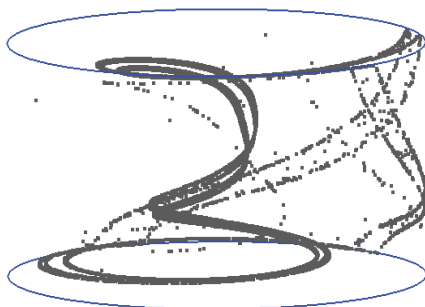


Рис. 3. Структура накопления частиц в трехмерном течении для моды $m=1$ (вид сбоку).

Использованный подход моделирования трехмерного течения как суперпозиции основного двумерного течения и трехмерного течения в виде азимутальной волновой моды, являющейся решением задачи линейной устойчивости на собственные значения, позволяет получить структуры накопления частиц пассивной примеси, качественно похожие на получаемые в экспериментах.

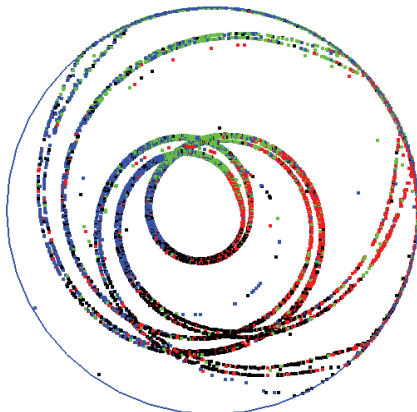


Рис. 4. Структура накопления частиц в трехмерном течении для моды $m=1$ (вид сверху).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kuhlmann H.C.* Thermocapillary Convection in Models of Crystal Growth // In: Springer Tracts in Modern Physics. 1999. 152. Springer-Verlag. P. 224.
2. *Schwabe D., Mizev A., Udhayasankar M., Tanaka S.* Formation of dynamic particle accumulation structures in oscillatory thermocapillary flow in liquid bridges // Physics of Fluids. 2007. 19, № 7. P. 072102.
3. *Ermakov M.K., Ermakova M.S.* Linear-stability analysis of thermocapillary convection in liquid bridges with highly deformed free surface // Journal of Crystal Growth. 2005. 266. № 1-3. P. 160-166.
4. *Nishino K., Yano T., Kawamura H., Matsumoto S., Ueno I., Ermakov M.K.* Instability of thermocapillary convection in long liquid bridges of high Prandtl number fluids in microgravity // Journal of Crystal Growth. 2005. 420. P. 57-63.
5. <http://gmsh.info>.

Ермаков Михаил Константинович, ermakov@ipmnet.ru



ЭВОЛЮЦИЯ ПЕРЕХОДА К НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРИ ИНЖЕКЦИИ ВОДЫ В ГЕОТЕРМАЛЬНЫЙ РЕЗЕРВУАР, НАСЫЩЕННЫЙ ПЕРЕГРЕТЫМ ПАРОМ

К.Р. Житников*, Г.Г. Цыпкин

Институт проблем механики имени А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
k.zhitnik01@gmail.com

Рассматривается зависимость от времени перехода к неустойчивости поверхности кипения при инъекции воды в геотермальный резервуар. Приводятся дисперсионные кривые, показывающие изменение устойчивости со временем. Аналитически показано, что в изотермическом случае поверхность раздела всегда устойчива. В неизотермическом случае изучена эволюция физической системы и показан переход с течением времени в устойчивое состояние. Даются оценки времени перехода к устойчивости.

ВВЕДЕНИЕ

Перспективным источником добычи электроэнергии является использование геотермальных резервуаров [1]. Вода закачивается в пористую нагретую горную породу, вследствие чего при движении воды по геотермальному резервуару возникают водонасыщенная и насыщенная паром области. При возмущении фронта кипения поверхность фазового перехода может стать неустойчивой, что приводит к разрушению фронта и ухудшению условий для добычи энергии.

Задача об инъекции воды в геотермальный резервуар в зависимости от начальных условий допускает различные решения. Например, в задаче о закачке при постоянном давлении реализуется автомодельное решение, а при закачивании с постоянным градиентом существует решение задачи в виде бегущей волны [2].

Представляет интерес исследование устойчивости задачи в зависимости от времени, когда область за фронтом предполагается конечной. Также с технической точки зрения важен ответ на вопрос, через какое время решение задачи будет близко к своей асимптотике стационарного режима. Для течения Буссинеска в пористой среде анализ зависимости времени перехода к неустойчивости от числа Рэлея был произведен в [3]. В [4] была получена аналитическая формула для времени перехода к неустойчивости при закачивании углекислого газа в горную породу, насыщенную соленой водой. В зависимости от задачи со временем течение может становиться как более, так и менее устойчивым.

УСТОЙЧИВОСТЬ ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ИНЖЕКЦИИ

Течения с фазовыми переходами, близкие к изотермическим, реализуются в горных породах с низкой пористостью и высокой теплоемкостью. Рассмотрим изотермическую задачу об инъекции воды в резервуар при постоянном градиенте давления.

Исследуем устойчивость фронта кипения $x = X(t)$, разделяющего области с водой и паром. Водонасыщенная область ($0 < x < X(t)$) обозначается индексом «2», область пара $X(t) < x < \infty$ – индексом «1». При постоянном градиенте давления решения для давления и температуры ищем в виде бегущей волны $P_{1,2}(x,t) = P_{1,2}(\xi)$, $T_{1,2}(x,t) = T_{1,2}(\xi)$, $\xi = x - vt$.

Исследуем устойчивость фронта кипения методом нормальных мод. Для этого представим давления в области воды и пара в виде $P_i(x,z,t) = P_{ist}(\xi) + \delta P_i$, $\delta P_i = P'_i(\xi) \exp(i\chi z + \sigma t)$, $i = 1, 2$. Возмущение фронта представляется в виде $\eta = \eta_0 \exp(i\chi z + \sigma t)$, $\eta_0 = const$. Подставляя данные возмущения в закон сохранения энергии и уравнения на фронте, получаем систему из линейных алгебраических уравнений относительно амплитуд возмущений. Из условия

нетривиальности решения системы для возмущений получаем дисперсионное соотношение между безразмерным волновым числом и скоростью роста возмущений. Аналитически показано, что в изотермическом случае фронт всегда устойчив.

УЧЕТ ОГРАНИЧЕННОСТИ ВОДОНАСЫЩЕННОЙ ОБЛАСТИ

Рассмотрим задачу об ограниченной области для возмущений: область пара неограниченная, область воды ограниченная $\xi = -vt$. Для её решения представим возмущения в области пара в виде $\delta P_2 = P_2'(\xi, t) \exp(i\chi z + \sigma t)$. Также воспользуемся тем, что в силу малой сжимаемости воды в области воды можно пренебречь левой частью уравнения $\frac{\partial \delta P_2}{\partial t} = \kappa_2 \Delta \delta P_2$ и данное уравнение сводится к уравнению Лапласа. Возмущения в случае ограниченной области представляются в виде $\delta P_1 = P_1'(\xi) \exp(i\chi z + \sigma t), \delta P_2 = P_2'(\xi, t) \exp(i\chi z + \sigma t)$. В изотермическом случае учет ограниченности водонасыщенной области делает систему более устойчивой.

НЕИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ ИНЖЕКЦИЯ

Рассмотрим неизомермическую инжекцию воды. Область воды, как и в случае изотермической инжекции, предполагается ограниченной. Возмущения давления и температуры в области воды и пара представляются в виде $\delta P_1 = P_1'(\xi) \exp(i\chi z + \sigma t), \delta P_2 = P_2'(\xi, t) \exp(i\chi z + \sigma t), \delta T_i = T_i'(\xi) \exp(i\chi z + \sigma t), i = 1, 2$. Заметим, что область за фронтом при вычислении возмущений температуры можно считать полубесконечной, в то время как для возмущений давления область конечна. Это следует из того, что $\kappa_2 \gg a_2$, где $\kappa_2 = \frac{k}{\varphi \mu_w \alpha_w}$, a_2 – эффективная температуропроводность в водонасыщенной области, k – проницаемость, φ – пористость, μ_w – динамическая вязкость воды, α_w – сжимаемость воды.

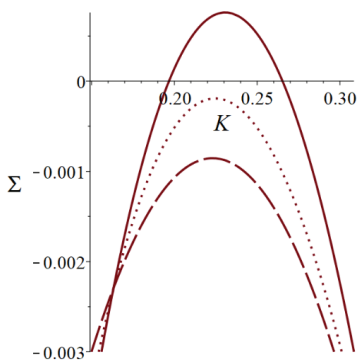


Рис.1а. Дисперсионные кривые для моментов времени: $t = 8.37 \cdot 10^5$ с (сплошная линия), $4.19 \cdot 10^6$ с (пунктирная линия) и неограниченной области (штриховая линия) при $T_0 = 576.5$ К.

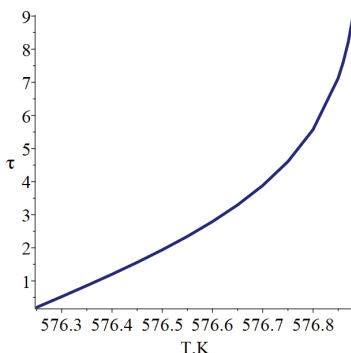


Рис.1б. Зависимость безразмерного времени перехода к устойчивости $\tau = \frac{a_1}{v^2} t$ от температуры при $\nabla P = -10^4$ Па/м.

В неизотермическом случае, в задаче как для ограниченной, так и для неограниченной области может возникать неустойчивость. Учёт ограниченности водонасыщенной области позволяет рассмотреть эволюцию дисперсионных кривых. Численный эксперимент показывает, что с течением времени система может переходить из неустойчивого в устойчивое состояние. Также представляет интерес вопрос, какое время требуется системе для перехода к устойчивости.

На рис. 1а и 1б представлены результаты расчетов дисперсионного уравнения для неизотермического течения при следующих значениях параметров $\varphi = 0.2$, $k = 10^{-16} \text{ м}^2$, $P_0 = 1.2 \text{ МПа}$. Расчеты показывают, что с течением времени может наблюдаться переход от неустойчивости к устойчивости, а характерное время перехода к устойчивости в зависимости от параметров изменяется от нескольких суток до нескольких лет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе методом нормальных мод исследована устойчивость изотермической инъекции воды в геотермальный резервуар, получено дисперсионное соотношение. Аналитически показано, что изотермическая инъекция всегда устойчива. Проведен анализ влияния времени на устойчивость, показано, что в случае ограниченной области фронт кипения более устойчив. В случае неизотермической инъекции возможен переход от неустойчивости к устойчивости со временем. Время перехода к устойчивому состоянию, в зависимости от параметров, занимает от нескольких суток до нескольких лет.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 24-11-00222.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bixley P., Clotworthy A., Mannington W., Evolution of the Wairakei geothermal reservoir during 50 years of production // *Geothermics*, 2009, № 38, С. 145-154.
2. Цыпкин Г.Г., Исследование перехода к неустойчивости фронта кипения воды при инъекции в геотермальный резервуар // *Теоретическая и математическая физика*, 2022, т. 211, № 2, С. 347-357.
3. Riaz A., Hesse M., Tchelepi H.A., Orr F., Onset of convection in a gravitationally unstable diffusive boundary layer in porous media // *J. Fluid Mech.*, 2006, т. 548, С. 87-111.
4. Riaz A., Cinar Y., Carbon dioxide sequestration in saline formations: Part I—Review of the modeling of solubility trapping // *Journal of Petroleum Science and Engineering*, 2014, т. 124, С. 367-380.

Житников Константин Романович, k.zhitnik01@gmail.com
Цыпкин Георгий Геннадьевич, tsypkin@ipmnet.ru



ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МНОГОТОЧЕЧНЫХ СОДАРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ДЛЯ АНАЛИЗА ВРЕМЕННЫХ И ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ КОГЕРЕНТНЫХ СУБМЕЗОМАСШТАБНЫХ СТРУКТУР В УСТОЙЧИВО СТРАТИФИЦИРОВАННОМ АТМОСФЕРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Д.В. Зайцева^{1,*}, В.С. Люлюкин^{1,2}, Д.Д. Кузнецов¹

¹Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова Российской академии наук, Москва,

²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва
zaycevad@gmail.com

В работе представлены результаты предварительного анализа многоточечных измерений, проведённых в августе 2024 г над однородной степной поверхностью в Ростовской области на Цимлянской научной станции Института физики атмосферы (ИФА) РАН. Измерения производились при помощи доплеровских акустических локаторов (сонаров) серии ЛАТАН-3м [1]. Измерительная сеть состояла из трёх сонаров, расположенных в вершинах прямоугольного треугольника. Два сонара измеряли профили эхо-сигнала и вертикальной компоненты скорости ветра. Третий сонар дополнительно измерял профили всех компонент скорости ветра. Разрешение по времени составляло 3 с. В процессе проведения эксперимента высотное разрешение изменялось с 10 до 5 м, а разнесённость точек измерений была увеличена с 200 до 400 м. Такие модификации производились для того, чтобы получить возможность регистрировать и оценивать параметры когерентных турбулентных структур с различными пространственными масштабами.

При устойчивой стратификации атмосферного пограничного слоя на высотно-временных развёртках сонарного эхо-сигнала (эхোগраммах) регулярно наблюдаются структуры различной вертикальной формы, в том числе периодические волнообразные и вихревые движения [напр., 2]. Сонарный мониторинг таких структур в одной точке пространства даёт возможность оценить временные и вертикальные масштабы наблюдаемых явлений. Проведение многоточечных измерений позволяет дополнительно проанализировать пространственные масштабы регистрируемых структур, оценить пространственную и временную когерентность, сопоставить скорость и направление их распространения со средним ветром.

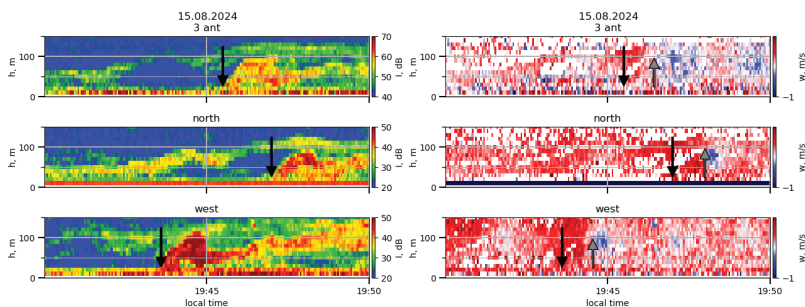


Рис. 1. Пример сонарных измерений в трёх точках 15 августа 2024 г. На панелях слева представлены сонарные эхোগраммы, на панелях справа — поле вертикальной скорости ветра. Продолжительность эпизода составляет 10 мин. На верхних панелях представлены данные трех-антенного сонара, второй сонар («north») расположен на 400 м севернее, третий («west») - на 400 м западнее. Чёрными стрелками обозначено определённое по эхোগраммам время прохождения структуры через измерительные точки.

Пример прохождения турбулентной структуры через измерительную сеть представлен на Рис. 1. Скорость прохождения через измерительную сеть составляла ~ 2 м/с, а направление ~ 330 градусов. В то же время средний ветер в нижних 100 метрах менялся от 1.5 до 2.5 м/с в направлении 240-280 градусов. За время прохождения через точки измерения (ок. 2 минут) вертикальная форма зарегистрированного эпизода практически не претерпела изменений.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена в рамках выполнения государственного задания Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН № FMWR-2022-0017.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kouznetsov R.D. The multi-frequency sodar with high temporal resolution // Meteorologische Zeitschrift. – 2009. – V. 18. – No. 2. – P. 169.
2. Зайцева Д.В., Каллистратова М.А., Люлюкин В.С. и др. Субмезомасштабные волнообразные структуры в атмосферном пограничном слое и их параметры по данным содарных измерений в Подмоскowie // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2023. Т. 59. № 3. С. 275-285.

Зайцева Дарья Владимировна, zaycevad@gmail.com

Люлюкин Василий Сергеевич, lyulyukin@gmail.com

Кузнецов Дмитрий Дмитриевич, mikrer@yandex.ru



РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ГАЗОВЗВЕСЯХ С УЧЕТОМ ДВИЖЕНИЯ СМЕСИ

Р.Р. Зарипов

*Институт механики и машиностроения - структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр РАН», Казань
rinat_zaripov.imm@mail.ru*

В настоящей работе исследуется распространение акустических волн в газовзвесах с полидисперсными твердыми частицами с учетом движения смеси. Получена аналитическая модель динамики волновых процессов в полидисперсных газовзвесах, учитывающая движение смеси. Выведено дисперсионное соотношение, описывающее распространение акустических волн в полидисперсных смесях с произвольной функцией распределения включений по размерам.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим плоское одномерное движение полидисперсной газовзвеси в акустическом поле. Дисперсный состав такой смеси характеризуется функцией распределения включений по размерам. На основе теорий двухфазных сред, представленных в работах [1, 2] получены линеаризованные уравнения сохранения массы и импульса, которые учитывают полидисперсность и движение смеси. Учтены

силы межфазного взаимодействия. Записано линеаризованное уравнение состояния газовой смеси. Получена замкнутая система линеаризованных интегродифференциальных уравнений движения газозвеси с полидисперсными твердыми включениями. Решая полученную систему уравнений было выведено дисперсионное соотношение, которое определяет динамику акустических волн в равномерно движущейся смеси газа с полидисперсными твердыми включениями. Данное дисперсионное соотношение в частных случаях согласуется с соотношениями, полученными ранее в работах [3, 4].

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-71-00111, <https://rscf.ru/project/24-71-00111/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. М.: Наука. 1987. Ч.1. 464 с.
2. Губайдуллин Д.А. Динамика двухфазных парогазокапельных сред. Казань: Изд-во Казанского математического общества. 1998. 153 с.
3. Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Р. Акустические волны в многофракционных газозвезях с полидисперсными включениями // Теплофизика высоких температур. 2019. Т. 57. № 3. С. 475-477.
4. Teregulova E.A. Propagation of acoustic waves in a moving monodispersed gas suspension // Lobachevskii Journal of Mathematics. 2024. V. 45. P. 2184-2193.

Зарипов Ринат Рамилевич, rinat_zaripov.imm@mail.ru



СРЕДНЕДЕКАДНЫЕ ПРОФИЛИ ТЕМПЕРАТУРЫ И ТЕПЛОЗАПАС В ДЕЯТЕЛЬНОМ СЛОЕ СЕВЕРО-ВОСТОЧНОЙ ЧАСТИ ЧЕРНОГО МОРЯ И ИХ ЭВОЛЮЦИЯ В ТЕПЛЫЙ ПЕРИОД ГОДА

*А.Г. Зацепин**, *О.И. Подымов*, *К.П. Сильвестрова*, *Ю.В. Мурзакова*
Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва
zatsepin@ocean.ru

По данным STD-зондирований, выполненных в 2010–2023 гг. в северо-восточной части Черного моря на полигоне «Геленджик», рассчитаны: а) среднедекадное (10 суток) относительное теплосодержание (теплозапас) деятельного слоя (ДС) моря; б) среднедекадные распределения температуры в ДС по вертикали (профили температуры). Проанализировано изменение теплозапаса ДС и профилей температуры в теплый период года, с апреля по ноябрь. Отдельно рассчитаны теплозапасы верхнего квазигомогенного слоя (ВКС) и сезонного термоклина (СТ), которые в сумме составляют теплозапас ДС. Оценки, полученные по реальным данным, сопоставлены с расчетами суммарного потока тепла по данным реанализов ERA5, NCEP CFSv2 и WHOI OAFIux. Показано, что наиболее близкий к реальному результат дает использование данных реанализа NCEP CFSv2 (рис. 1).

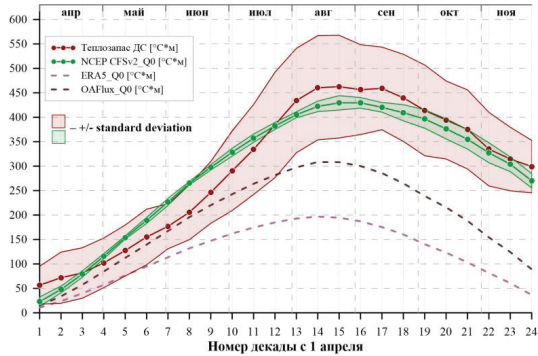


Рис.1. Сравнение теплопаса ($^{\circ}\text{C}\cdot\text{м}$) деятельного слоя по данным измерений с интегральным суммарным потоком тепла, рассчитанным по данным реанализов NCEP/CFSv2, ERA5 и проекта WHOI OAFflux в последовательные декады.

Среднедекадные профили температуры в сезонном термоклине представлены в безразмерном виде. Установлено, что в период с мая по вторую декаду ноября включительно совокупность безразмерных профилей температуры описывается степенной функцией:

$$T' = 0.986 \cdot z'^{8/3} + 0.025 \quad (1)$$

где T' и z' – соответственно безразмерная температура и глубина: $T' = (T - 9^{\circ}\text{C}) / (T_0 - 9^{\circ}\text{C})$; $z' = (z - z_1) / (H_0 - z_1)$, T – температура воды, z – глубина, отсчитываемая от поверхности моря, 9°C – значение температуры, с которого начинается весенний прогрев моря, z_1 – глубина залегания изотермы 9°C , T_0 и H_0 – среднедекадная температура и глубина верхнего

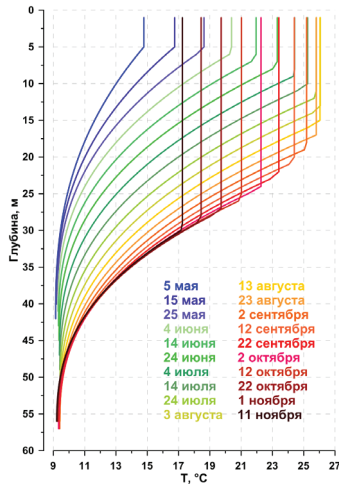


Рис. 2. Рассчитанные на основе (1) среднедекадные профили температуры $T(z)$ в деятельном слое моря (май-ноябрь)

квазиоднородного слоя, соответственно. Такого рода универсальное для теплого периода года строение сезонного термоклина в данном районе Черного моря свидетельствует о наличии автомодельного механизма его формирования, исследование которого является предметом дальнейшей работы авторов. Обратный переход от безразмерного среднедекадного профиля температуры к размерному с использованием (1) и добавлением однородного по глубине распределения температуры в верхнем квазиоднородном слое, позволяет рассчитать среднедекадные профили температуры во всем деятельном слое за период с мая по середину ноября (рис. 2) и использовать их для оценки отклонения реально измеренных профилей от среднего.

Величина и характер этого отклонения могут оказывать влияние на такие экологически важные параметры, как содержание климатически активных газов (углекислый газ и др.), а также первичную продукцию в деятельном слое моря. Исследование связи этих параметров с отклонениями измеренных профилей температуры от среднедекадных также является задачей будущих исследований.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена по теме госзадания FMWE-2024-0016 и при поддержке гранта РФФИ №23-17-00056.

Андрей Георгиевич Зацепин, zatsepin@ocean.ru
Подымов Олег Игоревич, huravela@yahoo.com
Сильвестрова Ксения Петровна, ksberry@mail.ru
Мурзакова Юлия Валерьевна, julia.murza@gmail.com



ВЛИЯНИЕ ВЯЗКОСТИ НА ДИНАМИКУ ФОРМИРОВАНИЯ КОНИЧЕСКИХ ОСТРИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Н.М. Зубарев

*Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург
nick@ier.uran.ru*

Как известно [1,2], свободная поверхность проводящей жидкости (расплавленного металла для приложений) неустойчива в достаточно сильном внешнем электрическом поле. Взаимодействие поля с индуцированным им поверхностным электрическим зарядом приводит к росту возмущений исходно плоской границы жидкость/вакуум. Развивается аperiodическая электрогидродинамическая неустойчивость, которую обычно называют неустойчивостью Тонкса–Френкеля. На линейной стадии этой неустойчивости амплитуда возмущений растет экспоненциально. Влияние нелинейности ускоряет развитие неустойчивости, и на ее развитых стадиях происходит неограниченное заострение поверхности: за конечное время появляются конические острия – динамические конусы Тейлора [3–6]. Отметим, что следует различать динамические и классические (статические) конусы Тейлора [7]. Для последних свободная поверхность неподвижна; на ней реализуется баланс капиллярных и электростатических сил.

В настоящей работе предложен подход к описанию основных закономерностей процесса формирования конических острий, основанный на анализе дисперсионного

соотношения [8,9] для поверхностных волн для идеально проводящей жидкости во внешнем электрическом поле в сочетании с учетом нелинейного усиления электрического поля на образующихся выступах [10]. Ключевая идея подхода заключается в том, что в линейном законе дисперсии постоянная напряженность внешнего поля заменяется на его переменное локальное значение (E) на растущем выступе:

$$\rho(\gamma + 2\nu k^2)^2 - \varepsilon_0 E^2 k^2 + \alpha k^3 = 4\rho\nu^{3/2} k^3 \sqrt{\gamma + \nu k^2}$$

Здесь k – волновое число, γ – инкремент неустойчивости, ν – кинематическая вязкость жидкости, ρ – ее плотность, α – коэффициент поверхностного натяжения, ε_0 – электрическая постоянная. Динамика неустойчивости в основном определяется его доминантной (наиболее быстро развивающейся) модой, соответствующей условию экстремума $d\gamma/dk = 0$. Ее параметры k_d и γ_d зависят от напряженности поля, а при росте E в результате заострения поверхности быстро нарастают сначала согласно степенным законам E^2 и, соответственно, E^3 , а затем как $E^{4/3}$ и E^2 . Это соответствует уменьшению характерных пространственного и временного масштабов задачи на развитых стадиях неустойчивости. Анализ зависимостей $k_d(E)$ и $\gamma_d(E)$ позволил установить, что за образование особенностей ответственны автомодельные решения уравнений движения, для которых характерный пространственный масштаб ($\lambda \sim 1/k_d$) уменьшается со временем (t) по степенному закону $\lambda \sim (t_c - t)^{2/3}$, где t_c – момент формирования особенности. К моменту t_c кривизна вершины ускоряющегося выступа, локальная напряженность электрического поля и скорость жидкости обращаются в бесконечность.

Продемонстрировано, что в процессе формирования особенности – конического острья – можно выделить два масштаба с различными типами поведения жидкости (см. рис. 1). В макроскопическом масштабе $\lambda > \lambda_c \sim \nu^2 \rho / \alpha$ применимо приближение идеальной жидкости.

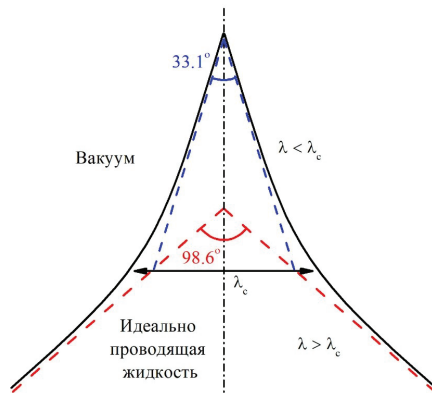


Рис. 1. Схематически показана форма поверхности к моменту образования сингулярности.

Развивается конус с углом раствора 98.6° (так называемый угол Тейлора [7]). При этом напряженность поля (E) и скорость течения (u) на вершине нарастают по одинаковому закону $E \sim u \sim (t_c - t)^{-1/3}$. В макроскопическом масштабе $\lambda < \lambda_c$ определяющую роль начинают играть вязкие эффекты, и образуется конус с втрое меньшим предельным углом раствора 33.1° . При этом поле и скорость на вершине

нарастают по степенным законам с различными показателями: $E \sim (t_c - t)^{-1/2}$ и $u \sim (t_c - t)^{-1/3}$. При уменьшении λ число Вебера практически не меняется и, по нашим оценкам, составляет примерно 10^2 ; при этом число Рейнольдса уменьшается как $(t_c - t)^{1/3}$.

Различие поведения жидкости в разных масштабах связано с изменением характера баланса сил в уравнениях движения. В первом случае основной баланс реализуется между динамическими, электростатическими и капиллярными силами [4,5,10], а во втором – между электростатическими и вязкими силами [10,11].

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 20-19-00323-П.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tonks L.* A theory of liquid surface rupture by a uniform electric field // *Phys. Rev.* 1935. V. 8. P. 562–568.
2. *Френкель Я.И.* К теории Тонкса о разрыве поверхности жидкости постоянным электрическим полем в вакууме // *ЖЭТФ.* 1936. Т. 6. № 4. С. 348–350.
3. *Baskin L.M., Batrakov A.V., Popov S.A., Proskurovsky D.I.* Electrohydrodynamic phenomena on the explosive-emission liquid-metal cathode // *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* 1995. V. 2. P. 231–236.
4. *Зубарев Н.М.* Формирование особенностей на поверхности жидкого металла в сильном электрическом поле // *ЖЭТФ.* 1998. Т. 114. № 6. С. 2043–2054.
5. *Suvorov V.G., Zubarev N.M.* Formation of the Taylor cone on the surface of liquid metal in the presence of an electric field // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2004. V. 37. P. 289–297.
6. *Albertson T.G., Troian S.M.* Electrified cone formation in perfectly conducting viscous liquids: Self-similar growth irrespective of Reynolds number // *Phys. Fluids.* 2019. V. 31. P. 102103.
7. *Taylor G.I.* Disintegration of water drops in an electric field // *Proc. Roy. Soc. A.* 1964. V. 280. P. 383–397.
8. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, ГРФМЛ. 1988. С. 736.
9. *Очиров А.А., Чапечкин Ю.Д.* Волновое движение в вязкой однородной жидкости с поверхностным электрическим зарядом // *ПММ.* 2023, Т. 87. № 3. С. 379–391.
10. *Zubarev N.M.* The effect of viscosity on the self-similar growth of conic cusps on the surface of a conducting liquid in an electric field: Limiting cone angle // *Physics of Fluids.* 2024. V. 36. P. 042102.
11. *Betelu S.I., Fontelos M.A., Kindelan U., Vantzos O.* Singularities on charged viscous droplets // *Phys. Fluids.* 2006. V. 18. P. 051706.

Зубарев Николай Михайлович, nick@iep.uran.ru



ФОРМИРОВАНИЕ ПРОМЕЖУТОЧНОГО СЛОЯ В СТРУКТУРЕ ТЕЧЕНИЯ ИМПАКТА КАПЛИ

А.Ю. Ильиных
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
ilynykh@ipmnet.ru

Изучение течений, порождаемых свободно падающей каплей в покоящейся жидкости, обусловлено научной содержательностью и практической востребованностью результатов исследований. Особый интерес представляют результаты исследований тонкой структуры картины течений, сопровождающих основные структурные компоненты: каскады вихревых структур, первичная каверна, растущий всплеск, капиллярные волны и звуковые пакеты. Необходимость совершенствования микро- и нанотехнологий в фармацевтической, био-, химической и нефтехимической, информационной и технологической промышленности активизировала изучение процессов переноса вещества на начальных этапах эволюции капельных течений.

Методами высокоскоростной видеорегистрации экспериментально прослежена эволюция тонкой структуры картины распространения вещества свободно падающей капли под деформированной поверхностью невозмущенной жидкости в интрузивном, импактном и переходном режимах, которые задаются энергетическими параметрами задачи. Рассматриваются макроскопические механизмы переноса энергии течением со скоростью \mathbf{u} и волнами с групповой скоростью c_g , а также микроскопический атомно-молекулярный перенос (медленный диссипативно-диффузионный и быстрый, обусловленный уничтожением свободных поверхностей контактирующих жидкостей и конверсии доступной потенциальной поверхностной энергии (ДППЭ) в другие формы [1]). Быстрые процессы преобразования ДППЭ в другие формы на кольцевой границе области слияния жидкостей способствуют формированию тонких струек и генерации капиллярных волн в принимающей жидкости [2].

В число размерных параметров задачи входят условия эксперимента: диаметр $D = 0.42 \div 0.45$ см и скорость в момент контакта $U = 0.34 \div 4.3$ м/с (высота свободного падения $h = 1 \div 200$ см), ускорение свободного падения g и физические свойства взаимодействующих сред: плотности $\rho_{d,t,e}$ кинематические $\nu_{d,t,e}$ и динамические $\eta_{d,t,e}$ вязкости, коэффициенты поверхностного натяжения σ_d^a , σ_t^a и их отношения (d соответствует капле, t – принимающей жидкости, e – воздушной среде). В работе оценивались кинетические $E_k = MU^2/2$ и поверхностные $E_\sigma = \sigma S_d$ энергии капель. Система уравнений задачи включает уравнения переноса массы, импульса и энергии, а также потенциал Гиббса с дополнительными членами для поверхностного и приповерхностного слоев $dg_s = -sdT + VdP + \sigma dS_b + \mu_n dN_n$ [3].

Опыты выполнены на стенде ТБП, входящем в состав комплекса «УНУ ГФК ИПМех РАН». Капли чистой воды и водных растворов роданида аммония, перманганата калия, медного купороса, железного купороса, ализариновых чернил, поваренной соли или пищевой соды падали в бассейн, заполненный частично дегазированной водопроводной водой. На основе анализа большого числа проведенных опытов в широком диапазоне значений высот (скоростей в момент контакта, кинетических энергий) свободно падающих капель картины переноса вещества разделяются на режимы: интрузивный для $E_k < E_\sigma$, режим всплеска при $E_k > E_\sigma$ и переходный $E_k \approx E_\sigma$. Высвобождаемая энергия трансформируется в тонкие течения.

В импактном режиме из области слияния вылетают брызги, содержащие обе контактирующие жидкости. Часть образовавшихся струек пересекает границу области слияния жидкостей и течет по деформируемой поверхности принимающей жидкости. Вещество капли распределяется по поверхности каверны и венца в виде тонких волокон, образующих линейчатые и сетчатые структуры. На заключительном этапе растекания капли на дне каверны формируется сетчатый рисунок, размеры и структура которого зависят от состава капли и ее формы в момент первичного контакта [4]. Часть струек пронизывает дно растущей каверны и формирует под ее дном структурно выделенную

область, в которой тонкие волокна, содержащие жидкость капли, разделены прослойками принимающей жидкости. Происходит быстрое выравнивание разности плотностей взаимопроникающих жидкостей, у дна каверны формируется слой жидкости промежуточной плотности. По мере роста каверны толщина промежуточного слоя уменьшается.

В проведенных опытах волокнистый слой, охватывающий каверну, наблюдался при вторжении жидкости большей плотности (капли раствора чернил или солей) в менее плотную (воду), и меньшей плотности (капли воды) в более тяжелую (раствор роданида аммония). Толщина волокнистой оболочки первичной каверны увеличивается с ростом скорости капли. При слиянии насыщенных растворов некоторых солей металлов (медного и железного купороса, перманганата калия) граница промежуточного слоя неровная, в ней выражены отдельные выступы и впадины, тонкие волокна. Сложность формы границы обусловлена формированием большого числа разнонаправленных тонких струек. Течение на границе ускоряется процессами конверсии ДППЭ, протекающими в широком диапазоне пространственных масштабов.

На рис. 1 представлена эволюция тонкоструктурированного промежуточного слоя, составленного отдельными волокнами, состоящими из вещества капли (воды) и разделенными прослойками принимающей жидкости (роданида аммония). Диаметр и глубина каверны со временем монотонно растут, диаметр линии контакта увеличивается при погружении головной и убывает при слиянии донной части капли. Радиус кривизны дна убывает по мере трансформации формы каверны в сферическую.

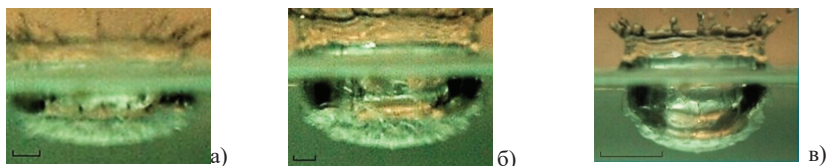


Рис. 1. Эволюция картины течения при слиянии свободно падающей капли воды с 20% раствором роданида аммония ($D = 4.2$ мм, $U = 3.1$ м/с, $R_p = 0.023$, $R_\sigma = -0.14$, $Eg_k^\sigma = 0.02$)

С уменьшением скорости погружения дна каверны структурированность течений становится более выраженной. Вся каверна покрыта слоем жидкости промежуточной плотности (разбавленным раствором роданида аммония). Продолжающая расти каверна растягивает примыкающий слой промежуточной плотности, толщина которого прогрессивно уменьшается, причем наиболее быстро в центре дна каверны.

Общая волокнистая структура течения в толще принимающей жидкости сохраняется и при слиянии капли большей плотности с принимающей жидкостью меньшей плотности – капли раствора поваренной соли с водой (отношение плотностей $R_\sigma = -0.014$). Стенку каверны пронизывают тонкие волокна раствора поваренной соли. На рис. 2, а отчетливо прослеживается уплощенное дно каверны – граница остатка погружающейся капли, промежуточный слой и пелена струй, пронизывающих поверхности каверны и промежуточного слоя.

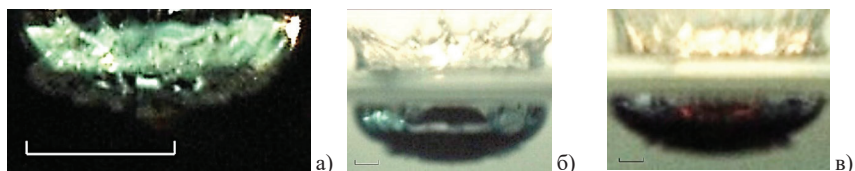


Рис. 2. Волокнистый слой на дне формирующейся каверны при погружении а) капли раствора поваренной соли ($D=4.6$ мм, $U=3.1$ м/с, $R_p=-0.083$, $R_\sigma=-0.014$, $Eg_k^\sigma=0.013$); б, в) капель разбавленных чернил при $U=3.1$ м/с ($Eg_k^\sigma=0.02$) и $U=5.2$ м/с ($Eg_k^\sigma=0.007$)

Структуры переходного слоя наблюдаются на контуре каверны при близких физических параметрах взаимодействующих сред (капли разбавленных ализариновых чернил) в широком диапазоне высот свободного падения (кинетических энергий, отношений энергий), однако в силу непрозрачности жидкостей, детали распределения вещества не визуализируются (рис. 2, б, в).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В импактном режиме течения капля теряет сплошность и распадается на тонкие струйки, вылетающие в воздух, текущие по поверхности жидкости или пронизывающие дно каверны. Струйки, пронизывающие дно каверны, формируют промежуточный слой с собственными физическими свойствами. Размеры и форма промежуточного слоя, степень однородности распределения вещества быстро меняются. Образование струек, вызывающих потерю непрерывности дна каверны и линии контакта сливающихся жидкостей, связывается с быстрой трансформацией доступной потенциальной поверхностной энергии в другие формы – вариации давления, температуры, перераспределения вещества и ускорения течений жидкостей.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена в Лаборатории механики жидкостей ИПМех РАН при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Госзадания, номер госрегистрации: 124012500442-3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чашечкин Ю.Д. Пакеты капиллярных и акустических волн импакта капли // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2021. № 1(94). С. 73–92.
2. Чашечкин Ю. Д., Ильиных А. Ю. Формирование системы наклонных петель в течениях импакта капли // Доклады РАН. 2021. Т. 499, № 1. С. 48–57.
3. Chashechkin Yu.D. Conventional partial and new complete solutions of the fundamental equations of fluid mechanics in the problem of periodic internal waves with accompanying ligaments generation // Mathematics. 2021. V. 9. No. 586.
4. Чашечкин Ю.Д. Эволюция тонкоструктурного распределение вещества свободно падающей капли в смешивающихся жидкостях // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 3. С. 67 – 77. DOI: 10.1134/S0001433819020026

Ильиных Андрей Юрьевич, ilynykh@ipmnet.ru



ПОГРУЖЕНИЕ СВОБОДНО ПАДАЮЩЕЙ КАПЛИ: РЕЖИМЫ И КОМПОНЕНТЫ

А.Ю. Ильиных

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлнского РАН, Москва

ilynykh@ipmnet.ru

Процессы слияния единичной свободно падающей капли, последовательности или групп капель активно изучаются теоретически и экспериментально в силу научной содержательности темы, разнообразия приложений в промышленных технологиях и важной роли в динамике природных систем – атмосферы и гидросферы. Эволюция тонкой картины переноса вещества при импакте свободно падающей капли в покоящейся принимающей жидкости прослежена методами высокоскоростной видеорегистрации в интрузивном, импактном и переходном режимах, которые задаются энергетическими параметрами задачи. Проанализированы картины течения в боковой и фронтальной проекциях. Основное внимание в работе уделено тонкоструктурным механизмам переноса вещества капли. Рассматриваются макроскопические механизмы переноса энергии течением со скоростью u и волнами с групповой скоростью c_g , а также микроскопический атомно-молекулярный перенос (медленный диссипативно-диффузионный и быстрый, обусловленный уничтожением свободных поверхностей контактирующих жидкостей и конверсии доступной потенциальной поверхностной энергии (ДППЭ) в другие формы [1]). Быстрые процессы преобразования ДППЭ в другие формы на кольцевой границе области слияния жидкостей способствуют формированию тонких струек и генерации капиллярных волн в принимающей жидкости [2].

В число размерных параметров задачи входят условия эксперимента (диаметр $D = 0.42 \div 0.45$ см и скорость в момент контакта $U = 0.34 \div 4.3$ м/с (высота свободного падения $h = 1 \div 200$ см), ускорение свободного падения g и физические свойства взаимодействующих сред: плотности $\rho_{d,t,e}$, кинематические $\nu_{d,t,e}$ и динамические $\eta_{d,t,e}$ вязкости, коэффициенты поверхностного натяжения σ_d^a , σ_t^a и их отношения, где индекс d соответствует капле, t – принимающей жидкости, e – среде, в которой происходит взаимодействие (воздух). В работе оценивались кинетические $E_k = MU^2/2$ и поверхностные $E_\sigma = \sigma S_d$ энергии капель.

Система уравнений задачи включает уравнения переноса массы, импульса и энергии, а также потенциал Гиббса с дополнительными членами для поверхностного и приповерхностного слоев [3]. Поверхностная энергия равномерно распределена в тонком слое толщиной порядка размера молекулярного кластера $\delta_\sigma \sim 10^{-6}$ см. При слиянии контактирующих жидкостей за время $\Delta t_\sigma = \delta_\sigma / U \sim 10^{-8}$ с происходит аннигиляция приповерхностных слоев с трансформацией высвобожденной энергии (малой по значению, но большой по плотности) в другие формы – в выражении для потенциала Гиббса $dg_s = -sdT + VdP + \sigma dS_b + \mu_n dN_n$ исчезает дополнительный член σdS_b , зависящий от коэффициента поверхностного натяжения, дифференциала площади контактируемой поверхности.

Опыты выполнены на стенде ТБП, входящем в состав комплекса «УНУ ГФК ИПМех РАН». Капли чистой воды и водных растворов перманганата калия, медного купороса, железного купороса, ализариновых чернил, поваренной соли или пищевой соды падали в стеклянный бассейн, заполненный частично дегазированной

водопроводной водой. На основе анализа большого числа проведенных опытов в широком диапазоне значений высот (скоростей в момент контакта, кинетических энергий) свободно падающих капель картины переноса вещества разделяются на режимы, которые определяются отношением кинетической и потенциальной энергии: интрузивный для $E_k < E_\sigma$, режим всплеска при $E_k > E_\sigma$ и переходный $E_k \approx E_\sigma$.

В интрузивном режиме при малой контактной скорости, когда ДППЭ капли превышает кинетическую, свободная поверхность, объединяющая поверхности сливающихся смешивающихся жидкостей, некоторое время остается выпуклой. Втекающая жидкость образует чечевицеобразную интрузию в толще принимающей жидкости и частично остается на свободной поверхности. Дно интрузии на начальных этапах нерегулярное, включает отдельные выступы и впадины. Каверна, постепенно принимающая коническую форму, появляется с задержкой, длительность которой зависит от отношения компонентов энергии [4]. Динамика каверны оказывает активное влияние на перенос и трансформацию сплошной интрузии в вихревое кольцо и погружающийся в жидкость кольцевой вихрь, обладающий собственной тонкой волокнистой структурой. Эволюция возникающих вихревых течений изучена достаточно детально в ранее выполненных работах.



Рис. 1. Картина течений в режиме интрузии ($U = 0,34$ м/с, $E_\sigma = 4$ мкДж, $E_k = 2,24$ мкДж):
а) радиальные петли (вид сверху), б, в) трансформация интрузии в вихревое кольцо при импакте капли чернил и раствора соды

Для импактного режима слияния характерны большие скорости капель, каверна начинает формироваться практически с момента первичного контакта, вслед за тонкой переходной областью мелкомасштабных возмущений, включающих вещество капли, которое также распределяется по поверхности жидкости в виде вихрей, отдельных волокон, образующих линейчатые и сетчатые картины на поверхности каверны и венца и, далее, выгнутых петlistых структур. Волокнистый характер распределения пигмента сохраняется в ходе последующей эволюции течения [5]. Степень выраженности отдельных структурных компонентов течений зависит от параметров задачи, в частности – контактной скорости капли, коэффициента диффузии, относительной разности физических величин (вязкость, плотность, коэффициент поверхностного натяжения).

В переходном режиме при сохранении выраженной опережающей интрузии сокращается время задержки начала формирования каверны. В форме дна интрузии выражены шероховатости размахом до $\Delta r_i \sim 0.1$ мм. Начальная скорость формирования каверны и ее максимальные размеры увеличиваются с увеличением контактной скорости капли, при этом скорость интрузии практически не меняется, что приводит к опережению фронта каверны и трансформации интрузии в тонкий переходный слой, покрывающий поверхность каверны. Заострение дна каверны покрывает собственная окрашенная оболочка толщиной ~ 1.5 мм. Положение нижней кромки интрузии изменяется монотонно со временем: при большой высоте падения на всем интервале

наблюдений, а при малых высотах – до момента начала интенсивного схлопывания каверны, прилегающий к поверхности интрузии.

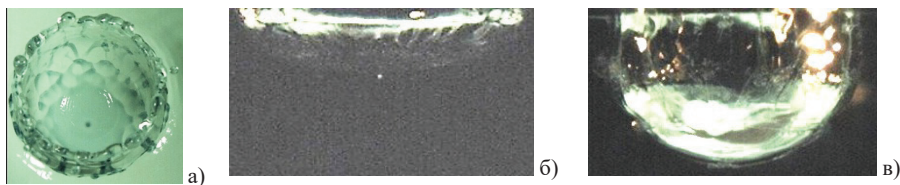


Рис. 2. Картина течений в режиме удара ($U = 3.1$ м/с, $E_k = 200$ мкДж, $E_\sigma = 4.2$ мкДж): а) сетчатая картина распределения вещества (вид сверху), б, в) тонкий переходный слой на границе каверны

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В капельных течениях проявляется действие нескольких механизмов передачи энергии. Наиболее заметно действие конверсии ДППЭ при слиянии существующих и формировании новых свободных поверхностей. Различие картин течений в интрузивном и импактном режимах связано с особенностями действия механизмов переноса импульса и энергии в окрестности подвижной границы пятна контакта [5]. В интрузивном режиме формируется объем вещества капли (интрузия) с четкими контурами, плавно втекающая в принимающую жидкость. В переходном режиме сечение каверны имеет треугольную форму на начальном этапе. В импактном режиме сечение каверны приобретает цилиндрическую форму со сферическим оголовком, на ее поверхности вещество капли распределено в форме полосчатых структур. Переходный слой состоит из быстрых струй, пронизывающих уплощенное дно каверны.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена в Лаборатории механики жидкостей ИПМех РАН при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Госзадания, номер государственной регистрации: 124012500442-3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чашечкин Ю.Д. Пакеты капиллярных и акустических волн удара капли // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2021. № 1(94). С. 73–92.
2. Чашечкин Ю. Д., Ильиных А. Ю. Формирование системы наклонных петель в течениях удара капли // Доклады РАН. 2021. Т. 499, № 1. С. 48–57.
3. Chashechkin Yu.D. Conventional partial and new complete internal solutions of the fundamental equations of fluid mechanics in the problem of periodic internal waves with accompanying ligaments generation // Mathematics. 2021. V. 9. No. 586.
4. Чашечкин Ю. Д., Ильиных А. Ю. Задержка формирования каверны в интрузивном режиме слияния свободно падающей капли с принимающей жидкостью // ДАН. 2021. Т. 496, № 1. С. 45–50.
5. Chashechkin Yu.D., Ilinykh A. Y. Intrusive and impact modes of a falling drop coalescence with a target fluid at rest // Axioms. 2023. V. 12, Iss.4, 374.

Ильиных Андрей Юрьевич, ilynykh@ipmnet.ru



ПОГРУЖАЮЩИЕСЯ И ВСПЛЫВАЮЩИЕ ВИХРИ ИМПАКТА КАПЛИ В ИНТРУЗИВНОМ РЕЖИМЕ

А.Ю. Ильиных^{1*}, Б. Джудар²

¹ *Институт проблем механики им. А.Ю. Иилинского РАН, Москва*

² *Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf, *Algeria, Oran*
ilynykh@ipmnet.ru

Слияние свободно падающей капли с принимающей жидкостью является многопараметрической задачей с широким набором компонентов течений, чувствительным к изменению условий. При сохранении базового набора структурных компонентов и механизмов переноса энергии и вещества картина течения различна. Одним из базовых компонентов, сопровождающих слияние капли, является кольцевой вихрь, описанный еще в работе [1]. Первые работы включали описания устойчиво воспроизводимых структурных компонентов – каверны, венца, брызг, отдельных вихрей и каскадов вихревых колец. Механизм формирования вихревого кольца и его динамика зависят, среди прочего, от режима слияния (задается отношением кинетической и поверхностной потенциальной энергии в момент контакта капли с принимающей жидкостью [2]) и отношением плотностей взаимодействующих сред [3].

Для изучения вихревых колец в большинстве опытов жидкость капли подкрашивается, ее плотность превосходит плотность принимающей жидкости. В таких условиях инерция жидкости, проталкиваемой растущей каверной, совпадает с действием плавучести. Для интрузивного режима, при котором кинетическая энергия меньше поверхностной потенциальной $E_k < E_\sigma$ (высота падения сравнима с диаметром капли), характерно плавное втекание жидкости капли в толщу принимающей жидкости с образованием чечевицеобразной интрузии, а также запаздывание формирования каверны, трансформация интрузии в погружающийся кольцевой вихрь [2, 4]. Картина вихревых течений при слиянии капли жидкости меньшей плотности, чем принимающей среды, когда эффекты плавучести будут действовать в противоположном направлении, ранее не изучалась.

В данной работе методом высокоскоростной видеорегистрации проведена визуализация эволюции структуры течения при слиянии капли 95% водного раствора этанола (подкрашенного бриллиантовым зеленым) с частично дегазированной водопроводной водой в интрузивном режиме, когда кинетическая энергия капли меньше ее доступной потенциальной поверхностной энергии. Прослежена картина течения при слиянии свободно падающей капли этанола с водой (при плотностном отношении $R_p = 0.01 > 0$) в интрузивном режиме. Для сравнения также прослежено слияние капли разбавленного раствора перманганата калия большей плотности, чем плотность воды, $R_p = -0.001 < 0$. Картины столкновения летящих капель этанола и воды визуализированы в [5]. Опыты проведены на модифицированном Стенде для изучения тонкой структуры быстротекущих процессов (ТБП), входящем в состав Уникальной исследовательской установки УИУ «ГФК ИПМех РАН».

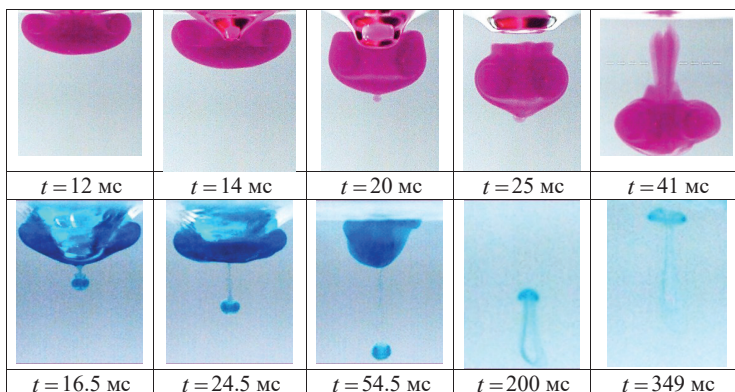
Выбор размерных параметров задачи проведен на основе анализа свойств системы фундаментальных уравнений механики жидкостей – дифференциальных законов переноса плотности, импульса и энергии. Для характеристики состояния вещества применяется дифференциал потенциала Гиббса $dG = -s_e dT + V dP + S_b d\sigma + \mu_i dS_i$ [6]. Производные потенциала Гиббса G определяют термодинамические величины –

плотность ρ и удельный объем $V=1/\rho$, энтропию s_e , давление P , температуру T , концентрацию растворенных веществ и взвешенных частиц S_i , химический потенциал i -го компонента μ_i , коэффициент поверхностного натяжения σ .

В число основных размерных параметров изучаемых течений входят потенциалы Гиббса капли G_d , воздушной среды G_a и принимающей жидкости G_t , плотности $\rho_{d,a,t}$, кинематическая $\nu_{d,a,t}$ и динамическая $\mu_{d,a,t}$ вязкости; полные σ_d^a , σ_t^a и нормированные на плотность жидкости коэффициенты поверхностного натяжения контактирующих сред $\gamma_d^a = \sigma_d^a/\rho_d$, $\gamma_t^a = \sigma_t^a/\rho_t$, $\text{см}^3/\text{с}^2$; коэффициент диффузии окрашивающей каплю примеси в принимающей жидкости κ_d ; эквивалентный диаметр D , площадь поверхности S_d , объем V , масса M , высота свободного падения H и скорость капли U в момент первичного контакта; доступная потенциальная поверхностная энергия (ДППЭ) $E_\sigma = \sigma S_d$, заключенная в приповерхностном шаровом слое толщиной порядка размера молекулярного кластера $\delta_\sigma \sim 10^{-6}$ см, кинетическая энергия $E_k = MU^2/2$, потенциальная энергия в гравитационном поле с ускорением свободного падения g . Быстрые процессы преобразования ДППЭ в другие формы играют определяющую роль в установлении режима слияния течения [5]. Различия физических свойств контактирующих сред характеризуются безразмерными отношениями: относительной разностью плотностей $R_\rho = (\rho_t - \rho_d)/(\rho_t + \rho_d)$, коэффициентов поверхностного натяжения R_σ и динамических вязкостей R_μ .

При слиянии капли раствора KMnO_4 (более плотной капли) с водой на начальном этапе капля растекается по поверхности жидкости и плавно втекает в ее толщу, образуя чечевицеобразную интрузию. Механизм слияния капли с жидкостью в интрузивном режиме приведен в [2]. Когда масса капли практически полностью втекает в толщу жидкости, распределение пигмента визуализирует тороидальный вихрь, сформировавшийся в верхней части области интрузии. Ядро интрузии окрашено более плотно, чем ее внешняя часть. Вихревая структура течения становится более выраженной при $t = 12$ мс (рис. 1), ядра вихря разделены светлыми полосами конической кольцевой струи. Форма каверны меняется по мере ее углубления и при $t = 20$ мс заметно увеличивается диаметр ее уплощенной нижней границы. Достигнув максимальных размеров, каверна начинает быстро схлопываться, втекающая жидкость отделяет интрузию от ее дна и от свободной поверхности. Далее окрашенный объем вихревого кольца линейно погружается в принимающую жидкость, постепенно теряя сплошность и вовлекая объемы принимающей жидкости.

В картине слияния капли смешивающейся более легкой жидкости (95% водного раствора этанола) с водой $R_\rho = 0.01 > 0$ наблюдается кольцевой вихрь нового типа. В фазе максимального заглубления конической каверны с заострения ее дна в толщу жидкости выталкивается компактный объем жидкости, содержащий раствор этанола. Погружающийся объем трансформируется в тороидальный вихрь практически неизменного диаметра, который, достигнув горизонта нейтральной плавучести, останавливается и образует компактную вторичную интрузию цилиндрической формы. Интрузия, содержащая обе жидкости, начинает всплывать и постепенно трансформируется в новый кольцевой вихрь. Всплывающий вихрь оставляет в принимающей жидкости цилиндрический след, оболочка которого окрашивается пигментом капли. Диаметр вихря постепенно увеличивается.



Эволюция картины течения на начальном этапе слияния капли раствора KMnO_4 (концентрация 0.01%, $D=4.0 \text{ мм}$, $U = 0.3 \text{ м/с}$, $E_\sigma = 3.7 \text{ мкДж}$, $E_k = 1.5 \text{ мкДж}$) и окрашенной капли 95% этанола ($D=3.5 \text{ мм}$, $U = 0.3 \text{ м/с}$, $E_\sigma = 0.87 \text{ мкДж}$, $E_k = 0.82 \text{ мкДж}$) с водопроводной водой в интрузивном режиме

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На начальном этапе формирования интрузии и каверны картины течения структурно близки. В стадии максимального углубления с заострения дна каверны в толщу жидкости выбрасывается погружающийся сферический вихорек, содержащий этанол, плотность которого меньше, чем у воды. Достигнув точки поворота, вихорек останавливается и формирует всплывающий объем жидкости. Всплывающая жидкость постепенно трансформируется в кольцевой вихрь, размеры которого постепенно увеличиваются. Прослежена эволюция геометрии основных структурных элементов. Формирование всплывающего вихря при слиянии свободно падающей капли этанола с водой в интрузивном режиме наблюдалось впервые.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена в Лаборатории механики жидкостей ИПМех РАН при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Госзадания, номер госрегистрации: 124012500442-3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rogers W.B.* On the formation of rotating rings by air and liquids under certain conditions of discharge // *Amer. J. Sci., Second Ser.* 1858. V. 26. pp. 246–258
2. *Chashechkin Yu.D., Ilinykh A. Y.* Intrusive and impact modes of a falling drop coalescence with a target fluid at rest // *Axioms.* 2023. V. 12(4). pp. 374. doi:10.3390/axioms12040374
3. *Чашечкин Ю. Д., Ильиных А. Ю., Джусдар Б.* Формирование всплывающего вихря при слиянии капли этанола с водой в интрузивном режиме // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике.* 2024. Т.25, вып. 2.
4. *Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю.* Распределение вещества капли в принимающей жидкости в интрузивном режиме слияния // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике.* 2022. Т. 23(6). с.1–18. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-6/articles/1023>
5. *Rodriguez F., Mesler R.* The penetration of drop-formed vortex rings into pools of liquid // *J. Colloid Interface Sci.* 1988. V. 121(1). pp. 121–129. doi:10.1016/0021-9797(88)90414-6
6. *Chashechkin Y.D.* Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows // *Axioms.* 2021. V. 10(4). pp. 286. <https://doi.org/10.3390/axioms10040286>



ЭВОЛЮЦИЯ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ КАРТИНЫ СЛИЯНИЯ СОСТАВНОЙ КАПЛИ В ИМПАКТНОМ РЕЖИМЕ

*А.Ю. Ильиных, Ш.Х. Хайирбеков**

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
msturisti09@gmail.com*

Импакт капли – последовательность процессов слияния, формирования каверны, венца, всплеска – предмет экспериментальных исследований, начиная с конца 19 века. Большинство работ посвящено визуализации картины течения при слиянии капли однородной смешивающейся или несмешивающейся жидкости. Активно изучается геометрия каверн при слиянии смешивающихся [1] или несмешивающихся [2] жидкостей, формирование струйки Рэлея [3] и ее последующий распад на капли [4]. Сочетание экспериментальных и численных инструментов позволило более полно понять микромеханику всплеска, проложило путь к созданию обширных математических моделей изменения давления, скоростей и других параметров [5,6].

В последние годы большое число работ также посвящено изучению всплеска при падении капель жидкости на тонкие жидкие пленки на поверхности другой жидкости [5] или твердого тела.

В экспериментах с составными каплями особое внимание уделяется развитию течений на ранних стадиях импакта. В зависимости от условий опытов (состава и размеров ядра и оболочки, контактной скорости) наблюдаются различные типы течений, включающие образование полосчатых и более сложных структур [2]. В настоящей работе визуализируется картина течений на последующих этапах эволюции процессов переноса вещества составных капель при формировании всплеска и его распаде.

Экспериментальные результаты исследования всплеска после импакта составных капель активно используются в химической, нефтехимической, металлургической и пищевой промышленности, в совершенствовании биомедицинских технологий, а также при разработке мер по сохранению окружающей среды.

Большое число параметров позволяет сформировать развернутые группы собственных масштабов длины и времени, характеризующих слияние составной капли с принимающей жидкостью. В число основных размерных параметров, характеризующие капельные течения, входят плотности $\rho_d^n, \rho_d^s, \rho_a, \rho_t$, четыре кинематических v_d^n, v_d^s, v_a, v_t и динамических вязкостей $\mu_d^n, \mu_d^s, \mu_a, \mu_t$; шесть полных $\sigma_{d,n}^s, \sigma_{d,n}^a, \sigma_{d,s}^a, \sigma_t^a, \sigma_t^{d,n}, \sigma_t^{d,s}$ и шесть нормированных на плотность $\gamma_{d,n}^s, \gamma_{d,n}^a, \gamma_{d,s}^a, \gamma_t^a, \gamma_t^{d,n}, \gamma_t^{d,s}$ коэффициентов поверхностного натяжения для поверхностей раздела сред; эквивалентные диаметры D_n и D_s , площади поверхности S_d^n , и S_d^s , объемы V_d^n , и V_d^s ; массы M_d^n и M_d^s ядра и оболочки; ДППЭ $En_{\sigma,d}^{n,s} = \sigma_{d,n}^s S_d^n$ и $En_{\sigma,d}^{s,a} = \sigma_{d,s}^a S_d^s$; коэффициенты диффузии вещества ядра и оболочки капли в

принимающей жидкости $\kappa_i^{d,n}$, $\kappa_i^{d,s}$, а также контактная скорость капли U , которая движется как целое, ее полная масса $M_d = M_d^n + M_d^s$, кинетическая энергия капли $En_{k,d} = M_d U^2 / 2$ и ее компонентов – ядра $En_k^n = M_d^n U^2 / 2$ и оболочки $En_k^s = M_d^s U^2 / 2$; динамический параметр капли – импульс $\mathbf{p}_d = M\mathbf{U}$.

Большое число масштабов однородной размерности отражает многообразие и сложность процессов, протекающих в широком диапазоне масштабов – от надмолекулярных порядка $\delta_c \sim 10^{-6}$ см в процессах освобождения и накопления доступной потенциальной поверхностной энергии, до полного размера области течения.

Для сокращения описания процессов слияния составной капли значения параметров приведены только для воды.

В проведенных опытах ядро капли состояло из разбавленных ализариновых чернил, оболочка – подсолнечное масло. Положение ядра в каплях строго не регулировалось и менялось от опыта к опыту. Полученные составные капли имели наружный диаметр $3.3 < D < 5$ мм, толщина слоя масла составила $0.2 < \Delta l_s < 1.1$ мм.

Выборка видеок кадров, иллюстрирующая дальнейшую эволюцию растекания составной оболочечной, капли приведена на рис. 1 (первый этап представлен в работе [2]). Серия фотографий объединена в отдельную выборку ввиду качественных изменений основных структурных компонентов течения.

Трансформация начальной линейчатой структуры в более сложную центрированную, свидетельствующую о начале формирования всплеска, начинается при $t = 25.0$ мс (рис. 1, *a*). Концентрация чернил в центре каверны и изменение ее формы и знака кривизны являются индикатором начала формирования всплеска. Рост центральной кумулятивной струи наблюдается в течение $\Delta t \sim 10$ мс после начала импакта. Изменение формы каверны вызывает сложную деформацию первоначально линейчатых структур распределения окрашенного вещества капли. Первоначальная структура петель частично сохраняется на периферии остатка каверны (рис. 2, *a*). В момент времени $t = 43.3$ мс (рис. 1, *b*) в значительной области по периферии растущего всплеска наблюдаются масляные лигаменты.

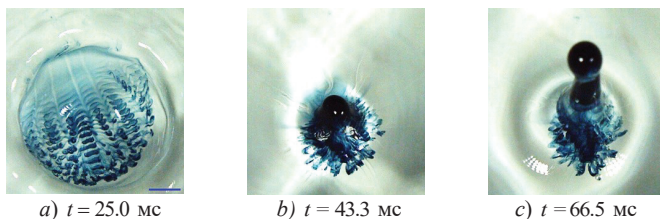


Рис. 1 – Падение составной капли в воду с образованием всплеска. $H = 44$ см Маркер – 5 мм.

Всплеск с гладким распределением пигмента достигает своей максимальной высоты при $t = 66.5$ мс (рис. 1, *c*). Далее происходит разрыв спадающего всплеска, при котором образуется две большие капли, окрашенные пигментом ядра.

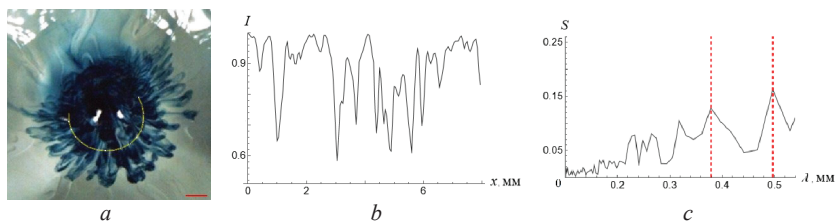


Рис. 2. а) петлевая структура капли при $t = 38.3$ мс; б) распределение относительной освещенности I по дуге; в) его пространственный Фурье-спектр S . Маркер – 5 мм.

Для оценки масштабов петель и тонких волокон было выполнено дискретное преобразование Фурье. Проведенный спектральный анализ вдоль дуг различного радиуса (на рис. 2, *с* показан Фурье-спектр на основе данных яркости пикселей вдоль дуги с наименьшим радиусом) показал, что характерные толщины петель убывают от периферии к центру. Характерные ширины петель лежат в диапазоне $\lambda = 0.38 \dots$ мм.

Заключительный этап слияния чернильно-масляной капли показан на рис. 3, *а*. В картине течения прослеживается тонковолокнистая структура на масштабах, значительно меньших характерных масштабов петель. Максимальная амплитуда на спектре на рис. 3, *с* соответствует длине 0.19 мм.

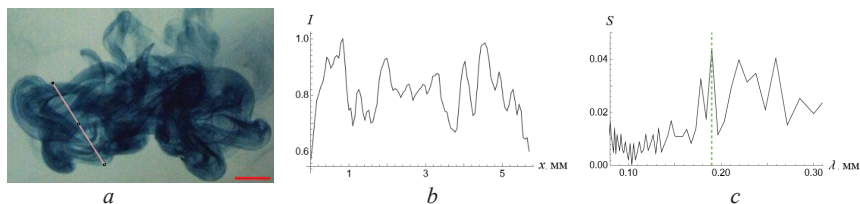


Рис. 3. а) тонковолокнистая структура растекающейся капли при $t = 491.5$ мс; б) распределение относительной освещенности I вдоль отрезка; в) его спектр S . Маркер – 2 мм.

Минимальные размеры толщин тонких волокон лежат на границе разрешения техники регистрации. Качественно можно указать, что их толщина варьируется в пределах 0.01 – 0.1 мм.

Проведенные опыты с регистрацией растекания составных капель показали, что в картине течения выражены как традиционные крупномасштабные компоненты – каверна, венец, всплеск, кольцевые капиллярные волны, так и тонкоструктурные компоненты, искажающие симметрию картины слияния чернильного ядра.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Эксперименты проведены на стенде ТБП УИУ «ГФК ИПМех РАН» при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Госзадания, номер госрегистрации: 124012500442-3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ray B., Biswas G., Sharma A. Regimes during liquid drop impact on a liquid pool. Journal of Fluid Mechanics. 2015. V. 768. P. 492-523. doi:10.1017/jfm.2015.108

2. Chashechkin Y.D., Il'inykh A.Y., Khairbekov S.K. The Initial Stage of the Coalescence of a Compound Drop in an Impact Regime // Fluid Dyn. 2024. N. 59. P. 202–218. Doi: 10.1134/S0015462824600226
3. Castillo-Orozco E, Davanlou A., Choudhury P.K., Kumar R. Droplet impact on deep liquid pools: Rayleigh jet to formation of secondary droplets // Phys. Rev. 2015. E92, 053022. Doi:10.1103/PhysRevE.92.053022
4. Чашечкин Ю. Д., Ильиных А. Ю. Разрыв спадающего всплеска – динамического следа слияния свободно падающей капли с покоящейся принимающей жидкостью // Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки. 2022. Т. 505, № 1, стр. 50-58. DOI: 10.31857/S268674002203004X
5. Josserand C, Ray P, Zaleski S. Droplet impact on a thin liquid film: anatomy of the splash // Journal of Fluid Mechanics. 2016. V. 802. P. 775-805. doi:10.1017/jfm.2016.468
6. Fudge BD, Cimpeanu R, Castrejón-Pita AA. Dipping into a new pool: The interface dynamics of drops impacting onto a different liquid // Phys Rev E. 2021. V. 104 (6-2): 065102. doi: 10.1103/PhysRevE.104.065102

Ильиных Андрей Юрьевич, ilynykh@ipmnet.ru
 Хайрбекков Шамиль Хаирбекович, msturistt09@gmail.com



КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН ФАРАДЕЯ

В.А. Калининско

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва

kalin@ipmnet.ru

Механизм разрушения первой волновой моды Фарадея, состоящий в формировании плоского струйного выброса на боковой стенке сосуда в результате фокусировки течений жидкости в растущем гребне и поверхностном горбе, экспериментально исследован в [1]. В настоящей работе представлены результаты экспериментов, позволяющие утверждать, что происхождение бегущего возмущения (поверхностного горба) связано с проявлением нелинейных эффектов, сказывающихся в существенном искажении траекторий частиц жидкости. Для описания профиля стоячих гравитационных волн, расчета скорости и траекторий частиц жидкости на свободной поверхности используются переменные Лагранжа – теоретические модели [2, 3].

Эксперименты проводились на электромеханическом вибростенде «Исследования динамики и структуры осциллирующих течений», входящем в состав УНУ «ГФК ИПМех РАН». Исследовались двумерные волновые движения в режиме основного резонанса Фарадея, когда частота вертикальных колебаний сосуда Ω в два раза превышала частоту возбуждаемых волн – первая мода ($n = 1$) стоячих гравитационных волн на свободной поверхности воды в прямоугольном сосуде длиной $L = 50$ см и шириной $W = 4$ см.

Проведены серии экспериментов, в которых глубина воды составляла $h = 5, 7.5, 10, 12.5$ и 20 см; при длине первой моды гравитационной волны $\lambda = 2L = 100$ см отношение вертикального масштаба задачи к горизонтальному h/λ составляло величину от 0.05 до 0.2 .

Регистрация волновых движений производилась посредством фотокамер Canon PowerShot SX50HS и DSC-RX100M7 с частотой 120 и 1000 кадров/с и разрешением 1920×1080 . Визуализация волнового течения осуществлялась с помощью пластиковых частиц, изготовленных из полиэтилентерефталата и алюминия и имеющих средний размер порядка 0.02 см. Для получения треков этих частиц-трассеров использовался плагин Flowtracе программы ImageJ.

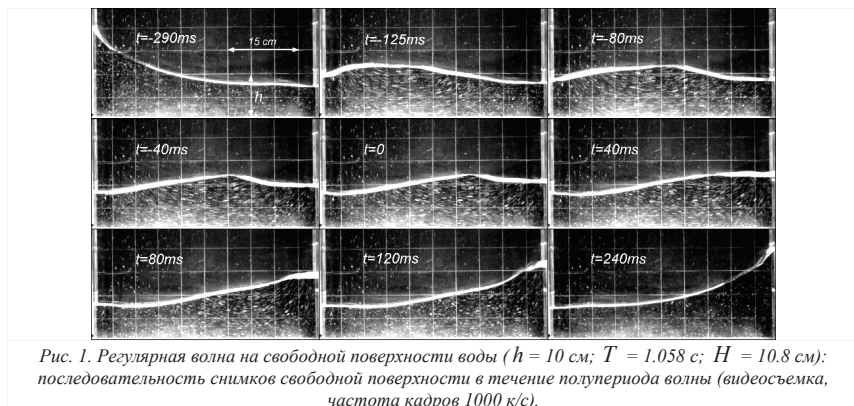


Рис. 1. Регулярная волна на свободной поверхности воды ($h = 10$ см; $T = 1.058$ с; $H = 10.8$ см): последовательность снимков свободной поверхности в течение полупериода волны (видеосъемка, частота кадров 1000 к/с).

Наблюдаемые в эксперименте волны Фарадея можно разделить на два класса – регулярные и разрушающиеся. К регулярным отнесем волны, профиль которых повторяется через период волны T . На рис. 1 представлена последовательность профилей в течение полупериода регулярной волны, причем отсчет времени ($t = 0$) производился с момента прохождения свободной поверхностью воды невозмущенного уровня на правой стенке сосуда. Это соответствует переходу от ложбины к гребню волны, и именно такой отсчет времени используется ниже при анализе разрушающихся волн и формирования струи на стенке. При $t = -290, 240$ мс имеем профили максимального развития: на одной стенке – вершина гребня, на другой – подошва волны. Поскольку колебания жидкости происходят в замкнутом сосуде, то указанные профили определяют стоячую волну. На снимках, соответствующих $t = -125 - 0$ мс, прослеживается поверхностный горб, перемещающийся слева направо. Использование результатов нелинейных моделей [2, 3] позволяет интерпретировать наблюдаемый поверхностный горб как результат проявления нелинейных эффектов, характерных для рассматриваемой волны – рис. 2.

На рис. 3 (а) представлены траектории частиц–трассеров, помещенных на поверхности воды в течение периода волны. Видно, что их траектории искривлены практически по всей длине сосуда, причем наибольшая кривизна характерна для центральной части. Рассчитанные траектории частиц жидкости приведены на рис. 3 (б), причем сравнение с (а) показывает если не количественное, то полное качественное совпадение. Из рис. 3 следует, что узлы первой моды стоячей волны движутся не по горизонтали, а это и обуславливает наличие поверхностного горба.

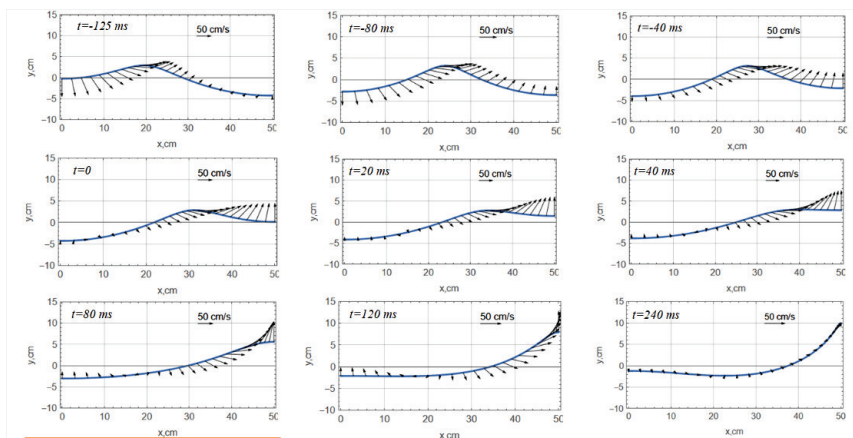


Рис. 2. Регулярная волна на свободной поверхности воды ($h = 10$ см; $T = 1.058$ с; $H = 10.8$ см): профили и скорости частиц свободной поверхности, рассчитанные по формулам [2, 3].

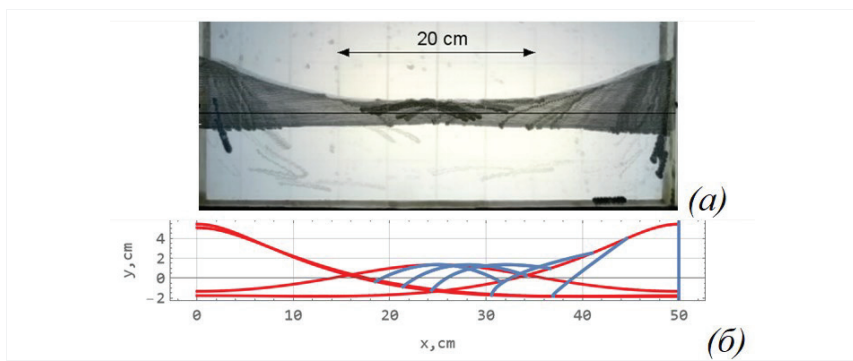
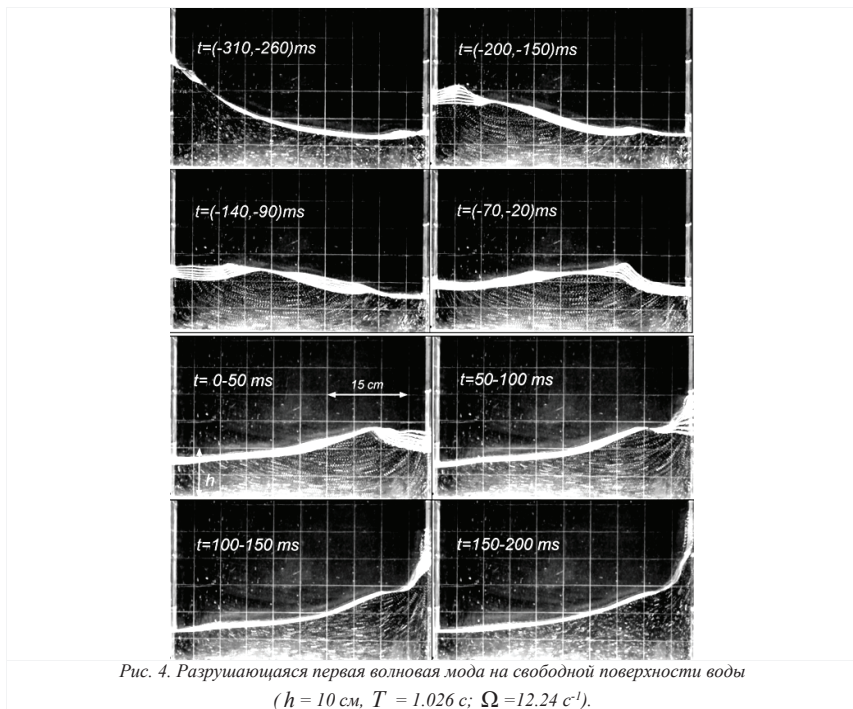


Рис. 3. Траектории частиц – трассеров на свободной поверхности воды в случае регулярной волны ($h = 10$ см; $T = 1.141$ с; $H = 7.2$ см): (а) эксперимент (наложение 137 при съемке 120 к/с); расчет по формулам [2, 3].

Процесс разрушения второй волновой моды на поверхности воды показан на рис.4. Представлена последовательность снимков свободной поверхности в течение полупериода волны (частота кадров 1000 к/с). Из анализа представленного материала следует, что перемещающийся к правой стенке поверхностный горб имеет более крутой передний фронт. На снимке $t = (-70, -20)$ мс при подходе горба к стенке между его передним фронтом и ложбиной волны просматривается каверна по форме близкая к сектору круга с прямым центральным углом радиусом около 10 см. Эта каверна не схлопывается, а сливается с уменьшающейся ложбиной и растущим горбом: $t = 0-50$ и $50-100$ мс. На этих же снимках траектории частиц-трассеров подтверждают фокусировку течения на боковую стенку сосуда с последующим образованием струи при $t = 100-150$ мс.



БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-19-00451. Эксперименты проводились на стенде ДСО (уникальная научная установка Института проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kalinichenko V.A.* Kinematics of the first wave Faraday mode on the side wall of a rectangular vessel // *Fluid Dynamics*, 2024, Vol. 59, No. 5. P. 1-10.
2. *Секерж-Зенькович Я.И.* К теории стоячих волн конечной амплитуды на поверхноститяжелой жидкости конечной глубины // *Изв. АН СССР, сер. геофиз.* 1951. No 1. С.53–57.
3. *Нестеров С.В.* Параметрическое возбуждение волн на поверхности тяжелой жидкости // *Морские гидрофиз. исследования.* 1969. № 3(45). С. 87-97.

Калининченко Владимир Анатольевич, kalin@ipmnet.ru



ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА РЕЛАКСАЦИИ ЗАРЯДА НА КАПИЛЛЯРНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ ЗАРЯЖЕННОЙ КАПЛИ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

Н.Ю. Колбнева

*Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, Ярославль
kolbneva-nata@yandex.ru*

Исследование электромагнитного излучения от осциллирующей заряженной капли представляет интерес в связи с проблемами радиолокационного зондирования облаков и туманов, проблемой радиопомех от огней Св. Эльма, появляющихся на обшивке самолетов, пролетающих через облака [1]. Впервые проблема оценки интенсивности радиоизлучения осциллирующей заряженной внутриоблачной капли на модели идеальной идеально проводящей жидкости сформулирована в [2] и затем развита в [3]. Тем не менее для получения более реалистичных оценок мощности излучения следует учитывать уже конечную проводимость реальной жидкости. В этом случае возникающие из-за релаксации заряда электрические напряжения на границе раздела сред компенсируются вязкими напряжениями [4]. При этом эффект релаксации заряда проявляется в конечной скорости выравнивания электрического потенциала свободной поверхности осциллирующей капли.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть имеется изолированная заряженная зарядом Q сферическая капля с равновесным радиусом R вязкой несжимаемой жидкости с массовой плотностью ρ , коэффициентами поверхностного натяжения σ и кинематической вязкости ν , удельной проводимостью $\gamma_1 \equiv \gamma$ и диэлектрической проницаемостью ε_1 , находящаяся в вакууме с удельной проводимостью $\gamma_2 = 0$ и диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_2 = 1$. Примем, что поверхность капли возмущена осцилляциями бесконечно малой амплитуды теплового происхождения.

Рассмотрение ведется в сферической системе координат (r, θ, φ) с началом в центре масс капли с использованием осесимметричной постановки. Уравнение возмущенной поверхности капли записывается в виде $r(\theta, t) = R + \xi(\theta, t)$, где $\xi(\theta, t)$ – возмущение равновесной поверхности, вызванное ее тепловыми осцилляциями.

Система уравнений электрогидродинамики, описывающая капиллярные осцилляции заряженной вязкой капли конечной проводимости и возникающего при этом электромагнитного излучения, состоит из уравнения Навье-Стокса, уравнения непрерывности, уравнений Максвелла, условий ограниченности поля скоростей течения жидкости в капле и напряженности электрического поля в начале координат и на бесконечном удалении от поверхности капли, граничных условий на свободной поверхности капли: кинематического, динамического для касательной и нормальной компонент тензора напряжений. Для учета эффекта релаксации электрического заряда введены дополнительные граничные условия на свободной поверхности капли: условия скачка нормальной компоненты электрической индукции, непрерывности касательных компонент напряженности электрического поля, баланса поверхностной плотности заряда. Математическая формулировка задачи дополнена естественными интегральными

условиями: сохранения объема капли при ее осцилляциях, неизменности положения центра масс и сохранения полного заряда капли.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Решение задачи проведено в рамках теории возмущений в линейном приближении по малому параметру безразмерной амплитуды осцилляций $\varepsilon \equiv |\max \xi|/R \ll 1$. Искомые функции разложены по порядкам малости ε с точностью до первого порядка включительно. Задача нулевого порядка малости по ε описывает равновесное состояние системы. Для решения отдельных гидродинамической и электрической векторных краевых задач первого порядка малости по ε использован метод операторной скаляризации [4].

Из решения электрогидродинамической задачи первого порядка по малому параметру ε найдено кубическое дисперсионное уравнение относительно комплексной частоты ω_n :

$$\omega_n^3 + ik_1\omega_n^2 - \omega_n(k_{21} + ik_{22}) - ik_{31} + k_{32} = 0; \quad (n \geq 2); \quad (1)$$

$$k_1 \equiv \beta + 2 \frac{\nu}{R^2} (n-1)(2n+1); \quad \beta \equiv \left(4\pi\gamma + b \frac{Q}{R^3} (n+1) \right) \left(1 + \frac{1}{n} + \varepsilon_1 \right)^{-1};$$

$$k_{21} \equiv \omega_{n0}^2 + 2 \frac{\nu}{R^2} \beta (n-1)(2n+1); \quad \omega_{n0}^2 \equiv \frac{\sigma}{\rho R^3} n(n-1)(n+2) \left(1 - \frac{W}{(n+2)} \right); \quad W \equiv \frac{Q^2}{4\pi\sigma R^3};$$

$$k_{22} \equiv W \frac{\sigma}{\rho R^3} n^2 (n+1) \left(\frac{2^n (n-1)!}{(2n)!} \right)^2 \left(\frac{\operatorname{Re} \omega_n R}{c} \right)^{2n+1}; \quad k_{31} \equiv \omega_{n0}^2 \beta; \quad k_{32} \equiv k_{22} \beta;$$

где b - поверхностная подвижность носителей заряда.

Уравнение (1) получено в приближении малой вязкости жидкости. Учет конечности скорости перераспределения заряда капли приводит к усложнению спектра реализующихся движений жидкости за счет возникновения релаксационных аperiodических движений жидкости, связанных с перераспределяющимся по возмущенной поверхности электрическим зарядом.

В пакете аналитических вычислений Wolfram Mathematica для характерных облачных и дождевых капель, осциллирующих на основной (второй) моде $n=2$, получены численные решения алгебраического уравнения (1), порождаемого эффектом релаксации заряда, при докритических значениях параметра Релея W :

$$\text{для } R=3 \text{ мкм:} \quad \omega_2^{(1)} = -8.33 \cdot 10^6 i \text{ рад/с,} \quad \omega_2^{(2,3)} = (\pm 4.61 \cdot 10^6 - 0.56 \cdot 10^6 i) \text{ рад/с,}$$

$$\text{для } R=30 \text{ мкм:} \quad \omega_2^{(1)} = -162 \cdot 10^3 i \text{ рад/с,} \quad \omega_2^{(2,3)} = (\pm 147 \cdot 10^3 - 5.6 \cdot 10^3 i) \text{ рад/с,}$$

$$\text{для } R=0.25 \text{ мм:} \quad \omega_2^{(1)} = -154 \cdot 10^3 i \text{ рад/с,} \quad \omega_2^{(2,3)} = (\pm 6.1 \cdot 10^3 - 80 i) \text{ рад/с,}$$

$$\text{для } R=3.5 \text{ мм:} \quad \omega_2^{(1)} = -154 \cdot 10^3 i \text{ рад/с,} \quad \omega_2^{(2,3)} = (\pm 117 - 0.4 i) \text{ рад/с.}$$

Из анализа выше приведенных численных оценок ясно, что первый корень $\omega_n^{(1)}$ определяет зарядово-релаксационное аperiodическое течение жидкости, а второй и третий корни $\omega_n^{(2,3)}$ соответствуют затухающим капиллярным осцилляциям капли.

Согласно численным расчетам проводимость жидкости γ и поверхностная подвижность носителей заряда b оказывают весьма слабое влияние на собственную частоту осцилляций и не влияют на декремент затухания капиллярных осцилляций. Полный декремент затухания обусловлен затуханием полоидального течения вязкой жидкости и потерями энергии капиллярных осцилляций на излучение электромагнитных волн. Показано, что декремент затухания, связанный с энергопотерями на электромагнитное излучение, линейно зависит от удельной проводимости жидкости γ и подвижности носителей заряда b .

Пологая влияние вязкости на частоту осцилляций капли пренебрежимо малой, в рамках закона сохранения энергии (в методе Калечица-Полужтова [2]) показано, что наличие эффекта релаксации заряда приводит к изменению величины декремента затухания на электромагнитное излучение и интенсивности радиоизлучения: на порядок ниже по сравнению с идеальным проводником и на два порядка выше по сравнению с идеальным диэлектриком.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выявлено, что наличие эффекта релаксации заряда сказывается на усложнении спектра реализующихся движений реальной жидкости, включая зарядово-релаксационное аperiodическое течение и затухающие капиллярные осцилляции вязкой жидкости. Показано, что учет конечности скорости переноса электрического заряда приводит к снижению на порядок величины интенсивности радиоизлучения осциллирующей заряженной капли по сравнению с каплей идеальной жидкости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Григорьев А.И., Ширяева С.О. Этюды о грозе. Огни св. Эльма, свечение воронок смерчей, разные молнии. Москва-Берлин: Директ-Медиа, 2021. 223 с.
2. Калечиц В.И., Нахутин И.Е., Полужтов П.П. О возможном механизме радиоизлучения конвективных облаков // ДАН СССР. 1982. Т. 262. № 6. С. 1344-1347.
3. Григорьев А.И., Ширяева С.О., Колбнева Н.Ю. Электромагнитное излучение капли, осциллирующей в грозовом облаке. Москва-Берлин: Директ-Медиа, 2021. 200 с.
4. Лазарянц А.Э., Ширяева С.О., Григорьев А.И. Скаляризация векторных краевых задач. М.: Русайнс, 2020. 140 с.

Колбнева Наталья Юрьевна, kolbneva-nata@yandex.ru



ОБ ОЧАГАХ САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ И НЕСТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМАХ ГОРЕНИЯ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

М.А. Котов^{1,2*}, Н.Г. Соловьев¹, А.Н. Шемякин¹, М.Ю. Якимов¹, П.В. Козлов², Г.Я. Герасимов², В.Ю. Левашов², В.Н. Глебов³, Г.А. Дуброва³, А.М. Малютин³

¹Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва

²Институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

³НИЦ «Курчатовский институт» КККиФ, Отделение ИПЛИТ-Шатура, Шатура
kotov@ipmnet.ru

Вопросы совершенствования камер сгорания в схемах импульсных и прямоточных газодинамических двигателей имеют особую актуальность для развития аэрокосмической отрасли. Решение проблем повышения эффективности горения в перспективных двигателях является одним из необходимых условий на пути их создания и внедрения. Важную роль играет экспериментальное изучение процессов воспламенения и горения различных топливно-воздушных смесей на основе углеводородных соединений в широком диапазоне изменения газодинамических параметров. Также полнота базы экспериментальных данных по времени задержки воспламенения топливных смесей способствует построению детальных и редуцированных кинетических моделей, приемлемых при численном моделировании сложных газодинамических течений с неравновесными химическими превращениями. Актуальной остается и задача перегрева двигателей, решение которой связано с разработкой надежных детекторов и методики их применения для измерения тепловых потоков на стенках камер сгорания. Использование существующих датчиков теплового потока для этих целей затруднительно из-за частых отказов и выхода из строя при высоких значениях температуры и давления. Кроме того, в этих условиях зачастую не представляется возможным интерпретировать данные, полученные с традиционно используемых быстродействующих приборов.

Использование термоэлектрических детекторов открыло новые возможности для измерения теплового потока в интенсивных импульсных газодинамических процессах [1, 2]. Время отклика таких устройств на резкое тепловое возмущение меньше, чем у других аналогичных датчиков, а характер их инерционности позволяет регистрировать зависимость теплового потока от времени в масштабе десятых долей микросекунды. Проводились эксперименты при ударных волнах малой, средней и высокой интенсивностей, при процессах самовоспламенения и горения пропан- и пропен-воздушных смесей [3, 4]. Благодаря высокому временному разрешению получилось уточнить времена задержки самовоспламенения горючих смесей и показать перспективность использования датчиков для данных целей. Анализ получаемых сигналов показывает, что термоэлектрических детекторов (ТД) является наиболее подходящим устройством для фиксирования коротких времен задержки воспламенения (порядка нескольких микросекунд).

Благодаря развитию экспериментальных методов стали более заметны такие нестационарные явления, как очаговые локальные воспламенения, длящиеся несколько микросекунд, или воспламенения в падающей ударной волне. Эксперименты по самовоспламенению проводились в ударной трубе с измерительной частью рядом с торцевой стенкой (рис. 1). По показаниям приборов возможно определить моменты прохода ударной волны и начало процессов воспламенения смеси: рост/спад давления и теплового потока, излучение свободных радикалов. Вместе с тем анализ показаний приборов должен учитывать взаимное расположение датчиков и углы зон их максимальной чувствительности.

В силу особенностей процесса воспламенения горючей смеси за отраженной ударной волной (неидеально плоский фронт падающей ударной волны, влияние пограничного слоя ударной трубы и другие аспекты асимметрии течения и неидеальности процессов) самовоспламенение может начаться в так называемой слепой зоне (рис. 1, серая область), а горение может протекать с пространственной неоднородностью. Слепая зона представляет собой область, где входная апертура измерительных приборов не позволяет мгновенно регистрировать характеристики процесса. Малая инерционность ТД и датчика давления (ДД) позволяет получать сигналы с высоким временным разрешением. Однако максимальную чувствительность датчиков обеспечивают возмущения давления и теплового потока, направленные

перпендикулярно их приемной поверхности. Иные случаи могут вызывать задержки в показаниях каналов регистрации.

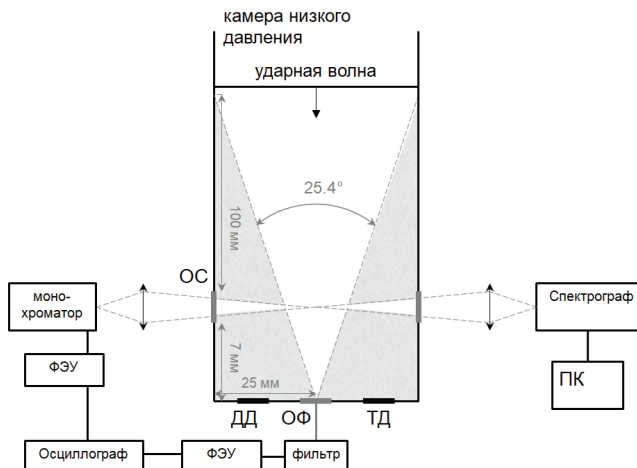


Рис. 1. Схема измерительной секции ударной трубы с проекцией приемных апертур используемых устройств: средства спектрального измерения и оптической регистрации, ТД – термоэлектрический детектор, ДД – датчик давления, ОФ – оптический фильтр, ОС – оптическая система.

На рис. 2 представлен случай воспламенения пропан-воздушной смеси за падающей ударной волной с достаточно высокой скоростью. Видно, что примерно за 6 мкс до начала роста давления срабатывает ТД, фиксирующий приход ударной волны к торцевой стенке. При этом ОФ, показывающий излучение радикала CH^* , срабатывает на 2 мкс позже, что свидетельствует о возникновении очагов воспламенения вблизи боковой стенки ударной трубы в слепой зоне, показанной на рис. 1.

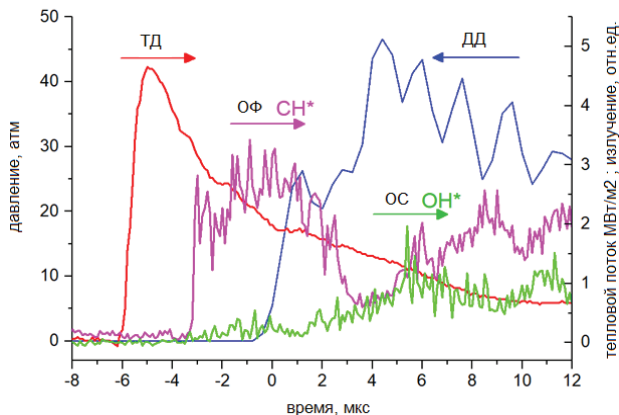


Рис. 2. Показания приборов, свидетельствующие о воспламенении пропан-воздушной смеси за падающей ударной волной.

Высокоскоростная визуализация процесса воспламенения [5] в ряде случаев может фиксировать образование очагов пламени вблизи боковой стенки с последующим распространением горения на внутренний объем ударной трубы. Увеличение излучения радикала OH^* регистрируется ОС примерно через 2 мкс после отражения ударной волны, которая к этому времени еще не достигает зоны видимости ОС, что свидетельствует об объемном сгорании смеси перед отраженной ударной волной. ТД на -6 мкс показывает излучение газа, нагретого за фронтом падающей ударной волны.

Нестационарные эффекты самовоспламенения смеси пропилен-кислород-аргон за отраженной ударной волной показаны на рис. 3. В показаниях ТД наблюдается система роста/спада значений приходящего теплового потока, свидетельствующая кратковременном воспламенении, которое затем (8 мкс и далее) сменяется более продолжительным горением.

Комплексный подход к регистрации параметров воспламенения и горения смесей позволяет более точно определить характер течения таких явлений, временные задержки начала сопутствующих химических реакций и уровни их тепловыделения.

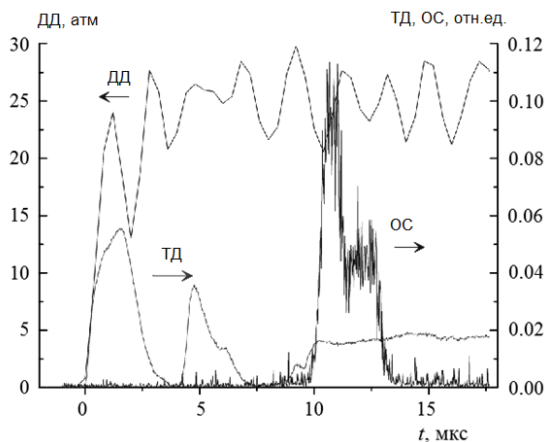


Рис. 3. Нестационарное самовоспламенение смеси пропилен-кислород-аргон.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Котов М.А. и др.* О принципах возникновения термоэдс при регистрации термоэлектрическим детектором тепловых потоков в импульсном газодинамическом эксперименте // *Физико-хим. кинетика в газовой динамике*. 2024. Т.25, вып. 3.
2. *Kotov M.A. et al.* Performance assessment of thermoelectric detector for heat flux measurement behind a reflected shock of low intensity // *Applied Thermal Engineering*. 2021. 195. 117143.
3. *Kotov M.A. et al.* Thermoelectric detector application for measuring the ignition delay time in a shock heated combustible mixture // *Acta Astronautica*. 2023. 204 p.787-793.
4. *Kozlov P.V. et al.* Experimental Study of the Ignition of a Stoichiometric Propylene–Oxygen–Argon Mixture Behind a Reflected Shock Wave // *Russian Journal of Physical Chemistry B*. 2024. 18. 4. p.1019-1024.
5. *Ninnemann E. et al.* New insights into the shock tube ignition of H_2/O_2 at low to moderate temperatures using high-speed end-wall imaging // *Combust. Flame*. 2018. 187. P.11-21.

Котов Михаил Алтаевич, kotov@ipmnet.ru
 Соловьев Николай Германович, solovyov@lantanlaser.ru
 Шемьякин Андрей Николаевич, shemyakin@lantanlaser.ru
 Якимов Михаил Юрьевич, yakimov@lantanlaser.ru



ВЛИЯНИЕ СЛУЧАЙНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ И УСКОРЕНИЯ НА ВЫБОР ВОЛНОВОГО ЧИСЛА ТЕЧЕНИЯ ПОСЛЕ ПОТЕРИ УСТОЙЧИВОСТИ

О.Э. Кривоносова, Д.Ю. Жилenco*
 НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
olga@imec.msu.ru

Экспериментально исследуется первая потеря устойчивости сферическим течением Куэтта при вращении только внутренней границы сферического слоя. В этом случае после потери течением устойчивости образуется азимутальная волна с одним из двух возможных волновых чисел. В отсутствие шума величина волнового числа зависит от начального и конечного чисел Рейнольдса и величины ускорения. Случайные флуктуации небольшой амплитуды добавлялись к скорости вращения. При увеличении амплитуды шума волновое число менялось при тех же значениях начального и конечного чисел Рейнольдса и ускорения. Измерения скорости течения проводились лазерным Доплеровским анемометром. Эти измерения позволили выявить влияние шума, проанализировать взаимодействие конкурирующих мод, определить фазы их роста и затухания.

ВВЕДЕНИЕ

В природных процессах в той или иной степени всегда присутствует шум, который часто может рассматриваться как внешний по отношению к самому явлению. Целью настоящей работы является исследование влияния дополнительно подводимого шума на выбор волнового числа вторичного течения. Рассматриваются переходы от стационарного течения к вторичному, периодическому течению, представляющему собой бегущие азимутальные волны с волновыми числами $m = 3$ или $m = 4$.

Течения со стационарными граничными условиями определяются тремя параметрами подобия, которые в данном случае имеют вид: $Re_1 = \Omega_0 r_1^2 / \nu$, $Re_2 = (\Omega_2 r_2^2 / \nu) = 0$, $\delta = (r_2 - r_1) / r_1 = 1$, здесь Ω_0 и Ω_2 угловые скорости вращения внутренней и внешней сфер, r_1 и r_2 радиусы внутренней и внешней сфер, ν – кинематическая вязкость жидкости в слое. Вращение с ускорением характеризуется безразмерной величиной ускорения $dRe/dt = (Re_f - Re_i)/dt$, $dt = \Delta t / (r_1^2 / \nu)$, Re_i и Re_f – начальное и конечное значения чисел Рейнольдса до и после потери устойчивости соответственно, Δt – время, необходимое для перехода между ними. Шум вносится в виде случайных флуктуаций скорости вращения внутренней сферы [1]:

$$\Omega_1(t) = \Omega_0 + A_n r m(i), \quad \langle A_n r m(i) \rangle = 0, \quad N = \frac{1}{\Omega_0} \sqrt{\frac{1}{I-1} \sum_{j=1}^I (\Omega_1(t_j) - \Omega_0)^2} = \frac{A_n}{\Omega_0}$$

Здесь A_n амплитуда флуктуаций угловой скорости, $rm(i) \ i = 1, I$ ряд случайных чисел со стандартным нормальным распределением, N безразмерная интенсивность шума.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ И ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Сферический слой в эксперименте образуется как зазор между концентрически расположенными сферическими оболочками $r_1 = 0.075 \text{ m}$, $r_2 = 0.15 \text{ m}$ [1,2]. Сферы и силиконовое масло ($\nu = 5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$), заполняющее зазор между ними, оптически прозрачны. С целью визуализации режимов течения в силиконовое масло добавлена алюминиевая пудра. Цифровая система управления вращением сфер предназначена для сохранения среднего значения угловой скорости, ее линейного и случайного изменения во времени. Мгновенные значения угловой скорости внутренней сферы $\Omega_1(t)$ вычисляются путем дифференцирования по времени сигнала фазы, поступающего с датчика скорости вращения, расположенного на валу внутренней сферы. При ненулевой амплитуде шума, величина $\Omega_1(t)$ начинает изменяться во времени по отношению к заданному значению, путем добавления нормированной величины, выдаваемой генератором случайных чисел. При этом среднее значение $\Omega_1(t)$ остается неизменным во времени. Как в отсутствие дополнительного шума, так и при его наличии спектр величины $\Omega_1(t)$ представляет собой белый. В отсутствие дополнительного шума минимальное значение $N = 0.0096$. Максимальное значение в экспериментах $N = 0.014$. На средних широтах, вблизи внешней сферы, проводилось измерение азимутальной компоненты скорости течения лазерным анемометром. Целью каждого эксперимента являлось определение величины m при заданных значениях шума и ускорения. Во всех экспериментах $Re_f = 500$, $Re_i = 0, 100$. Эксперименты проводились следующим образом: при выбранных значениях Re_i и амплитуды шума N устойчивый режим течения наблюдался не менее 20 минут, после чего начиналось вращение с ускорением, после окончания которого величина Re_f сохранялась неизменной в течении не менее 30 минут. Все это время проводились измерения и запись скорости течения и скорости вращения сферы. Для устранения возможных "эффектов памяти" в течении, после каждого эксперимента проводилась остановка вращения не менее чем на 20 минут.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты экспериментов показаны на рис.1. Представленные на этом рисунке символы и аппроксимирующие кривые соответствуют границам существования различных волновых чисел. В области параметров снизу под каждой из двух кривых наблюдается переход от основного течения к азимутальным волнам с $m=3$ (обозначим далее как $0 \rightarrow 3$), сверху, в области параметров над каждой кривой наблюдается переход от основного течения к азимутальным волнам с $m = 4$ ($0 \rightarrow 4$). Размер вертикальных линий на символах соответствует соседним значениям N , при которых наблюдаются различные значения m . Увеличивая амплитуду N при постоянных значениях безразмерного ускорения, мы переходим из области $0 \rightarrow 3$ в область $0 \rightarrow 4$. Этот результат может объясняться следующим образом. При стационарных граничных условиях и в отсутствие дополнительного шума волновое число $m = 4$ является доминирующим, а $m=3$ образуется при достаточно высоких величинах ускорения и малых Re_i и является результатом развития неустойчивости при нестационарных профилях скорости течения [3].

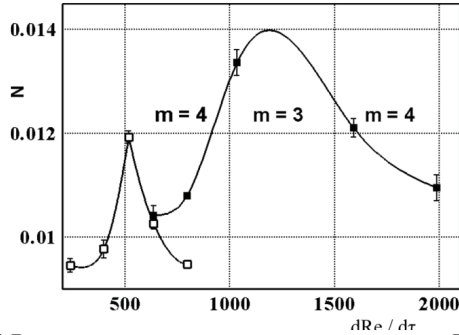


Рис.1 Диаграмма существования различных волновых чисел. Белые символы - $Re_i = 0$, темные символы - $Re_i = 100$.

Известно, что добавление шума позволяет пренебречь влиянием предыстории течения, и это приводит к установлению доминирующей моды $m = 4$. Увеличивая ускорение при постоянных N , мы можем наблюдать три возможных сценария выбора волнового числа. Так, в первом сценарии при $Re_i = 100$ (правая кривая на рис.2) в случае $N < 0.01$ всегда остается $m=3$, т.е. влиянием шума можно пренебречь. Во втором сценарии, при $N > 0.014$ $m=4$, т.е. влиянием предыстории развития течения также можно пренебречь. Наиболее сложным является третий сценарий при $0.01 < N < 0.014$, когда с увеличением ускорения переход $0 \rightarrow 4$ сменяется переходом $0 \rightarrow 3$ и, затем, снова $0 \rightarrow 4$. Интересно отметить, что 1 и 3 сценарии наблюдались ранее в численных результатах [3].

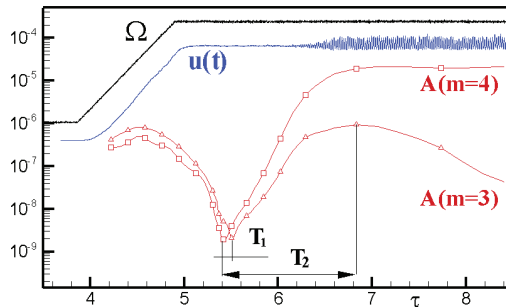


Рис. 2. Амплитуды конкурирующих азимутальных мод (красный цвет) во время ускорения и после его окончания в зависимости от безразмерного времени τ . Угловая скорость вращения $\Omega_1(t)$ показана черным цветом, измеряемая скорость течения - синим.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что увеличение амплитуды шума приводит к временному усилению затухающей моды, увеличиваются инкременты нарастания и максимальные амплитуды обеих мод, увеличивается общее время взаимодействия обеих мод. При прочих равных условиях увеличение амплитуды шума приводит к смене волнового числа вторичного течения с $m = 3$ на $m = 4$. Показано, что в зависимости от интенсивности шума N можно выделить три сценария изменения волнового числа при увеличении ускорения. При относительно малых N остается $m = 3$, при относительно больших N остается $m = 4$, при промежуточных величинах N при возрастании ускорения наблюдается чередование

волнового числа в виде $4 \rightarrow 3 \rightarrow 4$. Установлено, что чем выше начальное значение числа Рейнольдса, тем больше амплитуда шума и величина ускорения, соответствующие смене волнового числа. Основным результатом данной работы - обнаружение нелинейной и немонотонной зависимости волнового числа вторичного течения от величины ускорения и уровня шума.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 23-29-00051.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Zhilenko D., Krivonosova O., Gritsevich M., Read P.* Wave number selection in the presence of noise: experimental results // *Chaos*. 2018. Т. 28, 053110.
2. *Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э.* Влияние широкополосных флуктуаций скорости вращения на течения в сферических слоях // *Журнал технической физики*. 2021. Т. 91, № 6, С. 936 – 942
3. *Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э.* Прямой расчет перехода к одному из двух возможных вторичных течений в широком сферическом слое под действием вращения внутренней сферы с ускорением // *Механика жидкости и газа*, 2011, №3, С. 28 – 41.

Жиленко Дмитрий Юрьевич, jilenko@imec.msu.ru

Кривоносова Ольга Эрленовна, olga@imec.msu.ru



УПРАВЛЕНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ В ВИДЕ БЕГУЩИХ АЗИМУТАЛЬНЫХ ВОЛН В ТЕЧЕНИЯХ С ВРАЩЕНИЕМ

О.Э. Кривоносова¹, Д.Ю. Жиленко^{1}, Д.Е. Сороковых²*

¹НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

²Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

jilenko@imec.msu.ru

ВВЕДЕНИЕ

Течения с зависящей от времени скоростью вращения встречаются во многих практических приложениях, например, при интенсификации фильтрации жидкости [1]. В замкнутых течениях периодическая модуляция скорости вращения может приводить к ряду эффектов. Так, в течениях Тейлора - Куэтта в цилиндрических слоях наблюдается смещение положения предела устойчивости, неустойчивые течения в этом случае представляют собой стационарные осесимметричные вихри Тейлора [2], направление вращения в которых может изменяться под влиянием модуляции [3]. В сферическом течении Куэтта - течении вязкой несжимаемой жидкости, вызванном вращением одной или двух концентрически расположенных сферических границ, которое и рассматривается в данной работе - модуляция приводит к подавлению турбулентности [4]. Цель настоящей работы - экспериментальное исследование влияния периодической модуляции скорости вращения внутренней сферы на неустойчивые течения.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Эксперименты проводились в сферическом слое, который формируется двумя оптически прозрачными сферами, радиус внутренней $r=0.075\text{m}$, радиус внешней $r_0=0.15\text{m}$. Каждая из сфер приводится в движение собственным приводом, зазор между сферами заполнен силиконовым маслом, с вязкостью $\nu \approx 510^{-5}\text{m}^2/\text{s}$ при температуре 22°C . Измерения азимутальной компоненты скорости течения u_{ϕ} лазерным анемометром проводились вблизи внешней сферы: на расстоянии 0.078 m от плоскости экватора и 0.105m от оси вращения. По результатам измерений u_{ϕ} с использованием преобразования Гильберта определялась амплитуда колебаний скорости течения A_f , более подробное описание эксперимента и методов обработки результатов представлены в [5,6]. Внешняя сфера неподвижна, скорость вращения внутренней сферы изменялась во времени: $\Omega_1(t) = \Omega_{10}(1+A \sin(2\pi ft + \varphi))$, где Ω_{10} - среднее значение скорости вращения, A -амплитуда, f - частота. При указанных выше размерах сфер потеря устойчивости течения происходит при числе Рейнольдса $Re_{1c} = (\Omega_{10} \cdot r^2) / \nu = 460 \pm 2$ с формируем бегущих в направлении вращения азимутальных волн с волновыми числами $m=4$ или $m=3$. При образовании неустойчивого течения со временем остается только одна мода, далее называемая начальной, а амплитуда второй моды, далее называемой вторичной, затухает. Именно в таких неустойчивых течениях проведены все эксперименты.

РЕЗУЛЬТАТЫ

По измерениям u_{ϕ} построены зависимости $A_f(Re_1)$ при разных значениях приведенной амплитуды колебаний $\varepsilon = A(Re_1/Re_{1c})$ (рис. 1). Предел устойчивости определяется пересечением параболы $A_f(Re_1)$ с прямой $A_f=0$. Таким образом, показана возможность стабилизации течения под действием модуляции скорости вращения: с увеличением ε потеря устойчивости происходит при больших значениях Re_1 . Переход от $\varepsilon > 0$ к $\varepsilon = 0$ (выключение модуляции) при постоянной величине Re_1 приводит к увеличению A_f , а переход в обратном направлении к снижению A_f (пунктирные вертикальные стрелки на рис.1). Далее эксперименты проводились при $Re_1/Re_{1c}=1.0046$ и постоянных в каждом эксперименте значениях Ω_{10} .

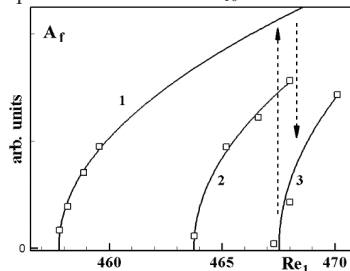


Рис. 1. Зависимость амплитуды A_f от Re_1 при $f = 0.25\text{ Hz}$ при разных значениях ε : 1) $\varepsilon = 0$; 2) $\varepsilon = 0.123$; 3) $\varepsilon = 0.1845$.

Результаты измерений показывают, что при частотах модуляции $f = 0.1 - 0.25\text{ Hz}$ наблюдается экспоненциальное затухание амплитуды начальной моды. После окончания действия модуляции вид течения определяется значением A : при малых значениях A после окончания переходных процессов в течении (не более 600s) обе моды начинают экспоненциально возрастать и неустойчивость течения восстанавливается. С увеличением A до критического значения A_c поведение течения после окончания модуляции изменяется.

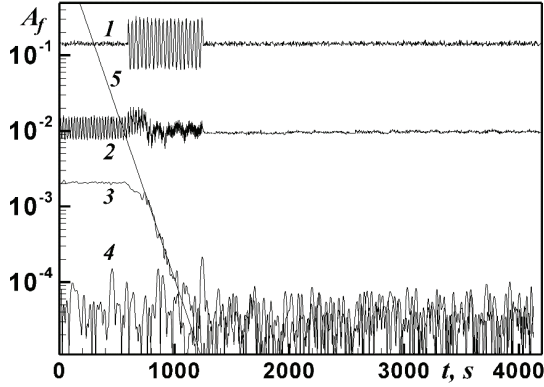


Рис. 2. Начальная мода $m=4$, $A=0.184$, $f=0.25\text{Hz}$.

1- скорость вращения внутренней сферы $\Omega_i(t)/2\pi$, 2-измеряемая скорость течения, 3,4 -амплитуды начальной и вторичной мод, 5 - экспоненциальная аппроксимация.

Из рис. 2 видно, что под действием модуляции амплитуда начальной моды $m=4$ уменьшается и сравнивается с амплитудой вторичной моды. После выключения модуляции амплитуды обеих мод длительное время (около 3000s или 2000 оборотов внутренней сферы) не возрастают, и течение остается устойчивым. Неустойчивость начинает развиваться только через 5000s. Под влиянием увеличения A увеличиваются декременты экспоненциального затухания амплитуд начальных мод (рис.3а) и возрастают амплитуды вторичных мод.

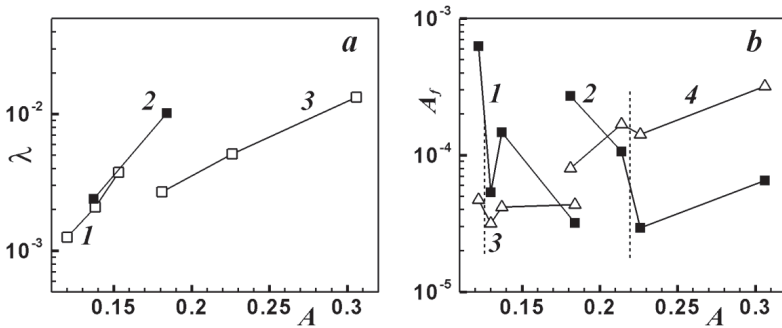


Рис. 3. а - зависимость декремента затухания λ от амплитуды A при $f=0.2(1)$, $0.25(2)$ и $0.1\text{ Hz}(3)$. б - зависимости средней величины A_j начальной моды $m=4(1,2)$ и вторичной моды $m=3(3,4)$ от A при $f=0.25(1,3)$ и $0.1\text{Hz}(2,4)$. Штриховые вертикальные линии соответствуют A_c

С приближением к A_c наблюдаются локальные экстремумы (рис 3, б). При $A > A_c$ амплитуды вторичной моды $m=3$ выше, либо близки по величине к амплитуде начальной моды $m=4$. В области, где $A > A_c$, наблюдается длительное сохранение устойчивости течений после отключения модуляции скорости вращения. Представленные на рис.3 результаты позволяют сделать вывод о том, что взаимодействие близких по амплитуде конкурирующих линейных мод является причиной длительного во времени сохранения устойчивости течений после отключения подавляющей неустойчивость модуляции.

Полученное здесь изменение времен развития неустойчивости встречалось и ранее: так, время взаимодействия конкурирующих азимутальных мод может увеличиваться при увеличении амплитуды вносимого в течение шума [7].

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-29-00051

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Jaffrin M.* Hydrodynamic techniques to enhance membrane filtration // *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 2012, v.44, p.77-96
2. *Feugaing C.M.G., Crumeyrolle O., Yang K.-S., Mutabazi I.* Destabilization of the Couette-Taylor flow by modulation of the inner cylinder rotation // *Eur. J. Mech. B.* 2014. v. 44 p.82-87.
3. *Riahi M., Choujaa M., Aniss S.* Reversing and non-reversing Taylor vortex flows in modulated Taylor-Couette flow with counter-oscillating cylinders // *Eur. J. Mech. B.* 2022. v. 95 p.148-159.
4. *Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э.* Подавление турбулентности в течениях с вращением // Письма в ЖТФ. 2019. т.45. 17. С.20-23.
5. *Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э.* Смещения предела устойчивости течений при модуляции скорости вращения // Письма в ЖТФ. 2020. т.46. 12. С.22-25.
6. *Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э.* Подавление неустойчивости течений с вращением // Письма в ЖТФ. 2022. т.48. 6. С.19-23.
7. *Zhilenko D., Krivososova O., Gritsevich M., Read P.* Wave number selection in the presence of noise: Experimental results // *Chaos.* 2018. 28. 053110.

Кривоносова Ольга Эрленовна, olga@imec.msu.ru

Жиленко Дмитрий Юрьевич, jilenko@imec.msu.ru

Сороковых Дмитрий Евгеньевич, sorokovykh.de@physics.msu.ru



ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРИ ЭЛЕКТРОФОРЕЗЕ В НЕПОЛЯРНОМ ЭЛЕКТРОЛИТЕ

А.А.Крылов^{1}, Е.А.Демехин^{1,2,3}, Е.А.Франц^{2,3}*

¹*Кубанский государственный университет, Краснодар*

²*Финансовый университет при Правительстве РФ, Краснодар*

³*НИИ Механики МГУ, Москва*

artem.krilof2002@mail.ru

Численно исследована задача электрофореза диэлектрической частицы в неполярном электролите для широкого диапазона параметров. В данных условиях обнаружена область неустойчивости. Одна из её границ была сопоставлена с экспериментальными данными [4]. Были построены карты, очерчивающие границы этой области (кривые нейтральной устойчивости), при некоторых фиксированных параметрах. Рассмотрен вид этой неустойчивости.

ВВЕДЕНИЕ

В отличие от классической задачи электрофореза с тонким дебаевским слоем в данной работе будет рассмотрена аналогическая задача, но уже для неполярного типа электролитов. Для них характерна значительно меньшая диссоциация ионов, вследствие

чего возникает низкая диэлектрическая проницаемость. Дебаевский слой в таком случае нельзя считать тонким. Будем рассматривать движение диэлектрической частицы с поверхностным зарядом σ под действием электрического поля напряженности E_∞ внутри бинарного электролита. Коэффициенты диффузии ионов считаем равными.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА

Задача осесимметричная, потому рассматривается в плоскости. Она описывается системой уравнений Нернста-Планка-Пуассона-Стокса:

$$\frac{\partial c^\pm}{\partial t} + \mathbf{U} \nabla^2 c^\pm = \pm \nabla(c^\pm \nabla \Phi) + \nabla^2 c^\pm, \quad -\nabla P + \nabla^2 \mathbf{U} = \frac{\kappa}{v^2} \cdot (c^+ - c^-) \nabla \Phi,$$

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0, \quad v^2 \nabla^2 \Phi = c^- - c^+$$

С граничными условиями: (в полярной системе координат)

$$r = 1: \quad v \frac{\partial \Phi}{\partial r} = \delta v \frac{\partial \varphi}{\partial r} - \sigma, \quad \mathbf{U} = 0, \quad c^\pm \frac{\partial \Phi}{\partial r} \pm \frac{\partial c^\pm}{\partial r} = 0;$$

$$r \rightarrow +\infty: \quad \frac{\partial \Phi}{\partial r} = -E_\infty \cos \theta, \quad U_\theta \rightarrow -U_\infty \sin \theta, \quad U_r \rightarrow U_\infty \cos \theta, \quad c^\pm \rightarrow 1$$

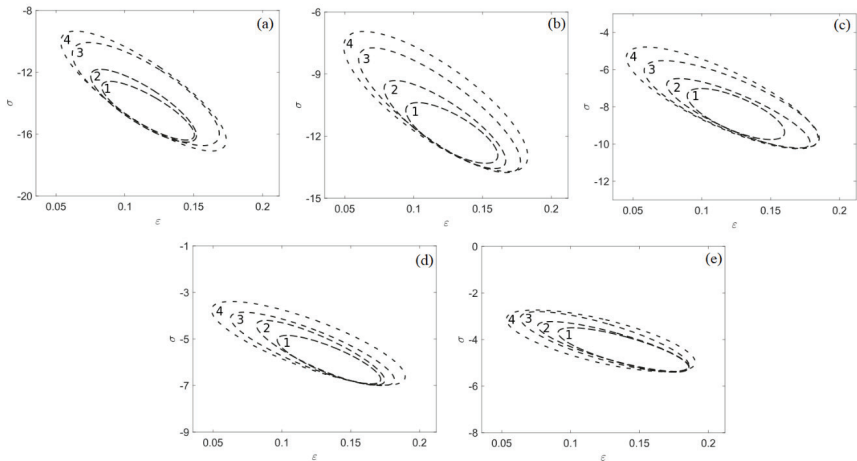


Рис. 1. Кривые нейтральной устойчивости при различных параметрах κ , равных (a) 0.01, (b) 0.05, (c) 0.07, (d) 0.15, (e) 0.2, причём на каждой картинке E_∞ считаем равным (1) 545, (2) 600, (3) 800, (4) 1000.

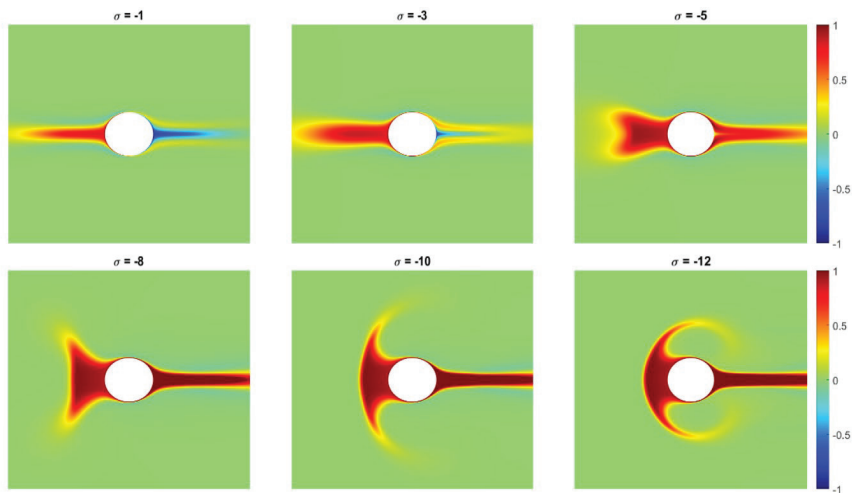


Рис. 2. Изменение распределения заряда около частицы при увеличении плотности поверхностного заряда (начало неустойчивости при $\sigma = -13$).

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Была обнаружена неустойчивость и построены карты кривых нейтральной устойчивости (рис. 1). Сама неустойчивость имеет вид, представленный на рис. 2. Для сравнения использовалась экспериментальная статья [4]. Результаты сравнений представлены на рис. 3 и рис. 4. Предполагается, что при рассмотренных параметрах наблюдается эффект релаксации.

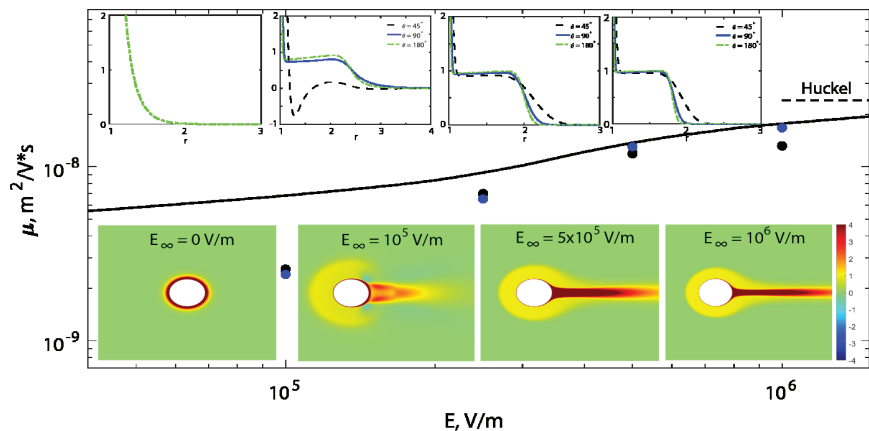


Рис. 3. Сравнение с экспериментами при фиксированных $\sigma = -28.61$, $\nu = 0.235$, $\kappa = 0.05$, $\delta = 0.05$.

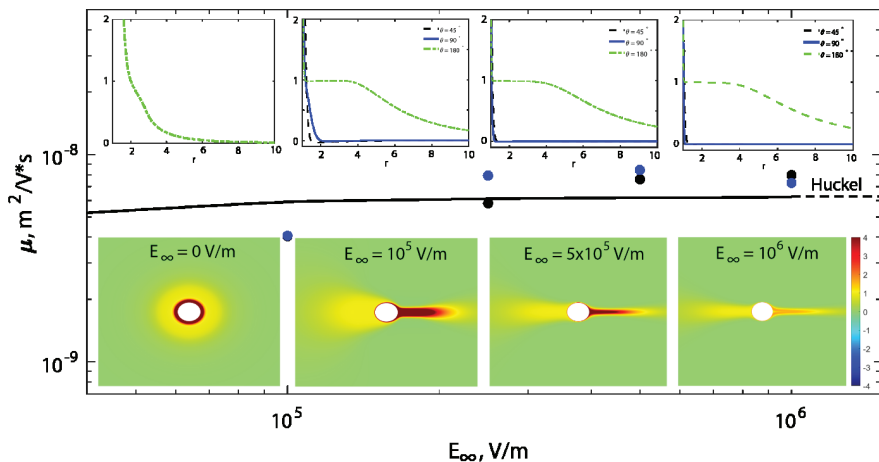


Рис. 4. Сравнение с экспериментами при фиксированных $\sigma = -53.73$, $\nu = 1.88$, $\kappa = 0.05$, $\delta = 0.05$.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 24-79-00129).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Benedetto A.* Room-temperature ionic liquids meet bio-membranes: the state-of-the-art // *Biophys Rev.* 2017, 9(4): 309–320.
2. *Hallett J.P., Welton T.* Room-Temperature Ionic Liquids: Solvents for Synthesis and Catalysis // *Chem. Rev.* 2011, 111, 5, 3508–3576.
3. *Katiyar N.K., Biswas K., Tiwary C.H., Machado L.D., Gupta R.K.* Stabilization of a Highly Concentrated Colloidal Suspension of Pristine Metallic Nanoparticles // *Langmuir* 2019, 35, 7, 2668–2673.
4. *Stotz S.* Field Dependence of the Electrophoretic Mobility of Particles Suspended in Low-Conductivity Liquids // *Journal of Colloid and Interface Science* 1978, 65(1): 118-130.

Крылов Артем Александрович, artem.krilof2002@mail.ru
 Елизавета Александровна Франц, eafrants@fa.ru
 Евгений Афанасьевич Демехин, eademehin@fa.ru



СКОРОСТЬ ЗАГЛУБЛЕНИЯ ПЛОТНОСТНОГО ФРОНТА АНСАМБЛЯ КОНВЕКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ЛАБОРАТОРНЫХ УСЛОВИЯХ

А.Е. Куприянова*, В.А. Гриценко
 Институт океанологии им. П.П.Ширшова РАН, Москва
kupriyanova_ae@mail.ru

ВВЕДЕНИЕ

Основные черты процессов тепло- массообмена между атмосферой и океаном общеизвестны [1, 2]. Морская вода за счет большой теплоемкости и непосредственного контакта с воздушными массами в переходный осенне-зимний период интенсивно отдает тепло в атмосферу. Возникающие в таком случае перепады температуры на границе раздела двух сред влечут за собой формирование гидростатически неустойчивого распределения плотности в приповерхностном слое воды. Горизонтальная неоднородность распределения поступающего холода из атмосферы и уходящего из воды тепла способствует случайному по времени и пространству характеру плотностной структуры зарождающегося тонкого слоя более холодной воды, на нижней границе которого возникает множество (или ансамбль) конвективных элементов [3].

Цель данной работы заключалась в получении количественных оценок скорости заглупления плотностного фронта ансамбля конвективных элементов при помощи лабораторных и численных экспериментов.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Анализ полученных массивов данных экспериментальных наблюдений в гидрлотке лаборатории физики моря (АО ИО РАН) показал, что скорость заглупления отдельных конвективных элементов примерно в два раза больше скорости заглупления конвективных элементов из ансамбля. Для выбранных из ансамбля конвективных элементов стало возможным провести сравнение с ранее полученными оценками скорости заглупления отдельных элементов, поскольку они обладают близким пространственно-временным изменением глубины проникновения во времени. Однако масштабы этих объектов различны. На рис. 1 представлены графики заглупления элементов из ансамбля и одного конвективного элемента из ранее выполненных экспериментов [4].

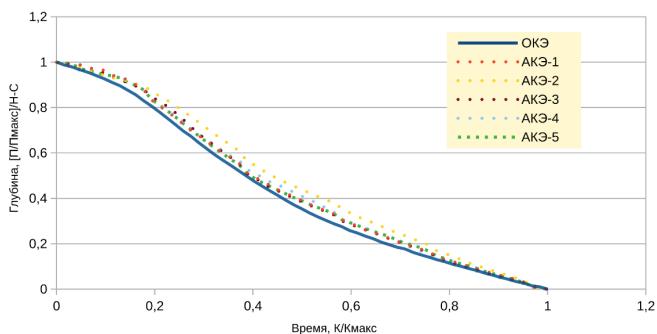


Рис. 1. Глубины проникновения выбранных из ансамбля конвективных элементов (АКЭ) и одного конвективного элемента (ОКЭ) из экспериментов [4]. Параметр H есть отношение нормированного первого значения ($H/H_{\max, 1}$) и последнего значения ($H/H_{\max, N}$), $C = H/H_{\max, 1} - 1$.

По вертикальной оси (рис. 1) отмечены глубины залегания, нормированные на максимальную глубину, а по горизонтальной оси — время, нормированное на длительность каждого эксперимента. Необходимо отметить, что начальный объем (объем раствора, подающийся в устройство) отдельных конвективных элементов составлял примерно 3 мл, а у ансамбля — 5 мл. Дисперсия между приведенными кривыми на рис. 1 оказалась равна 0,1.

На рис. 2 показаны вертикальные скорости заглубления пяти элементов из ансамбля. Массивы данных по глубине проникновения элементов были предварительно отфильтрованы и сглажены, что позволило избавиться от неточности в получаемых значениях, возникающей при работе оператора в программе ImageJ.

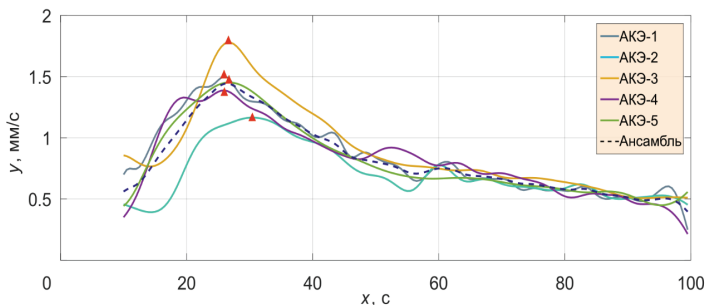


Рис. 2. Скорости заглубления выбранных конвективных элементов из ансамбля. Значения максимальной скорости отмечены на рисунке красными треугольниками. Синяя жирная линия — скорость заглубления ансамбля.

Полученные кривые скорости заглубления элементов из ансамбля, как оказалось, имеют три режима скорости: быстрый рост на коротком начальном промежутке времени, достаточно быстрое уменьшение скорости, продолжительное по времени и медленно меняющееся уменьшение скорости. Данное поведение скорости заглубления характерно для выполненных ранее экспериментов с отдельными конвективными элементами. Следовательно, полученные оценки скорости подтверждают близость структур и динамики как отдельных конвективных элементов, так и элементов из ансамбля.

Скорость заглубления ансамбля конвективных элементов была получена путем осреднения значений скорости для пяти элементов из этого ансамбля, и составляла 1,5 мм/с при перепаде плотности между ансамблем и окружающей водой $\Delta\rho = 1 \cdot 10^{-4}$ г/см³. Другой эксперимент погружения ансамбля конвективных элементов также показал наличие трех режимов скорости заглубления.

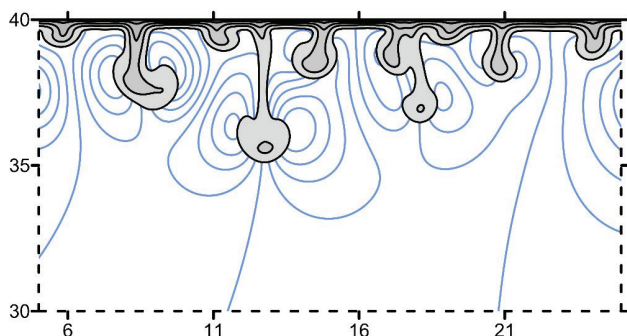


Рис. 3. Эволюция плотностной структуры ансамбля конвективных элементов. Изолинии функции тока ψ изменяются от $-0,2$ до $0,2$ с шагом $0,4$; плотности $\sigma\Delta\rho_0 \in [0,05; 1,25; 0,2]$; безразмерное время $time = 80$.

Расчеты на двумерной модели динамики неоднородной по плотности жидкости [4] позволили получить качественно близкую картину (рис. 3) изменения плотностной структуры ансамбля конвективных элементов. Сравнение количественных оценок скорости заглупления плотностного фронта ансамбля конвективных элементов из гидролотка и модельных течений показало их близость для начального этапа погружения ансамбля и последующего этапа (в модели 0,018 и 0,083 см/с; в лотке 0,02 и 0,15 см/с для соответствующих этапов).

ВЫВОДЫ

Выполненные лабораторные и численные эксперименты позволили рассмотреть особенности плотностной структуры ансамбля конвективных элементов, а также оценить вертикальную скорость заглупления его плотностного фронта. Оказалось, что процесс заглупления плотностного фронта ансамбля можно разделить на три этапа: начальный рост скорости до некоторого максимума, быстрое уменьшение скорости, продолжительное и малое изменение скорости заглупления в сторону уменьшения.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Исследование было выполнено за счет гранта РФФИ № 23-27-00150, <https://rscf.ru/project/23-27-00150/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Панин Г.Н. Тепло- и массообмен между водоемом и атмосферой в естественных условиях. М.: Наука. 1985. 206 с.
2. Федоров К.Н., Гинзбург А.И. Приповерхностный слой океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 303 с.
3. Вульфсон А.Н., Бородин Ш.Ш. Ансамбль динамически идентичных термиков и вертикальные профили турбулентных моментов конвективного приземного слоя атмосферы // *Метеорология и гидрология*. 2009. № 8. С. 15–26.
4. Kupriyanova A.E., Gritsenko V.A. Experimental Estimates of the Rate of Deepening of Individual Thermals / ed. T. Chaplina // *Processes in GeoMedia—Volume VII*. – Springer Geology. – Springer, Singapore. – 2023. – P. 139–152.

Куприянова Анастасия Евгеньевна, kupriyanova_ae@mail.ru

Гриценко Владимир Алексеевич, gritsenko-vl-al@mail.ru



ХАРАКТЕРИСТИКИ, ДИНАМИКА И МАССОПЕРЕНОС НЕЛИНЕЙНЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН С ПРИВЛЕЧЕНИЕМ ФУНКЦИЙ ЛАМБЕРТА

К.Ю.Латшина

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва

krislapshina03@gmail.com

ВВЕДЕНИЕ

Волны на поверхности жидкости привлекают внимание исследователей на протяжении многих веков. Капиллярные волновые движения интересны с точки зрения, например, взаимодействия с поверхностно-активными веществами, в течениях вдоль

распадающихся струй жидкости или в течениях импакта капли. Поверхностные гравитационные волны интересны с точки зрения построения представлений о морской поверхности или исследования речных волн. Корректное моделирование формы поверхности гравитационных волн необходимо для предсказания взаимодействия поверхностных волн с плавательными средствами, опорами мостов, набережными, плотинами и другими гидротехническими сооружениями [1]. Для понимания механизмов взаимодействия волн с препятствиями необходимо дополнительно рассчитывать потоки импульса, энергии, а также волновой массоперенос. Большинство моделей сводятся или к расчету инфинитезимальных волн и слабонелинейным приближениям, таким как волны Стокса [2] или к трохоидальным моделям, описывающих вихревые движения в идеальной жидкости, которые должны быть безвихревыми [3, 4]. Существуют модели, объединяющие трохоидальные волны Герстнера со слабонелинейными моделями [5]. Отдельно стоит отметить модель, в которой допускается частичная линеаризация граничных условий на свободной поверхности без линеаризации основных уравнений движения, которая позволяет выполнять расчеты и построения свободной поверхности, возмущенной гравитационными волнами с использованием W-функции Герстнера [6]. Описываемая модель обладает рядом преимуществ, в частности снимается ограничение на амплитуду волны. В настоящей работе производится сравнение формы свободной поверхности и характеристик волн, построенных с использованием слабонелинейных волн Стокса и в модели, использующей W-функцию Ламберта. Также рассчитываются скорости волнового массопереноса и потоков энергии и импульса в рассматриваемых моделях.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В РАЗНЫХ МОДЕЛЯХ

Основываясь на фундаментальной системе уравнений гидродинамики [7] запишем предельно редуцированную математическую формулировку задачи. Рассмотрим задачу в двумерной постановке в декартовой системе координат, в которой вертикальная ось направлена против направления действия поля сил тяжести \vec{g} . Будем считать жидкость невязкой, несжимаемой с постоянной плотностью ρ . Предметом рассмотрения в настоящей работе являются гравитационные волны, поэтому эффекты, связанные с поверхностным натяжением здесь также не будут учитываться. Несжимаемость позволяет записать поле скорости \vec{u} в виде одной скалярной функции тока ψ :

$$\vec{u} = (\nu_z \psi, -\partial_x \psi) \quad (1)$$

При сделанных приближениях математическая формулировка задачи записывается следующим образом:

$$z < \zeta : \begin{cases} \rho \partial_{zz} \psi + \rho (\partial_z \psi \partial_{xz} \psi - \partial_x \psi \partial_{zz} \psi) = -\partial_x P, \\ -\rho \partial_{tx} \psi + \rho (-\partial_z \psi \partial_{xx} \psi + \partial_x \psi \partial_{zx} \psi) = -\partial_z P - \rho g, \\ \Delta \psi = 0 \end{cases}$$

$$z = \zeta : \begin{cases} \partial_t \zeta + \partial_z \psi \partial_x \zeta + \partial_x \psi = 0, \\ P = P_0 \end{cases} \quad z \rightarrow -\infty : \psi \rightarrow 0 \quad (2)$$

$$P = P_0 + \rho g (\zeta - z) + P(x, z, t)$$

В приближении инфинитезимальных волн используют классическое решение Стокса:

$$\zeta = \zeta_0 \left(\cos(kx - \omega t) + \frac{\varepsilon}{2} \cos(2kx - 2\omega t) + \frac{3\varepsilon^2}{8} \cos(3kx - 3\omega t) \right) + O(\varepsilon^4) \quad (3)$$

Следуя [6] можно получить решение с использованием W-функции Ламберта:

$$\zeta(\xi, \zeta_0) = -a - \frac{1}{k} \left[W \left(-\frac{\varepsilon}{2} \exp(ik\xi) \right) + W \left(-\frac{\varepsilon}{2} \exp(-ik\xi) \right) \right] \quad (4)$$

$$c_{ph}^2 = \frac{g}{k} (1 + \varepsilon^2), \quad \varepsilon = k\zeta_0, \quad \xi = x - c_{ph}t$$

Здесь ζ – отклонение свободной поверхности от равновесного положения, ζ_0 – амплитуда волны, a – константа интегрирования, которая высчитывается из условия неизменности потенциальной энергии волны, k – волновое число, ω – частота волнового движения, $W(x)$ – W-функция Ламберта, c_{ph} – фазовая скорость волны, а ξ – горизонтальная координата в системе координат $O\xi z$, движущейся вместе с волной.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

Используя выражения (3) и (4) были выполнены построения формы свободной поверхности в рассматриваемых моделях. Были выделены характеристики поверхностных волн, описывающие угловые соотношения и пространственную протяженность волны в горизонтальном и вертикальном направлении см. рис. 1.

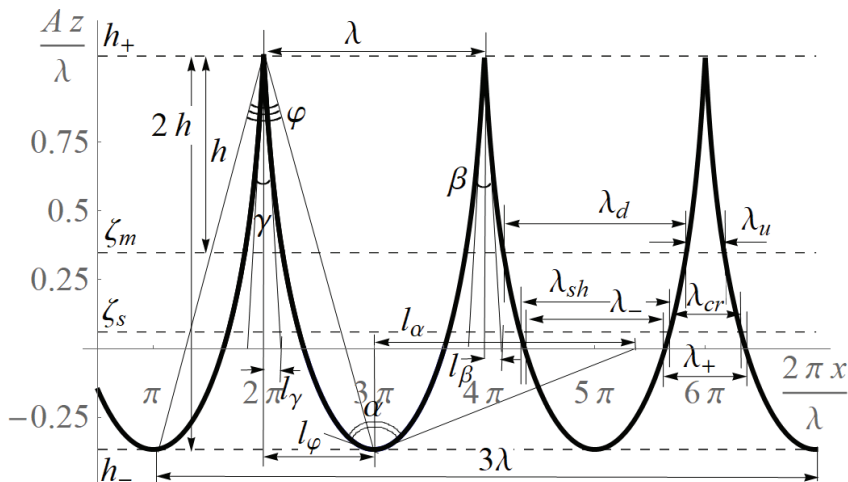


Рис. 1. Характеристики поверхностных волн. $\alpha, \beta, \gamma, \varphi$ – угол при подошве, вершине, максимальной крутизне, между вершиной и подошвой; h_{\pm} – возвышение и заглубление над равновесной поверхностью, ζ_m – средний уровень волны; $\lambda, \lambda_{cr}, \lambda_{sh}, \lambda_d, \lambda_u$ – длина волны, подошвы, вершины, под и над средним уровнем соответственно.

Были исследованы угловые и пространственные характеристики волн, описываемых W-функцией Ламберта и волн Стокса в зависимости от параметра нелинейности $\varepsilon = \zeta_0 \omega^2 / g$. При малых значениях параметра ε практически совпадают. Однако волны Ламберта при достижении параметром нелинейности критического значения $\varepsilon = \varepsilon_{cr} = 2/e$ меняют свой характер – вершина волны перестает быть гладкой и, как следствие, меняются многие характеристики, описывающие волну. Волны Стокса при таких значениях ε использовать некорректно.

Дополнительно были рассчитаны потоки импульса и энергии, а также волновой массоперенос в волнах Стокса и Ламберта. Использование выражений (4) позволяет существенно расширить диапазон амплитуд морских и речных волн по сравнению с моделью Стокса, для которых выполняются расчеты.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены характеристики поверхностных гравитационных волн в различных моделях. Слабонелинейное приближение позволяет получить довольно точную оценку формы свободной поверхности при малых амплитудах волн. Описание гравитационных волн с использованием W-функции Ламберта существенно расширяет диапазон амплитуд волн при выполнении построений формы свободной поверхности и расчете волнового массопереноса и потоков импульса и энергии. Исследованы дисперсионные зависимости поверхностных волн от амплитуды – волны с большей амплитудой распространяются с большей скоростью. Полученные расчеты характеристик представляют интерес для описания особенностей воздействия волн на твердые поверхности.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации 124012500442-3).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лаппо, Д.Д., Стрекалов, С.С., Завьялов, В.К. Нагрузки и воздействия ветровых волн на гидротехнические сооружения Теория. Инж. методы. Расчеты. Л.: ВНИИГ им. Б. Е. Веденеева, 1990.
2. Stokes G.G. On the theory of oscillatory waves // Trans. Cam. Philos. Soc. 1847. V. 8. Pp. 441-455.
3. Gerstner F.J. Theorie de wellen // Abh. d. K. bohmges. Wiss. reprinted in Ann der Physik. 1802. Vol. 32. Pp. 412-440.
4. Rankine W.J.M. On the exact form of waves near the surface of deep water // Phil. Trans. R.Soc. 1863. Vol. 153. Pp. 127-138.
5. Абрашкин А.А., Пелиновский Е.Н. О связи дрейфа Стокса и волны Герстнера // Успехи физических наук. 2018. Т. 188. №. 3. С. 329-334.
6. Kistovich A.V., Chashechkin Y.D. Propagating stationary surface potential waves in a deep ideal fluid // Water Resources. 2018. Vol. 45. Pp. 719-727.
7. Chashechkin Y.D. Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows // Axioms. 2021. V. 10. No. 4. P. 286.

Лапшина Кристина Юрьевна, krislapshina03@gmail.com



КОЛИЧЕСТВО ВНУТРЕННИХ ВОЛН, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ДЛИННЫМ ТЕЛОМ, ДВИЖУЩИМСЯ В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

П.В. Матюшин

Институт Автоматизации Проектирования РАН, Москва

pmatvushin@mail.ru

Проведено математическое моделирование равномерного движения кругового цилиндра с диаметром d и длиной $h = 5d$ со скоростью U в покоящейся линейно стратифицированной по плотности несжимаемой вязкой жидкости вдоль горизонтальной оси Z симметрии тела справа налево. Исследовались механизмы формирования гравитационных внутренних полуволн (МФВП), генерируемых движением тела. Полученные результаты сравнивались с данными для цилиндра длиной $h = 0.76d$ [1].

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ

Математическое моделирование проводилось на основе решения обезразмеренной системы уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска:

$$\rho(X, Y, Z) = 1 - 0.5 \cdot X/A + S(X, Y, Z) \quad \frac{\partial S}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)S = \frac{2}{Sc \cdot Re} \Delta S + \frac{v_x}{2A},$$
$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = -\nabla p + \frac{2}{Re} \Delta \mathbf{v} + \frac{A}{2Fr^2} S \frac{\mathbf{g}}{g},$$

где ρ – плотность подсолённой воды, (Z, X, Y) – декартова система координат (СК), связанная с центром цилиндра (СК1), X – вертикальная прямая, $\mathbf{v}(v_z, v_x, v_y)$ – вектор скорости, S и p – возмущения плотности и давления, g – ускорение свободного падения, N_b и $\Lambda = g/N_b^2$ – частота и масштаб плавучести жидкости, $A = \Lambda/d$ – отношение масштабов. Эта задача характеризуется четырьмя параметрами: $T_b = 2\pi/N_b$ – период плавучести жидкости, $Fr = U/(N_b \cdot d)$ – внутреннее число Фруда, $Re = U \cdot d/\nu$ – число Рейнольдса, $Sc = \nu/\kappa = 709.2$ – число Шмидта, где ν и κ – коэффициенты кинематической вязкости воды и диффузии соли, t и T – время, обезразмеренное на $f = d/(2U) = 1/(2Fr \cdot N_b)$ и на T_b , соответственно. Для проведения расчётов эта система уравнений была записана в цилиндрической системе координат: $Z = Z$, $X = R \cdot \cos \varphi$, $Y = R \cdot \sin \varphi$. Расчёты проводились на вычислительных ресурсах Межведомственного суперкомпьютерного центра Российской академии наук (МСЦ РАН) при помощи численного метода МЕРАНЖ с явной гибридной конечно-разностной схемой для аппроксимации конвективных членов уравнений (второй порядок аппроксимации, монотонность) [2].

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ

Пусть β – мнимая часть комплексно-сопряженных собственных значений тензора градиента скорости, $\boldsymbol{\omega}(\omega_z, \omega_r, \omega_\varphi) = \text{rot } \mathbf{v}$ – трехмерный вектор завихренности. β – это усредненная по времени угловая скорость вращения жидкости [1].

$\beta^+ = \beta \cdot \text{sign}(\omega_\varphi)$, где функция $\text{sign}(\omega_\varphi) = 1$ при $\omega_\varphi \geq 0$, $\text{sign}(\omega_\varphi) = -1$ при $\omega_\varphi < 0$.

Двухцветные изоповерхности β^+ (рис. 1,III) дают продвинутой вихревой структуру течения жидкости по сравнению с изоповерхностями $\omega^+ = |\omega| \cdot \text{sign}(\omega_\phi)$ [1].

ВОЛНООБРАЗОВАНИЕ

Пусть при старте тела ($T = 0$) передняя и тыловая стороны цилиндра длиной $h = 5d$ пересекаются с осью Z в точках P и Q (рис. 1а). Сразу после старта тела ($T = 0.1$) формируется вихревой тор с осью симметрии Z , заполняющий всё пространство. Тогда в вертикальной плоскости $X-Z$ при $X > 0$ в СК, связанной с жидкостью (СК2), жидкость над P и Q движется по дуге окружности по часовой стрелке вниз. В результате идет перекачка более легкой жидкости под более тяжелую жидкость. Это приводит к *гравитационной неустойчивости жидкости*. Силы плавучести стремятся вернуть более легкую жидкость вверх на ее уровень. В результате, дугообразные линии тока над P и Q становятся волнообразными и появляются левые полуволны впадин (I и 1) и правые полуволны 0 и -1 (похожие на рис. 1а, I на большой палец руки). -1 – базовая полуволна. Здесь нумерация полуволен диктовалась квазисимметрией полуволен относительно вертикальной прямой, проходящей через середину отрезка $[P, Q]$. Неустойчивость над P при $h = 0.76d$ не наблюдается, а при $h = 5d$ имеет локальный масштаб и накладывается на глобальную неустойчивость над Q , подробно описанную в [1].

МФВП над Q при $h = 5d$. «Периодически (каждые $T_b/2$) рождаются полуволны k и $-k$; где $k = 1, 2, 3, \dots$. Каждые T_b для каждого нечётного k у оси Z формируется вихревая петля $-k$ (рис. 1а,III), состоящая из нитей f_k и полукольца $-k$, на которое потом садится чётное полукольцо $(k + 1)$. При этом нечетное полукольцо $-k$ сначала превращается в полукруг (рис. 1б,III), а потом в кольцо.» На рис. 1,III: 0 – вихревая оболочка тела, S – боковая полуволна, f_1, f_2 и f_s – первая, вторая и боковая вихревые нити.

МФВП над P при $h = 5d$. «Каждые $T_b/2$ рождается вихрь $\{k\}$. При $T > 0.5$ верхняя часть полуволен $(k-1)$ преобразуется в полуволну $\{k\}$, где фигурные скобки преобразуют арабское число k в римское число.» На рис. 1б-г видно, что вихрь II разделился на две части в результате взаимодействия с вихрем III. На рис. 1,д,II при $k \geq 2$ вихри $\{k\}$ стали частью полуволен $(k-2)$, а осевые части полуволен $-III, -V, 4, 6$ и 8 обозначены как II, II, $-3, -5$ и -7 , соответственно, для того чтобы подчеркнуть их происхождение. В структуре течения в плоскости $X-Z$ левее точки Q всегда можно выделить одну «двухпальцевую» структуру на фоне обычных полуволен в форме полос (см. структуры $(I+1), (-II+1), (-III+2)$ и $(-VII+4+6)$ на рис. 1а, 1б, 1г и 1д, соответственно). Эта «двухпальцевая» структура состоит из большого вихря и двух пальцевидных вихрей под ним. Т.е. на уровне этих «пальцев» число Σ_1 внутренних полуволен увеличивается на два по сравнению с числом Σ_2 полуволен на некотором расстоянии от оси Z .

При $X > 0$ на некотором расстоянии над осью Z , которое увеличивается с увеличением T , $\Sigma_2 = k + 1$ при $T \approx k/2$ (рис. 1, левее точки Q), как и в случае короткого тела [1]. Вдоль горизонтальной прямой, проходящей в плоскости $X-Z$ на расстоянии d от оси Z , $\Sigma_1 = k + 3$ при $T \approx k/2$ и $k \geq 2$ (рис. 1).

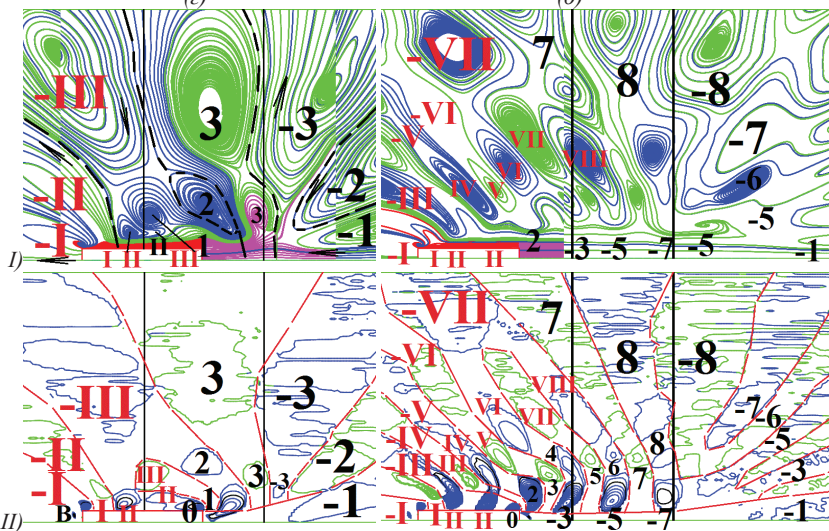
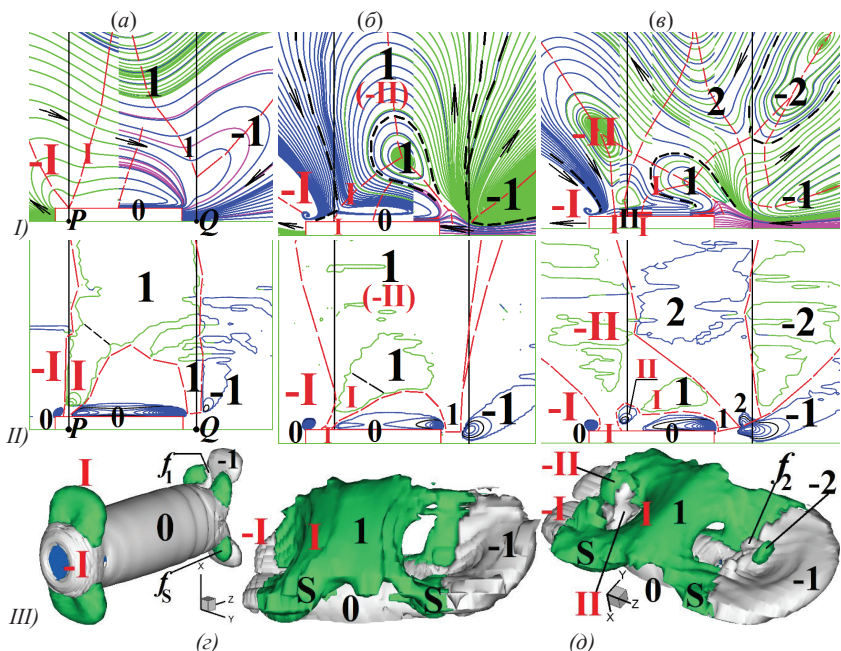


Рис. 1. Течение около цилиндра, длиной $h = 5d$, при $Fr = 0.3$, $Re = 50$, $T_0 = 2\pi$ с: а-д – мгновенные линии тока в СК2, связанной с жидкостью, (I) и изолинии β^+ с шагами 0.01, 0.05, 0.02, 0.05, 0.005 (II) в вертикальной плоскости $X-Z$, изоповерхности β^+ с $\pm 0.005, \pm 0.0016, \pm 0.003$ (III) при $T = 0.28, 0.55, 0.8, 1.4, 4$.

В [3] исследовался **МФВП** для цилиндра при $h = 5d$ и $Fr = 0.5$. В [3] $\Sigma = N + k + 1$ левее точки Q при $T \approx (k/2) > (1 + N)/2$ и $X > 0$, где $N = [0.85 \cdot h / (\pi \cdot Fr \cdot d)] = 2$ – число полуволн **I** и **II**, появившихся над телом ($\pi \cdot Fr \cdot d$ – длина полуволны). В [3] **МФВП** полуволн **I**, **II** над телом и **МФВП** полуволн **1, 2, 3, ...** над следом были одинаковы. Причины такого различия результатов для $h = 5d$ при $Fr = 0.3$ и 0.5 будут выяснены позднее.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Матюшин П.В. Формирование пространственных внутренних волн за телом,двигающимся в стратифицированной вязкой жидкости // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2023. № 4. С. 117 - 130.
2. Белоцерковский О.М., Гуцин В.А., Коньшин В.Н. Метод расщепления для исследования течений стратифицированной жидкости со свободной поверхностью // Ж. вычислительной математики и математ. физики. 1987. Т. 27. № 4. С. 594 – 609.
3. Матюшин П.В. Формирование внутренних волн в стратифицированной вязкой жидкости за длинным цилиндром при его продольном обтекании // «Волны и вихри в сложных средах»: 10-ая Международная конференция – школа молодых ученых; 03-05 декабря 2019 г.; Москва: Сборник материалов школы. – М.: ООО «Премиум-принт». 2019. С. 224 - 227.

Матюшин Павел Владимирович pmatyushin@mail.ru



МОДЕЛЬ ТЕРМИЧЕСКОЙ ДЕТОНАЦИИ, УЧИТЫВАЮЩАЯ ТЕПЛОВУЮ НЕРАВНОВЕСНОСТЬ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ В ПЛОСКОСТИ ЧЕПМЕНА-ЖУГЕ

*В.И.Мелихов, О.И.Мелихов, Б.Ф.Салех**

*Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва
basharsaleh10@gmail.com*

ВВЕДЕНИЕ

Прямой контакт высокотемпературного расплава с низкокипящей жидкостью (охладитель) может привести к энергетическому взаимодействию, сопровождающемуся ростом давления до сотен атмосфер, что представляет несомненную угрозу для целостности промышленного оборудования, например, АЭС, в котором может произойти это событие. Такое явление, известное, как паровой взрыв, является предметом интенсивных исследований, краткий обзор которых представлен в [1].

Крупномасштабные паровые взрывы с массой расплава в десятки и сотни килограммов реализуются в виде самораспространяющейся волны термической детонации, в которой на ударной волне происходит дробление крупных капель расплава на мелкие фрагменты, что интенсифицирует теплопередачу от расплава к охладителю (как правило, это вода), вызывая его вскипание и расширение, что поддерживает распространение волны [2].

Работы по созданию энергетических реакторов нового поколения, в которых теплоносителем является расплавленный свинец, привели к необходимости исследовать

термическое взаимодействие капель воды, оказавшихся в расплаве свинца вследствие аварии с разрывом теплообменных трубок в парогенераторе реакторной установки. Выяснилось, что и в этой ситуации могут произойти паровые взрывы с негативными последствиями [3, 4]. В работе [5] предложена стационарная модель термической детонации в системе «капли воды в высокотемпературном расплаве», разработанная на основе многожидкостного подхода. Она позволяет рассчитывать структуру волны термической детонации в такой системе. Модель замыкается уравнением Гюгонио в плоскости Чепмена-Жуге для определения скорости волны детонации и соотношениями на лидирующей ударной волне, позволяющими определить краевые условия для решения одномерных стационарных уравнений сохранения для многофазной среды.

В настоящей работе выполнено обобщение модели [5] на случай, когда в плоскости Чепмена-Жуге не достигается термическое равновесие продуктов детонации. Разработана двухфракционная модель термической детонации, позволяющая учесть то обстоятельство, что только часть расплава, примыкающая к каплям воды, участвует в межфазном теплообмене. Данная модель отражает реальную физическую ситуацию, когда скоростное равновесие капель воды и расплава устанавливается быстро, а термическое равновесие фаз устанавливается относительно медленно. Поэтому только часть расплава успевает передать свою тепловую энергию воде во время прохождения волны детонации.

ДВУХФРАКЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ТЕРМИЧЕСКОЙ ДЕТОНАЦИИ

Для учета того, что не весь расплав принимает участие в теплообмене, а только его часть, прилегающая к каплям воды, модель термической детонации [5] была обобщена на двухфракционную: 1) фракция расплава, участвующая в теплообмене и 2) фракция, не участвующая в теплообмене. Температура первой фракции расплава меняется (уменьшается) в ходе теплообмена с водой, температура второй фракции не меняется в ходе процесса, а остается начальной. Скорости обеих фракций расплава одинаковые. Соответственно модифицируются уравнение Гюгонио и соотношения на лидирующей ударной волне.

Оценим величину объемной доли фракции расплава, участвующей в теплообмене. Для оценки примем, что капли воды диаметром d расположены в центрах кубической решетки с шагом h , а между ними находится расплав, рис. 1.

Будем рассматривать нефрагментирующую каплю воды, которая после прохождения лидирующей ударной волны, оказавшись фактически в прямом контакте с горячим расплавом, начинает охлаждать прилегающей к ней слой расплава.

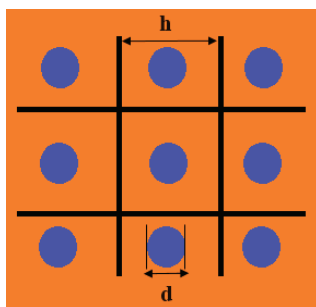


Рис. 1. Схема расположения капель воды в расплаве.

Толщину этого слоя расплава Δr (Рис. 2), который и образует фракцию расплава, участвующего в теплообмене с водой, можно оценить по формуле [2] $\Delta r = (\lambda_m \tau / \rho_m C_{pm})^{0.5}$, где τ - характерное время теплообмена расплава и капли, в качестве которого можно принять время прохождения волной детонации характерного масштаба длины системы, в которой развивается детонация $\tau = L / V_{det}$, где L - внешний масштаб длины, который можно оценить в 2-3 метра.

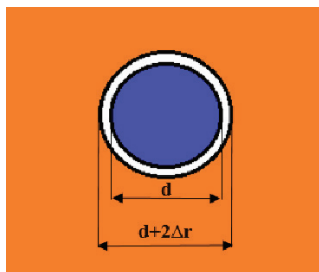


Рис. 2. Слой охладившегося расплава вокруг капли воды.

В работе [5] были выполнены расчеты волны термической детонации показывают, что скорость волны находится в диапазоне 100 – 200 м/с. Таким образом, временной масштаб можно оценить в следующем диапазоне: $\tau = (1\sim 3) \cdot 10^{-2}$ с.

Теперь можно оценить величину Δr . Для оценки примем следующие значения параметров:

$$\begin{aligned} \lambda_m &= 18 \text{ Вт/(м град)}, \\ \rho_m &= 0873 \text{ кг/м}^3, \\ C_{pm} &= 136.5 \text{ Дж/(кг град)}, \\ \tau &= 0.02 \text{ с}. \end{aligned}$$

Значения теплофизических характеристик расплава соответствуют его температуре 800 К. И так получим $\Delta r = 0.4923$ мм. Таким образом определяется объем этого слоя ΔV , и его отношение к элементарному объему h^3 который является объемной долей расплава, участвующего в теплообмене с водой $\alpha_{mi} = 0,0975$. Таким образом, в теплообмене с водой участвует относительно небольшая (13%) часть всего расплава.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Были выполнены расчеты по этой модели для исходной многофазной смеси со следующими параметрами: $T_{m0} = 800$ К, $\alpha_{m0} = 0.7$, $\varphi_0 = 0.7$. Параметр η , выражающий долю расплава, не участвующего в теплообмене, принимал следующие значения: 0 (основная модель), 0.8, 0.85, 0.9. (Последние 3 значения были оценены по характерному времени тепловых процессов.)

В таблице 1 представлены значения давления в плоскости Чепмена – Жуге P_{CJ} и скорость волны детонации V_{det} , полученные в расчетах.

Таблица 1. Значения параметров волны термической детонации

η	0	0.8	0.85	0.9
P_{CJ} , МПа	46.61	12.46	11.86	7.46
$T_{mi,CJ}$, К	703.7	600.6	596.9	563.3
V_{det} , м/с	222	93.8	90.8	68.6

Табл. 1 показывает сильное влияние параметра η на характеристики волны термической детонации, что вполне объяснимо, поскольку этот параметр определяет долю начальной тепловой энергии расплава, которая будет участвовать во взаимодействии с водой, и именно эта тепловая энергия является «движителем» волны термической детонации. Из табл. 1 следует, что при увеличении параметра η от нуля до 0.9 скорость волны термической детонации уменьшается с 222 м/с до 68.6 м/с, а давление в точке Чепмена-Жуге уменьшается с 46.61 МПа до 7.46 МПа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты, полученные по двухфракционной модели волны термической детонации существенно снизили значения параметров волны по сравнению с исходной моделью.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФ (проект № 21-19-00709).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Мелихов В.И., Мелихов О.И., Якуш С.Е.* Термическое взаимодействие высокотемпературных расплавов с жидкостями // Теплофизика высоких температур, 2022. Т. 60. № 2. С. 280-318.
2. *Kolev N.I.* Multiphase flow dynamics. Vol. 1. Fundamentals. New York: Springer, 2015. 840 p.
3. *Sibamoto Y., Kukita Y., Nakamura, H.* Visualization and Measurement of Subcooled Water Jet Injection into High-Temperature Melt by Using High-Frame-Rate Neutron Radiography // Nucl. Technol. 2002. V.139. P. 205–220.
4. *Iskhakov A.S., Melikhov V.I., Melikhov O.I.* Hugoniot analysis of energetic molten lead-water interaction // Annals of Nuclear Energy, 2019, vol.129, pp.437-449.
5. *Мелихов, В. И., О. И. Мелихов, Салех Б.* Исследование волны термической детонации в смеси капель воды с расплавленным свинцом // Прикладная математика и механика. – 2023. - № 3. - С. 475-488.

Мелихов Владимир Игоревич, volodymyr.mel@yandex.ru

Мелихов Олег Игоревич, oleg.melikhov311@yandex.ru

Салех Башар Фаизович, basharsaleh10@gmail.com



ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА МАЛОГО ВЕРХНЕГО ЭЛЕКТРОДА НА ЭЛЕКТРОВИХРЕВЫЕ ТЕЧЕНИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ОБЪЕМЕ

Е.А.Михайлов^{1,2}, А.П.Степанова², И.О.Тепляков³, А.С.Тихонова²*

¹Физический институт имени П.Н.Лебедева Российской академии наук, Москва

²Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Москва

³Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

e.mikhajlov@lebedev.ru

Электровихревые течения широко известны в магнитной гидродинамике и связаны с неравномерным распространением тока через хорошо проводящую сплошную среду.

Примерами подобных веществ могут служить расплавы металлов, водные растворы кислот, а также их солей. Данные токи могут взаимодействовать с создаваемыми ими самими магнитными полями. Кроме того, представляет интерес взаимодействие с внешними полями, которые могут быть созданы искусственно или связаны с земным магнетизмом. За счет этого будут возникать закрученные течения в объеме проводящей среды, которые имеют большое значение для приложений. Они могут сопутствовать производственным процессам в электрометаллургии, при эксплуатации больших аккумуляторных батарей и т.д.

Исследования электровихревых течений проводятся начиная с 1970-х годов. Существенный вклад как в теоретическое, так и в экспериментальное изучение подобных явлений был внесен специалистами латвийского Института физики [1]. Обширные исследования в настоящее время ведутся в ИМСС УрО РАН [2], ОИВТ РАН [3, 4], МГТУ имени Г.И.Носова [5], в странах дальнего зарубежья [6].

С точки зрения приложений большой интерес представляет течение в цилиндрическом объеме. Рассмотрим соответствующий сосуд (см. рис.), в котором дно является электродом, а боковые стенки изготовлены из диэлектрического материала. Его заполняет хорошо проводящая среда (жидкий металл или раствор соли), в которую опущен малый верхний электрод. От верхнего электрода к нижнему распространяется электрический ток.

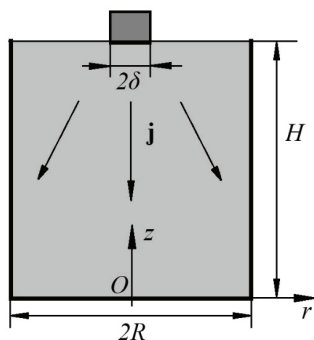


Рис. 1. Схема процесса.

Плотность тока падает по мере увеличения глубины. За счет этого возникает азимутальное магнитное поле, которое приводит к появлению полоидальных течений в жидкости. Они исследовались нами с помощью качественных теоретических оценок, методов математического моделирования, а также натурального эксперимента. С целью удобства использовались растворы сульфатов различных металлов. Опыт показал, что интенсивность подобных течений не слишком велика: скорость пропорциональна величине электрического тока I_1 , проходящего через поток.

Кроме этого, была рассмотрена задача, для которой накладывалось вертикальное магнитное поле. Оно создавалось соленоидом, окружающим сосуд, и приводило к возникновению азимутальных течений. Их скорость пропорциональна произведению $I_1 I_2$, и как правило больше полоидальной.

Большой интерес в обоих случаях имеет радиус электрода δ . Эта задача исследовалась с помощью методов численного моделирования. Были проанализированы

различные соотношения δ/R , составляющие величины порядка 10-1...-2. Показано, что по мере роста размера электрода скорость меняется лишь в его окрестностях, в то же самое время изменение скорости в глубине сосуда достаточно невелико.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бояревич В.В., Фрейберг Я.Ж., Шилова Е.И., Щербинин Э.В.* Электровихревые течения. Рига: Зинатне. 1985.
2. *Frick T., Mandrykin S., Eltishchev S., Kolesnichenko I.* Electro-vortex flows in a cylindrical cell under axial magnetic field // *J. Fluid Mech.* 2022. V. 949. A20.
3. *Жилин В.Г., Ивочкин Ю.П., Теляков И.О.* К вопросу о закрутке осесимметричных электровихревых течений // *Теплофизика высоких температур.* 2011. Т.49 (6). С. 927
4. *Михайлов Е. А., Теляков И. О.* Аналитическое решение задачи об электровихревом течении в полусфере с электродами конечного размера в стоковом приближении // *Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия.* — 2018. № 2. — С. 39.
5. *Ячиков И.М., Портнова И.В., Ларина Т.П.* Исследование на физической модели поведения токонесущей жидкости в ванне ДППТ под действием внешнего вертикального магнитного поля // *Известия вузов. Черная металлургия,* 2018. № 1. С.28.
6. *Liu K.* Numerical and experimental investigation of electro-vortex flow in a cylindrical container // *Magnetohydrodynamics.* 2020. V. 56 (1). P. 27.

Михайлов Евгений Александрович, e.mikhajlov@lebedev.ru
Степанова Анастасия Павловна, nastasya_stepanova@mail.ru
Теляков Игорь Олегович, igor.teplyakov@mail.ru
Тихонова Анастасия Сергеевна, anastasiatikhony@gmail.com



ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ТЕПЛООБМЕНА НА СТРУКТУРУ ТЕЧЕНИЯ ТЕРМОВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В КАВЕРНЕ

А.А. Мухутдинова
Институт механики им. Р.Р. Мавлютова УФИЦ РАН, Уфа
mukhutinova23@yandex.ru

Процессы теплообмена потока жидкости с внешней средой в значительной мере определяют особенности течения. При этом учёт зависимости вязкости и теплофизических констант от температуры вносит существенный вклад не только в количественные, но и качественные характеристики течения. В предположении экспоненциально убывающей зависимости вязкости от температуры [1] выполнено значительное количество гидродинамических исследований для решения различных проблем геофизики, экологии, металлургии и химической промышленности.

Моделирование течения жидкостей в каналах с каверной актуально для решения инженерных задач, например, связанных с транспортировкой нефти, полимерных жидкостей. Наличие каверн может приводить к возникновению гидродинамических эффектов, приводящих к сложным режимам течения [2].

В настоящей работе выполнено исследование течения жидкости с экспоненциальной зависимостью вязкости от температуры при различных значениях параметров теплообмена в кольцевом горизонтальном канале с каверной.

Математическая модель поставленной задачи состоит из модифицированных уравнений Навье-Стокса с учётом переменной вязкости, уравнений неразрывности и сохранения энергии, записанных в цилиндрической системе координат при наличии осевой симметрии [3] в безразмерном виде, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{v_r}{r} = 0,$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\mu(T) \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu(T) \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) + \frac{\mu(T)}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{\mu(T)}{r^2} v_r \right),$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\mu(T) \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu(T) \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{\mu(T)}{r} \frac{\partial v_z}{\partial r} \right),$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v_r \frac{\partial T}{\partial r} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{\text{Pe}} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right),$$

где v_r и v_z – радиальная и осевая компоненты вектора скорости, p – давление, T – температура, Re и Pe – безразмерные числа Рейнольдса и Пекле.

Входящая в уравнения Навье – Стокса функция $\mu = \mu(T)$ представляет собой температурную зависимость вязкости жидкости. В настоящей работе рассмотрены монотонная зависимость вязкости от температуры следующего вида:

$$\mu(T) = \exp[-BT],$$

где $B > 0$ – параметр описывающий характер изменения вязкости.

Уравнения математической модели реализованы с помощью компьютерного кода на основе метода контрольного объема с использованием алгоритма SIMPLE.

Численно исследуется влияние реологических параметров жидкости, условий теплообмена и геометрических параметров каверны на характеристики потока.

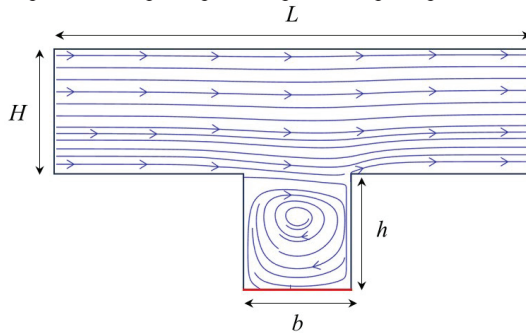


Рис. 1. Линии тока жидкости при течении в канале с каверной

Для демонстрации влияния различных условий теплообмена на характер течения, на дне каверны была расположена пластина, на которой задавалась температура, отличавшаяся от температуры окружающей среды. На рис. 1 показаны схема канала и линии тока жидкости при течении в канале с каверной. Структура течения будет существенно зависеть от теплового режима на пластине, находящейся на дне каверны. Если температура пластины равна температуре, поступающей в канал жидкостей, мы получим картину течения, соответствующую экспериментальным [4] при $b = h$. В случае, если пластина охлаждается, то зона циркуляции в потоке будет находиться в верхней

части каверны. Нагрев пластины приведет к более масштабной зоне циркуляции с появлением угловых вихрей.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при поддержке средствами госбюджета по госзаданию 124030400064-2 (FMRS-2024-0001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Виноградов Г.В., Малкин А.Я.* Реология полимеров. М.: Химия, 1977. 438 с.
2. *Фомин А. А., Фомина Л. Н.* Численное решение задачи течения несжимаемой жидкости в плоском канале с обратным уступом при больших числах Рейнольдса // Вычислительная механика сплошных сред. 2017. Т. 10. №. 3. С. 260-275.
3. *Kireev V.N., Mukhutdinova A.A., Urmancheev S.F.* Towards heat transfer critical conditions for flow of fluids with a nonmonotonic dependence of viscosity on the temperature in annular channel // Fluid Dynamics, 2023, Vol. 58, No. 7, pp. 1310-1317.
4. *Ван-Дайк М.* Альбом течений жидкости и газа. М.: Мир, 1986. 184 с.

Мухутдинова Айгуль Айратовна, mukhutdinova23@ya.ru



ВЛИЯНИЕ КОЛИЧЕСТВА СТРУКТУР В ПЛОСКОМ МИКРОКАНАЛЕ НА ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

А.Д. Низамова

*Уфимский университет науки и технологий, Уфа
adeshka@yandex.ru*

В современных теплообменных приложениях все большее значение приобретают микромасштабные охлаждающие устройства, такие как микроканальные теплообменники. Эти устройства обеспечивают высокие коэффициенты теплопередачи при течении жидкостей в относительно небольших объемах. Микроканальные теплообменники используются для эффективного теплоотведения и поддержания стабильной температуры в микроэлектромеханических системах, интегрированных электрических цепях, лазернодиодных массивах, высокоэнергетических отражателях и других микроустройствах, подверженных кратковременным высоким тепловым нагрузкам. Они также находят применение в охлаждении электроники, управлении температурными режимами в аэрокосмической индустрии, биологических и химических исследованиях и других областях [1].

В работе [2] представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований интенсификации тепло- и массообмена на макро-, микро- и наномасштабах в одно- и двухфазных средах, колебаний поверхности раздела фаз, сепарации гетерогенных систем. Исследование гидравлического сопротивления и критической тепловой нагрузки при кипении фреона в мини- и микроканале проведено в работе [3].

В настоящей работе рассмотрено течение несжимаемой жидкости в плоском микроканале под действием перепада давления (рис. 1) с учетом зависимости вязкости жидкости от температуры. Стенки и квадратные области внутри канала поддерживаются

при постоянной температуре 90°C . Ширина канала – 5 мм, длина – 0.1 мм, размер стороны квадратных областей от 50 до 100 мк. В качестве рабочей жидкости рассмотрена вода с известными теплофизическими свойствами [4].

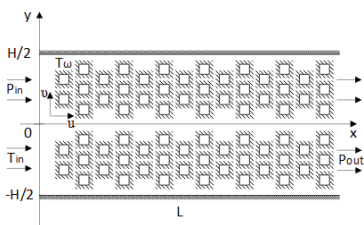


Рис. 1. Схема микроканала с квадратными структурами

Математическая модель процесса состоит из уравнений Навье–Стокса, неразрывности и сохранения энергии. Для численного решения поставленной задачи использован программный код на основе методов контрольного объема и SIMPLE, модифицированный для случая плоского микроканала с квадратными структурами единого размера внутри него [5]. Тест программного кода проводился для случая плоского канала в отсутствии препятствий внутри канала, как в изотермическом варианте, так и при нагревании жидкости в канале.

Показано влияние количества квадратных структур на гидравлическое сопротивление и теплообмен в плоском микроканале.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-19-00697, <https://rscf.ru/project/24-19-00697/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Фадеев С. И., Косцов Э. Г., Пиманов Д. О.* Численное исследование математических моделей микроэлектромеханических резонаторов разного типа // Сиб. журн. индустр. математики. 2014. Т. 14, №4. С. 120–135.
2. *Дзюбенко Б.В., Кузма-Кичта Ю.А., Леонтьев А.И., Федик И.И., Холпанов Л.П.* Интенсификация тепло- и массообмена на макро-, микро- и наномасштабах // ФГУП «ЦНИИАТОМИНФОРМ». 2008.
3. *Bowers M., Mudawar I.* High flux boiling in low flow rate, low pressure drop mini-channel and micro-channel heat sinks. Int.J.Heat Mass Transfer. 1994. Vol. 37. N2. Pp. 321-332.
4. Теплофизические свойства воды // URL: <http://thermalinfo.ru/svoystva-zhidkosti/voda-i-rastvory/teploprovodnost-i-plotnost-vody-teplofizicheskie-svoystva-vody-h2o> (дата обращения: 23.07.2024)
5. *Kireev V.N., Nizamova A.D., Urmancheev S.F.* The hydraulic resistance of thermoviscous liquid flow in a plane channel with a variable cross-section // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. № 1158. 2019. 032014. DOI:10.1088/1742-6596/1158/3/032014

Низамова Аделина Димовна, adeshka@yandex.ru



ОСОБЕННОСТИ ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕТНОГО ПЕРЕХОДА ПРИ ТЕЧЕНИИ ТЕРМОВЯЗКИХ ЖИДКОСТЕЙ В КОЛЬЦЕВОМ КАНАЛЕ

А.Д. Низамова^{1}, А.А. Мухутдинова¹, В.Н. Киреев², С.Ф. Урманчиев¹*

¹Институт механики им. Р.Р. Мавлютова УФИЦ РАН, Уфа

²Уфимский университет науки и технологий, Уфа

adeshka@yandex.ru

Условия перехода ламинарного течения жидкости в турбулентный представляют значительный интерес при исследовании многих задач механики жидкости и газа. Несмотря на многолетнюю историю изучения данного вопроса, некоторые задачи, имеющие практическое значение, остаются нерешёнными. К ним относится, в частности, задача о влиянии зависимости свойств жидкости от температуры на устойчивость её ламинарного течения в канале с некоторым заданным теплообменом. Подобные условия возникают, в частности, в теплообменниках систем охлаждения, которые используют рабочие жидкости с большим температурным градиентом в функции вязкости. Учёт зависимости вязкости от температуры жидкости требуется, также, при расчётах химических реакторов смешения в которых должен обеспечиваться турбулентный режим течения реагентов. В большинстве задач, связанных с моделированием и расчётом технологических процессов, используется условие перехода ламинарного режима в турбулентный, которое определяется критическим числом Рейнольдса. Критерий был установлен Рейнольдсом (Osborne Reynolds, 1883) при исследовании течения воды в стеклянной трубке. Возникновение неустойчивости регистрировалось визуально, путём наблюдения за поведением подкрашенной струйки [1]. Численное значение критерия с течением времени многократно менялось, пока не стало общепринятым значение в пределах 2000 – 2200. Позднее, Orr (William McFadden Orr, 1907) и Зоммерфельд (Arnold Johannes Wilhelm Sommerfeld, 1908) исходя из условия возрастания возмущений в уравнениях Навье-Стокса, описывающих течение вязкой жидкости, создали линейную теорию гидродинамической устойчивости, из которой следовало значение критического числа Рейнольдса, равное 5772 [2,3]. Авторы классической теории исходили из идеализированных условий как в эксперименте, так и при постановке теоретических исследований. Естественно, вязкость принималась величиной постоянной. Во-первых, это справедливо только для простых, так называемых, ньютоновских жидкостей. Во-вторых, вязкость зависит от температуры жидкости. При этом, если температура в рассматриваемом объёме везде постоянная, то критическое число Рейнольдса остаётся неизменным и соответствующим коэффициенту динамической вязкости. С другой стороны, наличие градиента температурного поля, что неизбежно при течении жидкостей в теплообменниках, может привести к значительному изменению критического числа Рейнольдса.

Задача гидродинамической устойчивости течения термовязкой жидкости в плоском и кольцевом каналах с неоднородным температурным полем, обусловленным заданными граничными условиями на стенках, сводится к обобщённому уравнению Орра–Зоммерфельда [3–7].

Построенные зависимости критического числа Рейнольдса от параметра термовязкости α при различных значениях относительной ширины зазора ξ (рис. 1) дают чёткое представление для выбора оптимальных соотношений между свойствами жидкости и геометрией канала при проектировании теплообменных устройств.

Для изучения и визуализации ламинарно-турбулентного перехода при течении термовязких жидкостей в кольцевом канале создана экспериментальная установка. Основным элементом экспериментальной установки является кольцевой канал, образованный двумя соосными цилиндрическими трубами различных диаметров, расположенными горизонтально. Для минимизации влияния конвективных потоков полая игла, через которую подавалась подкрашенная жидкость, располагалась в нижней части кольцевого канала [8].

Созданная экспериментальная установка позволила провести экспериментальные исследования режимов течения раствора пропиленгликоля в кольцевом канале. При достаточно малых расходах жидкости при значениях числа Рейнольдса равного $Re = 1000$, поток имеет ярко выраженный ламинарный режим течения. Однако, при этом, течение, образуемое при обтекании нагретой цилиндрической поверхности, способствует искривлению формы струи, которая, в итоге устремляется вверх.

Увеличение расхода до значений числа Рейнольдса $Re = 1800$, уже приводит к турбулентному режиму течения, который близок к общепринятому значению критического числа Рейнольдса $Re_{кр} = 2000$. Дальнейшее увеличение расхода до $Re = 2300$ приводит к более развитой картине турбулентного течения. Следует отметить, также, что увеличение расхода способствует уменьшению степени искривления оси струи.

Проведение экспериментов с прямым срезом продемонстрировали, в принципе, аналогичную картину течений. Небольшое отличие состояло лишь в том, что форма струи искривлялась значительно меньше. Визуализации картины течения раствора пропиленгликоля с помощью подкрашенного раствора того же вещества проводилась при различных значениях числа Рейнольдса, соответственно равных 1500 и 1600. В изотермическом случае при обоих значениях Re наблюдается картина ламинарного течения, а задание градиента температур приводит к турбулизации потока. Таким образом, экспериментально удалось показать, что критическое число Рейнольдса зависит от распределения вязкости по сечению канала, связанного с разностью температур на стенках канала. Результаты носят качественный характер. В заключении, приведены фотографические изображения эволюции вихревых структур подкрашенной струи раствора пропиленгликоля в потоке того же состава (рис.2).

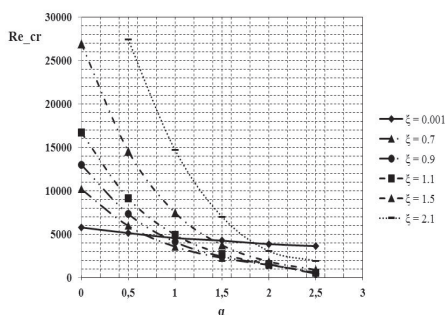


Рис. 1. Зависимость критического числа Рейнольдса от параметра термовязкости

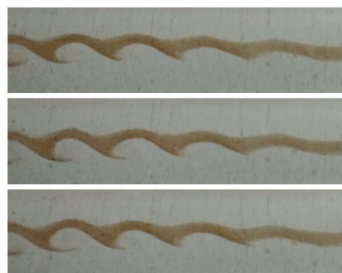


Рис. 2. Эволюция вихревых структур струи подкрашенного 45%-го раствора пропиленгликоля в потоке 45%-го пропиленгликоля вдали от иглы при $Re = 1800$, $dT = 0^\circ C$

Стоит отметить, что эксперименты качественно подтвердили влияние неоднородного распределения вязкости на уменьшение критического числа Рейнольдса.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при поддержке средствами госбюджета по госзаданию 124030400064-2 (FMRS-2024-0001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Reynolds O.* An Experimental Investigation of the Circumstances Which Determine Whether the Motion of Water Shall Be Direct or Sinuous, and of the Law of Resistance in Parallel Channels // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London.* 1883. Vol. 174. Pp. 935-982.
2. *Orr W.M'F.* The stability or instability of the steady motions of a liquid. Part I. *Proceedings of the Royal Irish Academy.* 1907. A 27. Pp. 9-68, 69-138.
3. *Sommerfeld A.* Ein Beitrag zur hydrodynamische Erklärung der turbulenten Flüssigkeitsbewegungen // *Proceedings of the 4th International Congress of Mathematicians III.* Rome. 1908. Pp. 116-124.
4. *Drazin P.G.* Introduction to Hydrodynamic Stability. Cambridge University Press. 2002. 278 p.
5. *Orszag S.A.* Accurate solution of the Orr–Sommerfeld equation // *Journal of Fluid Mechanics.* 1971. Vol. 50. Issue 4. P. 689–703
6. *Potter M.C., Graber E.* Stability of plane Poiseuille flow with heat transfer // *Physics of Fluids.* 1972. Vol. 15. Issue 3. P. 387–391
7. *Kireev V.N., Nizamova A.D., Urmancheev S.F.* Some Features of Hydrodynamic Instability of a Plane Channel Flow of a Thermoviscous Fluid // *Fluid Dynamics.* 2019. Vol. 54. Issue 7. P. 978–982. DOI: 10.1134/S0015462819070073
8. *Nizamova A.D., Murtazina R.D., Kireev V.N., Urmancheev S.F.* Features of Laminar-Turbulent Transition for the Coolant Flow in a Plane Heat-Exchanger Channel // *Lobachevskii Journal of Mathematics.* 2021. Vol. 42. Issue 9. P. 2211–2215. DOI: 10.1134/S1995080221090249
9. *Nizamova A.D., Kireev V.N., Urmancheev S.F.* Influence of Temperature Dependence of Viscosity on the Stability // *Lobachevskii Journal of Mathematics,* 2023, Vol. 44, No. 5, pp. 1778–1784. DOI: 10.1134/S1995080223050463
10. *Nizamova A.D., Kireev V.N., Urmancheev S.F.* The influence of the annular gap thickness on the critical Reynolds number during the flow of thermoviscous liquids // *Lobachevskii Journal of Mathematics,* 2024, Vol. 45, No. 5, P. 2119–2127 DOI: 10.1134/S1995080224602315
11. Мухутдинова А.А., Низамова А.Д., Киреев В.Н., Урманчиев С.Ф. Экспериментальная установка для исследования устойчивости течения жидкости // *Многофазные системы.* 2024. Т. 19, № 1. С. 35–39. DOI: [10.21662/mfs2024.1.005](https://doi.org/10.21662/mfs2024.1.005)

Мухутдинова Айгуль Айратовна mukhutdinova23@ya.ru

Низамова Аделина Димовна adeshka@yandex.ru

Киреев Виктор Николаевич kireevvn@uust.ru

Урманчиев Саид Федорович said52@mail.ru



ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВОДЯНОЙ ПЛЕНКИ НА ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПОГРУЖЕННОГО ДЫРЧАТОГО ЛИСТА

А.С. Никулин, В.И. Мелихов*

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

iskander0215@gmail.com

В основе сепарационной схемы, применяемой в горизонтальных ПГ, лежит гравитационная сепарация, согласно которой при относительно небольших паровых нагрузках на зеркале испарения и достаточно большой высоте парового объема значительное количество капель воды благодаря действию силы тяжести успевают вернуться в водяной объем. Из-за неравномерности тепловыделения в объеме горизонтального ПГ на зеркале испарения вблизи входного (горячего) коллектора возникают локальные зоны с повышенной паровой нагрузкой, что приводит к ухудшению процесса сепарации. Для выравнивания паровой нагрузки используется погруженный дырчатый лист (ПДЛ), который устанавливается на выходе пара из пакетов теплообменных труб. ПДЛ представляет собой устройство с высоким гидравлическим сопротивлением, которое способствует образованию горизонтальных перетоков пара под дырчатым листом из зон с большой паровой нагрузкой в зоны с малой паровой нагрузкой и тем самым происходит выравнивание паровой нагрузки на зеркале испарения, которое находится над ПДЛ.

Таким образом, важным параметром ПДЛ, который необходим для расчета оптимальной степени перфорации (живого сечения) дырчатого листа, является коэффициент гидравлического сопротивления ПДЛ. В настоящее время для определения коэффициента гидравлического сопротивления дырчатого листа разработаны несколько методик [1-3], также проводились экспериментальные исследования гидравлического сопротивления ПДЛ [4, 5]. На стенде ПГВ, представляющим собой модель верхней части горизонтального ПГ, были выполнены эксперименты по исследованию выравнивающей способности ПДЛ с равномерной и переменной степенями перфорации [6]. В частности, были получены новые экспериментальные данные по значениям гидравлического сопротивления ПДЛ, анализ которых показал, что наличие влаги в потоке пара при определенных условиях приводит к снижению коэффициента гидравлического сопротивления [7]. В качестве причины подобного снижения была выдвинута гипотеза о том что капли воды сглаживают острые входные кромки отверстий ПДЛ, анализ модельных задач с помощью CFD кода [8] подтвердил правдоподобность данного предположения.

В данной работе приведены результаты численного моделирования течения пароводяного потока через одну периодическую ячейку ПДЛ кодом OpenFOAM [9], проведенных с целью исследования влияния водяной пленки на гидравлическое сопротивление ПДЛ. Для моделирования эволюции двухфазной среды использовался метод VOF, позволяющий отслеживать движение межфазной границы. Рассматривалась одна ячейка ПДЛ, имеющая следующие размеры: ширина 50 мм, длина 46,6 мм, толщиной листа 6мм и отверстием 13 мм. Приведенные размеры соответствуют степени перфорации ПДЛ 5,7%. Пар с заданным расходом, соответствующим скорости 0,273 м/с, подавался на нижней границе расчетной области, верхняя граница является открытой, на которой задается постоянное давление. Проникновение воды в отверстие ПДЛ моделировалось упрощенно, не рассматривался процесс движения капель воды вместе с втекающим через нижнюю границу потоком пара, их последующее осаждение на нижней

поверхности листа и течение через отверстие. Вместо этого предполагалось, что на нижней поверхности листа выделялась вода с постоянным расходом, которая затем двигалась под воздействием потока пара к отверстию. Такой подход позволил существенно сократить время расчетов и сохранить физику рассматриваемого процесса. Принималось, что вода и пар находились на линии насыщения при давлении 7 МПа, тем самым процессы теплообмена не рассматривались. При этом плотности воды и пара имели значения 739.7 кг/м^3 и $36,5 \text{ кг/м}^3$, соответственно. Указанные геометрические и теплофизические параметры соответствуют условиям экспериментов на стенде ПГВ [6].

Расход воды подбирался таким образом, чтобы за характерное время исследуемого процесса, когда на диафрагме устанавливался перепад давления, на нижней поверхности диафрагмы сформировался тонкий слой жидкости. В расчете расход составил $0,0648 \text{ г/с}$, что соответствует влажности двухфазного потока, представляющей собой отношение расхода воды к общему расходу, $0,28\%$.

Результаты моделирования показали, что наличие водяной пленки на нижнем грани ПДЛ снижает перепад давления за счет сглаживания острых краев на входе в отверстие, в следствии этого течение пара сквозь отверстие становится более плавным. Перепад давления на отверстии ПДЛ при тчении однофазного пара составил 883 Па , а перепад давления для течения пара при наличии водяной пленки – 832 Па . Таким образом наличие водяной пленки уменьшает перепад давления примерно на 6% . Как видно из рис. 1 при наличии водяной пленки завихрения в отверстии ячейки ПДЛ становятся меньше, однако следует отметить, они не исчезают полностью.

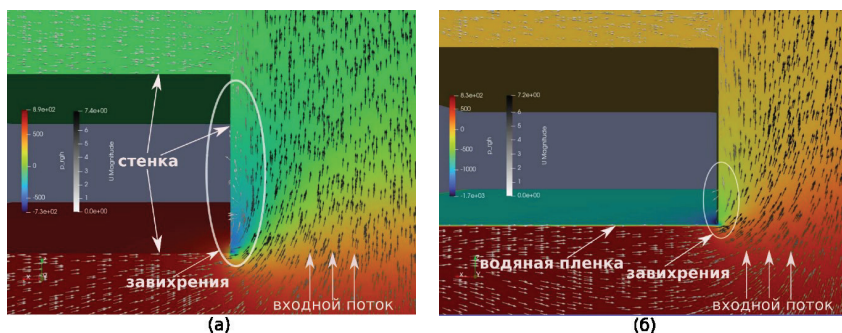


Рис. 1. Поле векторов и поле давления а) без водяной пленки, б) с водяной пленкой

В работе было исследовано влияние жидкой пленки на течение пара сквозь отверстие и возникающий при этом перепад давления. Показано, что водяная пленка снижает перепад давления на ПДЛ примерно на 6% по сравнению с течением однофазного пара за счет сглаживания острых краев на входе в отверстие, благодаря этому течение пара сквозь отверстие становится более плавным.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-00793, <https://rscf.ru/project/22-19-00793/>.

Расчеты проводились на вычислительных ресурсах Межведомственного суперкомпьютерного центра Российской академии наук, <https://www.jssc.ru/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Идельчик И.Е.* Учет влияния вязкости на гидравлическое сопротивление диафрагм и решеток. (1960) С.75-80.
2. Методические указания. Тепловой и гидравлический расчет теплообменного оборудования АЭС. РД 24.035.05-89. – Ленинград: Министерство тяжелого, энергетического и транспортного строения СССР. 1991. – 211 с.
3. *Идельчик И.Е.* Справочник по гидравлическим сопротивлениям. Изд. «Машиностроение» 1992 год, 672 с.
4. *Рябов Г.А., Карасев В.Б., Козлов Ю.В.* Экспериментальное исследование гидравлического сопротивления дырчатых листов на пароводяной смеси // Теплоэнергетика, №6, 1984, с. 68-70.
5. *Рябов Г.А., Козлов Ю.В.* Экспериментальное исследование гидродинамики погруженных дырчатых листов // Теплоэнергетика, 1984, №8, с.62–65.
6. Влияние неравномерной перфорации погруженного дырчатого листа на выравнивание паровой нагрузки на зеркале испарения парогенератора ВВЭР / В.Н. Блинков, И.В. Елкин, Д.А. Емельянов, В.И. Мелихов, О.И. Мелихов, А.А. Неровнов, С.М. Никонов, Ю.В. Парфенов // Теплоэнергетика. 2016. №1. С. 54–58.
7. Влияние объемного паросодержания на гидравлическое сопротивление погруженного дырчатого листа / В.Н. Блинков, И.В. Елкин, Д.А. Емельянов, В.И. Мелихов, О.И. Мелихов, А.А. Неровнов, С.М. Никонов, Ю.В. Парфенов // Теплоэнергетика. 2015. №7. С. 24–29.
8. *Мелихов В.И., Мелихов О.И., Неровнов А.А., Никонов С.М.* Исследование закономерностей течения пароводяной смеси через отверстия погруженного дырчатого листа при высоких паросодержаниях // Теплоэнергетика. – 2018. – №1. – С. 54–60.
9. Официальный сайт OpenFOAM: <https://www.openfoam.org/> (дата обращения 06.08.2024).

Никулин Александр Сергеевич, iskander0215@gmail.com
Мелихов Владимир Игоревич, volodymyr.mel@yandex.ru



ПАДЕНИЕ КАПЕЛЬ В ЖИДКОСТЬ И КВАДРАТИЧНЫЙ ИНВАРИАНТ ТЕНЗОРА СКОРОСТЕЙ ДЕФОРМАЦИЙ

В.М.Овсянников

Российский университет транспорта «МИИТ», Москва

Академия водного транспорта, Москва

OvsyannikovVM@yandex.ru

В газовой динамике обнаружены эффекты образования волн в местах возвратных течений. Это аэроакустический эффект Гартмана [1], возникающий в возвратном течении при втекании воздуха в трубку с закрытым торцевым концом, открытый в 1916-1919 годы. При втекании воздуха в такую полость возникают звуковые периодические колебания. Еще более легким для фиксации является аэротермоакустический эффект Шпренгера 1954 г. [2], в котором периодические колебания в полости от втекающего воздуха становятся столь интенсивными, что вызывают заметный нагрев воздуха и

обтекаемой конструкции. В 1971 г. в полости на деревянной модели Елисеев Ю.Б. и Черкез А.Я. [3] зафиксировали на столько большой нагрев, что внутренняя поверхность полости получила почернение, как начальную стадию обугливания. Для расчета волнообразования нами был использован квадратичный инвариант тензора скоростей деформаций, который обычно исключается из уравнения неразрывности, и конвективные члены уравнения движения. В данном материале предлагается ту же модель применить для оценки волнообразования в процессе погружения капель жидкости в глубинную воду.

Экспериментальное изучение образования в этом процессе различных структурных компонент нарастает с годами в большом темпе [4]. Это связано с одной стороны с возросшими потребностями современных технологий, а с другой стороны успехами развития скоростной фотосъемки и видеосъемки. Схожесть законов движения газов и жидкостей позволяет прояснить некоторые особенности движения газов экспериментами на жидкости, как более пригодной среды для наблюдений. Скоростная киносъемка фиксирует на поверхностях тонких структур волны. Использование гидрофонов позволяет произвести запись фонограмм. Комплексный подход к изучению возникновению волн позволит полнее понять эту проблему.

Погружение капель в глубокую воду приводит, как и течение в полости, к возникновению элементов возвратных течений. Ограничимся анализом этой модельной задачи.

Л.И.Седов в первом томе учебника «Механика сплошной среды» [5] в § 5 Теория деформаций (с. 75 по изданию 1973 г.) написал об ограничениях, принятых в дисциплинах, относящихся к сплошной среде: в теории упругости, в гидродинамике и в электродинамике. В существующих курсах этих дисциплин принято в уравнении неразрывности этих сред откидывать слагаемые с квадратичным и кубичным инвариантами тензора деформаций или тензора скоростей деформаций. В гидродинамическом уравнении неразрывности, как вычислил Эйлер в 1752 г. [6] - [9], члены квадратичного инварианта I_2 оказываются домноженными на малое приращение времени $t - t_0$. При выводе волнового уравнения методом акустической аналогии Лайтхилла после взятия производной по времени они становятся сопоставимыми по порядку величины с членами волнового оператора Даламбера. Квадратичный инвариант тензора скоростей деформаций I_2 на законных основаниях оказывается в неоднородной части волнового уравнения второго порядка по времени и генерирует волны.

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = -\rho_0 I_2$$

$$I_2 = \frac{\partial(u, v)}{\partial(x, y)} + \frac{\partial(v, w)}{\partial(y, z)} + \frac{\partial(w, u)}{\partial(z, x)},$$

Здесь p - звуковое давление; u, v, w - компоненты скорости вдоль осей координат x, y, z ρ_0 - плотность; c_0 - скорость звука.

При выводе волнового уравнения в уравнении движения обычно не учитывают конвективные члены, полагая их малыми. Ландау и Лифшиц в параграфе 75 знаменитого курса Гидродинамика [10] показали, что эти члены тоже поступают в неоднородную часть волнового уравнения в виде удвоенной суммы якобианов второго порядка поля скорости. Выведенное Ландау и Лифшицем волновое уравнение в используемых нами обозначениях принимает вид

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = -2\rho_0 I_2$$

Существует пока не разъясненный вопрос: почему вклад в неоднородную часть волнового уравнения конвективных членов уравнения движения ровно в 2 раза превышает вклад квадратичного инварианта тензора скоростей деформаций в уравнение неразрывности. Ответ кроется в глубинной связи уравнения неразрывности и уравнения движения. Таким образом, оба источника волнообразования просто суммируются использованием коэффициента 3 в неоднородной части волнового уравнения.

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = -3\rho_0 I_2$$

В докладе [11] по возвратному течению внутри полости бралось поле скорости, построенное расчетом потенциального течения от струйки, затекающей в плоский малый острый угол в 36° . Для него квадратичный инвариант имеет вид [12], [13], [14]

$$I_2 = -400 \frac{r^6 U^2}{a^8} \quad \text{для } \alpha = 36^\circ$$

Здесь U - скорость набегающего потока на расстоянии $a = 1$ от вершины угла вдоль оси x , расположенной вдоль одной из плоскостей плоского угла, r - текущее расстояние рассматриваемой точки по радиусу от вершины плоского угла.

Решение волнового уравнения типа запаздывающих потенциалов [15] имеет вид

$$p(\mathbf{r}, t) = \frac{\rho_0}{4\pi} \int 3I_2 |_{t-R/c} \mathbf{R}^{-1} dW$$

где $\mathbf{R} = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|$, \mathbf{r} - радиус-вектор точки наблюдения, \mathbf{r}_1 - радиус-вектор бегущей точки в области интегрирования. Подинтегральное выражение берется в запаздывающий момент времени $t - R/c$. Через dW обозначен элемент объема, генерирующий волны.

Интенсивность волнового движения можно оценить по формуле [14], [16], [17]

$$I \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right] = \frac{p^2}{c_0 \rho_0} = \frac{\rho_0^2 I_2^2 W^2}{16\pi^2 c_0 r^2}$$

где W - объем, котором инвариант I_2 сохраняет большое значение. Все величины в правой части формулы надо подставить в системе СИ.

Падение капли в глубокую жидкость не является зеркальным отражением ее от неподвижной поверхности. Но какие – то мелкие структурные образования могут совершать возврат. В них можно попробовать использовать полученные формулы для оценки интенсивности волнообразования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бочарова О.В., Лебедев М.Г. Аэроакустический эффект Гартмана: сто лет исследований и текущее состояние вопроса // Инженерный журнал: наука и инновации, 2018. Вып. 9. <http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2018-9-1803>
2. Кузнецов В.И., Шандер А.Ю. Эффект Гартмана – Шпренгера и его применение на летательных аппаратах // Омский научный вестник. Серия: Авиационно-ракетное и энергетическое машиностроение, 2019. Т. 3. № 2. С.150-155.
3. Елисеев Ю.Б., Черкез А.Я. Об эффекте повышения температуры торможения при обтекании газом глубоких полостей // МЖГ, 1971. № 3. С. 8-18.
4. Ильных А.Ю. Регистрация коротких капиллярных волн в течениях импакта капли. Труды школы-семинара «Волны-2023». Гидродинамические волны и течения. С. 2-5.
5. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т.1. М.: Наука, 1973. 536 с.

6. *Euler L. Principia motus fluidorum. Pars prior // Novi commentarii Academiae Imperialis scientiarum Petropolitanae, 1761. Т. 6 (1756-1757). P. 271-311 - Opera omnia, ser. II. V. 13. P. 1-369.*
7. *Leonhardi Euleri. Commentationes Mechanicae ad theoriam corporum pertinentes. Volumen prius. Edidit Truesdell C.A.. Lausannae, 1954.*
8. *Эйлер Л. Принципы движения жидкостей. Перевод начальных разделов доклада 1752 г. в Берлинской АН. Пер. с латинского Ивановой Е.В. и Овсянникова В.М. - 4-е изд., доп. – М.: Спутник+, 2020. 203 с.*
9. *Euler, L. Principia motus fluidorum. 2008, (Translated by Pauls, L.W.)*
10. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука. 1986. – 736 с.*
11. *Овсянников В.М. Квадратичный инвариант тензора скоростей деформаций контролирует нераскрытые шасси самолета. Волны и вихри в сложных средах: 14-ая международная конференция – школа молодых ученых; 28 ноября – 01 декабря 2023 г., Москва: Сборник материалов школы. – М.:ООО «ИСПОпринт», 2023.- с. 214 – 217.*
12. *Погребецкий М.К. Расчет поля скорости в щелях конструкций ГЭС // Материалы XXXVIII Научно-практической конференции научно-педагогических работников и обучающихся с международным участием «Экологический императив развития транспортной науки в XXI веке». Москва: Альтаир-МГАВТ, 2017. С. 107-109.*
13. *Сухецкая В.С. Расчет поля скорости в узких каналах гидросооружений // Материалы XXXVIII Научно-практической конференции научно-педагогических работников и обучающихся с международным участием «Экологический императив развития транспортной науки в XXI веке». Москва: Альтаир – МГАВТ, 2017. С. 109-111*
14. *Овсянников В.М. Волнообразование и конечно-разностное уравнение неразрывности Леонарда Эйлера. М.: Издательство «Спутник+», 2017. 487 с.*
15. *Годунов С.К. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1971. 416 с.*
16. *Овсянников В.М. Уравнение неразрывности Эйлера с членами высокого порядка малости по времени течения // Итоги науки и техн. Сер. Современ. мат. и ее прил. Темат. обз., - 2020. - Т.182. - С. 95-100. <https://doi.org/10.36535/0233-6723-2020-182-95-100>*
17. *Ovsyannikov V.M. Euler continuity equation with high-order terms in time // Journal of Mathematical Sciences , November 2023. Volume 276. Issue 4.*

Овсянников Владислав Михайлович, OvsyannikovVM@yandex.ru



ЧЕТЫРЕ ВОЛНОВЫХ УРАВНЕНИЯ, СОДЕРЖАЩИХ ВЫСШИЕ ИНВАРИАНТЫ ТЕНЗОРА СКОРОСТЕЙ ДЕФОРМАЦИЙ И ТЕНЗОРА ДЕФОРМАЦИЙ

В.М.Овсянников

Российский университет транспорта «МИИТ», Москва

Академия водного транспорта, Москва

[*OvsyannikovVM@yandex.ru*](mailto:OvsyannikovVM@yandex.ru)

Уравнение неразрывности Эйлера [1], [2], [3], выведенное для несжимаемой жидкости, является основой для построения дисциплин механики сплошной среды. Оно основано на решении Даламбером задачи о причине ветров, изложенной в мемуаре «Размышления об общей причине ветров» 1747 г. На ее основании Эйлер дал вывод

дифференциального уравнения неразрывности, оторванного от конкретной задачи, пригодного для использования во многих разделах механики сплошной среды. Построения вывода основаны на геометрическом расчете условий сохранения объема контрольной фигуры, испытывающей 6 деформаций: три деформации сжатия-растяжения и три деформации сдвига вдоль координатных осей. Вполне понятно, что точное уравнение неразрывности должно включать не менее шести характеристик деформаций. Эйлер, ради простоты описания в только что формируемой гидродинамике исключил члены высокого порядка малости. Поэтому три слагаемых оператора дивергенции надо считать недостаточными для полного описания деформаций и решения задач с учетом тонких эффектов.

Л.И.Седов в пункте Коэффициент кубического расширения § 5 Теория деформаций первого тома курса Механики сплошной среды [4] указал, что три дисциплины: теория упругости, гидрогазодинамика и электродинамика используют в настоящее время усеченную форму уравнения неразрывности, учитывающую только первый, линейный инвариант (оператор дивергенции) тензора деформаций или тензора скоростей деформаций. Поэтому Л.И.Седов расценивает используемое уравнение неразрывности, как приближенное. Он отмечает это использованием знака приближенного равенства $\text{div } V \approx 0$.

Исследования, проведенные с учетом квадратичного, второго и кубического, третьего инвариантов показали, что содержащие их члены попадают в правую, источниковую часть соответствующих волновых уравнений и приводят к генерации волн давления, волн напряженности электрического и магнитного поля и волн деформаций.

Вопросы волнообразования удобно изучать параллельно во всех трех дисциплинах, так как прослеживается сходственность для них поведения решений волновых уравнений. Поэтому выпишем все четыре волновых уравнения.

Эйлер вывел уравнение неразрывности с учетом высших инвариантов для несжимаемой жидкости, в которой волны плотности или давления не могут возникать. Поэтому важным этапом была запись в 2006 г. его для сжимаемой среды [5].

Гидродинамическое волновое уравнение, выведенное с учетом вычисленных Эйлером квадратичным I_2 и кубичным I_3 инвариантами поля скорости в сжимаемой жидкости [6] имеет вид

$$\partial^2 p / \partial x^2 + \partial^2 p / \partial y^2 + \partial^2 p / \partial z^2 - c_0^{-2} \partial^2 p / \partial t^2 = \rho_0 I_2 + (t - t_0) \rho_0 2I_3$$

Здесь p - волновое давление, ρ_0 - термодинамическая плотность, c_0 - скорость распространения звука. Инварианты содержат якобианы второго и третьего порядков

$$I_2 = \begin{vmatrix} \partial u / \partial x & \partial u / \partial y \\ \partial v / \partial x & \partial v / \partial y \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} \partial v / \partial y & \partial v / \partial z \\ \partial w / \partial y & \partial w / \partial z \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} \partial w / \partial z & \partial w / \partial x \\ \partial u / \partial z & \partial u / \partial x \end{vmatrix}$$

$$I_3 = \begin{vmatrix} \partial u / \partial x & \partial u / \partial y & \partial u / \partial z \\ \partial v / \partial x & \partial v / \partial y & \partial v / \partial z \\ \partial w / \partial x & \partial w / \partial y & \partial w / \partial z \end{vmatrix}$$

Приведем представленное в работе [7] **волновое уравнение для напряженности магнитного поля** по оси x

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} - \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 H_x}{\partial t^2} = \frac{\partial J_y}{\partial z} - \frac{\partial J_z}{\partial y} - \frac{(t - t_0)}{\tau q} \{ \partial I_{H2} / \partial x \} - \left[\frac{(t - t_0)}{\tau q} \right]^2 \partial I_{H3} / \partial x$$

Здесь ε_0 и μ_0 - электрическая и магнитная постоянные; ε и μ - относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды; $q\tau$ - коэффициент, уравнивающий размерности слагаемых уравнения. Квадратичный и кубичный инварианты напряженности магнитного поля

$$I_{H2} = \frac{\partial(H_x, H_y)}{\partial(x, y)} + \frac{\partial(H_y, H_z)}{\partial(y, z)} + \frac{\partial(H_z, H_x)}{\partial(z, x)}, \quad I_{H3} = \frac{\partial(H_x, H_y, H_z)}{\partial(x, y, z)}$$

Аналогичный вид имеют волновые уравнения для остальных компонент напряженности магнитного поля.

В статье [8] получен такой вид **волнового уравнения для напряженности электрического поля** в направлении оси x в электрически нейтральной непроводящей среде

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = - \frac{t - t_0}{q\tau} \{ \partial I_{E2} / \partial x \} - \left(\frac{t - t_0}{q\tau} \right)^2 \partial I_{E3} / \partial x$$

Квадратичный и кубичный инварианты напряженности электрического поля

$$I_{E2} = \frac{\partial(E_x, E_y)}{\partial(x, y)} + \frac{\partial(E_y, E_z)}{\partial(y, z)} + \frac{\partial(E_z, E_x)}{\partial(z, x)}, \quad I_{E3} = \frac{\partial(E_x, E_y, E_z)}{\partial(x, y, z)}$$

Аналогичный вид имеют волновые уравнения для остальных компонент напряженности электрического поля.

Волновое уравнение или уравнение движения **теории упругости** (уравнение в перемещениях) будет иметь вид

$$\begin{aligned} G\nabla^2 u - \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= -X - (\lambda + G) \frac{\partial}{\partial x} [(1 + 2I_1 + 4I_2 + 8I_3)^{0.5} - 1] \\ G\nabla^2 v - \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= -Y - (\lambda + G) \frac{\partial}{\partial y} [(1 + 2I_1 + 4I_2 + 8I_3)^{0.5} - 1] \\ G\nabla^2 w - \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= -Z - (\lambda + G) \frac{\partial}{\partial z} [(1 + 2I_1 + 4I_2 + 8I_3)^{0.5} - 1] \end{aligned}$$

В нем u, v, w - означают перемещения вдоль осей координат x, y, z ; I_1, I_2, I_3 - инварианты тензора деформаций теории упругости

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \\ I_2 &= \frac{\partial(u, v)}{\partial(x, y)} + \frac{\partial(v, w)}{\partial(y, z)} + \frac{\partial(w, u)}{\partial(z, x)}, \quad I_3 = \frac{\partial(u, v, w)}{\partial(x, y, z)} \end{aligned}$$

X, Y, Z - массовые силы, действующие на единицу объема; λ - коэффициент Лямэ; G - модуль сдвига.

Обзор этих волновых уравнений представлен в докладе на IV Конференции математических центров России [9], по которому в материалах конференции имеется видео.

Форма представленных выше волновых уравнений показывает, что квадратичный и кубичный инварианты попадают в правую неоднородную источниковую часть волновых уравнений. Левые части содержат волновой оператор Даламбера. Поэтому надо считать, что высшие инварианты являются побудителями колебаний при движении среды. Это и автоколебания и звуковые колебания.

Однако, надо отметить, что в некоторых волновых уравнениях побудителями возникновения волн являются большие значения якобианов, входящих в высшие инварианты, а в некоторых - производные от якобианов по пространственным координатам x, y, z . Геометры рассматривают якобианы, как меру искажения пространства. А производная от якобиана по пространственным координатам определяет непостоянство меры искажения пространства. Получается, чем сложнее пространственное распределение стационарного поля скорости, перемещения, электрической или магнитной напряженности, тем интенсивнее возникнут волны по времени рассматриваемой величины.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Euler L. Principia motus fluidorum. Pars prior // Novi commentarii Academiae Imperialis scientiarum Petropolitanae, 1761. Т. 6 (1756-1757). P. 271-311 - Opera omnia, ser. II. V. 13. P. 1-369.*
2. *Leonhardi Euleri. Commentationes Mechanicae ad theoriam corporum pertinentes. Volumen prius. Edidit Truesdell C.A. Lausannae, 1954.*
3. *Эйлер Л. Принципы движения жидкостей. Перевод начальных разделов доклада 1752 г. в Берлинской АН. Пер. с латинского Ивановой Е.В. и Овсянникова В.М. - 4-е изд., доп. – М.: Спутник +, 2020. 203 с.*
4. *Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т.1. М.: Наука, 1973. 536 с.*
5. *Овсянников В.М. Введение в аксиоматическую механику жидкости, основанную на базисных экспериментах с жидкостью. // В сборнике «Проблемы аксиоматики в гидродинамике» № 15. 2006. С. 19-52.*
6. *Овсянников В.М. Уравнение неразрывности Эйлера с членами высокого порядка малости по времени течения // Итоги науки и техн. Сер. Современ. мат. и ее прил. Темат. обз., 2020. Т.182. СС. 95-100. DOI: <https://doi.org/10.36535/0233-6723-2020-182-95-100>*
7. *Овсянников В.М. Волны напряженности магнитного поля, генерируемые членами высокого порядка малости уравнения неразрывности Эйлера // Волны и вихри в сложных средах: 12-ая международная конференция – школа молодых ученых: 01 – 03 декабря 2021 г., Москва: Сборник материалов школы. – М.: ООО «ИСПОпринт» 2021. С. 175 - 177.*
8. *Овсянников В.М. Самовоспламенение лесов и электронных приборов. Транспорт России: проблемы и перспективы – 2023 // Материалы Международной научно-практической конференции. 14-15 ноября 2023 г.– СПб.: ИПТ РАН, 2023. Том 1. – 212-215 с.*
9. *Овсянников В.М. О докладе Эйлера 1752 г. «Principia motus fluidorum» // Сборник тезисов IV Конференции математических центров России, посвященной 300-летию СПбГУ и РАН 6-11 августа 2024 г. Санкт-Петербург.*

Овсянников Владислав Михайлович, OvsyannikovVM@yandex.ru



ЧИСЛЕННЫЕ И АНАЛИТИЧЕСКИЕ АСИМПТОТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА РЕГУЛЯРНЫХ И СИНГУЛЯРНЫХ КОМПОНЕНТОВ ПОЛЕЙ ФИЗИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ

А.А.Очиров

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
otchirov@mail.ru

ВВЕДЕНИЕ

Периодические течения в толще или вдоль поверхности жидкости вызывают интерес исследователей на протяжении многих столетий в связи с большим количеством академических, инженерных и практических приложений. Поверхностные волны попадают в поле зрения естествоиспытателей на протяжении многих столетий и изучаются как экспериментально, так и теоретически – аналитически, а с развитием электронно-вычислительных машин и активно численно. На сегодняшний день существует большое количество как проприетарного так и открытого программного обеспечения для проведения прямого численного моделирования потоков жидкостей. В качестве примеров можно привести такие программы как *Ansys Fluent*, *Basilisk*, *COMSOL Multiphysics*, *OpenFoam* и многие другие. Однако прямое численное моделирование при объемных вычислениях, возникающих при попытке разрешить тонкую структуру моделируемых течений, требует очень больших ресурсов временных и вычислительных. В настоящей работе обсуждаются аналитические асимптотические методы, которые упрощают вычисления применительно к поверхностным капиллярно-гравитационным периодическим течениям, вдоль свободной поверхности вязкой гетерогенной жидкости.

Математическая формулировка задачи базируется на фундаментальной системе гидродинамики [1, 2] с расширением пространства задачи в область комплексных чисел: компоненты волнового вектора принимаются комплексными величинами, мнимая часть которых определяет пространственное затухание периодического движения, а частота периодических возмущений полагается положительно определенной комплексной величиной. Такой подход позволяет получать полные решения задачи, содержащие крупномасштабные регулярные волновые и тонкоструктурные сингулярные лигаментные компоненты периодических течений [3, 4].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим задачу в двумерной постановке в декартовой системе координат, в которой ось Oz направлена вертикально вверх против направления действия сил тяжести \vec{g} , а ось Ox расположена вдоль равновесной поверхности полубесконечной неограниченной несжимаемой вязкой жидкости с кинематической вязкостью ν . В качестве дополнительного упрощения вместо уравнения состояния, связывающего плотность ρ с давлением и другими термодинамическими параметрами запишем начальное распределение стратификации, не указывая ее природу:

$$\rho(x, z, t) = \rho_{00} [r(z) + \tilde{\rho}(x, z, t)] = \rho_{00} [\exp(-z/\Lambda) + \tilde{\rho}(x, z, t)], \quad z_\Lambda = z/\Lambda \quad (1)$$

Здесь ρ_{00} – равновесное значение плотности на уровне $z=0$, $\tilde{\rho}$ – вариации плотности, связанные с распространением периодического течения, $\Lambda = |d \ln \rho / dz|^{-1}$ –

масштаб стратификации. В линеаризованном виде с учетом сделанных упрощений математическая формулировка задачи записывается следующим образом:

$$z < 0 : \begin{cases} \nu \rho_{00} \partial_z \Delta \Psi - \rho_{00} \partial_{zz} \Psi - \partial_x \tilde{P} = 0 \\ \nu \rho_{00} \partial_x \Delta \Psi - \rho_{00} \partial_{xx} \Psi + g \rho_{00} \tilde{\rho} - \partial_z \tilde{P} = 0 \\ \partial_t \tilde{\rho} = -\Lambda^{-1} \exp(-z_\Lambda) \partial_x \Psi \end{cases} \quad (2)$$

$$z = 0 : \begin{cases} \partial_{zz} \Psi - \partial_{xx} \Psi = 0 \\ \tilde{P} + \sigma \partial_{xx} \zeta + 2\nu \rho \partial_{zx} \Psi = 0 \\ \partial_t \zeta + \partial_x \Psi = 0 \end{cases}$$

Здесь Ψ – функция тока, введенная в математическое описание из условия несжимаемости жидкости, σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости, а \tilde{P} , $\tilde{\rho}$ – вариации давления, связанные с распространением периодического возмущения вдоль свободной поверхности ζ .

АСИМПТОТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ

С учетом затухания движения с глубиной решение задачи (2) находятся в виде гармонических функций вида $f \propto A \exp(k_z z) \exp(ik_x x - i\omega t)$. При подстановке вида решений в задачу (2) из условия совместности получим дисперсионные соотношения, связывающие компоненты волнового вектора с частотой периодического движения и другими параметрами задачи. Для удобства использования аналитических асимптотических методов решения [5] проведем обезразмеривание задачи на собственные масштабы. В качестве временного параметра обезразмеривания выбирается обратная частота плавучести $\tau_N = N^{-1}$, а в качестве пространственного параметра обезразмеривания – вязкий волновой масштаб $\delta_N^{gv} = \sqrt[3]{g\nu}/N$. При таком выборе параметров обезразмеривания естественным образом в виде отношения собственных масштабов задачи возникает малый параметр $\varepsilon = \delta_g^v / \delta_N^{gv} = N\nu^{1/3}/g^{2/3}$, а дисперсионное соотношение записывается в виде:

$$i\varepsilon (k_{*x}^2 - k_{*z}^2)^2 \omega_* + (k_{*x}^2 - k_{*z}^2) \omega_*^2 - k_{*x}^2 \exp(-z_\Lambda) = 0 \quad (3)$$

Здесь индексом «*» обозначаются соответствующие безразмерные величины. Координата z естественным образом выделяется, поскольку вдоль нее наблюдается стратификация, поэтому решение уравнения (3) ищется в виде $k_{*z} = k_{*z}(k_{*x}, \omega_*)$:

$$k_{*z} = \pm \sqrt{k_{*x}^2 - \frac{i\omega_*}{2\varepsilon} + \frac{i\sqrt{4i\varepsilon k_{*x}^2 \exp(-z_\Lambda) + \omega_*^3}}{2\varepsilon \sqrt{\omega_*}}}, k_{*l} = \pm \sqrt{k_{*x}^2 - \frac{i\omega_*}{2\varepsilon} - \frac{i\sqrt{4i\varepsilon k_{*x}^2 \exp(-z_\Lambda) + \omega_*^3}}{2\varepsilon \sqrt{\omega_*}}} \quad (4)$$

Здесь введено переобозначение для части корней k_{*l} . Физический смысл решений (4) становится понятен, если решить уравнение (3) не точно, а с использованием теории сингулярных разложений. В этом случае становится видно, что решения k_{*z} соответствуют регулярным решениям (3), а решения k_{*l} – сингулярным. Анализ

показывает, что регулярным корням соответствуют крупномасштабные волновые компоненты течения, а сингулярным – тонкоструктурные лигаментные.

Выполняя подстановку решений (4) в граничные условия получим уравнение, позволяющее определить дисперсионные характеристики. В безразмерном виде соотношение выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} & k_*^2 \left(\delta^2 \varepsilon k_{*x}^4 + i \varepsilon \omega_* k_{*z} (k_{*z}^2 - 3k_{*x}^2) + k_{*x}^2 - \varepsilon k_{*z} \omega_*^2 \right) - \\ & - k_*^2 \left(\delta^2 \varepsilon k_{*x}^4 + i \varepsilon \omega_* k_{*l} (k_{*l}^2 - 3k_{*x}^2) + k_{*x}^2 - \varepsilon k_{*l} \omega_*^2 \right) = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $k_*^2 = k_{*x}^2 + k_{*z}^2$, а $\delta = \delta_{\rho g}^{\sigma} / \delta_N^{\nu} = \sqrt{N \sigma / \rho_{00} \nu g}$ – безразмерный параметр, характеризующий отношение капиллярной постоянной к микромасштабу Стокса. Уравнение (5) может быть решено численно с использованием численных методов и алгоритмов счета, а можно прибегнуть к асимптотическому решению и получить приближенные значения. В размерном виде приближенное решение записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} & k_z \pm \sqrt{k_x^2 - \frac{i\omega}{2\nu} - \frac{(1-i)\sqrt{4k_x^2 \nu \omega N^2 \exp(-z_{\Lambda}) - i\omega^4}}{2\sqrt{2}\nu\omega}} \\ & k_l \pm \sqrt{k_x^2 - \frac{i\omega}{2\nu} + \frac{(1-i)\sqrt{4k_x^2 \nu \omega N^2 \exp(-z_{\Lambda}) - i\omega^4}}{2\sqrt{2}\nu\omega}} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & k_x = 0, \quad k_x = \pm \frac{(1+i)\omega^{3/2}}{\sqrt{2\nu(N^2 - \omega^2)}}, \quad k_x = \frac{\alpha^{1/3}}{3^{2/3}2^{1/3}\gamma} - \frac{2^{1/3}g}{3^{1/3}\alpha^{1/3}}, \quad k_x = \frac{(1 \pm i\sqrt{3})\alpha^{1/3}}{6^{2/3}\gamma} + \frac{(\sqrt{3} \pm 3i)g}{2^{2/3}3^{5/6}\alpha^{1/3}} \\ & \alpha = 9\gamma^2 \omega \sqrt{\omega^2 - N^2} + \sqrt{3\gamma^3 (4g^3 + 27\gamma\omega^2 (\omega^2 - N^2))} \end{aligned} \quad (7)$$

Используя выражения (6) – (7) можно получить решения для волновых и лигаментных компонентов физических переменных в периодических течениях, таких как вариации плотности и градиента вариации плотности, давления, импульса. Из-за громоздкости выражений эти решения не приводятся в настоящей работе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Аналитические асимптотические методы позволяют получать приближенные решения для регулярных волновых и сингулярных лигаментных корней. Анализ показывает, что для волновых корней невязка между прямым численным счетом и асимптотическими выражениями в области гравитационных волн составляет величины порядка 10^{-5} , а в области капиллярных волн порядка 10^{-1} . Для лигаментных компонентов невязки существенно меньше и составляют величины меньшие 10^{-3} во всем диапазоне частот. Использование аналитических асимптотических выражений позволяет производить вычисления с существенно меньшими временными и ресурсными затратами.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации 124012500442-3).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Landau Л.Д., Lifshits Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука. ГРФМЛ. 2000. С. 733.
2. *Chashechkin Y.D.* Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows // *Axioms*. 2021. V. 10. No. 4. P. 286.
3. *Ochirov A.A., Chashechkin Y.D.* Two-Dimensional Surface Periodic Flows of an Incompressible Fluid in Various Models of the Medium // *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2024. V. 60. No. 1. P. 1-14.
4. *Чашичкин Ю.Д., Очиров А.А.* Расчет двумерных периодических возмущений свободной поверхности жидкости в различных моделях среды. Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки. 2023. Т. 513 №1. С. 95–102.
5. *Найфе А.Х.* Введение в методы возмущений. М.: Мир, 1984

Очиров Артем Александрович, otchirov@mail.ru



РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН И ЛИГАМЕНТОВ В СЖИМАЕМОЙ НЕОГРАНИЧЕННОЙ АТМОСФЕРЕ

А.А.Очиров¹, У.О.Трифонов^{2}*

¹*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского, Москва*

²*Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, Ярославль
ulya-trifonova02@yandex.ru*

ВВЕДЕНИЕ

Задачи о распространении периодических колебаний в сжимаемой атмосфере не теряют своей актуальности на протяжении длительного времени. Еще со времен лорда Рэлея ставились задачи о распространении периодических течений в атмосфере [1]. Активное исследование периодических течений начинается в XX веке с развитием летательных аппаратов, а также с развитием приложений, связанных с предсказанием изменения климата и погоды. До сегодняшнего дня активно исследуются акустические периодические течения, внутренние гравитационные, инерционные волны, гибридные волновые процессы. Большое количество исследований посвящено волнам на поверхности раздела атмосферы и океана. Часто при построении теории распространения колебательных процессов используют идеализированные модели и вязкость учитывается только в диссипации энергии. Однако наблюдения показывают, что помимо крупномасштабных волновых процессов в сплошных средах при распространении периодических течений возникает тонкая структура, описание которой невозможно в модели идеальной жидкости. Аналитически в модели слабосжимаемой среды на основе фундаментальной системы уравнений гидродинамики [2, 3] дисперсионные соотношения тонкоструктурных компонентов – лигаментов и крупномасштабных компонентов – волн были получены в [4]. В настоящем исследовании с использованием методов теории сингулярных разложений [5] строятся полные решения редуцированной задачи, определяющие крупномасштабные волновые и тонкоструктурные лигаментные компоненты движения.

ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЛИНЕАРИЗОВАННОЙ ЗАДАЧИ

Рассматривается редуцированная задача о распространении периодических течений в сжимаемой неограниченной атмосфере без учета содержания примесей в

двумерной постановке в декартовой системе координат Oxz , в которой ось Oz направлена против направления ускорения свободного падения \vec{g} . При малых флуктуациях температуры T и давления P неоднородное распределение плотности ρ определяется линеаризованным уравнением состояния:

$$\rho(x, z, t) = \rho_0(z) \left(1 + \alpha_p (P(x, z, t) - P_0(z)) - \alpha_T (T(x, z, t) - T_0(z)) \right) \quad (1)$$

Здесь $\rho_0(z)$ – функция, определяющая начальную стратификацию среды, α_T и α_p – коэффициент температурного расширения и коэффициент адиабатической сжимаемости соответственно, $P_0(z)$ и $T_0(z)$ – равновесные распределения давления и температуры соответственно. Давление $P(x, z, t)$ и температура $T(x, z, t)$ записываются в виде сумм равновесного распределения и малых периодических возмущений $\tilde{P}(x, z, t)$ и $\tilde{T}(x, z, t)$ соответственно:

$$P(x, z, t) = P_0(z) + \tilde{P}(x, z, t), \quad T(x, z, t) = T_0(z) + \tilde{T}(x, z, t) \quad (2)$$

Пренебрегая второй вязкостью среды и зависимостью кинетических коэффициентов от температуры в отсутствии источников массы и тепла математическая формулировка задачи запишется следующим образом:

$$\begin{cases} \rho(\partial_t \vec{u} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u}) = -\nu \nabla^2 \vec{u} + \rho \vec{g}, \\ \partial_t \rho + \vec{u} \cdot \nabla \rho + \rho \operatorname{div} \vec{u} = 0, \\ \partial_t T + \vec{u} \cdot \nabla T - \kappa_T \Delta T = 0 \end{cases} \quad (3)$$

Здесь $\vec{u} = (u, w)$ – двумерное поле скорости, вызванной распространением периодического течения, ν – кинематическая вязкость жидкости, а κ_T – коэффициент температуропроводности. Полагая возмущения переменных малыми, задача линеаризуется и в линейной постановке записывается следующим образом:

$$\begin{cases} \rho_0 \partial_t u - \nu \rho_0 (\partial_{xx} u + \partial_{zz} u) + \partial_x \tilde{P} = 0 \\ \rho_0 \partial_t w + \rho_0 g \alpha_p \tilde{P} - \rho_0 g \alpha_T \tilde{T} - \nu \rho_0 (\partial_{xx} w + \partial_{zz} w) + \partial_z \tilde{P} = 0 \\ \partial_z \rho_0 w + \rho_0 \alpha_p \partial_t \tilde{P} - \rho_0 \alpha_T \partial_t \tilde{T} + \rho_0 (\partial_x u + \partial_z w) = 0 \\ \partial_t \tilde{T} - \kappa_T (\partial_{xx} \tilde{T} + \partial_{zz} \tilde{T}) + w \partial_z T_0 = 0 \end{cases} \quad (4)$$

В выражении (4) для краткости записи опущены функциональные зависимости у неизвестных функций. Решение задачи (4) ищется в виде гармонических функций вида $f(x, z, t) \propto A \exp(ik_x x + ik_z z - i\omega t)$. Подставляя такие зависимости в систему уравнений (4) из условия совместности получим дисперсионное соотношение, связывающее компоненты волнового вектора $\vec{k} = (k_x, k_z)$ с положительно определенной частотой периодического возмущения ω и другими параметрами задачи. Для атмосферы в широком диапазоне высот можно принимать начальное распределение температуры линейным $T_0(z) = T_{00} + \eta_T z$, а начальное распределение плотности – экспоненциальным $\rho_0(z) = \rho_{00} \exp(-z/\Lambda)$. С учетом сказанного, дисперсионное соотношение выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} & e^{z/\Lambda} \alpha_T \eta_T \left(-igk_x^2 + k_z \omega (ik^2 v + \omega) \right) - \Lambda^{-1} (\kappa_T k^2 - i\omega) (k^2 v - i\omega) \times \\ & \times \left(i e^{z/\Lambda} (ik_z + k^2 \Lambda) + c_0^{-2} \left(g(i + k_z \Lambda) + \Lambda (k^2 v - i\omega) \omega \right) \right) = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $k^2 = k_x^2 + k_z^2$ – квадрат волнового вектора, $c_0^2 = 1/\alpha_p \rho_{00}$ – квадрат адиабатической скорости звука. Для явного выделения малых параметров и удобства применения асимптотических методов проведем обезразмеривание дисперсионного соотношения (5) на собственные масштабы среды [2] обратную частоту плавучести $\tau_N = N^{-1}$ и вязкий волновой масштаб $\delta_N^{gv} = \sqrt[3]{g v} / N$. При таком выборе параметров обезразмеривания в задаче естественным образом возникает безразмерное соотношение, характеризующие отношения собственных масштабов среды:

$$\varepsilon = v^{1/3} N g^{-2/3}, \quad \Theta = \alpha_T \eta_T v^{2/3} g^{-1/3}, \quad \chi = (g v)^{2/3} c_0^{-2}, \quad \text{Pr} = v \kappa_T^{-1} \quad (6)$$

В безразмерном виде дисперсионное соотношение записывается следующим образом (нижним индексом «*» обозначены соответствующие безразмерные величины):

$$\begin{aligned} & \varepsilon^2 k_*^2 \left(\frac{\varepsilon^3 k_{*z}}{\text{Pr}} + i \right) - \varepsilon^3 \omega_* \left(k_*^4 \left(1 + \frac{1}{\text{Pr}} \right) + k_{*z} \omega_* \right) - i \varepsilon^4 k_*^2 \left(\frac{k_*^4}{\text{Pr}} + k_{*z} \omega_* \left(1 + \frac{1}{\text{Pr}} \right) \right) - e^{-\frac{z}{\Lambda}} (\varepsilon k_*^2 - i\omega_*) \times \\ & \times \chi \varepsilon \left(\frac{\varepsilon k_*^2}{\text{Pr}} - i\omega_* \right) (k_{*z} + i \varepsilon (1 - \omega_*^2) + \varepsilon^2 k_*^2 \omega_*) + \Theta (\varepsilon k_{*z} \omega_* (i \varepsilon k_{*z}^2 + \omega_*) + i k_{*z}^2 (\varepsilon^2 \omega_* k_{*z} - 1)) = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

Уравнение оказывается регулярно возмущенным по малым параметрам χ, Θ и сингулярно возмущенным по параметру ε . Применяя теорию сингулярных разложений получим асимптотические решения:

$$\begin{aligned} k_{*z} &= \pm i k_{*x} - \frac{i \omega_*^2}{2} \varepsilon \pm \frac{i \omega_*^4}{8 k_{*x}} \varepsilon^2 + k_{1\chi, 1, 2} (k_{*x}, z, \omega_*, \text{Pr}, \varepsilon) \chi + k_{1\Theta, 1, 2} (k_{*x}, z, \omega_*, \text{Pr}, \Theta, \chi, \varepsilon) \Theta \\ k_{*z} &= \pm \frac{(1-i) R_1 (\text{Pr}, \omega_*)}{2 \sqrt{\varepsilon}} \pm \frac{(1+i) k_{*x}^2 \sqrt{\varepsilon}}{2 R_1 (\text{Pr}, \omega_*)} + k_{1\chi_3} (k_{*x}, z, \omega_*, \text{Pr}, \varepsilon) \chi + k_{1\Theta_3} (k_{*x}, z, \omega_*, \text{Pr}, \Theta, \chi, \varepsilon) \Theta \\ k_{*z} &= \pm \frac{(1+i) R_2 (\text{Pr}, \omega_*)}{2 \sqrt{\varepsilon}} \pm \frac{(1+i) k_{*x}^2 \sqrt{\varepsilon}}{2 R_2 (\text{Pr}, \omega_*)} + k_{1\chi_4} (k_{*x}, z, \omega_*, \text{Pr}, \varepsilon) \chi + k_{1\Theta_4} (k_{*x}, z, \omega_*, \text{Pr}, \Theta, \chi, \varepsilon) \Theta \\ R_{1, 2} (\text{Pr}, \omega_*) &= \sqrt{\text{Pr} \left(\sqrt{-4 \text{Pr}^{-1} + \omega_*^2 (1 + \text{Pr}^{-1})^2} \pm (1 + \text{Pr}^{-1}) \omega_* \right)} \end{aligned} \quad (8)$$

Решения (8) содержат регулярные (верхнее выражение) и сингулярные корни, определяющие волны и лигаменты соответственно. При выполнении предельных переходов к более тривиальным случаям и лигаментные и волновые компоненты сводятся к известным решениям.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В единой постановке, предполагающей расширение получены полные аналитические асимптотические решения редуцированной задачи о распространении периодических течений в вязкой сжимаемой неограниченной двумерной атмосфере, содержащие регулярные и сингулярные решения. Регулярные решения описывают динамику крупномасштабных волновых компонентов, сингулярные решения –

структуру течения и характеристики лигаментных компонентов периодических течений. В предельных переходах к более простым случаям полученные решения сводятся к известным классическим выражениям. При переходе к невязкой среде сингулярные компоненты решения вырождаются.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации 124012500442-3).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Стретт Дж. В. (лорд Рэлей)* Теория звука Т.1 М.: ГИТТЛ. 1955.
2. *Ландау Л.Д., Lifshitz E.M.* Гидродинамика. М.: Наука. ГРФМЛ. 2000. С. 733.
3. *Chashechkin Y.D.* Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows // *Axioms*. 2021. V. 10. No. 4. P. 286.
4. *Chashechkin Y.D., Ochirov A.A.* Periodic Flows in a Viscous Stratified Fluid in a Homogeneous Gravitational Field // *Mathematics*. 2023. V. 11. No. 21. P. 4443.
5. *Найфэ А.* Введение в методы возмущений. М.: Мир. 1984.

Очилов Артем Александрович, otchirov@mail.ru

Трифонова Ульяна Олеговна, ulya-trifonova02@yandex.ru



О НЕСТАЦИОНАРНОМ ТЕЧЕНИИ В СОПЛО

*А.В.Панасенко, Л.Б. Рулева**

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
ruleva@ipmnet.ru*

ВВЕДЕНИЕ

Параметры аэротермодинамики газового потока за срезом гиперзвукового сопла зависят от параметров у входа в сопло [1,2]. В ударной аэродинамической трубе ГУАТ перед соплом образуется пробка высокого давления при торможении ударной волны о стенку, благодаря чему разрывается тонкая мембрана и газ истекает из сопла. Во избежание неконтролируемого давления разрыва мембраны ГУАТ, был установлен малоинерционный (2 мс) пневматический клапан [3] с датчиками давления до и после вскрытия клапана. Введение в ГУАТ соплового клапана позволило автоматизировать экспериментальные работы на ударной трубе и повысить повторяемость экспериментов при известном давлении срабатывания сопла. Однако повышенная турбулентность потока за соплом, зарегистрированная экспериментально, требует рассмотрения вопроса о стационарности течения в сопло.

СОПЛОВОЙ КЛАПАН В ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКЕ

Сопловой клапан имеет конструкцию аналогичную пневматическому клапану, используемому для реализации произвольного разрыва между объемами с разной плотностью газа [3]. Различие в том, что для вскрытия соплового клапана не требуется принудительного электромагнитного управления. Сопловой клапан вскрывается автоматически при расчетном давлении. Закрывается сопловой клапан также автоматически: когда давление в аэродинамическом блоке повышается, что всегда

бывает в конце эксперимента. С помощью выбора толщины подвижного колпака соплового клапана можно реализовать вскрытие на более высокое давление во время концентрации давления торможения ударной волны в ударной трубе [4]. Фото соплового клапана в ГУАТ показано на рис.1, схема соплового клапана приведена на рис.2.

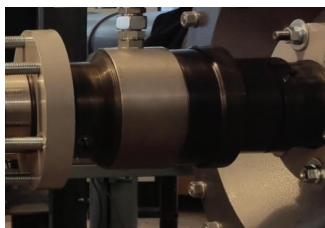


Рис.1. Фото соплового клапана

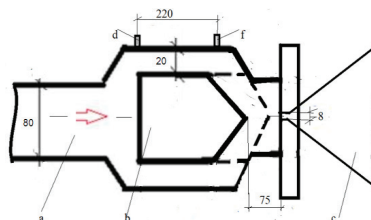


Рис.2. Схема соплового клапана

На схеме рис.2 показаны: а) – ударная часть трубы ГУАТ, б) – подвижный колпак соплового клапана, с) – сопло, d) и f) – датчики давления до и после подвижного колпака, соответственно. Пунктиром обозначено закрытое состояние клапана, обеспечиваемое поджимающим давлением воздуха, заправляемого до эксперимента. При достижении заданного давления торможения, заправленный воздух удаляется в атмосферу, колпак втягивается внутрь и освобождает кольцевой зазор для течения потока в переходник, примыкающий к соплу. На рис.2 расстояние от втянутого внутрь колпака до входа в сопло равно 75 мм.

РЕЗУЛЬТАТЫ ФИЗИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Экспериментально регистрировалось давление по всему тракту ударной трубы ГУАТ, длиной 12 м, в которой установлены высокочастотные датчики давления. Наиболее информативны изменения давлений на датчике f – №9 и датчике d – №8. До трансформации ГУАТ, последний к соплу был датчик №4. Сравнение давлений на указанных датчиках приведено на рис.3 в рамках тестовых режимов [1,2].

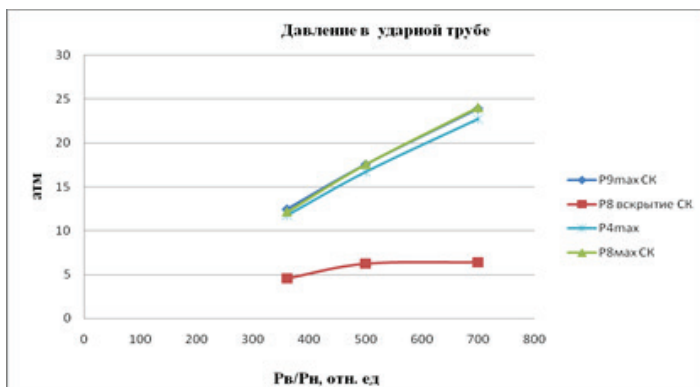


Рис.3. Графики датчиков давления №4, №8, №9.

Сравнение графиков рис. 3 показало, что, давление перед соплом стало больше, чем до установки клапана, при одинаковых режимах в камерах высокого (P_v) и низкого

(Pн) давлений. Начало вскрытия соплового клапана регистрировалось по «зубцу» на гладкой кривой графика датчика №8. Как видно из нижнего графика рис.3. давление вскрытия соплового клапана находилось на уровне 5–6 атм.

Желаемое давление срабатывания соплового клапана можно выбрать по давлению торможения ударной волны в пробке и реализовывать с колпаком большей плотности материала.

РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На расстоянии 75 мм от критического сечения сопла поток имеет нестационарную структуру [5]. Результаты расчета показаны на рис.4.

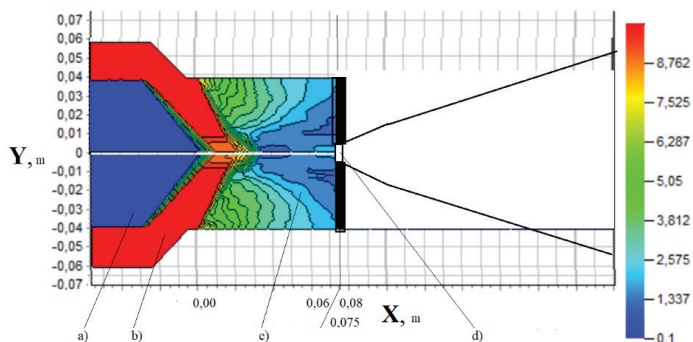


Рис.4. Структура течения потока к соплу

Расчеты приведены на основе уравнений Эйлера, описывающих нестационарные течения, в декартовой прямоугольной системе координат в интегральной форме [6]. Использована модифицированная разностная схема типа МакКормака [7], заключающаяся в последовательном применении на шаге интегрирования ее шаблона в прямом и зеркальном отображении с соответствующей переписью ее формул. Учет вязких членов рассчитывался с помощью разложения в ряд Тейлора на границах расчетной ячейки.

ВЫВОДЫ

Физическое и математическое моделирование показали обоснованность отказа от соплового клапана при валидационных экспериментах за соплом. Тем не менее, сопловой клапан полезен, поскольку исключает случайное вскрытие сопловой мембраны на любом этапе в падающей или отраженной волне. Автоматически срабатывающий сопловой клапан прост в обслуживании по сравнению с заправкой разрушаемой мембраны. Отсутствуют фрагменты разрушенной мембраны за соплом, искажающие информацию с датчиков на моделях и теневое видео ударных структур. Сопловой клапан позволяет автоматизировать экспериментальные работы на ударной трубе и повышает повторяемость экспериментов при известном давлении срабатывания сопла.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена по теме госзадания № 124012500440-9.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Суржиков С. Т.* Расчетные исходные данные для решения тестовых задач в измерительной секции гиперзвуковой ударной аэродинамической трубы ГУАТ лаборатории РадГД ИПМех РАН//Физико-химическая кинетика в газовой динамике.– М. 2021.– Т.22.– вып. 1. –URL: <http://chemphys.edu.ru/issues/2021-22-1/articles/931>.
2. *Суржиков С. Т.* Расчетные исходные данные для решения тестовых задач в рабочей зоне гиперзвуковой ударной аэродинамической трубы ГУАТ лаборатории РадГД ИПМех РАН//Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2021. Т.22, вып. 1. <http://chemphys.edu.ru/issues/2021-22-1/articles/930/>.
3. *Исаков С.Н., Исаков И.Н., Юркин С.В.* Патент РФ №2066656. Пусковая установка.
4. *Рулева Л.Б., Солодовников С.И.* Патент РФ № 2828170. Способ концентрации давления торможения ударной волны в ударной трубе и устройство для его осуществления.
5. *Панасенко А. В.* Расчет формирования ударной волны в ударной трубе при различном способе начального истечения газа//Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2022. Т.23, вып. 1. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-1/articles/981/>.
6. *Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р.* Вычислительная гидромеханика и теплообмен: Мир. М. Т. 1, 2. 1990.
7. *Mac-Cormack R.W.* The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering // AIAA Paper 1969-354. 1969. Pp. 69–354.

Панасенко Александр Викторович, akpanas@mail.ru
Рулева Лариса Борисовна, ruleva@ipmnet.ru



ЧИСЛЕННЫЙ АЛГОРИТМ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ДОЗВУКОВЫХ ТЕЧЕНИЙ В ПРИСУТСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Е.Е. Пескова, О.С. Язовцева*

*Национальный исследовательский Мордовский государственный университет,
Саранск*

e.e.peskova@math.mrsu.ru

В докладе представлен вычислительный алгоритм для исследования дозвуковых химически активных газовых потоков в присутствии лазерного излучения. Алгоритм построен для модифицированной системы уравнений Навье-Стокса в приближении малых чисел Маха [1,2], дополненной уравнением для интенсивности лазерного излучения [3]. Эффект лазерного воздействия, как дополнительного источника энергии, учтен в уравнении энтальпии. Для данной математической модели характерно наличие нескольких сильно различающихся между собой временных и пространственных масштабов, что приводит к необходимости разработки специфического вычислительного алгоритма для нее. Система уравнений является параболической по времени, эллиптической по пространству за счет необходимости расчета уравнения Пуассона для давления. Алгоритм построен на основе принципа расщепления по

физическим процессам: решение уравнений химической кинетики методом Радо [4], решение уравнения для интенсивности излучения методом Радо [4], расчет конвективной части системы с использованием потоков Русанова [5] с модифицированными стабилизирующими членами, расчет диссипативной части модели методом локальных итераций на основе упорядочивания многочленов Чебышева [6], решение уравнения Пуассона для динамической составляющей давления. Построенный таким образом алгоритм позволяет уйти от ограничения на шаг интегрирования по времени, связанный с расчетом диффузионных процессов и жесткой системы уравнений химической кинетики [7].

Результирующая разностная схема реализована как программный комплекс. Для проверки адекватности модели и алгоритма проведены расчеты течения с использованием одностадийной брутто-реакции с целью оценки выполнения материального и теплового баланса процесса. Оценки показали достаточно высокую степень достоверности. Проведены расчеты на последовательности сгущающихся сеток для процесса конверсии метана, описанного радикально-цепным механизмом [8], в цилиндрической трубе. Показана сходимость построенного алгоритма.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 23-21-002, <https://rscf.ru/project/23-21-00202/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Day M.S., Bell J.B.* Numerical simulation of laminar reacting flows with complex chemistry // *Combustion Theory and Modelling*, 2000. Vol. 4, № 4. P. 535-556. DOI: 10.1088/1364-7830/4/4/309.
2. Борисов В.Е., Якуш С.Е. Применение адаптивных иерархических сеток для расчета течений реагирующих газов // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2015. Т. 16, № 2. С. 1-13.
3. *Пескова Е.Е., Снытников В.Н.* Численное исследование конверсии метановых смесей под воздействием лазерного излучения // *Журнал Средневолжского математического общества*. 2023. Т. 25, № 3. С. 159-173.
4. *Hairer E., Wanner G.* Solving Ordinary Differential Equations II. Stiff and Differential-Algebraic Problems. Springer-Verlag, Berlin, 1996.
5. *Русанов В.В.* Расчет взаимодействия нестационарных ударных волн с препятствиями // *Журнал вычислительной математики и математической физики*. 1961. Т. 1, № 2. С. 267-279.
6. *Zhukov V.T., Novikova N.D., Feodoritova O.B.* An Approach to Time Integration of the Navier–Stokes Equations // *Comput. Math. and Math. Phys.*, 2020, V. 60. P. 272–285. DOI: 10.1134/S0965542520020128.
7. *Peskova E.E., Yazovtseva O.S.* Application of the Explicitly Iterative Scheme to Simulating Subsonic Reacting Gas Flows // *Computational Mathematics and Mathematical Physics*. 2024. Vol. 64, №2. P. 326-339.
8. *Lashina E.A., Peskova E.E., Snytnikov V.N.* Mathematical modelling of the dynamics of thermal conversion of methane-ethane mixtures in a wide temperature range // *Chemistry for Sustainable Development*. 2023. Т. 31, № 3. С. 278-286.

Пескова Елизавета Евгеньевна, e.e.peskova@math.mrsu.ru
Язовцева Ольга Сергеевна, yaos@math.mrsu.ru



ЭЛЕКТРОВИХРЕВЫЕ ТЕЧЕНИЯ В ПОЛУСФЕРИЧЕСКОМ КОНТЕЙНЕРЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПЕРЕМЕННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

П.И. Поляков*, И.О. Тепляков, Д.А. Виноградов
Объединенный институт высоких температур РАН, Москва
paul.ingvarsson@yandex.ru

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе исследованы электровихревые течения жидкометаллической среды, возбуждённые переменным электрическим током и собственным магнитным полем в полусферическом контейнере. Проведены численное моделирование в программе COMSOL 6.1 и серия экспериментов по получению полей скорости расплава. В результате взаимодействия радиально растекающегося электрического тока с собственным магнитным полем возникает электромагнитная сила Ампера, под действием которой возникает тороидальный вихрь в объёме расплава.

Результаты исследования ЭВТ находят применение при проектировании металлургических печных комплексов, термоядерных реакторов, аккумуляторов и жидкометаллических батарей.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Проведено численное моделирование ЭВТ модельного расплава In-Ga-Sn между двумя полусферическими электродами. Радиус большого электрода $r_{\text{внеш}} = 0,094$ м, радиус малого электрода $r_{\text{внутр}} = 0,0025$ м. К малому электроду подводился гармонически изменяющийся ток амплитудой 250 А в диапазоне частот от 1 до 50 Гц.

Решалась осесимметричная система уравнений гидродинамики и электромагнитного поля в низкочастотном и электродинамическом приближениях. На стенках электродов (wall_lg и wall_sm, отвечающие за большую и малую полусферические поверхности) установлено условие прилипания. На оси (symmetry) применено условие симметрии. На открытой поверхности (open) условие непротекания и электрической изоляции. Подводимый ток задан гармоническим законом на стенке малого электрода. На стенке большого электрода задан нулевой потенциал.

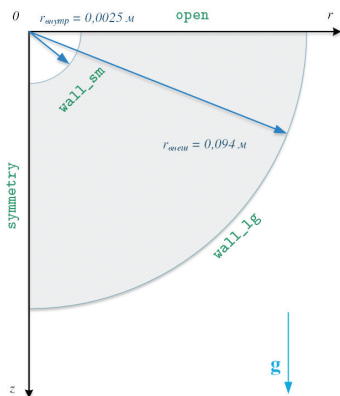


Рис. 1. Расчётная область МГД-задачи

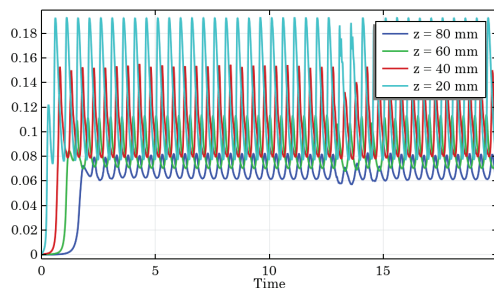


Рис. 2. Оциллограмма вертикальной составляющей скорости на оси симметрии контейнера при частоте 1 Гц.

В результате решения получены поля скорости течения расплава, оциллограммы вертикальной скорости в точках на оси симметрии контейнера; профиль вертикальной составляющей скорости на оси симметрии контейнера; зависимость максимальной вертикальной скорости от частоты пропускаемого тока. Показано существование на начальном этапе двух противонаправленных вихрей. Продемонстрировано колебание максимальной скорости в подэлектродной струе при частотах 1—5 Гц.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

В работе измерены вертикальная составляющая скорости на оси симметрии полусферического контейнера на различной глубине при постоянном токе и при переменном токе частотой 50 Гц, вертикальная составляющая скорости на глубине 10 мм на оси симметрии при значениях подводимого тока 150—450 А с шагом 50 А.

Измерения произведены на экспериментальной установке [1], приведённой на рис. 3. Рабочий участок представляет собой полусферический контейнер 3, выполненный из меди, с внутренним радиусом 94 мм. Полость контейнера заполнена эвтектическим расплавом In–Ga–Sn 1 с весовым содержанием элементов: Ga — 67 %; In — 20,55 %; Sn — 12,5 %. Свойства расплава приведены в [2]. К центру открытой поверхности подведён электрод 2 с полусферическим наконечником радиусом 2,5 мм, выполненным из нержавеющей стали или из латуни, погружённым сферической частью в расплав. Установка подключена к источнику переменного тока 5 промышленной частоты через лабораторный автотрансформатор РНО-250-10. Для минимизации внешнего магнитного поля внимание уделено удалению токоподводов и деталей, выполненных из магнитных материалов. Для подавления магнитного поля Земли установлены катушки Максвелла 4.

Измерения скорости на оси потока проведены термокорреляционным зондом 6 (рис. 4), закреплённым на координатное устройство 7 и передающим показания термодатчика через АЦП 8 на обработку ЭВМ 9. На термокорреляционном зонде установлены две термодатчики вдоль одной оси. Набегающий поток с турбулентными пульсациями температуры вызывает колебания сигнала на термодатчиках в соответствующем порядке. В результате вычисления взаимокорреляционной функции температурных сигналов определяется время прохождения пульсаций между термодатчиками, на основе которого вычисляется скорость потока.

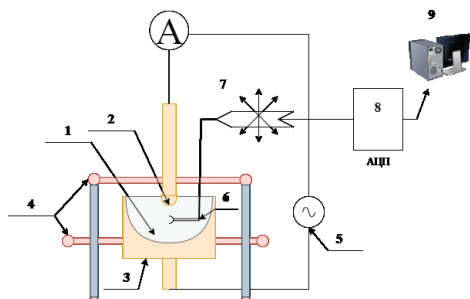


Рис. 3. Схема экспериментальной установки. 1 — расплав In–Ga–Sn; 2 — токопроводящий малый электрод; 3 — медный полусферический контейнер; 4 — катушки Максвелла; 5 — источник переменного тока; 6 — термопарный зонд; 7 — координатное устройство «Кулибин»; 8 — АЦП; 9 — ЭВМ.

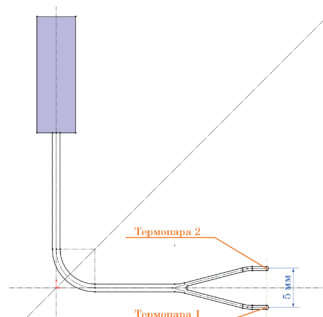


Рис. 4. Схема термопарного зонда

В экспериментах получены вертикальные составляющие скорости, графики которых приведены на рис. 5. На профилях вертикальной составляющей скорости в подэлектродной струе (рис. 5а) продемонстрировано, что экспериментальные и расчётные профили качественно согласованы друг с другом.

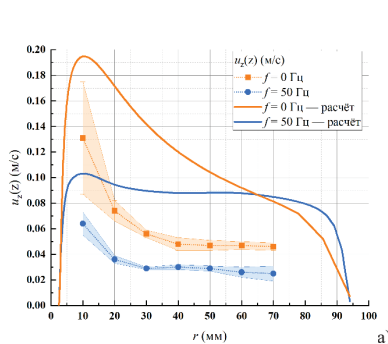
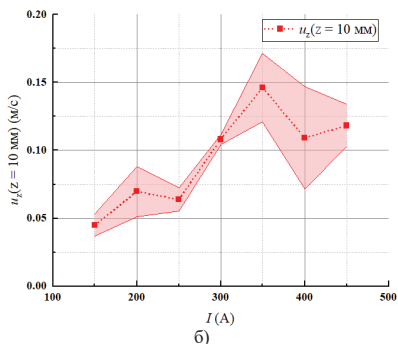


Рис. 5. Результаты опытных измерений: (а) — для эксперимента с разными глубинами; (б) — с разными силами тока



СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тепляков И.О., Исследование структуры электровихревого течения жидкого металла в полусферической полости, Москва: ФГБУН ОИВТ РАН, 2015.
2. Прохоренко В.Я., Ратушняк Е.А., Стаднык Б.И., Лях В.И., Коваль А.М., «Физические свойства термометрического расплава In–Ga–Sn,» Теплофизика высоких температур, т. 2, № 8, р. 374–378, 1970.

Поляков Павел Игоревич, paul.ingvarsson@yandex.ru
 Тепляков Игорь Олегович, igor.teplyakov@mail.ru
 Виноградов Дмитрий Александрович, st.zzz@mail.ru



ПРИМЕНЕНИЕ РАНГОВОГО АНАЛИЗА ДЛЯ ВИХРЕВЫХ РЕЖИМОВ ТЕЧЕНИЯ КОЛМОГОВОРА

А.О.Посудневская, С.В.Фортова*
Институт автоматизации проектирования РАН, Москва
posudnevskaja.ao@phystech.edu

ВВЕДЕНИЕ

Многие атмосферные явления демонстрируют тенденцию к формированию крупномасштабных вихревых структур, характерных для двумерной турбулентности. Рассмотрение энергетических характеристик вихревых течений в пространственном случае приводит к возникновению прямого энергетического каскада Колмогорова [1], когда энергия крупномасштабных вихревых структур передается на более мелкие масштабы и в конечном счете диссипирует в тепло за счет вязкости. В двумерной турбулентности реализуется обратный энергетический каскад Кречнана [2], при котором мелкие вихри объединяются в более крупные структуры, и энергия концентрируется на масштабе системы, диссипируя за счет трения о границы области.

Для изучения ламинарно-турбулентного перехода и образования обратного каскада энергии в 1954 году академиком А. Н. Колмогоровым была предложена задача о плоском движении жидкости под действием постоянной внешней силы (накачки) [3], а возникающие при этом течения были названы течениями Колмогорова. Такая постановка задачи позволяет изучать ламинарные, турбулентные и вихревые режимы течений [4, 5] в зависимости от величины силы накачки. Наличие дополнительного условия в виде донного трения позволяет вести учет влияния коэффициента затухания (трения о дно) на формирование различных режимов течения.

Данная работа посвящена изучению двумерного течения вязкой слабосжимаемой жидкости в квадратной ячейке, возбуждаемого внешней силой с характерным масштабом накачки меньше размера ячейки. Путем прямого численного моделирования системы уравнений Навье-Стокса численным методом Мак-Кормака получены различные типы течений: ламинарный, турбулентный и вихревой.

Построена фазовая диаграмма режимов течения в зависимости от величины коэффициента трения о дно и амплитуды силы накачки [5]. Для описания режимов течения применяется ранговый анализ полей завихренности по величине и по частоте встречаемости различных значений [6].

ЧИСЛЕННАЯ МЕТОДИКА И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для численного эксперимента используется система уравнений Навье-Стокса. Ниже представлены уравнение неразрывности, уравнения движения в проекции на два перпендикулярных направления и уравнение слабой сжимаемости.

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{V}) &= 0, \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \nabla(\rho u \bar{V}) &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \rho G \sin k y + \mu \Delta u - \zeta u, \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \nabla(\rho v \bar{V}) &= -\frac{\partial p}{\partial y} - \rho G \sin k x + \mu \Delta v - \zeta v, \\ dp &= c^2 \rho_0 \frac{d\rho}{\rho}.\end{aligned}$$

Здесь: ρ – плотность жидкости; $\bar{V} = (u, v)^T$ – вектор скорости, компоненты

которого равны, соответственно, u и v ; μ – динамическая вязкость жидкости; p – давление; ζ – коэффициент трения о дно; G – амплитуда внешней силы; k – пространственная частота внешней силы, $k = 5 \frac{1}{\text{м}}$; c – скорость звука.

В правой части уравнений движения присутствуют слагаемые $\rho G \sin k y$ и $-\rho G \sin k x$, которые моделируют действие силы накачки. Также к правой части уравнений движения добавлены $-\zeta u$ и $-\zeta v$, соответствующие силе трения о дно. Эта сила пропорциональна скорости жидкости и направлена против ее движения. В качестве граничных условий выбрано условие прилипания.

Начальные условия и физические свойства жидкости:

$$p(t = 0) = p_0 = 10^5 \text{ Па}, \quad \rho_0 = 1000 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$$

Моделирование проводилось с тремя различными значениями вязкости жидкости: $\mu_1 = 0.006 \text{ Па} \cdot \text{с}$, $\mu_2 = 0.01 \text{ Па} \cdot \text{с}$, $\mu_3 = 0.1 \text{ Па} \cdot \text{с}$.

Размер расчетной области $2\pi \times 2\pi \text{ м}^2$.

МЕТОДИКА ПОСТРОЕНИЯ РАНГОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Для построения ранговых распределений завихренности рассматриваются все значения завихренности в численном эксперименте в фиксированный момент времени после выхода на стационар. Эти значения сортируются по возрастанию и каждому из них присваивается ранг, равный номеру в сортировке. Далее строится график зависимости величины завихренности от ранга. Положительные и отрицательные значения завихренности рассматриваются отдельно.

Ранговые распределения частот встречаемости завихренности строятся аналогично, за исключением того, что для получения значений частот встречаемости завихренности набирается статистика по длительному временному промежутку и количество рангов фиксируется заранее.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Поля завихренности для различных типов течения: ламинарный, турбулентный и вихревой, представлены на рис. 1. В ламинарном случае наблюдается система устойчивых вихревых структур, по форме повторяющая силу накачки. В турбулентном течении возникают случайным образом сменяющие друг друга вихревые структуры разного масштаба и времени жизни. Для вихревого режима характерно возникновение одного крупного когерентного вихря, занимающего всю расчетную область [4].

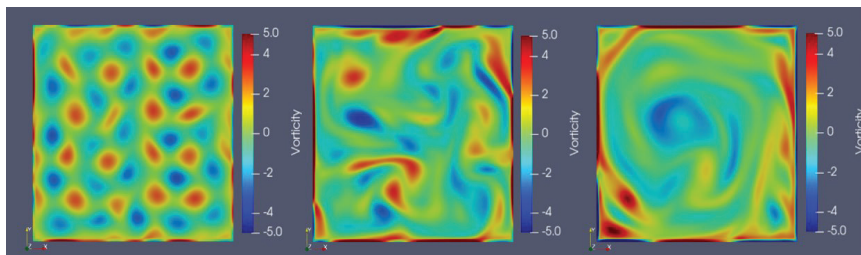


Рис. 1. Поля завихренности для ламинарного, турбулентного и вихревого режимов течения.

Ранговый анализ полей завихренности различных режимов течения показал, что для каждого типа течения ранговое распределение имеет свою характерную форму. Это

можно наблюдать на рис. 2, на котором представлено ранговое распределение частот встречаемости положительной завихренности. Для ламинарного (синий цвет) и вихревого (зеленый цвет) режимов характерны выпуклые графики, в то время как график для турбулентного режима (оранжевый цвет) имеет точку перегиба. Из этого можно сделать вывод о том, что различным режимам течения соответствует функции с различными дифференциальными характеристиками.

Графики ранговых распределений с хорошей точностью описываются функцией логарифма отношения полиномов второй степени, что соответствует теоретическим предсказаниям из работы [7]. Аппроксимация графиков показана на рис. 2 пунктиром.

Предложенный в работе метод ранговых распределений можно рассматривать в качестве метода классификации вихревых турбулентных течений применительно к другим задачам гидродинамики.

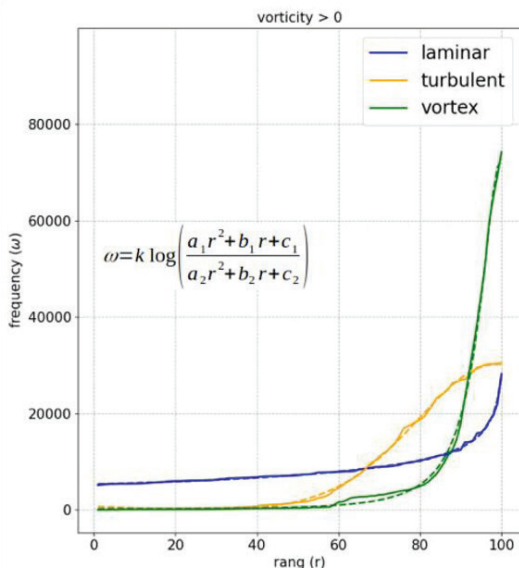


Рис. 2. Ранговое распределение частоты встречаемости положительной завихренности для различных режимов течения.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Авторы благодарят Гузева М.А., Долуденко А.Н., Колоколова И.В. и Лебедева В.В. за ценные обсуждения и консультации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kolmogorov A. N., Proceedings of the USSR Academy of Sciences, 30, pp. 299-303 (1941).
2. Kraichnan R.H., Inertial Ranges in Two-Dimensional Turbulence. Phys. Fluids. 1967, vol. 10, p. 1417.
3. Арнольд В. И., Мешалкин Л. Д. Семинар А. Н. Колмогорова по избранным вопросам анализа (1958–1959). Успехи матем. наук. 1960. Т. 15. № 1. с. 247–250.

4. *Doludenko, A.N., Fortova, S.V., Kolokolov, I.V., Lebedev, V.V.* Coherent vortex in a spatially restricted two-dimensional turbulent flow in absence of bottom friction. *Physics of Fluids*, v. 33, 2021, paper 011704.
5. *Doludenko, A.N., Fortova, S.V., Kolokolov, I.V., Lebedev, V.V.* Coherent vortex versus chaotic state in two-dimension turbulence. *Annals of Physics*, v. 447, part 2, 2022, paper 169072
6. *Guzev M.A., Fortova S.V., Doludenko A.N., Posudnevskaya A.O., Ermakov A.D.* Maslov Rank Distribution for the Analysis of Two-Dimensional and Quasi-Two-Dimensional Turbulent Flows. *Russian Journal of Mathematical Physics*, v. 31, 2024, pp. 438-449.
7. *Guzev M.A., Nikitina E.Y., Chernysh E.V.* V.P. Maslov's Approach to the Analysis of Rank Distributions. *Russian Journal of Mathematical Physics*, v. 28, N 1, 2021, pp. 56-65.

Посудневская Анна Олеговна posudnevskaja.ao@phystech.edu
 Фортова Светлана Владимировна sfortova@mail.ru



ТРУБКА РАНКА С КВАДРАТНЫМ СЕЧЕНИЕМ РАБОЧЕГО КАНАЛА: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ АНАЛИЗ

М.Х. Правдина, Н.И. Яворский, В.Г. Меледин, М.Р. Гордиенко, С.В. Какаулин,
В.И. Полякова, И.К. Кабардин*

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск
model@itp.nsc.ru*

База экспериментальных данных, выложенная в открытом доступе в публикации [1] является уникальной. Во-первых, тщательно изучено одно специально выбранное устройство. Выбор был сделан в 1997 году из соображений удобства оптической диагностики. Рабочий канал вихревой трубы имел квадратное сечение (рис.1). В этом устройстве тогда же методом Фуко-Гильберта была обнаружена двойная вихревая спираль в последней трети потока [2]. Выбор одного устройства для всех последующих экспериментов обеспечил полноту информации – в противовес фрагментарности многочисленных, но разрозненных литературных данных. Во-вторых, само устройство уникально, так как в нем проявляется только невязкая часть эффекта разделения температур: практически исключен вязкий механизм нагрева вблизи стенки, поскольку пристеночный пограничный слой, в котором могли бы присутствовать значительные градиенты скорости, в этом устройстве отсутствует: основной закрученный поток отделен от стенок канала вихрями, расположенными в углах квадратного сечения (рис.2). В-третьих, на сегодняшний день уникальна экспериментальная методика измерений, позволяющая регистрировать компоненты средней скорости в газовом потоке от 0,2 до 400 м/с при аппаратной погрешности не более 1.5% [3].

Для выбранного устройства создана карта режимов: в широком диапазоне режимных параметров - степени расширения потока π и доли расхода в холодный выход μ , были измерены температуры – на входе, «в холодном» и в «горячем» выходах, а также скорости в тангенциальных щелях направляющего аппарата, вычисленные по измеренному расходу потока. Эта работа позволила выявить дозвуковое запирание по объемному расходу во входных щелях при увеличении степени расширения выше

порогового значения $\pi = 5$. Пороговое значение для круглой трубы с тем же завихрителем составило $\pi = 6$ [4]. Диагностика структуры потока показала, что после достижения показателем степени расширения значения $\pi = 5$, кинематическая структура потока в исследуемой трубе перестает меняться качественно и количественно.

Факты, сформулированные выше, подсказали, что следует анализировать располагаемые данные экспериментов в рамках известной концепции кризиса кольцевого вращательно-поступательного течения [5]. Проанализированы подробные данные по двум компонентам средней скорости (окружной и продольной) и среднеквадратичные отклонения (СКО) в точках измерения для режимов ($\pi = 6, \mu = 0.3$) ($\pi = 5, \mu = 0.4$); ($\pi = 5, \mu = 0.5$); ($\pi = 5, \mu = 0.75$). Для указанных режимов построены трехмерные карты двух компонент скорости и СКО. Выявлена продольная эволюция следующих величин: 1) радиусу границы кольцевого пристеночного вихря r_1 ; 2) радиусу границы противотока; 3) значения окружной и продольной компонент скорости на радиусе вихря и 4) значения относительных пульсаций компонент скорости на этой же границе. Оценено значение критической скорости на границе пристеночного вихря, $C(r_1)$. Эти данные сопоставлялись с измерениями температуры потока вблизи стенки при тех же режимах [4, 6]. Анализ показал, что во всех случаях имеет место не выявленное ранее структурное свойство потока, а именно: на некоторой части границы $r_1(Z)$ проявляется условие кризиса течения, а именно, продольная скорость $U_1=U(r_1)$ проходит значение скорости распространения малых возмущений вдоль этой границы. На этой же части границы наблюдаются заметные колебания самого радиуса границы, значения продольной скорости $U_1(Z)$, и значения критической скорости $C(r_1(Z))$. Продольная скорость U_1 при продвижении вдоль канала несколько раз сравнивается со значением критической скорости $C(r_1(Z))$. Радиус границы вихря определялся по экспериментальным данным как радиус максимального значения окружной скорости. Пики относительных значений пульсаций продольной скорости вдоль границы вихря наблюдаются в точках, близких к точкам совпадения продольной и критической скоростей.

Сопоставление этого результата с измерениями температуры пристеночного потока в исследуемой трубе при $\mu = 0,3-0,8$ показало, что подрастание периферийной температуры газа вдоль потока происходит именно в той области рабочего канала, в которой на границе пристеночного вихря значение отношения U_1 колеблется относительно критического значения $C(r_1)$ и там же наблюдаются заметные пики пульсаций продольной скорости.

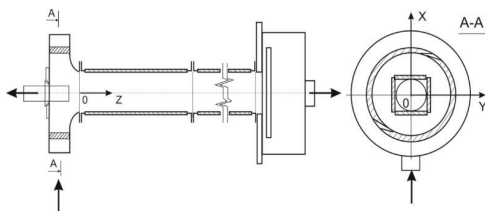


Рис. 1. Схема установки

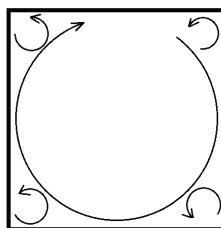


Рис. 2. Схема течения в поперечном сечении

Результаты анализа данных в широком диапазоне режимов течения косвенно свидетельствуют, что в зоне роста температуры может иметь место каскад

гидравлических прыжков. Учитывая, что в газовой среде, в отличие от жидкости, возможен изоэнтропический переход кинетической энергии в тепло при торможении потока, в этом процессе должен проявиться невязкий механизм роста температуры в пристеночном вихре. Сделана оценка вклада в нагревание «горячего» периферийного потока перестройки течения, связанной с явлением кризиса и развитием гидравлической неустойчивости. В исследованной трубе нет вязкого нагрева в пограничном слое, так как пограничный слой практически отсутствует. Поэтому невязкий механизм, связанный с кризисом течения, предоставляет величину, недостающую в расчетах эффекта по вязким моделям течения в круглых трубах. Поскольку в круглой трубе такой же длины и с тем же завихрителем, разность температур примерно вдвое больше, чем в исследованной «квадратной трубе», то оценка вклада кризисной перестройки течения в эффект разделения температур для обычной круглой трубы составляет примерно его половину.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при поддержке государственного контракта ИТ СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *И.К. Кабардин, Н.И. Яворский, М.Х. Правдина, М.Р. Гордиенко, С.В. Какаулин, К.С. Зубанов, Г.В. Бакакин, В.Г. Меледин* Экспериментальное исследование структуры течения в вихревой трубе методом ЛДА. Пульсации скорости в потоке // *Journal of Engineering Thermophysics*. 2024. Vol. 33. No. 3. pp. 478–484.
2. *Арбузов В.А. Дубнищев Ю.Н., Лебедев А.В. и др.* Наблюдение крупномасштабных гидродинамических структур в вихревой трубке и эффект Ранка // *Письма в ЖТФ*. 1997. Т. 23. № 23. С. 84–90.
3. *Kabardin I.K., Meledin V. G., Yavorsky N. I., Gordienko M. R., Pravdina M. Kh., Kulikov D. V., Polyakova V. I., Pavlov V. A.* LDA Diagnostics of velocity fields inside the Ranque tube // *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series*. 2018. Vol. 980, No. 1. P. 012043.
4. *Pravdina, M.H., Kabardin, I.K., Kakaulin, S.V. et al.* Experimental Study of Flow Crisis and Flow Structure in Ranque–Hilsch Vortex Tube. *J. Engin. Thermophys.* 33, 316–328 (2024).
5. *Новиков И.И.* Избранные труды. / Под ред. В. В. Рошупкина. — М.: физматлит, 2007. — 320 с.
6. *М.Р. Гордиенко, И.К. Кабардин, М.Х. Правдина, С.В. Какаулин, В.И. Полякова, В.Г. Меледин, Г.В. Бакакин, Н.И. Яворский.* Сравнение температуры воздуха на уровне внутренней стенки вихревых труб с круглым и квадратным сечениями рабочего канала // *Теплофизика и аэромеханика*. 2024. №1. С. 33–39.

Правдина Маргарита Хаймовна, model@itp.nsc.ru
Яворский Николай Иванович, nick@itp.nsc.ru
Меледин Владимир Генриевич, v.meledin@mail.ru
Гордиенко Максим Романович, fregat120@yandex.ru
Какаулин Сергей Витальевич, kakaulin_sergey@mail.ru
Полякова Валентина Ивановна, aboch44@academ.org
Кабардин Иван Константинович, ivankabardin1985@yandex.ru



АКУСТИКА ПОДВОДНЫХ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЕЙ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ЗАРЯЖЕННОЙ КАПЛИ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ВОДЫ

В.Е. Прохоров

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва

prohorov@ipmnet.ru

Резонансное акустическое излучение подводных газовых пузырей, возникающих при соударении капель с поверхностью воды, содержит информацию о сопутствующих процессах – осадках [1, 2], массообмену "атмосфера-океан", газовой выделению природных источников [12] и магистральных трубопроводов [13]. Тема представляет большой интерес для фундаментальной науки [6-9].

Часть исследований акустического шума дождя проводится в лабораторных условиях [1], однако в основном выполняются эксперименты с одиночными каплями, что позволяет согласовать во времени гидродинамические процессы и структуры с сопутствующими акустическими эффектами. В основе экспериментальной методики – видеозапись эволюционирующего пузыря с одновременной регистрацией звукового излучения. До недавнего времени одной из проблем являлась неполная взаимная валидация видео- и акустической информации, из-за отсутствия данных, характеризующих объемные осцилляции пузыря. Проблема была решена в экспериментах [8, 9], где были обнаружены пузыри с вращательной симметрией, что позволило выделить их объемы и сравнить параметры объемных и акустических осцилляций.

Симметричные пузыри появляются при случайном сочетании физико-химических свойств падающей капли, свободной поверхности и воздушной среды. Подобные условия чувствительны к массе отрывающейся капли, которой можно варьировать, меняя размер выходного сопла капилляра, или регулируя расход, однако оба способа не обеспечивают плавной подстройки.

В настоящих опытах тонкая настройка размера капли достигнута с помощью электростатического поля, приложенного к двум электродам – выходному наконечнику капилляра и плоскому электроду, находящемуся в приемной кювете. Такая конструкция позволяет плавно менять массу оторвавшейся капли в зависимости от приложенного напряжения.

Опыты выполнены на установке "Динамика заряженной капли" (Dynamics of Charged Drops) из состава "ГФК ИПМех РАН" [10]. Капли со средним размером 0.4 мм отрывались от капилляра диаметром 1 мм с высоты 55 см. Видеосъемка проводилась камерой i-Speed 717 со скоростью 75000 к/с. Измерительная головка гидрофона (ГИ-54) располагалась на глубине 17 см на продолжении линии падения капли.

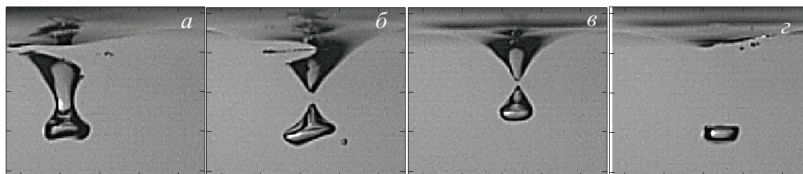


Рис. 1. Отрыв подводной части течения при напряжениях, а-в: $U = 0, 2.5, 4$ кВ. г – разрушение остатка каверны на завершающей стадии ее стягивания к поверхности при $U = 4$ кВ. Скорость видеосъемки 75000 к/с. Период отрыва капли от капилляра 42 с. Деление 2 мм.

Сценарии отрыва каверны, реализуемые при нескольких значениях напряжения, показаны на рис.1. При заданных геометрических параметрах – высоте отрыва капли, размере капилляра, расходе жидкости – разрыв подводного течения в отсутствии напряжения ($U = 0$) происходит по линии соприкосновения каверны со свободной поверхностью (рис. 1а).

При $U = 2.5$ кВ линия разрыва "каверна-поверхность" сохраняется, однако происходит отрыв пузыря и в месте сужения каверны (рис. 1б). Образовавшийся пузырь представляет собой тело почти без признаков симметрии. При дальнейшем росте напряжения ($U = 4.0$ кВ) каверна сохраняет целостность длительное время, в течение которого в ней формируется перетяжка, разрывающаяся в конечном итоге с образованием воздушного пузыря с качественной симметрией (рис. 1в). На стадии стягивания к свободной поверхности остаток каверны распадается с образованием разноразмерных пузырьков (рис. 1г).

Эволюцию пузыря до и после отрыва от каверны иллюстрирует рис. 2, на основном поле которого – временная зависимость объема V , ограниченного горизонтом отрыва пузыря и его нижним краем. Начало выделенного участка кривой совпадает с моментом отрыва пузыря. В интервале $0 < t < 2$ ms присутствует две группы, каждая из которых содержит несколько колебаний. По сути это расчетная регистрограмма объемных осцилляций пузыря, которая в интервале 0.6-1.3 ms прерывается из-за кратковременного нарушения симметрии пузыря [9]. На вставке 1 – акустический пакет, участок которого до момента t_b представляет сигнал, излучаемый отделившимся пузырем, а при $t > t_b$ – высокочастотный пакет, исходящий от группы мелких пузырей, образовавшихся при разрушении каверны, поджимающейся к поверхности (рис. 1г). В спектрах объемных осцилляций и акустического сигнала выделяется основная частота 4.3 кГц (вставки 2 и 3). Дополнительно в спектре объемных осцилляций присутствует пик на 1.9 кГц (из-за временного разрыва вследствие нарушения симметрии пузыря), а в акустическом спектре – двугорбый пик вблизи 8.5 кГц – искаженная гармоника основной частоты.

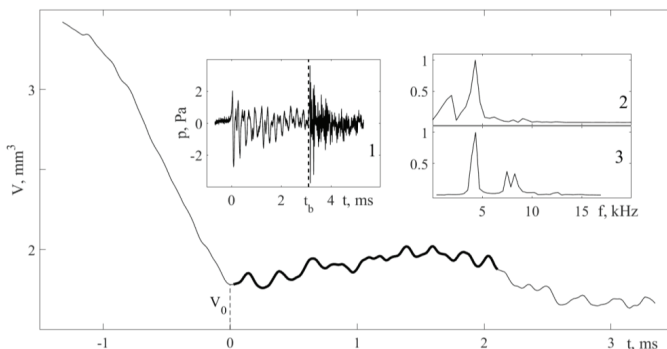


Рис. 2. Зависимость от времени объема V пузыря. $t < 0$ – объем пузыря в составе каверны, $t > 0$ – объем свободного пузыря. Выделенный участок – объемные осцилляции пузыря. Вставки: 1 – акустический пакет, 2 и 3 – спектры выделенного участка и фрагмента ($t < t_b$) акустического пакета (пиковые частоты одинаковы – 4.3 кГц). Время $t = 0$ – момент отрыва пузыря.

Совпадение частот основных спектральных пиков (рис. 2, вставки 2 и 3) – дополнительное прямое свидетельство объемных осцилляций как источника акустического излучения.

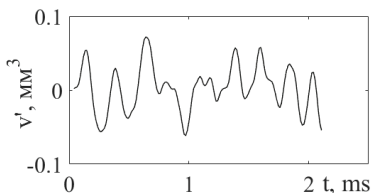


Рис. 3. Центрированная кривая объемных осцилляций пузыря

Методика эксперимента позволяет измерить уровень объемных осцилляций. На рис. 3, где показан центрированный участок осцилляций (выделенная часть кривой на рис. 2), видно, что амплитуда V' меняется от 0.02 до 0.07 мм³, при этом величина свободного V_0 объема пузыря на момент отрыва (рис. 2) равна 1.8 мм³.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена в Лаборатории механики жидкостей ИПМех РАН при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Госзадания 124012500442-3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bjorno L. Underwater rain noise: sources, spectra and interpretations. J. De Physique IV. Colloque C5. Supplement de J. De Physique 3. 1994. V. 4. P. C5-1023 – C5-1030.
2. Nystuen J. Rainfall measurements using underwater ambient noise. J. Acoust. Soc. Am. V. 79 (4). 1986. pp. 972-982.
3. Greene C. A., Wilson P. S. Laboratory investigation of a passive acoustic method for measurement of underwater gas seep ebullition. J. Acoust. Soc. Am. 2012. v. 131 (1). pp. EL61-EL66.
4. Leighton T. G. and White P. R. Quantification of undersea gas leaks from carbon capture and storage facilities, from pipelines and from methane seeps, by their acoustic emissions. Proc. R. Soc. London, Ser. A 468. 485–510 (2012).
5. Longuet-Higgins, M.S. An analytical model of sound production by raindrop. J. Fluid Mech. 1990, 214, 395–410.
6. Guo Y.P., Williams J.E. A theoretical study on drop impact sound and rain noise. J. Fluid Mech. 1991. V. 227. pp. 345-355.
7. Howe M.S., Hagen N.A. On the impact noise of a drop falling on water. Journal of sound and vibration. 2011. V. 330. pp. 625-635.
8. Prokhorov V.E. Phys. Fluids 33, 083314 (2021).
9. Prokhorov V.E. Phys. Fluids 35, 033314 (2023).
10. УИУ «ГФК ИПМех РАН: Гидрофизический комплекс для моделирования гидродинамических процессов в окружающей среде и их воздействия на подводные технические объекты, а также распространения примесей в океане и атмосфере: <http://www.ipmnet.ru/uniquequip/gfk/#equip>.

Прохоров Виктор Евгеньевич, prohorov@ipmnet.ru



ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ДИНАМИКИ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ С ОГРАНИЧЕННОЙ ИСКУССТВЕННОЙ ГАЗОВОЙ КАВЕРНОЙ

А.А. Проценко*, П.М. Шкапов

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,

Москва

protsenko.a@bmstu.ru

В работе представлен численный расчет нестационарного течения жидкости с ограниченной газовой каверной, реализованный в программном пакете CFD моделирования Simcenter STAR-CCM+. Как показали исследования, возбуждения пульсаций течения жидкости в трубопроводе можно добиться путем создания в трубопроводе газовой каверны, образующейся за кавитатором в результате поддува газа и замыкающейся на местном гидросопротивлении ниже по потоку. Такая ограниченная искусственная каверна является потенциально неустойчивой и может генерировать возмущения, передающиеся потоку протекающего компонента [1,2].

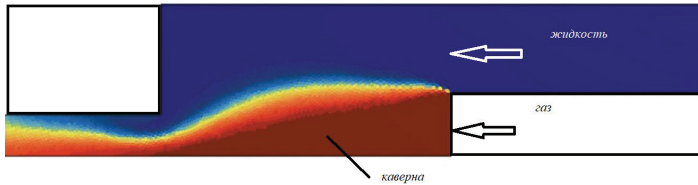


Рис. 1. Скалярная сцена распределения фаз: красный цвет – газ, синий цвет – жидкость

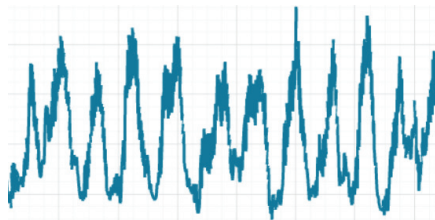


Рис. 2. Характерный вид пульсаций давления по результатам расчета

Результаты исследований показывают принципиальную возможность и достаточно высокую точность определения частот колебательных процессов в ходе численного гидродинамического моделирования не только для однофазного газового потока [3], но и двухфазного газожидкостного течения. Целью данной работы являлся подобный расчет для многофазного течения с использованием модели FOV. На рисунке 1 представлен процесс обтекания каверны, полученный в ходе CFD моделирования, а на рисунке 2 показан характерный вид пульсаций давления на входе ограниченной каверны по результатам расчета.

Эти результаты в целом соответствуют поведению каверны при пульсациях в натурном эксперименте [1,2].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шкапов П.М. Теоретические и прикладные вопросы динамики течений жидкости с ограниченной искусственной газовой каверной // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия Естественные науки. Ч.1 2012, № 3. С. 107; Ч.2. 2012, №4. С.101.
2. Очеретяный С.А., Прокофьев В.В. Влияние параметров кавитатора и сопла на эффективность работы генератора импульсных струй // Известия РАН. МЖГ. 2023, №5. С.10-24.
3. Луцкий А. Е., Меньшов И. С., Северин А. В. Определение частот пульсаций давления в каверне, обтекаемой потоком газа // Препринты Института прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН. – 2015. – №. 0. – С. 80-24.

Проценко Антон Александрович protsenko.a@bmstu.ru

Шкапов Павел Михайлович spm@bmstu.ru



НЕКОТОРОЕ ДОПОЛНЕНИЕ К УРАВНЕНИЮ БУССИНЕСКА СТАЦИОНАРНОЙ СЛАБОНЕЛИНЕЙНОЙ ВОЛНЫ НА МЕЛКОЙ ВОДЕ

А.И. Руденко

Калининградский государственный технический университет, Калининград
alex-rudenko@bk.ru

Нелинейное уравнение Буссинеска возникает при описании волн на мелкой воде, которые распространяются в двух направлениях:

$$v_{\eta\eta} - v_{xx} = v_x v_{xx} + v_{xxx} \quad (1)$$

Уравнение (1) используется, например, как полагающее в модели S.I. Lee, B.T. Yates'a, N.Y. Wu (1989 год), описывающей генерацию уединенных волн на поверхности жидкости под воздействием возмущения, распространяющимся с установившейся критической скоростью в слое мелкой воды, причем существенный вклад в механизм генерации вносит поверхностное давление, чем возмущение топографии такого же пространственного распределения. Однако, необходимо отметить, что в уравнении (1) рассмотрены только два низших приближения, но, при этом первая ненулевая поправка к нелинейному дисперсионному соотношению имеет третий порядок [1].

Ставится цель получить обобщение уравнения Буссинеска (вывод этого уравнения дан в [2]; там же найдены все его стационарные решения) стационарной слабонелинейной периодической волны на мелкой воде.

Кинематическое и динамическое граничные условия на свободной поверхности имеют вид:

$$\begin{aligned} &(-c + u(x, \eta(x)))\eta'(x) - v(x, \eta(x)) = 0, \\ &(-c + u(x, \eta(x)))^2 + v^2(x, \eta(x)) + 2g\eta(x) = c^2 + 2gc^2P, \\ &g = \text{const}, P = \text{const}. \end{aligned} \quad (2)$$

Будем исходить из (2), системы уравнений для функций $\eta(x)$, $\psi(x)$ и $\zeta(x)$, которые имеют следующий вид (ограничимся в (3), (4) слагаемыми третьего порядка малости):

$$\begin{aligned} & \sigma\eta(x) - \xi(x) + \eta(x)\psi''(x) + \frac{1}{2}(\psi'(x))^2 + \frac{1}{2}H_2(x)\xi''(x) + \\ & \eta(x)(\psi'(x)\xi'(x) - \psi''(x)\xi(x)) + \frac{1}{2}\xi^2(x) = gP, \end{aligned} \quad (3)$$

$$-\eta(x) + \psi(x) + \eta(x)\xi(x) - \frac{1}{2}H_2(x)\psi''(x) = d - h, \quad (4)$$

где $\xi(x) = V(\psi(x))$, $H_2(x) = \eta^2(x)$.

Замечание. Оператор V играет важную роль в методике анализа стационарной слабонелинейной периодической волны. Впервые он появился в [3], где использован для создания модификации второго метода Стокса. Там же и в [4] указаны его основные свойства. В частности, показано, что в случае мелкой воды действие оператора V на произвольную непрерывную ограниченную функцию $\psi(x)$ выражается простым равенством:

$$V(\psi(x)) = h^{-1}\psi(x) \quad (5)$$

Благодаря этому равенству теория волн на мелкой воде существенно проще общей теории. Далее используем систему уравнений (3), (4) и равенство (5) для вывода системы уравнений для уровня и функции $\psi(x)$ слабонелинейных длинных волн на мелкой воде и рассматриваем случай уединенной волны.

Получена система уравнений для слабонелинейной уединенной волны на мелкой воде:

$$\begin{aligned} & h\eta^2(x)\psi''(x) = 2((\eta(x) + h)\psi(x) - h\eta(x)), \\ & c^2 h\eta(x)(2\eta(x) + h)((\psi'(x))^2 - c^2(3\eta(x) + 4h)\psi^2(x) + \\ & 2c^2(\eta^2(x) + 2h\eta(x) + 2h^2)\psi(x) - 2h\eta(x)(c^2 - gh)\eta(x) + c^2h(P + 2)) = 0. \end{aligned}$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ньюэлл Алан. Солитоны в математике и физике. Н:ИО НФМИ, 1998-320 с.
2. Boussinesq J. Theorie des ondes et des remous qui se propagent. Jour. Math. Pures Appl. 1872. V. 17. № 2. P. 55 - 108.
3. Stokes G.G. Supplement to a paper on the theory of oscillatory waves. Mathematical and Physical Papers 1. Cambridge. 1880. P. 314 - 326.
4. Stokes G.G. On the theory of oscillatory waves. Mathematical and Physical Papers 1. Cambridge. 1880. P. 197 - 229.

Руденко Алексей Иванович, alex-rudenko@bk.ru



АЭРОДИНАМИКА ПОТОКОВ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ БЕЗДИАФРАГМЕННОЙ УДАРНОЙ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЫ

Л.Б. Рулева*, С.И. Солодовников
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
ruleva@ipmnet.ru

ВВЕДЕНИЕ

В ударной трубе установки ГУАТ сопловая мембрана заменена пневматическим быстродействующим клапаном [1], проведены экспериментальные исследования по распределению потоков на поверхностях модели плоского канала. Модель содержала расположенные на расстоянии 20 мм или 10 мм друг от друга верхний полуклин тройного угла и нижнюю затупленную кромку. Выявлено, что наличие пневматического клапана вместо сопловой мембраны создает другую аэродинамику при обтекании модели. Вместо квазистационарного начального истечения из сопла на датчиках плоского канала модели регистрировалась повышенная турбулентность, характерная для пневматических клапанов [2]. Приведен пример распределения давлений при различных расстояниях частей модели друг от друга и от сопла. Показана возможность смещения давления в локальных областях канала при изменении дистанций частей модели друг от друга.

МОДЕЛЬ И ЛАБОРАТОРНАЯ УСТАНОВКА

Модель исследования представляет собой плоский канал, образованный полуклином тройного угла и затупленной кромкой, на поверхностях которых внедрены сертифицированные высокочастотные датчики давления, отмеченные на схеме рис.1 номерами, а их расстояние от сопла буквами.

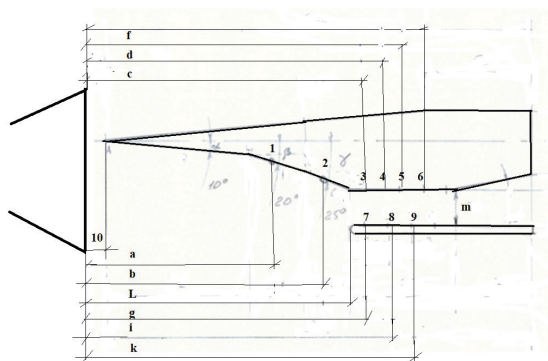


Рис.1. Схема модели исследования.

Дистанция нижней модели от сопла, L , в экспериментах менялось от 90 до 120 мм, а расстояние от верхней модели m от 20 до 10 мм.

Сигналы сертифицированных быстродействующих датчиков давления оцифровывались АЦП, с частотой 10 МГц, и, программой «powergraph», информация отображалась в компьютере с шагом 0.4 мкс. Среда размещения модели была вакуумирована до давлений: 1Па, 10Па и 100Па. Экспериментальные исследования проведены в соответствии с реестром тестовых задач для ГУАТ [3,4].

РЕЗУЛЬТАТЫ ФИЗИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Экспериментально выявлено, что при дистанциях нижней модели от сопла 90-120мм максимальное давление испытывают области с датчиками 2 и 8 если расстояние между моделями 20 мм. Если между моделями 10 мм, то максимальное давление

смешено по потоку и регистрировалось на датчиках 4 и 9. Графики датчиков давления приведены на рис.1 а и б.

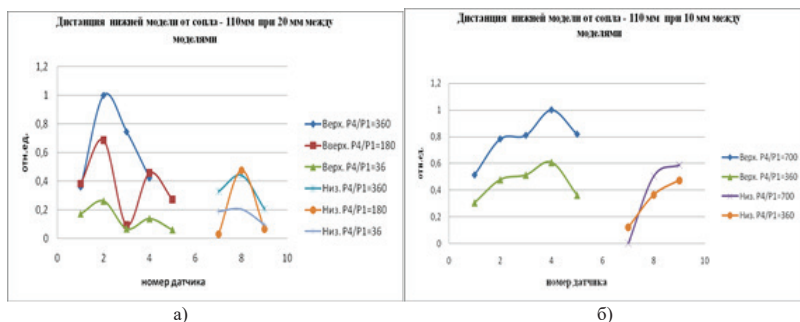


Рис.4. Распределение давления в плоском канале

Давление на поверхностях модели зависит от давлений в ударной трубе: P4- давления в камере высокого давления и P1- давления в канале низкого давления.

Предсказуемая зависимость давлений от геометрического положения в тестовых режимах может быть полезной при необходимости смещения места повышенного давления в плоском канале.

Проводимые ранее [5] экспериментальные исследования с данной моделью с сопловой мембраной показали другое распределение давлений по поверхности. Максимальное давление испытывали области датчика 2 и 7 с монотонным возрастанием и снижением давлений. После установки соплового клапана в ГУАТ вместо разрушаемой мембраны значительно повысились турбулентность потока за соплом. Квазистационарные участки сократились до минимума, а на протяжении хода одной ударной волны в ударной трубе возникали многократные подъемы давлений.

ВЫВОДЫ

Проведены экспериментальные исследования распределения давлений на поверхности плоского канала в аэродинамическом блоке модернизированной установке ГУАТ. Плоский канал выполнен в виде тройного полуклина и затупленной кромки. На распределение давлений в плоском канале влияет расстояние между моделями и дистанция затупленной кромки от сопла.

Выявлено, что сопловой клапан, установленный вместо разрушаемой мембраны турбулизует [2] истекающий на модель поток. Для валидационных целей, предполагающих наличие фрагментов квазистационарных течений, замена разрушаемой мембраны сопловым клапаном не рекомендуется.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена по теме госзадания № 124012500440-9.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Исаков С.Н., Исаков И.Н., Юркин С.В. Патент РФ №2066656. Пусковая установка
2. Панасенко А. В. Расчет формирования ударной волны в ударной трубе при различном способе начального истечения газа//Физико-химическая кинетика в

- газовой динамике. 2022. Т.23, вып. 1. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-1/articles/981/>.
3. *Суржиков С. Т.* Расчетные исходные данные для решения тестовых задач в измерительной секции гиперзвуковой ударной аэродинамической трубы ГУАТ лаборатории РадГД ИПМех РАН//Физико-химическая кинетика в газовой динамике.– М. 2021.– Т.22.– вып. 1. –URL: <http://chemphys.edu.ru/issues/2021-22-1/articles/931>.
 4. *Суржиков С. Т.* Расчетные исходные данные для решения тестовых задач в рабочей зоне гиперзвуковой ударной аэродинамической трубы ГУАТ лаборатории РадГД ИПМех РАН//Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2021. Т.22, вып. 1. <http://chemphys.edu.ru/issues/2021-22-1/articles/930/>.
 5. *Ruleva L.B., Solodovnikov S.I.* Experimental studies of wedge models// IOP Publishing. 2021.1959. DOI: 10.1088/1742-6596/1959/1/012040.

Ружева Лариса Борисовна, ruleva@ipmnet.ru
Солодовников Сергей Иванович, Sis63@yandex.ru



ВИХРЕВОЕ ДВИЖЕНИЕ В СУСПЕНЗИИ АКТИВНЫХ БРОУНОВСКИХ ЧАСТИЦ ПРИ ПОСТОЯННОМ ВНЕШНЕМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Р.В. Сеношенко^{1,2}, Е.А. Кононов¹, М.М. Васильев¹, О.Ф. Петров¹*

¹ *Объединенный институт высоких температур РАН, Москва*

² *Московский физико-технический институт, Долгопрудный*
senoshenko@mail.ru

Переход к вихревой динамике можно наблюдать в неравновесных системах различного масштаба и происхождения: от коллективов микро- и макроорганизмов до атмосферных циклонов [1]. В то же время, для термодинамически неравновесных систем возможно сохранение прежних характеристик движения. В подобных системах, содержащих распределённые в жидкой или газовой среде поглощающие коллоидные частицы, может возникать явление активности - преобразование внешней энергии в собственную кинетическую энергию [2]. В системах активных броуновских частиц возможны структурные переходы и различные коллективные явления в зависимости от собственных свойств и типа внешнего воздействия. Вихревое движение можно наблюдать как в живых активных системах [3], так и в искусственных системах активных броуновских частиц, которые находятся под воздействием лазерного излучения [4].

Экспериментально наблюдалось возникновение вихревого движения в системе, являющейся монодисперсной суспензией и находящейся под воздействием лазерного излучения. Сферические частицы микронного размера из меламина-формальдегида с частичным медным покрытием были поверхностно стабилизированы поверхностно-активным веществом во избежание коагуляции. Жидкофазная среда представляла собой вязкую инертную смесь предельных углеводов – минеральное масло. Система из

~3000 частиц полностью находилась под воздействием однородного пучка. Изначально структура приходила в движение и формировала замкнутый однонаправленный поток. При длительной экспозиции в лазерном пучке наблюдалось разделение потока на два разнонаправленных вихря.

На основе полученных экспериментальных видеоданных были получены координаты движения частиц во времени, восстановлены их траектории. Также были рассчитаны их скорости и кинетические энергии, построены зависимости среднеквадратичного смещения (MSD) от времени для наблюдаемых режимов движения частиц. Были рассчитаны средние кинетические энергии и коэффициенты диффузии для каждого режима. Предложен механизм возникновения и развития вихревого движения в коллоидной системе.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 24-12-00345).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Han, K. et al.* Emergence of self-organized multivortex states in flocks of active rollers. *Proceedings of the National Academy of Sciences* vol. 117 9706–9711 (2020).
2. *Zhang, B., Snezhko, A., Sokolov, A.* Guiding Self-Assembly of Active Colloids by Temporal Modulation of Activity. *Physical Review Letters* vol. 128 (2022).
3. *Ling, H., Mclvor, G.E., Westley, J. et al.* Behavioural plasticity and the transition to order in jackdaw flocks. *Nat Commun* 10, 5174 (2019).
4. *Madden, I. P. et al.* Hydrodynamically Controlled Self-Organization in Mixtures of Active and Passive Colloids. *Small* vol. 18 (2022).

Сеношенко Рада Владимировна, senoshenko@mail.ru

Кононов Евгений Александрович, gadvin@yandex.ru

Васильев Михаил Михайлович, mixxy@mail.ru

Петров Олег Федорович, ofpetrov@ihed.ras.ru



ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛЕГКОПЛАВКОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА С НАБЕГАЮЩИМ ВЫСОКОСКОРОСТНЫМ ПОТОКОМ НАГРЕТОГО ГАЗА

Н.С. Сиваков, В.А. Усанов*

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва

sivakov@ipmnet.ru

ВВЕДЕНИЕ

Использование твердого легкоплавкого топлива обуславливается его широким использованием в различных сферах промышленности, а также применимостью к решению экологических проблем. Использующиеся в настоящее время полимерные твердые топлива имеют ряд недостатков, среди которых главный – низкая скорость газификации. Переход от полимерных твердых топлив к легкоплавким позволяет обеспечить более высокую скорость регрессии. За счет низкой температуры плавления

на поверхности твердого топлива образуется тонкий слой расплавленного материала, который взаимодействует с потоком газа различной скорости и температуры. Вследствие развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца под действием набегающего потока происходит образование волн расплава, формирование и отрыв мелкодисперсных фрагментов. Унос капель расплава интенсифицирует скорость регрессии легкоплавких твердых топлив.

Для управления процессом плавления топлива важно иметь возможность изучить различные аспекты протекающего процесса при помощи экспериментальных и численных методов [1, 2], а также произвести сравнение полученных с их помощью результатов. Цель данной работы – проведение численных расчетов и экспериментов по плавлению парафина при различных входных параметрах, качественный анализ результатов, оценка и сравнение полученной скорости регрессии.

ПАРАМЕТРЫ ЗАДАЧИ

Экспериментальная часть работы выполнялась на исследовательской установке лаборатории термодинамики и горения ИПМех РАН [3]. Суть экспериментов состояла в обтекании потоком высокоскоростного нагретого сжатого атмосферного воздуха образца легкоплавкого твердого топлива, выполненного из парафина марки П2.

Численное моделирование проводилось в программном пакете OpenFOAM в двумерной постановке, при этом расчетная область представляла собой плоскость симметрии экспериментальной камеры. Размер расчетной сетки составлял порядка 30000 ячеек. Использовался стандартный расчетный модуль *icoReactingMultiphaseInterFoam*, он позволяет моделировать несжимаемые многофазные течения методом VOF с возможностью учета фазового перехода при помощи полуэмпирической модели Lee. Для моделирования турбулентности использовалась модель крупных вихрей (LES).

Численные расчеты проводились для нескольких проведенных экспериментов [3] с параметрами, приведенными в таблице 1. Данные варианты отличаются температурой и давлением на входе в камеру, а также расходом газа. В расчетах на входе в камеру задавался поток воздуха со скоростью и плотностью, рассчитанными через параметры эксперимента. Твердый парафин имел температуру $T_p = 303$ К, плавление парафина начинается при $T_m = 324$ К.

Таблица 1: Параметры экспериментов [3]

№ Варианта	Расход газа G, кг/сек	$T_{вх}$, К	$P_{вх}$, атм
1	0.124	757	4.58
2	0.128	644	4.23
3	0.129	835	4.88
4	0.1804	905	7.47
5	0.1914	751	6.65

РЕЗУЛЬТАТЫ

В численных расчетах получено начальное плавление передней кромки образца, за которым следует неравномерное плавление его верхней поверхности. В области перехода от передней (наклонной) кромки к верхней в эксперименте можно заметить отрыв потока расплава и его диспергирование воздухом на мелкие фрагменты. В расчете вблизи данной области наблюдается скопление объемной доли расплава и, как следствие, более быстрое плавление парафина (см. рис. 1). Видно, что для отслеживания возникающих в эксперименте мелких капелек используемого пространственного разрешения недостаточно. Однако общий вид эволюции поверхности парафина хорошо

воспроизводится численно. Возникающий на поверхности образца жидкий слой парафина возмущается воздухом, что приводит к развитию неустойчивости Кельвина-Гельмгольца с образованием волн на поверхности жидкости (см. рис. 2). Согласно теории [2], при уменьшении скорости потока газа волны, образующиеся на поверхности расплавленного слоя материала, становятся более устойчивыми к разрушению. Это подтверждается экспериментальными наблюдениями.

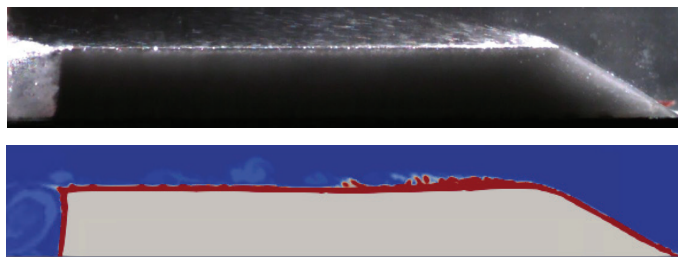


Рис. 1. Плавление образца при обдуве высокотемпературным потоком. Сверху – эксперимент, снизу – расчет (красным показана объемная доля расплава $\alpha = 0.05$).

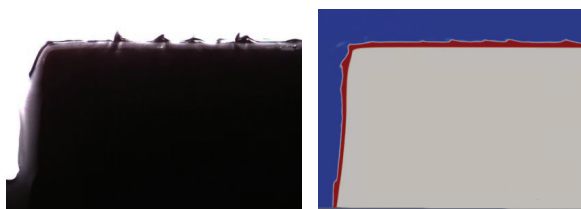


Рис. 2. Волны расплавленного материала на поверхности парафина. Слева – эксперимент, справа – расчет.

На рис. 3 приведена зависимость линейной скорости регрессии образца от температуры и расхода воздуха. Видно, что погрешность результатов расчета относительно экспериментальных данных не превышает 10%. Также воспроизводится основная наблюдаемая в эксперименте зависимость – скорость регрессии повышается при увеличении температуры воздуха и его расхода.

Однако расчет дает более высокую скорость регрессии для случая с повышенным расходом газа (пара точек 5, рис. 3), чем для случая с более высокой температурой воздуха (пара точек 3, рис. 3), что не соответствует эксперименту. Это можно объяснить недостаточным размером расчетной сетки, а также упрощенным характером используемой модели фазового перехода.

В экспериментах получено, что линейная скорость регрессии образца лежит в диапазоне от 0.2 мм/с для низких температур на входе в камеру и при низком расходе воздуха до 1 мм/с для высоких температур и расхода газа.

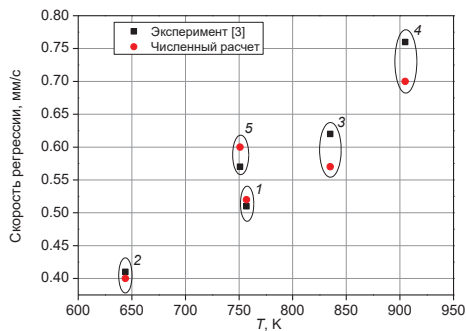


Рис. 3. Сравнение результатов численных расчетов с экспериментальными. Пары точек 1-5 соответствуют вариантам из таблицы 1.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе произведено сравнение численных и экспериментальных результатов для задачи о плавлении парафина при обдуве потоком высокотемпературного газа. Для обоих методов исследования наблюдаемое образование жидкого слоя парафина и его возмущения вследствие развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца качественно согласуются. Получено приемлемое совпадение результатов по скорости регрессии образца. Для анализа возникающей неустойчивости и проведения дисперсного анализа унесенных капель расплава необходим переход к более высокому пространственному разрешению. В дальнейшей работе будет выполнен переход к трехмерному моделированию, а также развитие математической модели для учета испарения капель жидкого парафина и последующего воспламенения образующейся смеси.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 24-19-00703).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kobald M., Verri I. & Schlechtriem S. Theoretical and experimental analysis of liquid layer instability in hybrid rocket engines // CEAS Space J. 2015. V. 7. P. 11–22.
2. Rashkovskii S.A., S.E. Yakush S.E. Numerical simulation of low-melting temperature solid fuel regression in hybrid rocket engines // Acta Astronautica. 2020. V. 176. P. 710-716.
3. Усанов В.А., Раиковский С.А., Якуш С.Е., Гембаржевский Г.В. Экспериментальное исследование горения твердого легкоплавкого топлива // Тез. докл. XVIII Всерос. конф. молодых ученых «Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии». 2024. с.183-184.

Сиваков Никита Сергеевич, sivakov@ipmnet.ru
 Усанов Владислав Александрович, usanov@ipmnet.ru



ЛАЗЕРНАЯ НЕОКИСЛИТЕЛЬНАЯ КОНВЕРСИЯ МЕТАНА В ПРИСУТСТВИИ КАТАЛИТИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ

В.Н. Снытников, Е.Е. Пескова*

*Институт катализа имени Г.К.Борескова СО РАН, Новосибирск
Национальный исследовательский Мордовский государственный университет,
Саранск
snvt@catalysis.ru*

Воздействие лазерного излучения на различные среды используется во многих современных технологиях, науке и технике. С помощью лазерного излучения можно создать в среде неравновесность с интенсификацией тепло-массопереноса, изменением температуры и состава смеси, расширением области диффузионных процессов [1].

В лазерной термохимии исследуются дозвуковые течения химически активной среды [2]. Для двухфазной среды из многокомпонентного углеводородного газа и наночастиц с воздействием на среду лазерного излучения нами была создана математическая модель [3], вычислительный алгоритм и численный метод [4]. Решение нестационарных пространственно двухмерных осесимметричных задач по этой численной модели ведется с использованием программного кода [5]. Для фундаментальной проблемы газохимии переработки природного газа была предложена кинетическая схема неокислительной конверсии метана в ценные углеводороды и водород [6]. Эта кинетическая схема была включена в математическую модель и численный код. Ранее мы представляли цифровую модель лазерного реактора каталитической конверсии метана в углеводороды и водород в узкой трубе, в которой лазерное излучение было направлено навстречу двухфазному потоку метана с каталитическими наночастицами [7]. В узкой трубе теплопередача от стенок определяет температуру потока.

Изучение воздействия лазерного излучения на теплообмен наиболее важно провести, как нам представляется, для случая средних диаметров трубы и ламинарного потока реакционной двухфазной среды. Средний диаметр означает, что длина теплопроводности по среде близка к радиусу трубы.

В работе проведено численное исследование ламинарного течения двухфазного реакционного потока метана и каталитических наночастиц в обогреваемой трубе, длина которой на порядок больше ее диаметра. Со входного торца по оси трубы вдоль течения направлено лазерное ИК- излучение. В вычислительных экспериментах изучена динамика среды при условии, когда длина теплопроводности у среды сравнима с радиусом трубы, а температура стенки достаточна для протекания эндотермической конверсии метана с увеличением объема продуктов. Излучение CO₂ лазера с интенсивностью, на два порядка выше теплового потока со стенок, поглощается этиленом и частицами. Найдено, что воздействие лазерного излучения увеличивает температуру среды в области поглощения излучения, приводит к линейному снижению интегрального теплового потока от стенок в зависимости от мощности излучения и способствует интенсификации гетерогенно-гомогенных реакций.

Исследование тепловых процессов по длине трубы показало образование трех областей: начальная область нагрева без химических реакций и без поглощения излучения, область поглощения излучения с теплоотдачей от стенок к газовой смеси и протеканием эндотермического химического процесса, область теплоотдачи от стенок трубы в газопылевую реакционную смесь в отсутствии излучения. Эти три области разделяются между собой узкими зонами, в которых число Нуссельта взрывообразно увеличивается на порядок. Посредством численных расчетов с различным расходом

смеси и мощностью излучения в области поглощения лазерного излучения получено абсолютное значение коэффициента теплоотдачи 3.7, которое совпадает со значением числа Нуссельта в круглой трубе без химических реакций. В области теплоотдачи от стенок трубы процесс конверсии метана протекает с числом Нуссельта 9, полученным нами для нагретой трубы и лазерного излучения разной мощности и интенсивности. Найдено на уровне оценки, что режим с тепловым потоком от реакционной среды на стенки трубы возникает, когда мощность лазерного излучения составляет более половины от суммарного теплового потока со стенок без излучения.

Выяснилось, что эффективность расхода лазерной энергии на единицу массы превращенного метана в нагретой трубе с тепловым потоком от стенки выше почти в 3 раза, чем эффективность тепловой мощности, поступающей в объем от стенок трубы. Расчеты с несколькими значениями мощности излучения в диапазоне от 0 до 60 Вт показали повышение температуры смеси и расширение его влияния на химический процесс вне области поглощения излучения как до зоны поглощения против потока, так и за зоны поглощения по потоку реакционной среды. Конверсия метана на выходе трубы увеличилась с 23% при нулевой мощности до 37% при 60 Вт с образованием в первую очередь этилена и водорода, а также ацетилена и ароматических соединений. Расчет с излучением мощностью 30 Вт и разной интенсивностью показал незначительную зависимость конверсии метана и селективности по продуктам на выходе трубы. При вводе дополнительной ИК-лазерной мощности удельная энергия конверсии метана снижается. Для 60 Вт она составила 8.18 кДж/г. Можно предполагать, что полученные значения являются предельными для этого химического процесса.

Таким образом, решена задача о течении реакционной газопылевой среды в нагретой трубе при вводе в среду попутного теплового лазерного излучения, его воздействии на химический процесс и теплообмене со стенками трубы. Решение этой задачи будет полезно для разработки технологий получения водорода и ценных углеводородов в компактных реакторах для малотоннажных химических технологий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Карлов Н.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. Лазерная термохимия. М.: ЦентрКом, 1995. – 368 с.
2. Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С., Шафеев Г.А. Термокаталитические процессы, индуцируемые лазерным излучением в химически активных газовых средах // Квантовая электроника. 1983. Т. 10, № 7. С. 1373 – 1379.
3. Снытников В.Н., Пескова Е.Е., Стояновская О.П. Модель двухтемпературной среды газ – твердые наночастицы с лазерным пиролизом метана // Математическое моделирование. 2023. Т. 35. № 4. С. 24 – 50.
4. Пескова Е.Е., Снытников В.Н., Жалнин Р.В. Вычислительный алгоритм для изучения внутренних ламинарных потоков многокомпонентного газа с разномасштабными химическими процессами // Компьютерные исследования и моделирование. 2023. Т. 15, № 5. С. 1169–1187.
5. Пескова Е.Е., Снытников В.Н. Программный комплекс LasChemFVM-2D для моделирования нестационарных дозвуковых потоков двухфазной реакционной среды. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ 2024667038 от 19.07.2024. – 2024.
6. Lashina E.A., Peskova E.E., Snytnikov V.N. Mathematical modeling of the homogeneous-heterogeneous non-oxidative CH₄ conversion: the role of gas-phase H or CH₃ // Reaction Kinetics, Mechanisms and Catalysis. 2023. Vol. 136. P. 1775–1789.
7. Снытников В.Н., Пескова Е.Е. Цифровая модель лазерного реактора каталитической конверсии метана в углеводороды и водород // Волны и вихри в сложных средах: 14-ая международная конференция – школа молодых ученых; 28 ноября – 01 декабря 2023 г., Москва: Сборник материалов школы. М.: ООО «ИСПОпринт», 2023, 348 с.



ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОДНОСТОРОННЕЙ КОНЦЕНТРАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Е.Б. Соболева

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
soboleva@ipmnet.ru*

Углекислый газ (CO_2) скапливается в атмосфере, приводя к вредному воздействию на климат, поэтому в настоящее время широко применяются и развиваются технологии его улавливания и хранения [1]. Наиболее перспективной из них представляется технология захоронения CO_2 в подземных пористых образованиях на глубине более 800 м. В таких условиях в силу высокого давления и температуры углекислый газ переходит в сверхкритическое жидкоподобное состояние. Флюид CO_2 легче воды при аналогичных условиях, но может с ней смешиваться за счет диффузии. Известно, что при растворении сверхкритического CO_2 в подземной соленой воде плотность раствора несколько повышается. То есть раствор, содержащий CO_2 , оказывается более плотным чем водный солевой раствор без CO_2 . Это обстоятельство обуславливает гравитационную неустойчивость образующегося диффузионного слоя и приводит к развитию односторонней концентрационной конвекции. В литературе можно встретить две модели, которые описывают данное явление. В первой модели верхний слой чистого CO_2 считается неподвижным. Его наличие сводится к представлению верхней границы области как источника CO_2 . Рассматривается диффузия CO_2 внутрь, в водную среду; формируется неустойчивый диффузионный слой под верхней границей. Такая модель использована, в частности, в [2]. Развернутый обзор исследований по теме можно найти в [3]. Во второй модели исходно учитываются два слоя – снизу соленая вода (жидкость 1), сверху CO_2 (жидкость 2), – диффузионное перемешивание которых приводит к формированию более тяжелого слоя между ними. При таком подходе используется нелинейное уравнение состояния $\rho(c)$, связывающее плотность раствора ρ (смесь жидкостей 1 и 2) с концентрацией растворенной примеси c ; примесь считается CO_2 . Исследования в рамках второй модели немногочисленны, хотя она дает более полное описание процесса, учитывая эволюцию верхнего слоя. В [4] в качестве уравнения состояния берется полином четвертой степени, в [5] – кубическое уравнение Пенга-Робинсона; коэффициенты уравнений в обеих публикациях не приводятся. Однако, уравнению состояния следует уделить повышенное внимание, поскольку именно оно задает распределение плотности в образующемся диффузионном слое и, в конечном счете, определяет конвективную неустойчивость.

В настоящей работе исследуется развитие односторонней концентрационной конвекции внутри пористого образования, уравнение состояния является полиномом третьей степени. Определены коэффициенты полинома в зависимости от физических условий. Представлены результаты численного моделирования начала и развития конвекции, исследованы характеристики массопереноса.

Гидродинамическая модель включает уравнения неразрывности, движения

(уравнение Дарси), переноса примеси, а также уравнение состояния.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\mathbf{u} = -\frac{k}{\mu}(\nabla P - \rho g \mathbf{e}) \quad (2)$$

$$\phi \frac{\partial c}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla c = \nabla \cdot (\phi D \nabla c) \quad (3)$$

$$\rho = \rho(c) \quad (4)$$

Здесь ρ – плотность раствора, c – концентрация примеси, \mathbf{u} , P – скорость фильтрации и давление; ϕ , k – пористость и проницаемость твердой фазы; μ , D , g , \mathbf{e} – коэффициенты вязкости и диффузии, ускорение свободного падения и единичный вектор, сонаправленный с вектором силы тяжести. Общий вид кривой $\rho(c)$ показан на рис. 1, где ρ_{10} и ρ_{20} – исходные значения плотности нижней и верхней жидкостей ($\rho_{10} > \rho_{20}$), c_m – значение концентрации, при которой плотность смеси достигает максимального значения ρ_m . Данный вид кривой подразумевает выполнение четырех условий:

$$1). c = 0: \rho = \rho_{10}; \quad 2). c = 1: \rho = \rho_{20}; \quad 3). c = c_m: \rho = \rho_m; \quad 4). c = c_m: \frac{\partial \rho}{\partial c} = 0 \quad (5)$$

Пусть функция $\rho(c)$ имеет вид:

$$\rho(c) = \rho_{10} + (\rho_m - \rho_{10})S(c) \quad (6)$$

Тогда в качестве $S(c)$ возьмем простейшую зависимость с четырьмя константами – полином третьей степени:

$$S(c) = a_0 + a_1c + a_2c^2 + a_3c^3 \quad (7)$$

Константы a_i , $i = 0, \dots, 3$, однозначно определяются по (5).

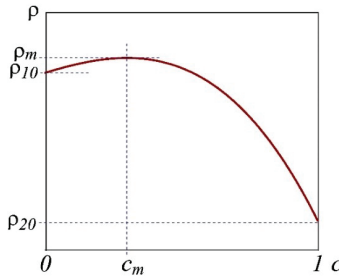


Рис. 1. Зависимость плотности смеси ρ от концентрации примеси c .

Задача характеризуется безразмерными параметрами:

$$Ra = \frac{k(\rho_m - \rho_{10})g}{\mu v_0 \phi}, \quad \Sigma_d = \frac{\rho_{20}}{\rho_{10}}, \quad \Sigma_\rho = \frac{\rho_{10} - \rho_{20}}{\rho_m - \rho_{10}}, \quad c_m \quad (8)$$

Число Рэлея-Дарси Ra включает характерную скорость движения v_0 .

На основе математической модели создан новый вычислительный код с использованием конечно-разностного метода. Уравнения неразрывности (1) и движения (2) интегрируются совместно методом типа SIMPLE. Конвективный член в (3) аппроксимируется по схеме QUICK, интегрирование по времени осуществляется методом Рунге-Кутты второго порядка точности. Код протестирован.

При моделировании использованы значения плотности: $\rho_{10} = 1.0 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\rho_{20} = 0.9 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\rho_m = 1.01 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, по которым рассчитаны безразмерные параметры: $\Sigma_d = 0.9$, $\Sigma_\rho = 10.0$. Кроме того, задано: $c_m = 0.3$, $Ra = 1.0 \cdot 10^3$. Результаты моделирования представлены на рис. 2; величина $S = \frac{\rho - \rho_{10}}{\rho_m - \rho_{10}}$, которая присутствует в (6), – это безразмерная плотность.

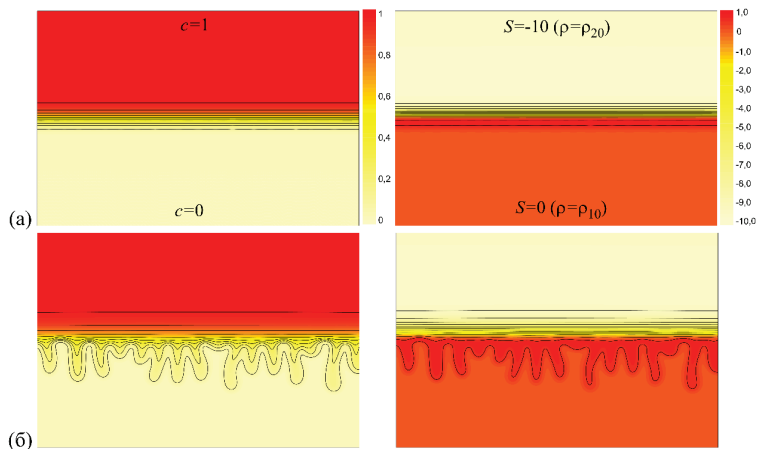


Рис. 2. Поля концентрации примеси c (слева) и безразмерной плотности S (справа) в моменты времени $t = 0.6 \cdot 10^{-3}$ (а), $0.3 \cdot 10^{-2}$ (б).

Масштаб времени – H/v_0 , где H – высота расчетной области. Видно, что сначала между верхней (CO_2) и нижней (соленая вода) жидкостями образуется диффузионный слой с монотонным уменьшением концентрации примеси сверху вниз (рис. 2а (слева)). При этом плотность смеси меняется немонотонно в силу нелинейного уравнения состояния; в диффузионном слое она оказывается больше, чем в верхней и нижней жидкостях (рис. 2а (справа)), что приводит к развитию конвективного движения. Однако, конвективные «пальцы» не могут всплывать вверх, т.к. они тяжелее, чем чистый флюид CO_2 , и поэтому продвигаются только вниз. Нижняя жидкость распространяется вверх только за счет диффузии. Наблюдается односторонняя концентрационная конвекция (рис. 2б).

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (код проекта 24-11-00222).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Huppert H.E., Neufeld J.A. The fluid mechanics of carbon dioxide sequestration // Annu. Rev. Fluid Mech. 2014. V. 46. P. 255–272.
2. Soboleva E.B. Density-driven convection in an inhomogeneous geothermal reservoir // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2018. V. 127 (part C). P. 784–798.
3. Soboleva E. Instability Problems and Density-Driven Convection in Saturated Porous Media Linking to Hydrogeology: A Review // Fluids 2023, V. 8 (2). 36.
4. Daniel D., Riaz A. Effect of viscosity contrast on gravitationally unstable diffusive layers in porous media // Phys. fluids 2014. V. 26. 116601.

5. *Elenius M.T., Gasda S.E. Convective Mixing Driven by Non-monotonic Density // Transport in Porous Media 2021. V. 138. P. 133–155.*

Соболева Елена Борисовна, soboleva@ipmnet.ru



ПРИБЛИЖЕННЫЕ ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ МЕТОДА “ГИДРОДИНАМИКА СГЛАЖЕННЫХ ЧАСТИЦ” ВЫСОКОГО ПОРЯДКА

О.П. Стояновская, М.С. Арендаренко, О.А. Бурмистрова,
В.В. Григорьев, Р.В. Жалнин, Т.В. Маркелова
Институт гидродинамики им. М.А.Лаврентьева СО РАН, Новосибирск
o.p.sklyar@gmail.com*

Макроскопические модели механики сплошных сред представляют собой уравнения в частных производных. Гидродинамика сглаженных частиц (Smoothed Particle Hydrodynamics, SPH) может рассматриваться как способ аппроксимации уравнений в частных производных на подвижных нерегулярно расположенных в пространстве узлах. Основная идея SPH состоит в том, чтобы по дискретному набору узлов построить гладкую аппроксимирующую функцию с помощью финитных сглаживающих ядер, носитель которых меньше расчетной области, но охватывает несколько соседних частиц. В классической версии SPH для вычисления производных операция дифференцирования применяется к гладким ядрам. В работе предложен новый способ аппроксимации первых производных в SPH, основанный на применении идеи конечных разностей вместо дифференцирования ядер.

Метод исследован теоретически с использованием приближенных дисперсионных соотношений (ПДС). ПДС представляет собой классическое дисперсионное соотношение для исходной континуальной модели, слагаемые которого умножены на функционалы, зависящий от счетных параметров задачи. ПДС позволяет исследовать порядок аппроксимации и устойчивость метода. Показано, что при сопоставимых вычислительных затратах новый способ расчета производных дает тот же или более высокий порядок аппроксимации, что и классический. Установлено, что фактическая погрешность решения, полученного новым методом, даже при грубом разрешении оказывается в разы меньше, чем при использовании классического метода. Кроме того, установлено, что новый метод с ядрами высокого порядка является безусловно устойчивым при точном интегрировании по времени, тогда как классический метод с ядрами высокого порядка даже с точным интегрированием по времени является условно устойчивым.

Исследование методов SPH высокого порядка на практике выполнено на задачах, имеющих эталонное гладкое или разрывное решение, в том числе на двумерной задаче о развитии неустойчивости Рихтмайера-Мешкова. Для этой задачи построены спектры турбулентности решения.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТЫ

Исследование выполнено за счет средств гранта РФФ 23-11-00142.

Арендаренко Максим Сергеевич, m.arendarenko@inbox.ru
Бурмистрова Оксана Александровна, oksanabur@hydro.nsc.ru
Григорьев Виталий Валерьевич, vitaliygrigoryev@yandex.ru
Жалнин Руслан Викторович, zhrv@hpc.mrsu.ru
Маркелова Тамара Валерьевна, matamara@gmail.com
Стояновская Ольга Петровна, o.p.sklyar@gmail.com



НАБЛЮДЕНИЯ ВНУТРЕННИХ ВОЛН, ВИХРЕЙ И ЛИГАМЕНТОВ В СЛЕДЕ ЗА БУКСИРУЕМОЙ СФЕРОЙ В НЕПРЕРЫВНО СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ

*Е.Я. Сысоева, Ю.Д. Чашечкин**

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
yulidch@gmail.com*

Интерес к изучению сил, действующих на движущуюся сферу, к описанию образующихся возмущений и в гомогенной, и в гетерогенной среде, сформировавшийся в середине XIX века, вызванный необходимостью повышения точности маятниковых часов для навигации и гравиметрии [1], устойчиво сохраняется и в настоящее время. Сфера, как совершенное тело, удобный объект для математических исследований, служит универсальной моделью плохо обтекаемых препятствий, распространенных в природе и технических приложениях. Обзор результатов многолетних исследований картины обтекания сферы однородной и стратифицированной жидкостью приведен в [2]. В настоящее время активно проводятся аналитические [3], численные [4–7] и согласованные с экспериментом исследования обтеканий тел [8,9]. Рассматриваются задачи установления картин течений как на основе различных версий теорий турбулентности, так и уравнений Навье-Стокса для стратифицированных сред в приближении Буссинеска.

Экспериментальные стенды комплекса УИУ «ГФК ИПМех РАН» [10] разрабатывались с учетом свойств семейства полных решений системы фундаментальных уравнений механики жидкостей в линейном и слабонелинейном приближениях, построенных методами теории сингулярных возмущений [11]. Регулярные компоненты полных решений характеризуют волны, вихри и течения. Сингулярным компонентам, оценки масштабов которых включают диссипативные коэффициенты, соответствуют лигаменты – тонкие волокна и высокоградиентные прослойки, наблюдаемые в опытах. Их поперечные масштабы, как правило, малые, определяются диссипативными свойствами (кинетическими коэффициентами) и базовыми параметрами процессов, такими, как частота волны, скорость потока или время формирования.

Малость поперечных масштабов структур, их быстрая изменчивость, делают оптические методы безальтернативными при изучении картин течений жидкостей и газов. Необходимость их реализации предъявляет высокие требования к оптическому качеству установок. Требования к экспериментальным установкам, инструменты которых должны позволять регистрировать крупные компоненты и разрешать наиболее тонкие во всем пространстве наблюдений, и выбору сеток при численном моделировании определяют пространственно-временные масштабы решений [11]. Невыполнимостью

этого условия объясняется качественное различие описания тонкой структуры течений в [2,8] и в рассчитанной картине течений [7,9]. Опыты показали, что в картине обтекания сферы стратифицированной жидкостью выражены опережающее возмущение, включающее группу нестационарных волн; поле присоединенных внутренних волн; плотностной след с погруженными собственными волнами и вихрями, а также семейство лигаментов, которое включает тонкие волокна и высокоградиентные оболочки, разделяющие плотностной след и поле внутренних волн [2].

Проведенный анализ публикаций показал, что условию разрешимости удовлетворяют полевые оптические и акустические инструменты. В данной работе приводятся результаты визуализации картин течений в непрерывно стратифицированной жидкости методом электролитической преципитации – анодного окисления свинца, олова или сплавов на их основе [12], и оптическими теневыми методами с различными типами источников света и светоделительных диафрагм [13]. Стратификация с распределением плотности по вертикали $\rho(z)$ характеризуется масштабом $\Lambda = |d \ln \rho / dz|^{-1}$, частотой $N = \sqrt{g/\Lambda}$ и периодом $T_b = 2\pi/N$ плавучести. Общая структура течения характеризуется базовыми безразмерными параметрами течения – традиционными числами Рейнольдса $Re = \frac{UD}{\nu}$ и Фруда $Fr = \frac{U^2}{N^2 D^2}$, отношениями масштабов $C = \frac{\Lambda}{D}$ и $M_v = \frac{D}{L_v}$. Здесь D и U – диаметр и скорость сферы, $L_v = \sqrt{g\nu} / N$ – вязкий волновой масштаб [14]. Большое число размерных параметров задачи позволяет вводить и другие оценки собственных масштабов – основу новых безразмерных отношений [14].

Распределение тонкой суспензии, сходящей с анода – экваториального пояса в нормальной плоскости сферы, движущейся в горизонтальной плоскости с постоянной малой скоростью в непрерывно стратифицированной жидкости, приведенное на Рис.1, визуализирует две важные особенности изучаемого течения – изменение симметрии следа и неравномерность пространственного распределения вещества.

Усиление градиента плотности в лигаментах – высокоградиентных оболочках следа меняет симметрию плотностного следа, которая из непрерывной осесимметричной в однородной среде перестраивается в дискретную в стратифицированной жидкости. Сечение следа в данном режиме – квадрат. Внутри следа располагаются парные «вертикальные вихревые столбы», ограниченные оболочками следа. Суспензия сходит с кольцевого пояса, перемещается в спутном и азимутальном направлениях и собирается в областях формирования ребер следа. Внутри следа также выделены отдельные волокна, характерные поперечные размеры которых определяются аналогами масштаба Стокса $\delta_N^v = \sqrt{\nu/N}$ и $\delta_N^{\kappa_s} = \sqrt{\kappa_s/N}$, а также масштаба Прандтля $\delta_U^v = \nu/U$ и $\delta_U^{\kappa_s} = \kappa_s/U$ для полей скорости и плотности (здесь ν и κ_s – коэффициенты кинематической вязкости и диффузии).

Тонкую структуру поля возмущений градиента плотности в данном диапазоне параметров иллюстрирует теневая картина течения, показанная на Рис.2. Здесь темные диффузные наклонные полосы визуализируют внутренние волны, а их границы со светлым фоном – гребни и впадины. Область накопления завихренности в донной части тела и границу плотностного следа очерчивают тонкие светлые линии, которые прерываются на вершине «вихревого пузыря», где формируется внутренний бурун – неустойчивость Холмбоэ, обусловленная свертыванием тонкого лигамента в оболочке следа.

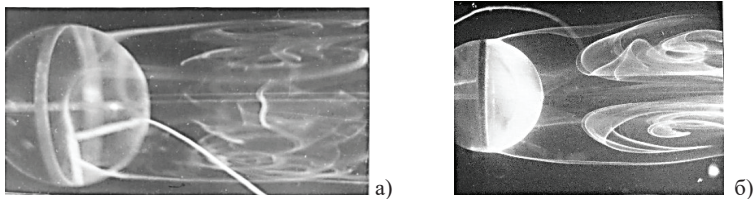


Рис. 1. Распределение суспензии, сходящей с поперечного пояска в центральном сечении сферы, визуализирующей оконтуренные лигаментами «вертикальные вихревые колонны» при электролитической преципитации течения в жидкости с параметрами $T_b = 4.5$ с, $N = 1.4$ с⁻¹, $D = 5$ см
а) – в боковой проекции при $U = 0.7$ см/с, $Re = 350$, $Fr = 0.01$, б) – в горизонтальной проекции $U = 0.62$ см/с, $Re = 310$; $Fr = 0.008$.

С увеличением скорости тела увеличивается степень выраженности лигаментов, оконтуривающих вихри и связывающих их в единую систему следа. Общая структура течения становится зависимой от всех базовых безразмерных параметров течения – традиционных чисел Рейнольдса Re , Фруда Fr , отношения масштабов S и других.

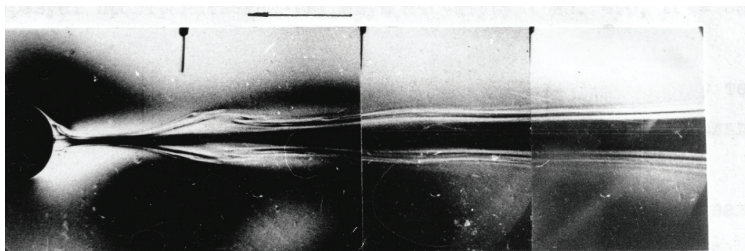


Рис. 2. Теневая картина течения за сферой: $T_b = 12$ с, $N = 0.52$ с⁻¹, $D = 4$ см, $U = 1.04$ см/с, $Re = 416$.

Завихренность, накапливаемая в донной части следа за сферой малого диаметра при $M_v < 1$ в форме кольцевой структуры с тонкой оболочкой, периодически сбрасывается в след, где образует кольца и петли, связанные лигаментами. Отдельные вихри в следе генерируют присоединенные внутренние волны, как и сама сфера. Длина этих волн λ определяется локальной стратификацией и скоростью источника $\lambda = UT_b$. Стратификация, особенно сильная, синхронизирует сброс завихренности и подавляет рост отдельных вихрей по вертикали и общую высоту следа, представленного на Рис. 3

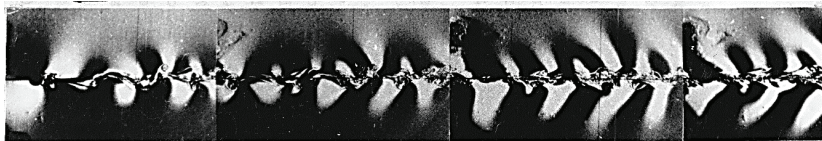


Рис. 3. Накопление завихренности в донной части сферы малого диаметра при $M_v < 1$ и ее периодический сброс, формирующий вихревые кольца и петли, оконтуренные лигаментами, которые излучают при движении собственные присоединенные внутренние волны ($T_b = 3.5$ с, $N = 1.8$ с⁻¹, $D = 1$ см, $U = 7.4$ см/с, $Re = 742$, $Fr = 17$).

Картина вихревого течения в следе трансформируется с увеличением диаметра тела. На черно-белой реплике цветного теневого изображения течения за сферой при $M_v > 1$, представленной на Рис. 4, выделены опережающее возмущение с нестационарными внутренними волнами перед телом; отстающий «вихревой пузырь» с парой вихревых валов с горизонтальной осью; плотностной след с тонкой оболочкой с остатками вихревых систем и семейство лигаментов, вытянутых в направлении движения. Лигаменты отделяют след от внешнего поля внутренних волн.

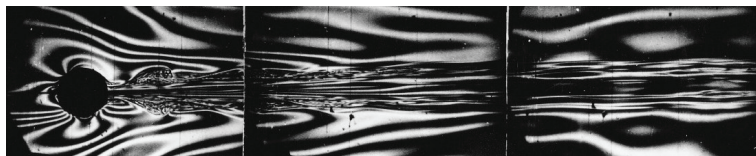


Рис. 4. Черно-белая реплика цветного теневого изображения с опережающим возмущением, внутренними волнами, лигаментами за равномерно буксируемой сферой $T_b = 3.0$ с; $D = 4$ см;

$$U = 1.45 \text{ см/с}; \text{Re} = 780; \text{Fr} = 0.03. L_v = 1.02 \text{ см } M_v = 3.9$$

При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса Re , с ростом скорости тела, ослаблении стратификации – увеличением отношения масштабов S и уменьшением числа Фруда Fr , отдельные элементы течения перекрываются. При этом образуются все более мелкие вихри, лигаменты рвутся и деформируются. Диаграмма режимов течения на плоскости числа Фруда – Рейнольдса, построенная по совокупности результатов проведенных опытов, представлена на Рис. 5.

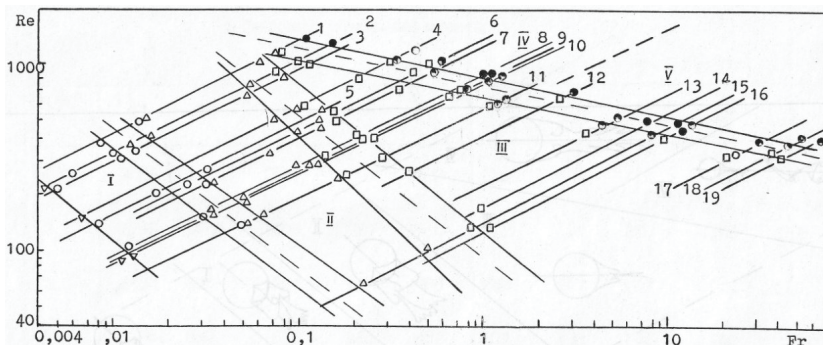


Рис. 5. Вихревая структура следа за сферой, равномерно буксируемой в непрерывно стратифицированной жидкости в координатах числа Фруда – Рейнольдса: области (I – V) – вихревые колонны с вертикальной осью, валы с горизонтальной осью, накопления и сброса завихренности, вихревые кольца и петли при $M_v < 1$ и $M_v > 1$ обозначения условий опытов (D , см и T_b , с): 1–19) – (5 и 3.5), (4 и 3), (5 и 4.5), (4 и 4.5), (5 и 8), (5 и 9), (3 и 3.5), (2.5 и 4.5), (4 и 12), (2 и 3), (2 и 4.1), (2.5 и 9), (2 и 10), (1 и 3.5), (1 и 4.1), (1 и 4.5), (1 и 8), (1 и 10), (1 и 12).

При медленном движении сферы в сильно стратифицированной жидкости, в области параметров I след вытянут по вертикали и сжат по горизонтали, сечение – вертикальная полоска. С увеличением скорости след расширяется, в нем наблюдаются «вертикальные столбы», показанные на Рис. 1. Вихри вначале расположены попарно, а далее устанавливаются в шахматном порядке. При большей скорости, в переходной области,

обозначенной двумя параллельными линиями, след сжат по вертикали, его сечение стягивается в горизонтальную полосу. При дальнейшем увеличении скорости «полоска» наполняется вихрями и расширяется. В диапазоне параметров II , в следе наблюдаются «вихревые пузыри». В зоне параметров III , за сферой образуется нестационарный донный вихрь. В областях IV и V в следе выражены вихревые структуры в форме отдельных колец и петель (Рис. 3) при $M_v < 1$ и вихрей, охватывающих спутное ядро при $M_v > 1$, как на (Рис. 4).

Во всех случаях плотной след оконтурен оболочкой, визуализирующая примесь сохраняется в лигаментах – отдельных прослойках и волокнах.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Эксперименты проведены на стендах УИУ «ГФК ИПМех РАН». Работа выполнена по госзаданию, номер госрегистрации: 124012500442-3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stokes, G.G. On the Effect of the Internal Friction of Fluids on the Motion of Pendulums. *Trans. Camb. Philos. Soc.* 1850, 9, 1–141.
2. Chashechkin, Y.D. Discrete and continuous symmetries of stratified flows past a sphere // *Symmetry* 2022, 14(6), 1278. DOI:10.3390/sym14061278. <https://doi.org/10.3390/sym14061278>.
3. Байдулов В. Г. О задаче определения положения источника внутренних волн // *Прикладная математика и механика*. 2023. Т. 87. №. 1 С. 36–44 DOI:10.31857/S0032823523010046
4. Cao L., Huang F. Wan D., Gao Y. Computational Analysis of Sphere Wakes in a Linearly Stratified Fluid // *Int. J. Offshore Polar Eng.* 2021. 31 (03): 309–315. <https://doi.org/10.17736/ijope.2021.ak42>
5. Cocetta, F.; Gillard, M.; Szmelter, J.; Smolarkiewicz, P.K. Stratified flow past a sphere at moderate Reynolds numbers. *Comp. Fluids* 2021, 226, 104998. <https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2021.104998>.
6. Varanasi AK, Subramanian G. Motion of a sphere in a viscous density stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics*. 2022;949:A29. doi:10.1017/jfm.2022.760
7. Магюшин П.В. Формирование пространственных внутренних волн за телом,двигающимся в стратифицированной вязкой жидкости // *Известия РАН. Механика жидкости и газа*. 2023. № 4. С. 117 - 130.
8. Chashechkin, Y.D., Zagumennyi, I.V. 2D hydrodynamics of a plate: From creeping flow to transient vortex regimes // *Fluids* 2021, V. 6, 310. <https://doi.org/10.3390/fluids6090310>
9. Madison, T.; Xiang, X.; Spedding, G. Laboratory and numerical experiments on the near wake of a sphere in a stably stratified ambient. *J. Fluid Mech.* 2022, 933, A12. <https://doi.org/10.1017/jfm.2021.1037>.
10. УИУ «ГФК ИПМех РАН»: Гидрофизический комплекс для моделирования гидродинамических процессов в окружающей среде и их воздействия на подводные технические объекты, а также распространения примесей в океане и атмосфере. Сайт: <http://www.ipmnet.ru/uniquequip/gfk/#equip>.
11. Chashechkin Y.D. Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows // *Axi-oms*. 2021. V. 10. 286. <https://doi.org/10.3390/axioms10040286>.
12. Honji, H. Vortex Motions in the Stratified Wake Flows. *Fluid Dyn. Res.* 1988, 3(1-4), 425–430. [http://dx.doi.org/10.1016/0169-5983\(88\)90104-9](http://dx.doi.org/10.1016/0169-5983(88)90104-9)
13. Chashechkin, Y.D. Schlieren visualization of stratified flow around a cylinder. *J. Visualiz.* 1999, 1, 345–354. <https://doi.org/10.1007/BF03181424>.
14. Chashechkin, Y.D., Ochirov, A.A. Periodic flows in a viscous stratified fluid in a homogeneous gravitational field // *Mathematics* 2023, 11, 4443.



МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА АКУСТИЧЕСКОЙ АГЛОМЕРАЦИИ КАПЕЛЬ АЭРОЗОЛЯ В ЗАКРЫТОЙ ТРУБЕ

Л.А. Ткаченко, А.А. Никифоров*
Институт механики и машиностроения ФИЦ КазНЦ РАН, Казань
luda_tkachenko@inbox.ru

Микронные и субмикронные частицы и капли из аэрозолей промышленного происхождения оказывают наиболее неблагоприятное воздействие на здоровье человека [1]. Поэтому актуальна разработка действенных методов удаления таких частиц. Под воздействием волнового поля акустические силы вызывают относительное движение частиц, а затем их столкновение, агломерацию и осаждение или улавливание фильтрами [2]. Для использования этой технологии важным является понимание механизма акустической агломерации капель и частиц аэрозоля для увеличения эффективности данных процессов.

В работе исследовано движение микронных капель аэрозоля, взвешенных в заполненной воздухом закрытой трубе, являющейся полуволновым резонатором. При колебаниях в таком резонаторе капли аэрозоля приводятся в движение акустическими силами, возникающими из-за наложенной стоячей волны: акустической радиационной силы от рассеяния звуковых волн на каплях [3] и силы сопротивления Стокса от индуцированного акустического течения. Проведено численное моделирование процесса осаждения капель в резонансной трубе в двумерной постановке, с учетом механизмов слияния капель и их взаимодействия со стенкой. Выполнено сравнительное исследование между моделированием и полученными данными экспериментов с идентичными основными параметрами. Показано влияние акустической волны, под воздействием которой аэрозольные капли двигаются из центра трубы, являющегося узлом стоячей волны, что приводит к повышению их концентрации в остальных зонах. Подобная локальная концентрация дисперсной фазы влияет на скорость агломерации капель, ускоряя их укрупнение и осаждение. Численно прогнозируемые данные о скорости осаждения микронных капель хорошо сопоставимы с результатами экспериментов [4].

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-21-00363, <https://rscf.ru/project/23-21-00363/>

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fenger J. Air pollution in the last 50 years – From local to global // Atmospheric Environment. 2009. V. 43. No. 1. P. 13-22.
2. *Медников Е.П.* Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1963. 263 с.

3. Горьков Л.П. О силах, действующих на малую частицу в акустическом поле в идеальной жидкости // Доклады Академии наук СССР. 1961. Т. 140. № 1. С. 88-91.
4. Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Ткаченко Л.А. Экспериментальное исследование резонансных колебаний аэрозоля в трубах в режиме перехода к ударным волнам // Доклады академии наук. 2017. Т. 475. № 3. С. 273-276.

Ткаченко Людмила Александровна, luda_tkachenko@inbox.ru

Никифоров Анатолий Анатольевич, anikiforov1@yandex.ru



ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ВОЛН В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР ПРИ ЛАЗЕРНОМ НАГРЕВЕ МАТЕРИАЛОВ

М.В. Торчик, В.Н. Андросенко, Ф.В. Филиппов, М.А. Котов, Н.Г. Соловьев,*

А.Н. Шемякин, М.Ю. Якимов, А.В. Чаплыгин, С.С. Галкин

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва

mari.torchick@ipmnet.ru

При разработке высокотемпературных узлов и элементов в двигателестроении, авиационной и космической технике, энергетическом машиностроении и т.д. для оперативной экспериментальной оценки элементов с повышенными требованиями к надежности, эксплуатируемых в условиях воздействия высоких температур и интенсивных тепловых потоков, необходимо знать теплофизические свойства материалов. В области высоких температур (выше 1500°C) сложно достоверно определить теплоемкость и теплопроводность [1-3]. В работе предлагается совмещенный расчетно-экспериментальный метод [4-6] определения таких свойств.

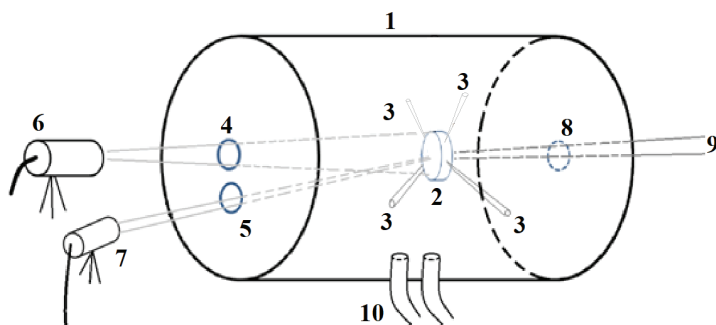


Рис. 1. Схема проведения эксперимента: 1 – герметичная камера, 2 – исследуемый образец, 3 – крепления, 4 и 5 – окошки на задней стороне герметичной камеры для измерения температуры тыльной поверхности образца, 6 – термовизор, 7 – пирометр, 8 – окошко для нагрева передней стороны образца, 9 – лазерный луч, 10 – система откачки газа

Установка (рис. 1) состоит из герметичной камеры, сконструированной в лаборатории лазерных разрядов ИПМех РАН, лазерной системы RFL-C6000XZ,

пирометра спектрального отношения «ТЕРМОКОНТ-ТЦ5С8М», термовизора «ТАНДЕМ VS415», вакуумного насоса и ПК. На переднем и заднем съемных фланцах камеры расположены смотровые окна. Через прозрачное для лазерного излучения окно, расположенное на переднем фланце, лазерный луч попадает в центр образца исследуемого материала.

Испытывались образцы из графита марки МПГ-7 с известными теплофизическими характеристиками [7] в виде тонкого усеченного конуса с диаметром большего основания 30 мм и высотой 3,5 мм. Образец, закрепленный в четырех точках, помещали в герметичную камеру и откачивали воздух до вакуума. Излучение, вышедшее из лазера, измерялось перед входом в стекло вакуумной камеры. Стекло, через которое излучение проходит в вакуумную камеру просветлено и считается прозрачным для ИК излучения. Нагрев при мощности излучения 1 кВт длился 10 секунд при равномерной постоянной подаче излучения. Нагрев на высоких мощностях (1,5 и 2 кВт) проводился следующим образом: 10 секунд нагрев, 10 секунд остывание за счет излучения в герметичной камере, 5 секунд нагрев. Диаметр лазерного пучка составлял 20-26 мм.

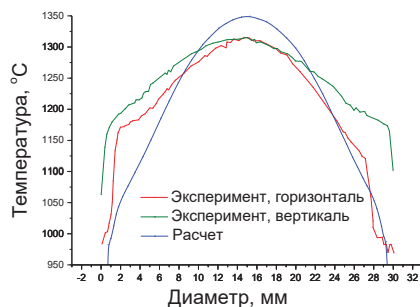
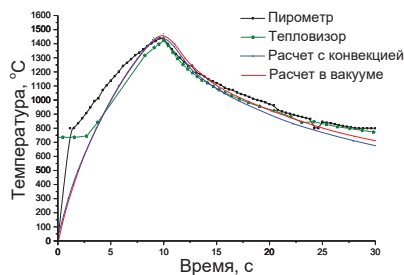
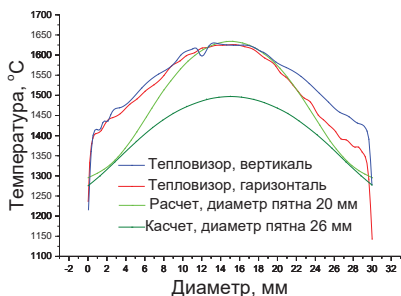
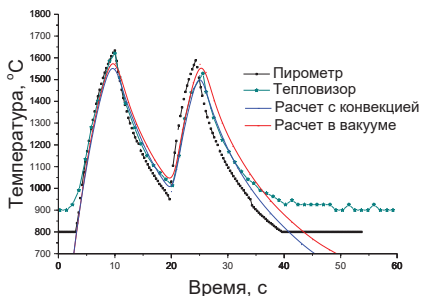


Рис. 2. Сравнение экспериментальных и расчетных данных при нагреве образца мощностью лазерного излучения 1 кВт: а – температура в центре тыльной стороны образца от времени нагрева; б – профиль температуры вдоль диаметра тыльной стороны образца на 9 секунде эксперимента

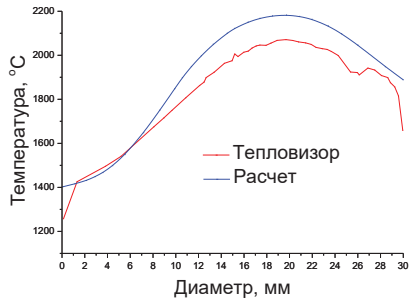
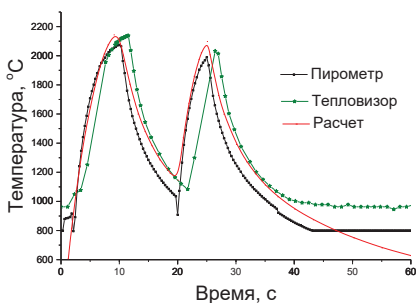
Проводилось численное моделирование процесса распространения тепла внутри твердотельного образца в программной среде Comsol в соответствии с начальными и граничными условиями эксперимента. Сравнивались полученные зависимости температуры от времени нагрева в центре тыльной стороны образца и профили температуры вдоль диаметра тыльной стороны образца на определенных секундах нагрева. На рис. 2-4 приведено сравнение дунных, полученных в эксперименте и расчетным путем. Сравнение полученных температурно-временных зависимостей говорит о хорошем описании движения волн прогрева в твердотельном образце в исследуемом интервале температур.



a

b

Рис. 3. Сравнение экспериментальных и расчетных данных при нагреве образца мощностью лазерного излучения 1,5 кВт: а – температура в центре тыльной стороны образца от времени нагрева; б – профиль температуры вдоль диаметра тыльной стороны образца на 10 секунде эксперимента



a

b

Рис. 4. Сравнение экспериментальных и расчетных данных при нагреве образца мощностью лазерного излучения 2 кВт: а – температура в центре тыльной стороны образца от времени нагрева; б – профиль температуры вдоль диаметра тыльной стороны образца на 10 секунде эксперимента

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена по теме гранта РФФ 22-79-10083.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Симоненко Е. П. и др. Ультравысокотемпературные керамические материалы: современные проблемы и тенденции. – 2020.
2. Торчик М. В., Котов М. А. Экспериментальные методы определения теплофизических свойств: от однородных твердых тел до высокотемпературных композитных материалов//Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2023. Т.24, вып. 3. <http://chemphys.edu.ru/issues/2023-24-3/articles/1047/>
3. Торчик М. В., Котов М. А. Излучение реальных тел и бесконтактные способы регистрации температуры//Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2023. Т.24, вып. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2023-24-4/articles/1064/>
4. Торчик М.В., Котов М.А., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Якимов М.Ю., Чаплыгин А.В. Исследование динамического нагрева углекислотным лазером твердотельного

- цилиндра малого размера из мелкозернистого графита марки мпг-7 // XLVII Гагаринские чтения, сборник трудов. Секция "Механика и моделирование материалов и технологий". Москва, 2021.
5. Торчик М.В. Лазерное термическое испытание высокотемпературного керамического материала и его вычислительное моделирование // Гагаринские чтения - 2022, сборник тезисов работ международной молодежной научной конференции XLVIII. Москва, 2022.
 6. Торчик М. В. и др. Об определении свойств конструкционных материалов для летательных аппаратов в области высоких температур совмещенным расчетно-экспериментальным методом при облучении лазерами ИК диапазона //XIII Всероссийский съезд по теоретической и прикладной механике. – 2023. – С. 188-189.
 7. Станкус С.В., Савченко И.В., Агажанов А.Ш., и др. Теплофизические свойства графита МПГ - 6 // Теплофизические свойства вещества. 2013. Т.51. №2. С. 205-209.

Торчик Марина Васильевна, mari.torchick@ipmnet.ru



СОПОСТАВЛЕНИЕ МОДЕЛЕЙ ДИНАМИКИ ГАЗОВЗВЕСЕЙ

Д.А.Тукмаков

*Федеральный исследовательский центр Казанский научный центр РАН, Казань
tukmakovda@imm.knc.ru*

ВВЕДЕНИЕ

Одним из разделов механики жидкости и газа является динамика неоднородных сред [1-14]. Частным случаем неоднородных сред являются аэрозоли – взвешенные в газе твердые частицы или жидкие капли. В монографии [1] разработаны общие принципы теории динамики неоднородных сред. В монографии [2] численно исследованы одномерные течения моно и полидисперсных газовзвесей. В монографии [3] представлены различные математические модели течений запыленных сред. Монография [4] посвящена разработке теоретических основ осаждения дисперсных частиц. Результаты экспериментального наблюдения параметров седиментации частиц позволяют определить свойства дисперсной системы [5]. В статье [11] математически моделируется гравитационная седиментация дисперсных частиц. В исследовании [12] экспериментально изучается гравитационное осаждение аэрозоля в акустическом резонаторе. В работе [13] исследовано осаждение дисперсной фазы газовзвеси в аэродинамическом и электрическом поле. В статье [14] с помощью уравнения Фоккера – Планка получены распределения концентрации частиц в плазме. В данной работе проводится сопоставление математических моделей диффузии на основе обыкновенного одномерного уравнения диффузии и уравнения диффузии с конвективным слагаемым, также предложена математическая модель предполагающая дискретность процесса осаждения дисперсных частиц.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для описания процесса изменения концентрации частиц применяется уравнение одномерной диффузии (1):

$$\frac{\partial c}{\partial t} = a \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \quad (1)$$

Уравнение (1) имеет частное решение (2), частное решение описывает постепенное уменьшение концентрации дисперсных частиц определяемое коэффициентом диффузии – a [15]:

$$c(x,t) = c_0 \exp(-ak^2t) \cos(kx) \quad (2)$$

Одномерное уравнение конвективной диффузии имеет вид (3):

$$\frac{\partial c}{\partial t} = a \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} - v \frac{\partial c}{\partial x} \quad (3)$$

С помощью подстановки (4) [15] уравнение (3) приводится к уравнению (1) имеющему решение с учетом (4) в виде (5):

$$c^*(x,t) = \exp(2avx) \exp(tv^2 / 4a) c(x,t) \quad (4)$$

$$c(x,t) = c_0 \exp(-2avx) \exp(-tv^2 / 4a) \exp(-ak^2t) \cos(kx) \quad (5)$$

Здесь k – подгоночный коэффициент, задаваемый из условия, что $c(x,0) \approx c_0$
Скорость осаждения дисперсных включений определяется выражением (6) [4,11]

$$v = \frac{gd^2(\rho - \rho_{10})}{18\mu} \quad (6)$$

Здесь d – диаметр частицы, g – ускорение свободного падения ρ – плотность газа ρ_{10} – плотность материала частицы.

Коэффициент диффузии сферической частицы определяется выражением [5,16]:

$$a = \frac{Tk}{3\pi\mu d} \quad (7)$$

T – температура среды, k – постоянная Больцмана. Общее количество частиц монодисперсной газовой взвеси для емкости объема $-V$ и объемного содержания дисперсной фазы – α можно предположить равным – N_p определяется формулой (8); время осаждения дисперсных частиц – t_s (9):

$$N_p = \frac{6\alpha V}{\pi d^3} \quad (8)$$

$$t_s = L / u \quad (9)$$

Можно предположить, что в поперечном сечении в емкости дисперсные частицы распределены равномерно. Таким образом в емкости с аэрозолем образуется некоторое количество слоев, толщиной в диаметр одной частицы, расстояние между слоями также можно предположить равным одному диаметру частиц – рис.2. Количество слоев – n определяется формулой (10), N_s – количество частиц в каждом слое.

$$n = L / 2d \quad (10)$$

$$N_s = N_p / n \quad (11)$$

В дискретной модели осаждения частиц предполагается, что за период времени t_{s0} (9*) осаждаются N_s частиц:

$$t_{s0} = 2d / u \quad (9*)$$

При описании процесса осаждения дисперсных частиц дифференциальными уравнениями количество осевших частиц определяется выражением (12):

$$N(t) = N_T - \alpha V \int_0^L c(x,t) dx \quad (12)$$

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена в рамках гос. задания ФИЦ КазНЦ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Нигматулин Р.И.* Основы механики гетерогенных сред. Москва, Наука, 1978. 336 с.
2. *Кутушнев А.Г.* Математическое моделирование волновых процессов в аэродисперсных и порошкообразных средах. Санкт-Петербург, Недра, 2003. 284 с.
3. *Федоров А.В., Фомин В.М., Хмель Т.А.* Волновые процессы в газозвзвях частиц металлов. Новосибирск, Параллель, 2015. 301 с.
4. *Ходаков Г. С., Юдкин Ю. П.* Седиментационный анализ высокодисперсных систем. Москва, Химия, 1981. 192 с.
5. *Леушина А.П., Данилов Д.Н.* Молекулярно-кинетические свойства дисперсных систем. Седиментационный анализ. Киров, Издательство ВятГУ, 2008. 54 с.
6. *Тукмаков Д.А.* Трехмерная нестационарная математическая модель загрязнения канала осаждающейся дисперсной примесью//Экологические системы и приборы. 2022. №11. С. 26-35.
7. *Тукмаков Д.А.* Исследование загрязнения водотока взвесью с помощью стационарной двумерной математической модели //Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Прикладная экология. Урбанистика. 2022. Т.45. № 1. С. 88-98.
8. *Тукмаков Д.А.* Численная модель течения аэрозоля, обусловленного взаимодействием частиц и газа// Сложные системы. 2021, №1. С. 64-71.
9. *Тукмаков Д.А.* Аналитическая модель одномерной нестационарной динамики одиночной частицы в акустическом и электрическом полях// Лесной вестник / Forestry Bulletin. 2022. Т. 26. № 5. С. 135–144.
10. *Тукмаков Д.А.* Сопоставление численных моделей динамики электрически заряженных газозвзвесей с массовой и поверхностной плотностями зарядов для различных дисперсностей частиц //Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия Естественные науки. 2022. № 3. С. 43-56.
11. *Студенов И.И., Шилова Н.А.* Расчет гидравлической крупности взвеси при моделировании динамики концентрации взвешенных веществ в приустьевых районах арктических морей на примере Белого моря// Научные исследования в Арктике. 2015. №3. С. 40-47.
12. *Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Ткаченко Л.А., Шайдуллин Л.Р.* Осаждение дыма при нелинейных колебаниях в открытой трубе вблизи резонанса// Теплофизика высоких температур. 2019. Т.57. №5. С. 793–796.
13. *Тукмаков А.Л.* Модель движения и осаждения заряженной газозвеси в электрическом поле// Инженерно-физический журнал. 2014. Т. 87. № 1. С. 35-44.
14. *Савельев Т.А., Саврицкий А.Н., Назарян А.М.* Нахождение функции распределения частиц на основе уравнения Фоккера-Планка для лазерной плазмы//Политехнический молодежный журнал. 2023. Т.87. № 10. С. 1-12.
15. *Полянин А.Д.* Справочник по линейным уравнениям математической физики. Москва, ФИЗМАТЛИТ, 2001. 576 с.
16. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е.Ф.* Теоретическая физика. Гидродинамика. Москва, Наука, 1986. 736 с.

Тукмаков Дмитрий Алексеевич tukmakovda@imm.knc.ru



О ПРИРОДЕ АВТОКОЛЕБАНИЙ ПРИ ТЕЧЕНИИ АНОМАЛЬНО ТЕРМОВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

С.Ф. Урманчеев

*Институт механики им. Р.Р. Мавлютова УФИЦ РАН, Уфа
said52@mail.ru*

Многочисленные исследования свидетельствуют о возможности возникновения автоколебаний в гидродинамических системах. Обращает на себя внимание тот факт, что большое число физических эффектов так или иначе связаны с автоколебаниями различного типа [1]. Как правило эти эффекты связаны со структурой жидкостей, определяемой её составом, фазовыми превращениями, характером взаимодействия жидкости со стенками канала или особенностями строения самого канала, в котором происходит течение.

В качестве примеров приведём результаты нескольких работ. В статье [2] были экспериментально обнаружены и исследованы автоколебательные режимы течения вязкой жидкости при теплообмене с холодной стенкой канала. Определены физические параметры жидкости и характер теплообмена, при которых возникали автоколебания. Отметим, что гидравлическая система имела дополнительный канал, через который жидкость сообщалась с атмосферой.

Несколько иной характер возникновения периодических изменений расхода многофазной смеси был установлен в работе [3] при анализе извержения газонасыщенной магмы с сильной зависимостью вязкости от температуры и с учётом процессов кристаллизации.

В работе [4] было установлено, что при исследовании течения супергидрофобной жидкости в канале с каверной, содержащей пузырёк газа, возникновение пульсаций вызывает дополнительное снижение гидравлического сопротивления.

Следует отметить, что такого рода примеров великое множество, однако каждый новый случай представляет интерес, позволяя глубже понять природу гидродинамических закономерностей.

В уже упомянутой статье [2] существенным фактором, влияющим на возникновение автоколебаний, значилась монотонно убывающая зависимость вязкости от температуры, соответствующая формуле Аррениуса. Между тем, известно значительное число расплавов и растворов полимеров, других соединений, включая металлические, которые имеют немонотонную зависимость вязкости от температуры. Общие закономерности течения этих жидкостей методами численного моделирования были исследованы в работах [5]-[6]. Далее, в работе [7] были определены условия, при которых возникают колебания расхода аномально термовязкой жидкости при заданном постоянном перепаде давления на концах кольцевого канала, образованного соосными трубчатыми цилиндрами. При постановке задачи учитывалось, что в кольцевой зазор поступает нагретая жидкость, а стенки внутренней и внешней труб охлаждаются. В определённом диапазоне изменения параметров было установлено, что течение жидкости в канале можно идентифицировать как режим автоколебаний томсоновского типа, который здесь представлен на рис. 1. Особенностью рассмотренной гидродинамической системы является то, что возникновение колебательных режимов связано с переменными по длине канала условиями теплообмена на его стенках, которые специальным образом подбирались исходя из условий задачи.

Настоящая работа преследовала цель установления возможности существования других режимов течения в кольцевом канале.

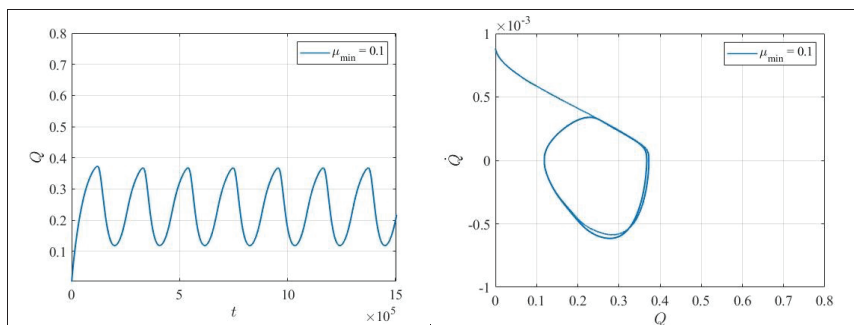


Рис. 1. Изменение расхода anomalно термовязкой жидкости в режиме автоколебаний томсоновского типа при отношении максимальной вязкости к минимальной равном 10 и соответствующий фазовый портрет.

Математическая модель процесса достаточно подробно была описана в [7], а решение задачи было осуществлено численно.

Численные исследования проводились для различных значений отношения максимальной и минимальной величин температурной аномалии вязкости. Температурная аномалия, для более прозрачной идентификации результатов, задавалась гауссовой функцией, так как её математические свойства хорошо известны.

Для рассмотренных значений геометрических параметров кольцевого зазора и физических свойств жидкости было установлено, что увеличение значения пика аномалии приводит к изменению режима колебаний. При небольших значениях пика, соответствующих долям единицы отношения максимальной и минимальной вязкости, колебания вообще отсутствуют. Если это отношение достигает десяти единиц, то устанавливается режим автоколебаний томсоновского типа. А если указанное отношение становится около сотни единиц и выше, режим приобретёт свойства релаксационных автоколебаний с выраженными участками быстрых и медленных движений – рис.2 и рис. 3.

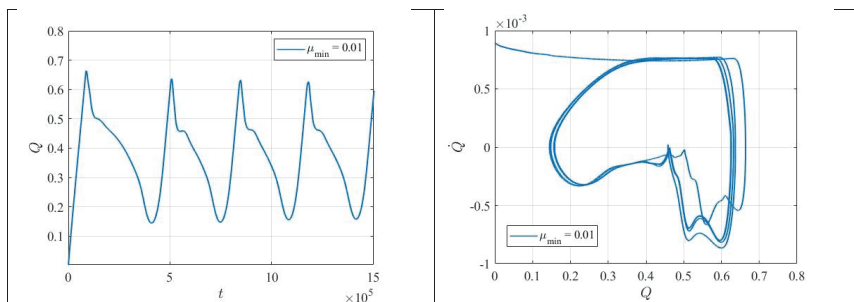


Рис. 2. Изменение расхода anomalно термовязкой жидкости в режиме релаксационных автоколебаний при отношении максимальной вязкости к минимальной равном 100 и соответствующий фазовый портрет.

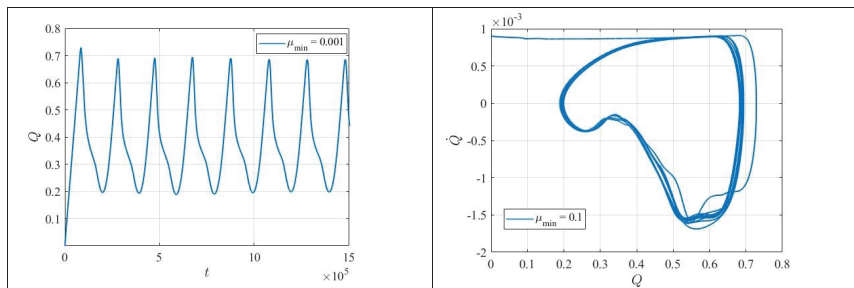


Рис. 3. Изменение расхода anomalно термовязкой жидкости в режиме релаксационных автоколебаний при отношении максимальной вязкости к минимальной равном 1000 и соответствующий фазовый портрет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разнообразие обнаруженных режимов течения включает обычное установившееся течение и течение, с затухающими колебаниями расхода, которые устанавливаются к своему значению в соответствии с гидравлическим сопротивлением. Кроме того, могут возникнуть автоколебания как томсоновского, так и релаксационного типов. Природа всего разнообразия режимов обусловлена влиянием теплообмена и теплопроводности на неоднородное, и при некоторых параметрах потока нестационарное, распределение поля вязкости при течении жидкости с немонойтонной зависимостью вязкости от температуры.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Автор выражает благодарность А.А. Мухутдиновой за проведение многочисленных расчётов. Работа выполнена при поддержке средствами госбюджета по госзаданию 124030400064-2 (FMRS-2024-0001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ланда П.С. Нелинейные колебания и волны. – М.: Наука. Физматлит, 1997. – 496 с.
2. Мелких А.В., Селезнев В.Д. Автоколебания неизотермического течения вязкой жидкости в канале // ТВТ. 2008. Т. 46. № 1. С. 100–109
3. Мельник О.Э. Нестационарная модель динамики вулканического извержения с учетом кристаллизации и фильтрации газа через магму // Доклады академии наук. 2001. Т. 377. № 5. С. 629–633.
4. Агеев А.И., Осипцов А.Н. Сдвиговое течение вязкой жидкости над каверной, содержащей пульсирующий пузырек газа // Доклады РАН. 2020. Т. 493. С. 38–41.
5. Урманчиев С.Ф., Киреев В.Н. Установившееся течение жидкости с температурной аномалией вязкости // Доклады академии наук, 2004, том 396, №2, с.204-207.
6. Киреев В.Н., Мухутдинова А.А., Урманчиев С.Ф. О критических условиях теплообмена при течении жидкости с немонойтонной зависимостью вязкости от температуры в кольцевом канале // Прикладная математика и механика, 2023, том 87, № 3, с. 369–378.
7. Киреев В.Н., Мухутдинова А.А., Урманчиев С.Ф. Режим автоколебаний при течении anomalно термовязкой жидкости// Доклады РАН. Физика и технические науки, 2024, том 514. – С. 63-69.

Урманчиев Саид Федорович, said52@mail.ru



MINIMIZATION PRINCIPLE FOR TURBULENT FLOW IN CHANNEL

A. I. Fedoseyev

Ultra Quantum Inc., Huntsville, Alabama, USA

af@ultraquantum.com

The analytical solution for turbulent flow in a channel, presented in Fedoseyev (2023), described the mean turbulent flow velocity as a superposition of the parabolic and superexponential solutions. In this study, the coefficients of superposition are obtained through the minimization principle, the principle of minimum viscous dissipation. The laminar flow showed a significantly larger dissipation rate. The obtained analytical solutions agreed well with turbulent flow experiments.

INTRODUCTION

The turbulent flow in a channel remains the subject of experimental investigations to provide data that can be used to validate numerical simulations, to improve theoretical models, and to bring new insights into the fundamental mechanisms of turbulence that may not be captured by existing theoretical models Van Doorne (2007), Pasch (2023), Wei (1989).

The theoretical models fall under Hilbert's 6th problem Hilbert (1902), which addresses the transition from the "atomistic view to the laws of motion of continua". It includes at least two steps: (i) from mechanics to kinetics (from Newton to Boltzmann), and (ii) from kinetics to mechanics and nonequilibrium thermodynamics of continua (from Boltzmann to Euler and Navier, Stokes, and Fourier), Gorban (2014). The results of the theoretical works show that the well-known Euler and Navier-Stokes equations are valid only at "a limit of very slow flows with very small gradients of all fields, i.e., almost no flow at all", Gorban (2014). Examples from laminar flow experiments, such as lid-driven cavity flow and backward-facing step flow, show that the Navier-Stokes results are far from the experimental data Armaly (1983), Koseff (1984). Therefore, the search for improved kinetic equation and their respective hydrodynamic equations continues.

In the analytical solution by Fedoseyev (2023), the Generalized Hydrodynamic Equations (GHE) have been employed for turbulent flow in a channel. The GHE were derived from the Generalized Boltzmann Equation (GBE), which takes into account finite particle size Alexeev (1994), while in the traditional Boltzmann equation, particles are treated as material points. So far, the improved kinetic equation was chosen, and the respective improved hydrodynamic equations have been used in Fedoseyev (2023).

The approximate analytical solution was obtained for a mean turbulent flow velocity U_{GHE} as a superposition of the laminar (parabolic) U_L and turbulent (superexponential) U_T solutions,

$$U_{GHE} = \gamma U_T + (1 - \gamma) U_L = U_0 [\gamma(1 - e^{-y/\delta}) + (1 - \gamma)4\gamma(L - y)/L^2], \quad (1)$$

where the coefficients γ and $(1-\gamma)$ were introduced, and the expressions for U_T and U_L were explicitly provided, in 2D channel, where x is the coordinate along a channel, $y \leq L/2$ is the transversal coordinate, L is the width of a channel with a centerline velocity U_0 . All parameters are nondimensional. The Eq. (2) presents the laminar flow velocity if $\gamma = 0$, and the turbulent flow if $\gamma > 0$. The parameters δ is

$$\delta = \sqrt{\tau^* v} / L_0 \quad (3)$$

where τ^* is the relaxation time, or timescale, a material property for particular liquid or gas used in the experiments, ν is the kinematic viscosity, and L_0 is the hydrodynamic scale. The nondimensional τ , a timescale coefficient for the fluctuation terms in GHE, is

$$\tau = \tau^* L_0^{-1} U_0 = \delta^2 Re, \quad (4)$$

where $Re = U_0 L_0 / \nu$ denotes the Reynolds number. The analytical solution to Eq.(2) can also be used for the turbulent flow in circular pipe, if $\delta \ll 1$.

As an example, the analytical solution U_{GHE} (red line) for the experiments of Wei (1989) is shown in Fig. 1 in U^+, y^+ coordinates. The experimental velocity is shown as points for four Reynolds numbers. The parameter $y^+ = y u_\tau / \nu$ where u_τ is so called friction velocity, y is the absolute distance from the wall, and ν is the kinematic viscosity. One can interpret y^+ as a local Reynolds number. The friction velocity u_τ is defined as

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (5)$$

where wall shear stress τ_w , $\tau_w = \rho \nu dU/dy$ at $y=0$, and the dimensionless velocity is given by $U^+ = u / u_\tau$. The Fig. 1 demonstrates that the superposition U_{GHE} provides an excellent fit to the experimental mean velocity profile for $\gamma=0.65$ and $\delta=0.052$, Fedoseyev (2023).

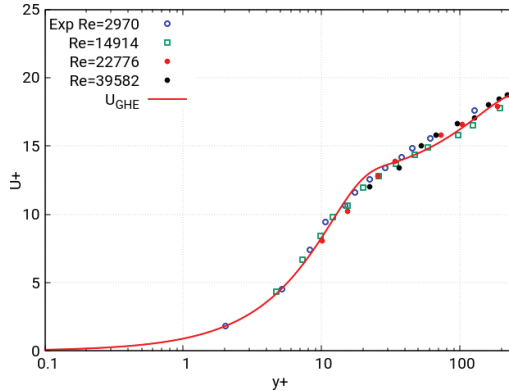


Fig. 1: Mean velocity profiles in turbulent boundary layer from Wei (1989) experiment (distilled water), non-dimensionalized on inner variables, for the four Reynolds numbers. The red line is an analytical GHE solution.

As to parameter γ in Eq.(1), the method proposed in Fedoseyev (2023) to obtain γ from the momentum equation was approximate. In this study, a different approach is proposed, that is to obtain the parameter γ using the minimum viscous dissipation principle.

The contents of the paper is the following. Section 2 presents the GHE and its simplified form for turbulent flow in channel to which the minimization principle to be applied. Section 3 shows a general analytical solution of the GHE, and Section 4 (i) formulates a minimization principle, that was chosen from several candidates, (ii) applies the principle to several problems, and (iii) compares the obtained analytical solution with the experimental data for turbulent flows. Section 5 provides discussion of the obtained results, which is summarized by the Conclusions.

GOVERNING EQUATION

To proceed with the minimization principle, we have to present the governing equation used, the Generalized Hydrodynamic Equations (GHE). The GHE are obtained from Generalized Boltzmann Transport Equation, Alexeev (2004), by multiplying the latter by the standard collision invariants (mass, momentum, and energy), and integrating the result in the velocity space. The particles of finite size are considered. The obtained equations below are valid for incompressible viscous flow, and have the following non-dimensional form, Fedoseyev (2012):

$$\begin{aligned} \partial \mathbf{V} / \partial t + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} - Re^{-1} \nabla^2 \mathbf{V} + \nabla p - \mathbf{F} &= \tau [2 \partial / \partial t (\nabla p) + \nabla^2 (p \mathbf{V}) + \nabla (\nabla \cdot (p \mathbf{V}))], \quad (6) \\ \nabla \cdot \mathbf{V} &= \tau [\partial / \partial t (\nabla \cdot \mathbf{V}) + \nabla \cdot (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} + \nabla^2 p - \nabla \cdot \mathbf{F}], \quad (7) \end{aligned}$$

where \mathbf{V} and p are nondimensional velocity and pressure respectively, $Re = U_0 L_0 / \nu$ the Reynolds number, U_0 - velocity scale, L_0 - hydrodynamic length scale, ν - kinematic viscosity, \mathbf{F} is nondimensional body force and nondimensional timescale $\tau = \tau^* L_0^{-1} U_0$. Terms containing τ are called the fluctuations (temporal and spatial) by Alexeev (1994). One can see the equations become the Navier-Stokes equations if $\tau = 0$.

The following assumptions were made by deriving Eq. (6, 7): (i) τ is assumed to be constant, (ii) The nonlinear terms of the third order in the fluctuations, and the terms of order τ/Re , are neglected. The focus is on large Re numbers. (iii) Assumed slow flow variation, so second derivatives in time are neglected. Additional boundary condition was set for pressure on walls:

$$(\nabla p - \mathbf{F}) \cdot \mathbf{n} = 0, \quad (8)$$

where \mathbf{n} is a wall normal. The GHE is not a turbulence model, and no additional equations are introduced. The solution time of the GHE on a computer is the same as that of the Navier-Stokes equations. By setting $\tau = 0$ in the GHE, one actually solves the Navier-Stokes equations.

GHE FOR 2D STATIONARY INCOMPRESSIBLE FLOW

The case of 2D incompressible fluid flow in channel is considered with the flow direction in x . For the stationary analytical solution in Fedoseyev (2023), GHE (6), (7) were simplified by: (a) dropping all temporal derivatives, (b) dropping all the terms (with coefficient τ) in the momentum equations, (c) the nonlinear terms were neglected in the fluctuations, (d) all the derivatives in x were neglected, except for the pressure gradient $p_x = \text{const}$, so the Laplacian of pressure was $\nabla^2 p = p_{yy}$.

The resulting continuity equation of GHE model is as follows:

$$v_y = \tau p_{yy} \quad (9)$$

while the momentum equations are :

$$v u_y + p_x = Re^{-1} u_{yy} \quad (10)$$

$$v v_y + p_y = Re^{-1} v_{yy} \quad (11)$$

where Re is Reynolds number, τ is given by Eq.(4). The boundary conditions are as follows: $u = 0, v = 0$ and the normal derivative of pressure $p_n = 0$ at the wall $y = 0$; $u = U_0, v = 0, \partial p / \partial y = 0$ (the symmetry conditions) at $y = L/2$. A symmetry about the centerline $y = L/2$ is assumed, and the problem is solved in half of the domain.

GENERAL ANALYTICAL SOLUTION OF GHE FOR TURBULENT CHANNEL FLOW

It was shown in Fedoseyev (2023) that the stationary channel flow problem Eq. (9),(10),(11) has two solutions. The first is the parabolic velocity $u(y)$ for laminar flow profile :

$$U_L = 4U_0\gamma(L-y)/L^2, \tag{12}$$

where $U_0 = -1/8 Re p_x L^2$ and $\nu = 0$ everywhere. This solution is also a solution of the Navier-Stokes equations, as $\nabla^2 p = 0$ in Eq.(9).

However, equations (9),(10), and (11) have a second solution $u(y)$, which was called a turbulent solution. It was obtained analytically by Fedoseyev (2023), and it is a super exponential function:

$$U_T = U_0 [\gamma(1 - e^{-e^{\gamma/\delta}})] \tag{13}$$

and $v(y) = 1/(Re \delta) (1 - e^{-e^{\gamma/\delta}})$, where the parameter δ is defined by Eq.(3) above. The Navier-Stokes equations do not have such a solution.

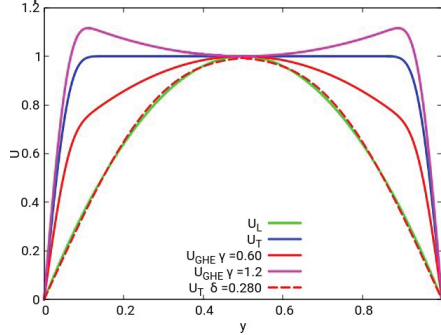


Fig. 2: Examples of laminar and turbulent solutions, that is U_L , Eq.(12) (parabolic, green line), and U_T , Eq.(13) (super exponential, blue line, $\delta = 0.060$) and their superposition U_{GHE} for different γ . U_T for $\delta = 0.280$ (red dashed line) coincides well with the parabolic solution.

Fig. 2 shows examples of both U_L (Eq.(12), parabolic, green line) and U_T (Eq.(13), super exponential, blue line) solutions for laminar and turbulent flows respectively, and U_{GHE} solutions for $\gamma = 0.6$ (red) and $\gamma = 1.2$ (pink). It is interesting to note that U_T for $\delta = 0.280$ (red dashed line) coincides well with the parabolic solution U_L (green).

The general solution for turbulent flow is proposed as a linear superposition of laminar and turbulent solutions, as shown in Eq.(2):

$$U_{GHE} = U_0 [\gamma(1 - e^{-e^{\gamma/\delta}}) + (1 - \gamma)4U_0\gamma(L-y)/L^2].$$

The governing equations are nonlinear, and the linear combination above need to be justified. The first term in brackets, γU_T , grows superexponentially in the boundary layer, whereas the second term containing $(1 - \gamma) U_L$ is nearly zero. Outside the boundary layer, the first term is constant and the second term starts to grow. Therefore, U_{GHE} becomes a function that is

approximated by γU_T in the boundary layer and by $\gamma \cdot \text{const} + (1-\gamma)U_L$ outside the boundary layer. As in Eq. (10), (11) and (9) the function $u = U_{GHE}$ enters only as a derivative in y (all derivatives in x are zero), and the constant disappears. As a result, the derivatives of u are approximated by the derivatives of γU_T in the boundary layer and by the derivatives of $(1-\gamma)U_L$ outside the boundary layer, and the proposed linear superposition of solutions is valid. The minimization principle will be applied to the analytical solution U_{GHE} for turbulent flow.

MINIMIZATION PRINCIPLES FOR VISCOUS FLUID DYNAMICS

Several papers provided minimization principles for viscous fluid flow: principles of minimum pressure gradient (PMPG), Taha (2023), minimum kinetic energy dissipation, Lyu'lka (2001), the principle of minimal viscous dissipation, Ruangkriengsin (2022), and Helmholtz-Korteweg minimization principle, Borisov (1998), confirming their ideas by the respective examples. Lyu'lka (2001) considered the case of cylindrical pipe with obstacles inside, Taha (2023) examples included the unsteady laminar flow in a channel and the flow from harmonically oscillating plate, Ruangkriengsin (2022) considered the pressure driven Stokes flow in channel of different cross-sections to confirm the proposed principles. Talon (2021) considered the minimization of dissipation as a general principle in physics, and used it for the flow of inelastic non-Newtonian fluids in macroscopic heterogeneous porous medium. Borisov (1998) stated that the Helmholtz-Korteweg minimization principle is widely known principle of viscous incompressible fluid mechanics, analyzed the kinetic energy dissipation functional for internal flows, and found that the stationary point corresponds to the Stokes equations.

The principle of minimal viscous dissipation was selected in this study. The dissipation function of a Newtonian fluid with viscosity μ in 2D channel is

$$E = 2\mu \left[\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{V})^2 \right] + \mu \left[\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y} \right]^2 \quad (14)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} \quad (15)$$

where the U and V are the components of the dimensional velocity vector, \mathbf{V} is the velocity vector, and x, y are streamwise and transversal coordinates.

In the case of a stationary flow in channel all derivatives with respect to x are zero, and the term $\partial V/\partial y$ is small and can be neglected. Therefore, the remaining term for dissipation is the last term in Eq.(14), and in our notations, it is as follows:

$$\varepsilon(y) = \left(\frac{u_y(y)}{u_y(0)} \right)^2 \quad (16)$$

where the term is made nondimensional using $u_y(0)$, the velocity derivative on the wall, in the denominator.

OBTAINING PARAMETER γ BY MINIMIZATION PRINCIPLE

Parameter γ is obtained using the principle of minimal total viscous dissipation. To obtain the total viscous dissipation, one needs to identify the volume to integrate Eq.(16). The chosen volume is formed by a channel cross-section line, channel walls, and the line where cross-section line will be in a unit of time, at a distance of the average velocity of the fluid. Therefore, the integral of Eq.(16) across the channel is multiplied by the distance (average velocity, an integral of the velocity divided by L). Total energy dissipation per unit time is expressed as:

$$\varepsilon_T = \frac{1}{u_y(0)^2} \int_0^L u_y^2 dy \cdot \frac{1}{L} \int_0^L u dy \quad (17)$$

where $u(y) = U_{GHE}$ that depend on γ , and is given by Eq. (2). A similar equation was derived in Horne (1986) (p.6, Eq.(15)).

The dependence of total viscous dissipation on γ calculated for the Wei (1989) experiment is shown in Fig. 3(a) at $\delta = 0.052$. The parameter δ is related to the material properties τ^* , ν for distilled water as working fluid, Eq.(3).

The dissipation has minimum $\varepsilon_T = 0.019$ at $\gamma = 0.70$. This is close to the experimental fit $\gamma = 0.65$ in Fedoseyev (2023). The dissipation plot demonstrates that the laminar flow ($\gamma = 0$) has significantly larger dissipation $\varepsilon_T = 0.056$ than the turbulent flow ($\gamma > 0$), and the minimum is almost flat in a range of $\gamma = [0.5, 1.0]$.

COMPARISON WITH EXPERIMENTS

Fig. 3(b) shows γ calculated for the Van Doorne (2007) experiment, with $Re = 7200$ and $\delta = 0.047$. The minimum of dissipation is at $\gamma = 0.68$, while the best experimental fit is $\gamma = 0.65$ in Fedoseyev (2023).

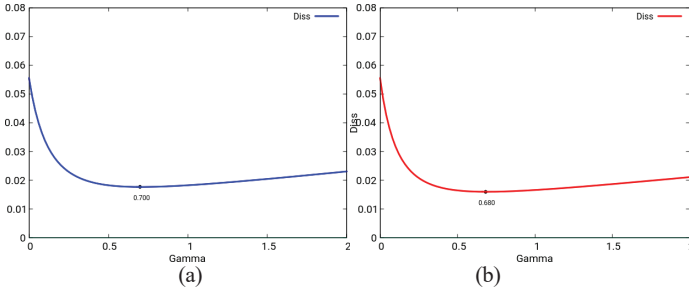


Fig. 3:(a) Total viscous dissipation for the Wei (1989) experiment with $Re = 39582$ versus γ , where γ has an extended range $[0,2]$. The dissipation has a minimum at $\gamma = 0.70$. Laminar flow ($\gamma = 0$) exhibits significantly larger dissipation than turbulent flow. (b) Total viscous dissipation for Van Doorne (2007) experiment in circular pipe, $Re = 7200$, the minimum is at $\gamma = 0.68$.

Fig. 4(a) shows the experimental data digitized from Van Doorne (2007), along with several plots: (i) laminar (parabolic) flow profile (green line), (ii) turbulent (superexponential) solution (blue line) and (iii) GHE analytical solution (red line). The left part of the GHE plot is for $\gamma = 0.68$ (minimal dissipation), and the right part is for $\gamma = 0.65$ from Fedoseyev (2023). The figure demonstrates that neither the laminar nor turbulent solution fit the data, but the superposition U_{GHE} provides a good comparison to the experimental data. Fig. 4(b) shows the streamwise velocity in a turbulent channel experiment by Pasch (2023), with $Re = 14000$, along with the analytical solution U_{GHE} with coefficient $\gamma = 0.62$ obtained by the minimum of viscous dissipation principle. Here, $\delta = 0.033$, the working fluid is air.

DISCUSSION

It was shown that the parameter γ can be obtained using the minimization principle. Comparison with several experiments have been provided demonstrating good agreement of the analytical solution with the experimental data. The GHE solution for turbulent flows depends on two similarity parameters: the Reynolds number Re , and the parameter δ which is related to the material properties τ^* and ν .

SIMILARITY PARAMETER δ

The similarity parameter δ does not depend on the Reynolds number as shown in the case of Wei & Willmarth experiment, Wei (1989), where the experimental data for different Reynolds numbers are falling into the same curve (Fig. 1, red line U_{GHE}) defined by the parameter δ . Knowing δ one can find the timescale coefficient τ^* , which is the material property.

TIMESCALE COEFFICIENT τ

Analyzing several experiments and simulations, Wei (1989), Koseff (1984), Van Doorne (2007), and Fedoseyev (2010), Fedoseyev (2012), Fedoseyev (2023) we have found that the dimensional timescale coefficient $\tau^* = \delta^2 L^2 \nu$ for distilled water is $\tau^* = 0.40 \pm 0.05$ s, and for tap water is $\tau^* = 0.80$ s. There is no estimation of τ^* for air, as the viscosity, temperature and pressure were not provided in Pasch (2023).

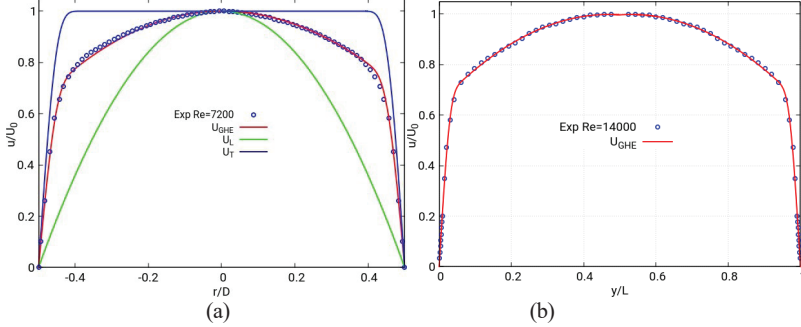


Fig. 4:(a) A comparison of the experimental data for the streamwise velocity $U = u/U_0$ versus radius r/D (D -diameter) by Van Doorne (2007), (blue dots) at $Re = 7200$, with the GHE solution (red line). The right part of the U_{GHE} plot is for $\gamma = 0.65$ from Fedoseyev (2023), and the left part is for $\gamma = 0.68$, obtained from the minimum viscous dissipation principle. Both GHE analytical solutions fit the experimental velocity profile well. Also shown are the laminar solution (green line) and the turbulent solution (blue line). (b) Comparison of the streamwise velocity in the turbulent channel experiment by Pasch (2023), $Re = 14000$, (dots) and the analytical solution U_{GHE} with coefficient $\gamma = 0.62$ (red line) found by the minimization principle.

TURBULENT BOUNDARY LAYER

One can see that the analytical solution of GHE presents well the turbulent boundary layer in all the regions. The linear law is in the range $0 < y < 5$, where the parabolic profile $(1-\gamma)UL$ (laminar solution) is very small, and the analytical solution for small y/δ becomes

$$U_{GHE} = \gamma U_T = U_0 \gamma \left(1 - e^{1-e^{y/\delta}}\right) = U_0 \gamma y / \delta$$

that is a linear law. The near-middle (buffer) boundary layer region is the range $5 < y^+ < 30$, a strictly nonlinear region, and the analytical solution fits the experiment quite satisfactory. In the far-middle (inner) boundary layer region, the range of $30 < y^+ < 200$, the superexponential part of γU_T becomes nearly constant=12.5 (Fig. 1, and the GHE analytical solution (red line) changes due to the growth of the laminar part of solution

$(1-\gamma)UL$. In this region the GHE solution is $U_{GHE} = 12.5 + (1-\gamma)UL$ and fits well to logarithmic von Karman law, and the experimental data. The outer (non-linear, essentially inviscid) region starts at $y^+ > 200$ and continues to the center line, where the analytical solution fit the experiment well too.

CONCLUSIONS

The minimum viscous dissipation principle as a method for calculating the coefficients of an analytical solution for turbulent flow in a channel has been presented. The obtained analytical solution was compared with experimental data from several turbulent flow experiments, demonstrating a good agreement with the mean experimental velocity data, successfully

capturing the correct velocity behavior across the entire turbulent boundary layer and into the external flow, spanning from the inner viscous sublayer to the outer layer of the boundary layer.

REFERENCES

1. *Alexeev B.V.* 1994 The generalized Boltzmann equation, generalized hydrodynamic equations and their applications. Phil. Trans. Roy. Soc. London, A. 349 (1994), 417.
2. *Alexeev B.V.* 2004 Generalized Boltzmann Physical Kinetics, Elsevier.
3. *Armaly B.F., Durst F., Pereira J.C.F., Schouuug B.* 1983 Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow, J. Fluid Mech. (1983), vol.127, pp. 473-496.
4. *Borisov V.M., Lyul'ka V.A.* 1998 Some viscous flows that implement the principle of minimum dissipation of kinetic energy. Comput. Math. and Math. Phys., v.39, iss.12, pp.2015-2019
5. *Van Doorne C.W.H., Westerweel J.* 2007 Measurement of laminar, transitional and turbulent pipe flow using Stereoscopic-PIV, February 2007, Experiments in Fluids 42(2).
6. *Fedoseyev A.* 2023 Approximate Analytical Solution for Turbulent Flow in Channel, J. Phys.: Conf. Ser. 2675 012011.
7. *Fedoseyev A.I., Alexeev B.V.* 2010 Simulation of viscous flows with boundary layers within multiscale model using generalized hydrodynamics equations, Procedia Computer Science, 1, 665.
8. *Fedoseyev A.I., Alexeev B.V.* 2012 Generalized hydrodynamic equations for viscous flows-simulation versus experimental data, in AMiTaNS-12, AIP CP 1487, pp.241-247
9. *Gorban A.N., Karlin I.* 2014 Hilbert's 6th problem: exact and approximate hydrodynamic manifolds for kinetic equations, American Mathematical Society, V. 51, N. 2, April 2014, 187-246, S0273-0979(2013)01439-3
10. *Hilbert, D.* 1902 Mathematical problems, Bull. Amer. Math. Soc. 8 (1902), no. 10, 437-479.
11. *Horue C.F., Karamcheti K.* 1986 Vortical Dissipation in Two-Dimensional Shear Flows, NASA Technical Memorandum 89408, Dec. 1986.
12. *Koseff R., Street R. L.* 1984 The Lid-Driven Cavity Flow: A Synthesis of Qualitative and Quantitative Observations Trans, ASME J. Fluids Eng. 106, 390-398.
13. *Lyul'ka V.A.* 2001 On the Principle of Minimum Kinetic Energy Dissipation in the Nonlinear Dynamics of Viscous Fluid, Technical Physics, Vol. 46, No. 12, 2001, pp. 1501-1503.
14. *Pasch S., Leister R., Gatti D. et al.* 2023 Measurements in a Turbulent Channel Flow by Means of an LDV Profile Sensor, Flow, Turbulence and Combustion, <https://doi.org/10.1007/s10494-023-00469-4>.
15. *Ruaukrieugsius T., Roper M.,* 2022 Approximating pressure-driven Stokes flow using the principle of minimal excess dissipation, arXiv:2204.07240v [physics.flu-dyn]
16. *Taha H., Gouzalez C., Shorbagy M.* 2023 A minimization principle for incompressible fluid mechanics, Phys.Fluids 35, 127110.
17. *Talou L.* 2021 Minimum principle for the flow of inelastic non-Newtonian fluids in macroscopic heterogeneous porous media, Phys. Rev. Fluids 7, L042101.
18. *Wei T., Willmarth W.W.* 1989 Reynolds-number effects on the structure of a turbulent channel flow, J. Fluid Mech., vol 204, pp. 57-95.

Федосеев Александр Иванович, af@ultraquantum.com



ДВА ВИБРАЦИОННЫХ СПОСОБА СИММЕТРИЗАЦИИ ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКОЙ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ В ПЛОСКОМ ДИФФУЗОРЕ

А.И. Федюшкин, А.А. Гневушеев, А.С. Захаров*
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
fai@ipmnet.ru

Течения вязкой жидкости в плоском диффузоре в зависимости от угла раствора представляют большой класс течений, которые важны для многих приложений, поэтому к изучению закономерностей течения жидкости в диффузоре существует повышенный интерес. Первые аналитические решения для симметричного течения вязкой несжимаемой жидкости от точечного источника в бесконечном диффузоре впервые были независимо получены Джеффри и Гамелем [1, 2].

Течение вязкой несжимаемой жидкости в плоском диффузоре при небольших углах раствора и числах Рейнольдса обладает симметрией относительно средней плоскости диффузора. Сохранение симметрии течения жидкости в диффузоре зависит не только от интенсивности течения, но и от свойств жидкости, угла раствора и геометрии диффузора, шероховатости стенок канала.

Известно, что течение вязкой несжимаемой жидкости в плоском диффузоре при малых числах Рейнольдса симметрично, но при увеличении чисел Рейнольдса выше критического $Re > Re^*$ ($Re^* = 269$ для угла раствора 4°) течение теряет симметрию, оставаясь стационарным и асимметричным [3]. Нарушение симметрии потока жидкости в диффузоре может происходить из-за отрыва ламинарного пограничного слоя на твёрдых стенках и, как следствие, появления слабых вторичных течений около стенок диффузора. Срыв ламинарного пограничного слоя происходит на стенках диффузора на разных расстояниях от начала координат, то есть образующиеся вихри располагаются у стенок в шахматном порядке по длине диффузора. О нарушении симметрии потока жидкости, неединственности и бифуркации решений при малых числах Рейнольдса ранее говорилось в работах [3-7].

В работе [3] были найдены обобщения решения задачи Джеффри-Гамеля, приведены много-модовые бифуркационные решения, указывающие на наличие асимметричных стационарных мод (решений) при определенных числах Рейнольдса и углах раствора диффузора. В работе [4] представлены экспериментальные данные по существованию асимметричных стационарных течений за уступом. Обзор работ по решению задачи Джеффри – Гамеля, нарушению симметрии и единственности решения был дан в работе [5]. В работах [5] на основе группового анализа также указывается о возможных неединственностях в стационарных решениях задачи Джеффри – Гамеля, то есть на возможность асимметричности и перемежаемости потока в жидкости в диффузоре. В [6-7] приведён обзор работ, касающихся нарушению симметрии течения в диффузорах преимущественно для ламинарных режимов и приведены результаты существования стационарных асимметричных режимов течения в диффузоре.

В данной работе показано влияние слабого гармонического вибрационного воздействия на скорость входного потока V_{inlet} вязкой несжимаемой жидкости в плоский диффузор с малым углом раствора $\beta = 4^\circ$ на симметризацию асимметричного течения, которое наблюдается при отсутствии вибрационного воздействия. В работе представлено два способа симметризации течения вязкой жидкости в плоском диффузоре: 1 – вибрационным воздействием на скорость входного потока в виде: $V = V_{inlet} + A \sin(2\pi t)$, 2 – вибрационного воздействия на скорость течения со стороны твёрдых стенок диффузора

по нормали к стенкам $V_n = A \sin(2\pi ft)$. На рис. 1 показаны изолинии продольной компоненты скорости при $Re=279$ на установившемся режиме: без вибрационного воздействия (рис.1а,б) и при вибрационном воздействии со стороны стенок диффузора (рис. 1в,г) при $V_n = A \sin(2\pi ft)$, ($A=0.001\text{ м/с}$, $f=10\text{ Гц}$, $Re_{\text{vibr}}=0.02$). Число Рейнольдса на входе в диффузор определено, как $Re = V_{\text{inlet}} l_{\text{in}} / \nu$, где l_{in} – длина дуги на входе в диффузор, а $Re_{\text{vibr}} = A l_{\text{in}} / \nu$ – число Рейнольдса вибрационного воздействия, безразмерная координата $y_{\text{dimless}} = y/r \sin(\beta/2)$, безразмерные компоненты скорости: $V_{x_{\text{dimless}}} = V_x/V_{x_{\text{inlet}}}$, $V_{y_{\text{dimless}}} = V_y/V_{x_{\text{inlet}}}$.

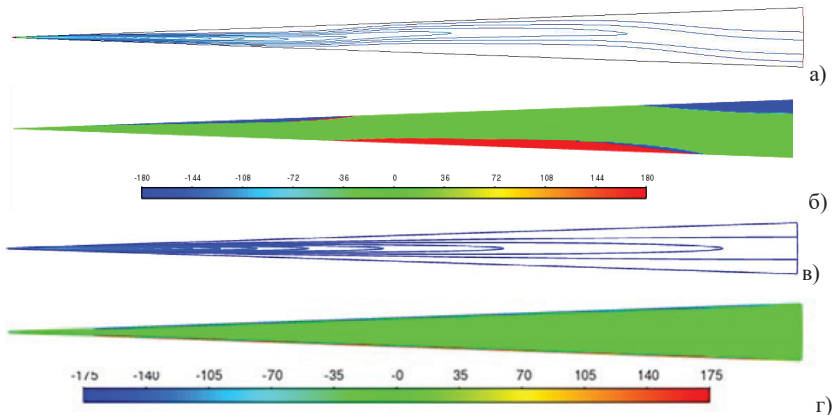


Рис. 1. Течение жидкости в диффузоре при $Re=279$ на установившемся режиме: а) – изолинии продольной компоненты скорости без вибрационного воздействия, в) - изолинии продольной компоненты скорости при вибрационном воздействии со стороны стенок диффузора при $V_n = A \sin(2\pi ft)$, ($A=0.001\text{ м/с}$, $f=10\text{ Гц}$, $Re_{\text{vibr}}=0.02$).

Моделирование течения вязкой несжимаемой жидкости в плоском диффузоре проведено на основе численного решения уравнений Навье-Стокса методом контрольных объемов [8] для чисел Рейнольдса в диапазоне $0 < Re < 559$, различных амплитуд A и частот f при вибрационном периодическом воздействии на скорость потока на входе в диффузор V_{inlet} в виде: $V = V_{\text{inlet}} + A \sin(2\pi ft)$ или со стороны стенок диффузора $V_n = A \sin(2\pi ft)$ (где V_n – скорость воздействия со стороны стенок, направленная по нормали к стенкам). На рис. 1в,г и рис.2в,г показано, что вибрационные воздействия даже при амплитудах A от 0.001 до 1% от скорости V_{inlet} , способны симметризовать течение в диффузоре с помощью вибрационного воздействием со стороны входа в диффузор (рис.2б) или со стороны стенок диффузора (рис. 1в,г и рис.2в,г). На рис. 2 показаны профили средней по времени скорости для течения жидкости в плоском диффузоре при $Re=279$ для случаев без (рис.1а,б,рис.2а $A=0.001\text{ м/с}$, $f=10\text{ Гц}$ ($Re_{\text{inlet}}=0.02$).

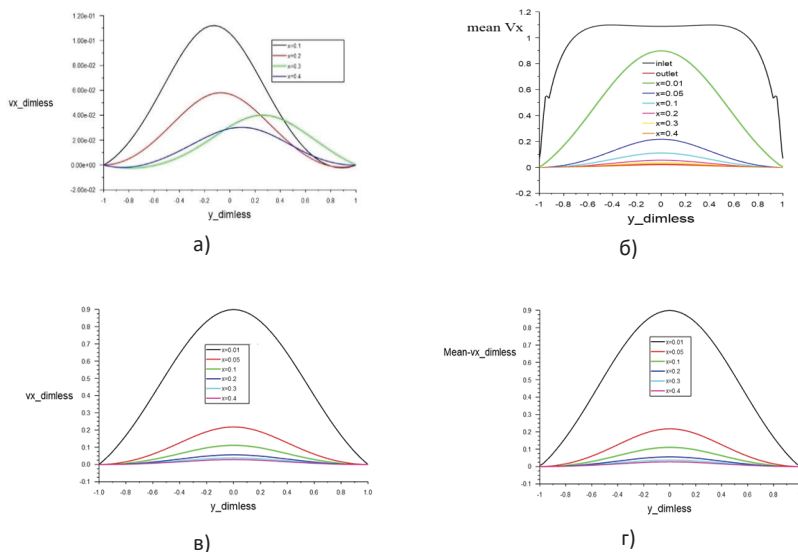


Рис. 2. Профили продольной компоненты скорости $Vx_{dimless}$ течения при $Re=279$ на установившемся режиме: а) – без вибрационного воздействия, б) – при вибрационном воздействии со стороны входного потока $V = V_{inlet} + A \sin(2\pi ft)$, ($V_{inlet} = 11.7 \text{ m/s}$, $A = 10 \text{ m/s}$, $f = 10 \text{ Hz}$, $Re_{vibr}=239$); в), г) - при вибрационном воздействии со стороны стенок диффузора по нормали по закону $V_n = A \sin(2\pi ft)$, ($A=0.001 \text{ m/s}$, $f=10 \text{ Hz}$, $Re_{vibr}=0.02$): в) – скорость Vx и г) – осреднённая скорость $mean Vx$.

Результаты численного моделирования показали, что симметризовать течение вязкой жидкости в диффузоре возможно с помощью периодического воздействия на скорость входного потока и при вибрационном воздействии со стороны стенок диффузора. Интенсивность вибрационного воздействия в первом случае может быть менее 1%, а во втором может быть менее 0.01% от скорости основного течения. Вибрационное воздействие с малой амплитудой является оптимальным с точки зрения эффективной симметризации потока с минимальным негативным влиянием на скорость основного течения. При задании периодической скорости на входе $V_{inlet} = A \sin(2\pi ft)$ результаты моделирования показали существование кольцевого эффекта Ричарсона в диффузоре, который известен при периодическом течении в трубах [9].

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 24-29-00101.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Джеффри Дж. Б. Двумерное установившееся движение вязкой жидкости // Нелинейная динамика, 2009, Т.5, №1, 2009г., С.101–109.
2. Гамель Г. Спиралевидные движения вязкой жидкости // Нелинейная динамика, Т.5, № 1, 2009г., С.111–133.
3. Акуленко Л.Д., Кумакиев С.А. Многомодовая бифуркация течения вязкой жидкости в плоском диффузоре // ДАН. 2004. Т.399. №5. С.620-624.
4. Durst F., Melling A., Whitelaw J.H. Low Reynolds number flow over a plane symmetric sudden expansion // Journal of Fluid Mechanics, Volume 64, Issue 01, June 1974, pp 111-128.

5. Пухначёв В.В. Симметрии в уравнениях Навье-Стокса // Успехи механики, 2006, Т. 4, № 1, С. 6–76.
6. Федюшкин А. И. Переход течений вязкой несжимаемой жидкости в плоском диффузоре от симметричного к несимметричному и к нестационарному режимам // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. Том 17, вып. 3, 2016.
7. Fedyushkin, A.I. The Influence of Controlled Vibration Effects on Fluid Flow in Technological and Engineering Processes. In: Feng, G. (eds) Proceedings of the 10th International Conference on Civil Engineering. ICCE 2023. Lecture Notes in Civil Engineering, vol 526. Springer, Singapore. 2024. https://doi.org/10.1007/978-981-97-4355-1_64.
8. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости Москва, Энергоатомиздат, 1984, 124с.
9. Richardson E.G. and Tyler E (1929) The transverse velocity gradient near the mouths of pipes in which an alternating or continuous flow of air is established Pros Phys Soc London V. 42, No 1: 7–14 DOI: 10.1088/0959-5309/42/1/302

Федюшкин Алексей Иванович, fai@ipmnet.ru



УДЕРЖАНИЕ КАПЛИ НИТЬЮ И ПАКЕТОМ ТОНКИХ НИТЕЙ

*А.И. Федюшкин**, *А.А. Гневушев*, *А.С. Захаров*, *А.Н. Рожков*
 Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
fai@ipmnet.ru

ВВЕДЕНИЕ

Выявление общих закономерности динамики капли при взаимодействии с твёрдыми поверхность, в том числе при обтекании тонких нитей является актуальной задачей, поскольку разрушение капель жидкостей при столкновениях с препятствием – это определяющий элемент многих технологий и процессов, в том числе при проникновении капель жидкости через защитные маски, в связи с защитой людей от инфекционных заболеваний, передающихся воздушно-капельным путём [1 - 5]. В работе представлены численная модель и результаты исследований по динамике капли при обтекании одиночной тонкой нити и пакета нитей для условий невесомости, и нормальной силы тяжести Земли (рис. 1).

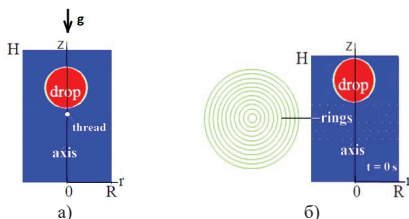


Рис. 1. Схемы расчетных областей:
 а) капля с одиночной нитью,
 б) капля с пакетом тонких нитей.

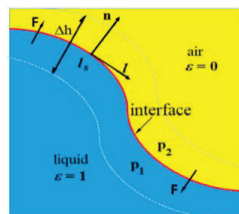


Рис. 2. Схема для моделирования межфазной границы по методу [6].

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Схема расчётной области модели и движения капли показаны на рис.1 (где $H=10\text{ мм}$ – высота, $R=3\text{ мм}$ – радиус цилиндрической расчётной области, z – ось симметрии, \mathbf{g} – вектор ускорения силы тяжести). Математическая модель основана на системе уравнений Навье-Стокса в осесимметричном приближении для двухфазной системы (1), переноса функции объёмной доли фазы $0 < \varepsilon < 1$ (2), с граничным условием на межфазной границе (3) [6, 7].

$$\frac{\partial(\rho\mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{u}\mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu(\nabla\mathbf{u} + \nabla\mathbf{u}^T)] + \rho\mathbf{g} + \mathbf{F}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial\rho\varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\varepsilon\mathbf{u}) = 0 \quad (2)$$

$$(p_1 - p_2 + \gamma k)n_i = (\tau_{1ij} - \tau_{2ij})n_j \quad (3)$$

где ρ – плотность, v_i – скорость падения капли, d_i – диаметр капли, μ – вязкость, γ – коэффициент поверхностного натяжения, $\mathbf{F} = 2\gamma\rho k\nabla\varepsilon / (\rho_{\text{air}} + \rho_{\text{liquid}})$, $\rho = \varepsilon\rho_{\text{air}} + (1-\varepsilon)\rho_{\text{liquid}}$, $\mu = \varepsilon\mu_{\text{air}} + (1-\varepsilon)\mu_{\text{liquid}}$, $k = 1/\zeta_r + 1/\zeta_z$ – кривизна поверхности, ζ_r, ζ_z – радиусы кривизны для жидкости и газа, $\tau_{\alpha ij}$ – тензор вязких напряжений, n_j – компоненты единичного вектора нормали \mathbf{n} , α – индекс фазы (1- liquid, 2- air). Уравнения Навье-Стокса (1 - 3) решались с аппроксимацией методом контрольных объёмов [8]. Для определения межфазной границы использовался VOF метод, детали математической модели описаны в работах [5 - 8].

УДЕРЖАНИЕ КАПЛИ ОДИНОЧНОЙ НИТЬЮ

В начальный момент поверхность капли сферическая и расположена от поверхности нити на расстоянии равном радиусу нити ($d_i/2$), центры капли и нити находятся на оси z , и капля начинает движение вниз со скоростью v_i .

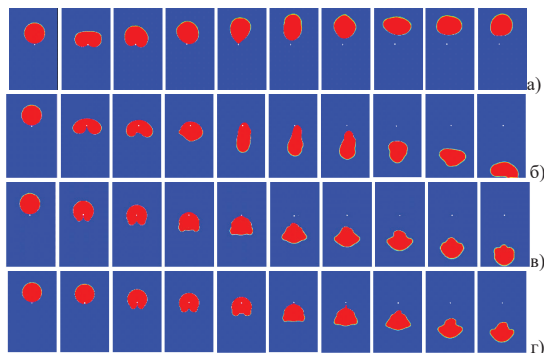


Рис. 3. Обтекание нити ($d_i=0.2\text{ мм}$) каплей воды ($d_i=4\text{ мм}$) с разными начальными скоростями v_i в условиях невесомости и на Земле через равные промежутки времени: а) $g=0\text{ м/с}^2$, $v_i=0.1\text{ м/с}$ в интервале от $t_0=0$ до $t_1=73\text{ мс}$; б) $g=9.81\text{ м/с}^2$, $v_i=0.1\text{ м/с}$ в интервале от $t_0=0$ до $t_1=60\text{ мс}$; в) $g=0\text{ м/с}^2$, $v_i=1\text{ м/с}$ в интервале от $t_0=0$ до $t_1=11\text{ мс}$; г) $g=9.81\text{ м/с}^2$, $v_i=1\text{ м/с}$ в интервале от $t_0=0$ до $t_1=8.5\text{ мс}$.

На рис. 3 представлены результаты моделирования обтекания нити диаметром $d_i=0.2\text{ мм}$ каплей воды ($d_i=4\text{ мм}$) с начальными скоростями $v_i=0.1\text{ м/с}$ и $v_i=1\text{ м/с}$ для условий невесомости и нормальной силы тяжести Земли. В условиях невесомости (рис. 3а) капля

при $v_i=0.1$ м/с ударяется о нить, отталкивается от нити в противоположную сторону, её форма деформируется и долго осциллирует до принятия сферической формы. При $g=9.81$ м/с² капля при $v_i=0.1$ м/с разрезается нитью, проходит через нить, сливаясь в единую каплю, форма которой деформируется, осциллирует около нити и отрывается от неё (рис. 3б). При увеличении начальной скорости капли ($v_i=1$ м/с) характер обтекания нити в невесомости и на Земле практически идентичны (рис. 3в, г), но в условиях невесомости процесс обтекания происходит естественно медленнее, что видно на рис. 3.

ОБТЕКАНИЕ ПАКЕТА ТОНКИХ НИТЕЙ

В данной работе исследуется обтекание каплей воды (диаметром $d_i=2.68$ мм) пакета тонких концентрических нитей (28 нитей диаметрами от $d_f=0.5$ мм до $d_f=5.5$ мм и толщиной $d_t=0.02$ мм, расположенных в пяти горизонтальных плоскостях (слоях) на расстоянии $\Delta h=0.5$ мм друг от друга) (рис.1б, рис. 4). На рис. 4 пакет нитей показан в вертикальном сечении – точками, находящимися внутри цилиндрической расчётной области высотой $H=10$ мм и радиусом $R=3$ мм. Рассмотрен диапазон начальных скоростей капли от $v_i = 0$ м/сек (с учётом силы тяжести) до $v_i = 10$ м/сек и кольца с углом смачивания равным 90° .

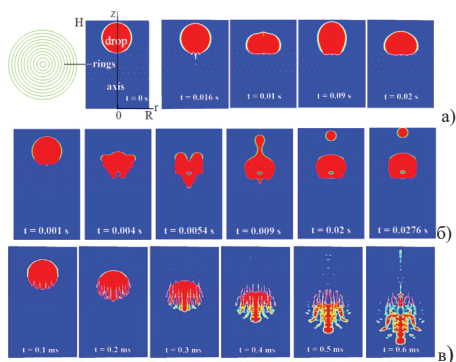


Рис. 4. Обтекание каплей воды ($d_i=2.68$ мм) пакета тонких нитей ($d_t=0.02$ мм) с разными скоростями: а) удержание капли пакетом нитей ($v_i=0.1$ м/сек) (слева вид пакета нитей сверху); б) обтекание каплей пакета нитей ($v_i=0.5$ м/сек); в) протекание капли через пакет нитей ($v_i=10$ м/сек).

При скоростях капли до 1м/сек рассмотренный пакет тонких нитей способен задерживать проникновение капли воды ($d_i=2.68$ мм), то есть капля удерживается кольцами за счёт сил поверхностного натяжения. На рис.4а показано, как капля удерживается первым слоем нитей, при этом капля деформируется и форма капли осциллирует ($v_i=0.1$ м/сек). На рис. 4б капля ($v_i=0.5$ м/сек) удерживается внутри пакета нитей. При скоростях капли свыше $v_i > 1$ м/сек она проникает через пакет нитей, фрагментируясь на части, которые затем частично коалесцируют, в частности, как показано на рис. 4в.

ВЫВОДЫ

Результаты моделирования показали наличие разных режимов обтекания одиночной нити и пакета тонких нитей каплей воды: отскок, удержание и протекание (с фрагментацией и коалесценцией). Показан характер обтекания каплей нити при разных её начальных скоростях, в условиях невесомости и при силе тяжести Земли.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-19-00451.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rozhkov A., Prunet-Foch B., Fedyushkin A., Vignes-Adler M.* Fragmentation of water drops in collision with a small obstacle. *Atomization and Sprays*. Vol. 33, no. 10, 2023, pp. 1–15.
2. *Fedyushkin, A.I., Rozhkov, A.N.* The Study of a Drop Collision with an Obstacle. *Advanced Hydrodynamics Problems in Earth Sciences*. 2023. pp. 21 - 42.
3. *Fedyushkin A.I., Rozhkov A.N.* Criterion of drop fragmentation at a collision with a solid target (numerical simulation and experiment). *J. of Phys: Conf. Series*, v. 2057, no. 1. 012129. 2021.
4. *Fedyushkin A.I., Rozhkov A.N., Rudenko A.O.* Collision of water drops with a thin cylinder. *J. of Phys. Conf. Series*. Vol. 2057, no. 1. 012034. 2021.
5. *Федюшкин А. И., Рожков А. Н.* Моделирование коалесценции капель. *Математическое моделирование и численные методы*. Т. 26, № 2, с. 46–58. 2020.
6. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
7. *Brackbill J, Kothe D, Zemach C* (1992) A continuum method for modeling surface tension. *J. Comput. Phys.* 100(2):335–354
8. *Patankar S.V.* Numerical heat transfer and fluid flow. Hemisphere, 1980. 214 p.

Федюшкин Алексей Иванович, fai@ipmnet.ru



ЭФФЕКТ «ПРИТАПЛИВАНИЯ» ПЛАВУЧЕЙ ПОЛИЭТИЛЕНОВОЙ ПЛЕНКИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Г.Е. Хазанов^{1,2*}, С.А. Ермаков^{1,3}

¹Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

²ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

³Волжский государственный университет водного транспорта, Нижний Новгород
g.khazanov@ipfran.ru

Развитие физических основ дистанционной диагностики областей пластикового загрязнения водоемов приобрело в настоящее время высокую актуальность в связи с ростом антропогенного загрязнения Мирового океана [1]. При этом принципиально важно исследовать динамику пластиковых объектов, находящихся в приповерхностных слоях воды, в частности, полиэтиленовых пленок. Они оказывают влияние на распространении поверхностных гравитационно-капиллярных волн (ГКВ), а, следовательно, и на анализ сигнала радиолокационного рассеяния. В реальных условиях, полиэтиленовая пленка достаточно часто оказывается под водой, не всплывая на поверхность. В данной работе был изучен этот эффект с помощью численного моделирования динамики небольшого куска плавучей пленки в поле падающей волны.

ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ

Для численного моделирования использовался пакет «OpenFOAM». Одно из главных преимуществ данного пакета для научных целей – наличие открытого исходного кода. Для задач взаимодействия жидкости и твердых тел, в том числе с различной степенью упругости, существует набор инструментов «solids4foam» [2]. Данный пакет использует подход разделения вычислительного домена на две области: жидкость и тело, с последовательным вычислением динамики того и другого в отдельности, учитывая взаимодействие между ними. Жидкость описывается как несжимаемая и ньютоновская, и основные уравнения динамики – уравнение непрерывности и уравнение Навье-Стокса. Они имеют следующий вид:

$$\nabla v = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v(\nabla * v) = \nu \Delta v - \frac{1}{\rho} \nabla p + g \quad (2)$$

где ρ - плотность жидкости, v – вектор скорости, p - давление, g - ускорение свободного падения.

Для твердого тела мы предполагаем конечные деформации, так как отклонения предполагаются слишком большими, чтобы считать их линейными. Уравнение, определяющее динамику тела – закон сохранения импульса.

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \nabla \sigma + \rho g \quad (3)$$

где ρ – плотность тела, u – вектор деформации, σ - тензор напряжений, g - ускорение свободного падения.

$$\sigma = \frac{1}{J} \left[\frac{K}{2} (J^2 - 1) I + \mu J^{-\frac{2}{3}} \text{dev}[F * F^T] \right] \quad (4)$$

$$F = I + (\nabla_0 u)^T \quad (5)$$

F – тензор деформации, представляющий собой разницу между исходным и деформированным состоянием материала. I – единичный тензор, μ – коэффициент Пуассона, $J = \det[F]$ – якобиан.

Кинематическое граничное условие - скорость должна быть непрерывной на границе раздела жидкости и твердого тела. Из уравнения сохранения импульса следует динамическое граничное условие, символизирующее равенство сил вдоль нормали к границе раздела. Их можно записать в следующем виде:

$$v_{fluid}^i = v_{solid}^i \quad (6)$$

$$n^i \sigma_{fluid}^i = n^i \sigma_{solid}^i \quad (7)$$

В работе представлены результаты численного моделирования распространения гравитационно-капиллярных волн (ГКВ), в присутствии небольшого куска плавучей полиэтиленовой пленки в приповерхностном слое воды.

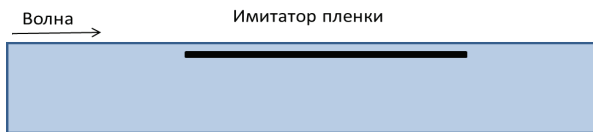


Рис. 1. Геометрическая схема численного эксперимента

На рис. 1 представлена геометрическая схема численного эксперимента. Длина вычислительного домена 1 м, длина волны 15 см, длина имитатора варьировалась от 4 до 10 см, толщина 0.2 мм. Плотность имитатора составляла 900 кг/м^3 .

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Проведена серия симуляций динамики пленки находящейся под водой при различных условиях внешнего воздействия в виде поверхностных волн. В ходе симуляций варьировалась глубина погружения пленки и крутизна волны. Вначале был рассмотрен наиболее простой случай, когда отсутствуют волны на поверхности воды, а пленка размещена на некоторой глубине в толще воды. В таком случае естественно ожидать, что пленка, плотность которой чуть меньше плотности воды, будет медленно всплывать (рис.2).



Рис. 2 Скриншот симуляции, на котором изображена пленка в начальный момент времени (оранжевая кривая) и в момент времени $t = 4.3 \text{ с}$ (черная кривая).

Можно видеть, что пленка спустя некоторое время принимает форму буквы w (черная кривая). К этому моменту времени края загibaются вверх, центр медленно движется вверх, а промежуточные точки между центром и левым краем слегка погружаются вниз. Далее была проведена серия симуляций динамики небольшой плавучей пленки, размер которой много меньше длины волны, которая находится под водой при различных параметрах поверхностных волн. В ходе симуляций варьировалась глубина погружения пленки и крутизна волны. Частоты поверхностных волн выбирались таким образом, чтобы период волны был много меньше характерного времени всплытия.

В ходе симуляций пленка находилась на фиксированной глубине в поле падающей волны с фиксированной частотой, но с различной крутизной. Характер влияния крутизны волны на поведение пленки продемонстрирован на рис. 3. Здесь и далее под координатой пленки будет пониматься координата центра масс.

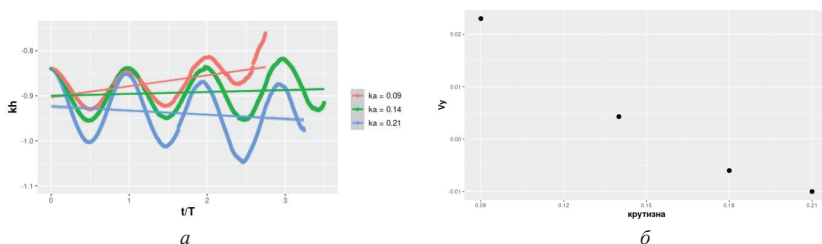


Рис. 3. Зависимость безразмерной вертикальной координаты пленки от безразмерного времени (в периодах волн) при различных крутизнах волн (а) и зависимость скорости изменения вертикальной координаты пленки от крутизны волны (б)

Можно видеть, что при сравнительно маленькой крутизне волны (красная кривая), пленка всплывает, хотя с меньшей скоростью, чем в отсутствие волны как таковой. При большой же крутизне, пленка не только не всплывает, но и притапливается, хотя бы и на небольшом промежутке времени. Это говорит о том, что крутизна является важнейшим параметром, определяющим динамику пленки под водой в поле волны. На оси ординат рисунка 3б, отложен угол наклона прямых тренда, которые изображены на рис. 3а. По сути, точки расположенные ниже нуля, соответствуют крутизнам, при которых происходит притапливание пленки.

При этом, при данных параметрах, существует некоторая крутизна, при которой пленка находится в некотором равновесном состоянии, то есть она может находиться на одной и той же глубине достаточно длительное время. Главной гипотезой существования такого равновесного состояния на данный момент является усредненная сила, действующая на тело, в быстро осциллирующем (по сравнению со скоростью всплытия) поле волны, в противовес выталкивающей силе Архимеда.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ в рамках проекта №23-17-00167.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chubarenko I. et al. // Marine Pollution Bulletin. 2020. Vol. 156. P. 111198.
2. Z. Tukovic, A. Karac, P. Cardiff, H.Jasak,A. OpenFOAM finite volume solver for fluid-solid interaction // Transactions of FAMENA. – 2018. – № 3. – V. 5.

Хазанов Григорий Ефимович, g.khazanov@ipfran.ru

Ермаков Станислав Александрович, stas.ermakov8@gmail.com



ГРУППА КОРОТКИХ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ВОЛН В НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ПРОЦЕССА СЛИЯНИЯ В ИМПАКТНОМ РЕЖИМЕ

Ш.Х. Хайирбеков

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва

msturistt09@gmail.com

Короткие волны на поверхности жидкости активно исследуются теоретически [1,2], экспериментально [3], а в последние десятилетия в связи с бурным развитием вычислительной техники – численно [4].

В последние годы было показано, что капиллярные волны могут вносить значительный вклад в генерацию больших ветровых волн на поверхности морей и океанов [5]. Капиллярные волны, образующиеся в результате схлопывания газовых пузырьков, также составляют почву для исследований [6].

Капиллярные волны имеют широкий спектр приложений в различных областях промышленности и производства. Будучи традиционно важными в нефтегазовой и химической отраслях, исследования коротких капиллярных волн приобрели большую значимость в разработке новых методов доставки лекарств в фармакологии, а также в области 3D-биопечати. Важное практическое значение имеют короткие волны, характерная длина которых меньше длины волны электромагнитного излучения (λ/m

волны сантиметрового и миллиметрового диапазонов). Так, в экологии с помощью спутникового зондирования обнаруживают нефтяные пятна и разливы нефти [7].

Импакт капли – это совокупность атомно-молекулярных, гидродинамических и акустических процессов, сопровождающих перенос вещества и энергии погружающейся капли в принимающую жидкость. Диссипативную среду характеризуют такие параметры, как коэффициент температуропроводности κ_T и диффузии κ_S . С точки зрения сжимаемости и стратификации ключевой характеристикой является конечная скорость распространения звуковых волн c_s , а также масштаб стратификации $\Lambda = |d \ln \rho / dz|^{-1}$, где ρ - плотность, z – вертикальная координата. Поперечный масштаб волокон – толщина лигаментов δ в стратифицированной среде определяется кинетическими коэффициентами и частотой плавучести N : в поле скоростей $\delta_N^v = \sqrt{v/N}$, в поле плотности $\delta_N^k = \sqrt{\kappa/N}$, а также величиной ω – частотой бегущей волны $\delta_\omega^v = \sqrt{v/\omega}$, $\delta_\omega^k = \sqrt{\kappa/\omega}$, где ν - коэффициент кинематической вязкости. В потоке толщина лигаментов определяется скоростью v течения: $\delta_v^v = \nu/v$, $\delta_v^k = \kappa/v$.

Течения маловязкой однородной жидкости со скоростью $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$ описывает система уравнений Навье-Стокса. Задача анализируется в приближении плоских волн (1)

$$A = A_0 \exp(i\mathbf{k}\mathbf{x} - i\omega t) \quad (1)$$

где \mathbf{k} - волновой вектор, ω - положительно определенная циклическая частота [1]. Циклические частоты ω и волновые векторы \mathbf{k} нормальных волн связаны дисперсионным уравнением $\omega = \omega(\mathbf{k})$; в изотропных средах $\omega = \omega(k)$, где $k = |\mathbf{k}|$ – волновое число. Пренебрегая эффектами вязкости и стратификации, для коротких волн получается дисперсионное соотношение (2):

$$\omega^2 = \gamma k^3 \quad (2)$$

где $\gamma = \sigma / \rho$ - нормированный на плотность коэффициент поверхностного натяжения σ

Выражая циклическую частоту ω через частоту f колебаний $\omega = 2\pi f$, а волновое число k через длину λ волны $k = 2\pi / \lambda$, то соотношение (2) переходит в (3):

$$\lambda = (2\pi\gamma / f^2)^{1/3} \quad (3)$$

В случае однородной вязкой жидкости дисперсионное уравнение имеет вид [2]:

$$2k \left(\omega^2 k_l - gk^2 - \sigma k^4 + 2i\omega\nu k_l (3k^2 - k_l^2) \right) - \left(k_l^2 + k^2 \right) \left(\omega^2 - gk - \sigma k^3 + 2i\omega\nu k^2 \right) = 0 \quad (4)$$

Дисперсионное соотношение (4) имеет регулярные с волновыми числами k и сингулярные корни с k_l . Регулярные решения линеаризованной системы Навье-Стокса и соотношения (4) описывают медленные течения - поверхностные гравитационно-капиллярные волны, которые переносятся с групповой скоростью v_{gr} . Сингулярные решения характеризуют лигаменты – тонкие течения, образующие высокоградиентные быстрозатухающие волокна в жидкости [1]. Волны в свою очередь подразделяются на два типа: **стационарные**, описываемые классической гидродинамикой, и **нестационарные**. Первые возникают от стационарно движущегося источника возмущений, вторые – вследствие ускоренного движения возмущающего жидкость объекта. В данной работе исследуются нестационарные волны, возникающие вследствие движения границы капилляры с переменной скоростью.

В данных опытах исследовалась дисперсия коротких нестационарных волн в результате падения капли в воду с высоты $H = 90$ см. Индикатором дисперсии послужили каустики - участки зеркального отражения от светодиодных осветителей.

Фотография картины течения на начальном этапе импакта показана на рис. 1. Изначально компактная группа каустик за время прохождения через них нестационарных волн заметно растягивается. Это является следствием характерного для дисперсии расплывании волнового пакета, график которого показан на рис. 2, с.

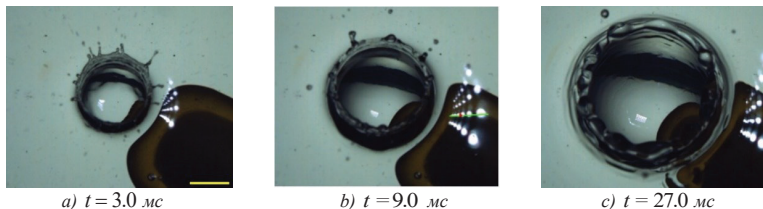


Рис. 1. а, б) деформация линии каустик вследствие излучения нестационарных волн; с) деформация зоны каустик вследствие прихода стационарных волн. Маркер – 8 мм.

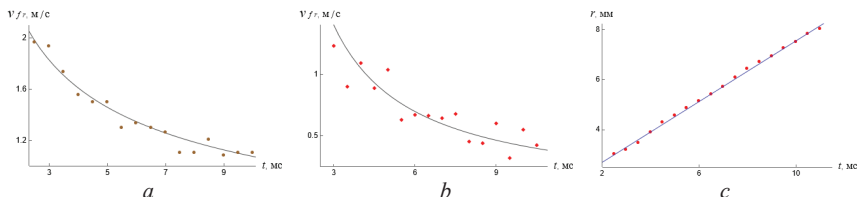


Рис. 2. а, б) скорости переднего и заднего фронта нестационарных волн; с) длина волнового пакета в различные моменты времени (точки), $r(t) = 0.609t + 1.471$ - аппроксимация (линия)

К моменту времени $t = 25.25$ мс группа стационарных капиллярных волн достигает границы теневого прибора и искажает форму каустик (рис. 1, с).

Длина волны (рис. 3, а) определялась на основе данных освещенности вдоль зеленой линии, а частота – в красной точке на рис. 1, б. Дисперсионные кривые показаны на рис. 3, б, с. Их форма качественно отличается классических капиллярных волн.

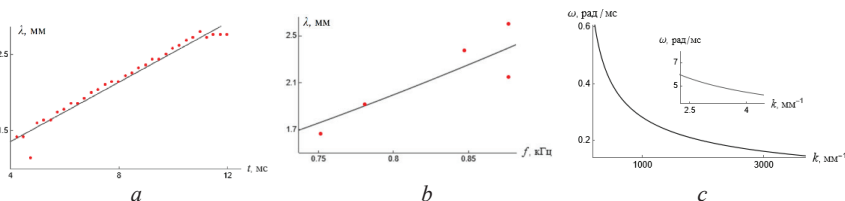


Рис. 3. а) вариация длины волны по времени $\lambda = 0.58 + 0.195t$; б) дисперсионное соотношение в координатах « λ - f » $\lambda = 3.12f^2$; с) – то же в координатах « ω - k » $\omega = \sqrt{79.5 / k}$

Наблюдения показывают, что существуют два типа коротких волн: капиллярные, теория которых хорошо изучена, и нестационарные, возникающие в результате ускоренного движения границы каверны.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Эксперименты проведены на стенде ТБП УИУ «ГФК ИПМех РАН» при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Госзадания, номер госрегистрации: 124012500442-3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ю. Д. Чашечкин, А. А. Очиров. Расчет двумерных периодических возмущений свободной поверхности жидкости в различных моделях среды // Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки. – 2023. – Т. 513, № 1. – С. 95-102.
2. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д. Динамика гравитационно-капиллярных волн на поверхности неоднородно нагретой жидкости // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2007. Т. 43. № 1. С. 109-116.
3. Wout M. Goesaert, Paul S. W. M. Logman; Easy method to establish the dispersion relation of capillary waves on water jets. *Am. J. Phys.* 1 February 2024; 92 (2): 93–99. <https://doi.org/10.1119/5.0144849>
4. Van der Eijk, M., & Wellens, P. R. (2020). A compressible two-phase flow model for pressure oscillations in air entrapments following green water impact events on ships. *International Shipbuilding Progress*, 1–29. doi:10.3233/isp-200278
5. Naeser, H. The Capillary Waves' Contribution to Wind-Wave Generation. *Fluids* 2022, 7, 73. <https://doi.org/10.3390/fluids7020073>
6. Yang, Z., Ji, B., Ault, J.T. et al. Enhanced singular jet formation in oil-coated bubble bursting. *Nat. Phys.* 19, 884–890 (2023). <https://doi.org/10.1038/s41567-023-01958-z>
7. Ермаков С.А., Сергиевская И.А., Гуцин Л.А., Щегольков Ю.Б. Радиолокационное зондирование органических и нефтяных пленок на морской поверхности. Проявления глубинных процессов на морской поверхности. Н. Новгород: ИПФ РАН. 2007. С. 66-81.

Хайирбеков Шамиль Хаирбекович, msturist09@gmail.com



ЛИГАМЕНТЫ И ВОЛНЫ В НЕОДНОРОДНЫХ СЖИМАЕМЫХ СРЕДАХ

Ю.Д. Чашечкин

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва

yulidch@gmail.com

Тонкие структуры в картинах морских волн в океане, течений в атмосфере, подмеченные выдающимися художниками XIX века, которые все более уверенно регистрируются по мере совершенствования техники наблюдений (приводятся примеры), активизировали поиск механизмов их формирования и разработку техники моделирования в лабораторных условиях. В последующих исследованиях установлено, что базовые природные системы – гидросфера и атмосфера, характеризуются стратификацией – устойчивым распределением плотности в направлении линии действия силы тяжести и тонкой структурой в профилях физических величин в виде более однородных слоев, разделенных высокоградиентными прослойками [1,2]. Механизмы образования и поддержания прослоек, сохраняющихся несмотря на сглаживающее действие диссипативных факторов, все еще остаются недостаточно изученными.

В наборе течений, вызывающих смещения материальных поверхностей, деформацию и перестройку структуры среды, выделяют периодические течения, обладающие дисперсионным соотношением. Их волновая компонента проявляется в периодических изменениях положения и формы изоповерхностей и изолиний. Более тонкие компоненты – лигаменты – характеризуют прослойки и волокна в структуре среды.

Одно из направлений теоретических исследований динамики и структуры течений основывается на изучении полных решений системы фундаментальных уравнений механики жидкостей в физических переменных, допускающих экспериментальную проверку точности и полноты расчетов [3,4].

Определяющая система уравнений, включающая уравнения неразрывности, переноса импульса, энергии и вещества, замыкается с помощью уравнений состояния для потенциала Гиббса и одной из термодинамических переменных, обычно плотности [5]. Неоднородности распределения потенциала Гиббса в толще и на поверхности жидкости учитывают существование в текучих средах непрерывно перестраивающихся ассоциатов физической и химической природы. Оболочки ассоциатов, как и свободная поверхность жидкости, обладают потенциальной поверхностной энергией, которая конвертируется в другие формы при уничтожении границ и отбирается из потока при их формировании и в толще, и на поверхности жидкости. Учет основных механизмов передачи энергии – радиационного, с течениями, волнами и вихрями, микроскопических – диссипативных и конвексионных, объясняет природу непрерывного формирования и уничтожения самых тонких компонентов структуры.

Система, дополненная физически обоснованными начальными и граничными условиями, анализируется с учетом условия совместности, определяющим ее ранг, порядок линеаризованной версии и степень характеристического (дисперсионного) уравнения. При изучении периодических течений частота ω , мера энергии движения, выбирается действительной и положительной, а волновое число \mathbf{k} – комплексным. Мнимая часть волнового числа характеризует затухание бегущих волн и лигаментов по мере распространения.

Полные решения определяющей системы в линейной или слабо нелинейной постановке которые отыскиваются методами теории сингулярных возмущений [6], включают и регулярно, и сингулярно возмущенные компоненты [7]. Регулярные решения описывают различные виды волн, проявляющихся в изменениях формы изолиний и поверхностей. Семейство сингулярных решений определяет лигаменты, характеризующие изменение тонкой структуры среды при прохождении волнового пакета.

Система фундаментальных уравнений позволяет описывать многие виды волн – инерциальные, обусловленные вращением среды, гравитационные – поверхностные и внутренние, акустические, связанные с сжимаемостью среды, капиллярные, гибридные и другие в единой постановке, рассчитывать их взаимодействие между собой и с сопутствующими лигаментами. Учитывая сложность выражений, дальнейшее описание динамики и структуры течений будет проводиться отдельно для каждого типа течений.

Дисперсионное соотношение для распространенных в природе и лабораторном эксперименте гравитационно-капиллярных волн [7], достаточно сложное в вязкой экспоненциально стратифицированной жидкости с плотностью $\rho(z) = -\rho_0 \exp(z/\Lambda)$ (где $\Lambda = |d \ln \rho / dz|^{-1}$, g и $T_b = 2\pi/N$ – масштаб, частота и период плавучести, g – ускорение свободного падения)

$$\begin{cases} -N^2 k_x^2 + e^{z/\Lambda} (k_x^2 - k_{z,j}^2) \omega (i k_x^2 \nu - i k_{z,j}^2 \nu + \omega) = 0 \\ g k_x^2 - 3 i k_x^2 k_{z,j} \nu \omega + k_{z,j}^2 (i k_{z,j}^2 \nu - \omega) \omega + k_x^4 \gamma = 0, \quad \gamma = \sigma / \rho_{00} \end{cases}$$

заметно упрощается при исключении стратификации

$$k_x \left[2k_x \left(k_l \omega^2 - gk_x^2 - \gamma k_x^4 + i\omega v k_l (3k_x^2 - k_l^2) \right) - (k_x^2 + k_l^2) \left(\omega^2 - gk_x - \gamma k_x^3 + 2i\omega v k_x^2 \right) \right] = 0$$

и принимает традиционный вид [3] в идеальной жидкости

$$\omega^2 = gk_x + \gamma k_x^3, \quad k_x^2 = k_z^2.$$

Здесь индексы (x, z) и (l) характеризуют волновую и лигаментную компоненты решения, v – кинематическая вязкость, $\sigma = \gamma\rho$ – коэффициент поверхностного натяжения.

Аналогично дисперсионное уравнение для внутренних волн в толще экспоненциально стратифицированной сжимаемой жидкости со скоростью звука c_s

$$D_v(k) \left(\omega^2 D_v^2(k) - \omega N^2 D_v(k) + c_s^2 k_{\perp}^2 N_c^2 - c_s^2 \omega k^2 D_v(k) \right) = 0,$$

$$D_v(k) = \omega + ivk^2, \quad k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2, \quad k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2, \quad N^2 = g/\Lambda, \quad N_c^2 = N^2 - (g^2/c_s^2)$$

переходит в хорошо изученное уравнение внутренних волн в идеальной жидкости [8]

$$\omega^2 = N^2 \cos^2 \Theta = N^2 k_{\perp}^2 / k^2,$$

где Θ – угол наклона волнового вектора к горизонту.

Для высокочастотных акустических волн в стратифицированной вязкой жидкости дисперсионное соотношение принимает вид [7]

$$D_v(k) \left(D_v(k) \omega (D_v(k) \omega - c_s^2 k^2) - g^2 k_{\perp}^2 \right) = 0$$

и заметно упрощается в пренебрежении эффектами стратификации

$$\left(k^2 \left(1 - \frac{i\omega v}{c_s^2} \right) - \frac{\omega^2}{c_s^2} \right) \left(\omega + ivk^2 \right)^2 = 0.$$

Кратность сингулярного корня свидетельствует о вырождении задачи распространения трехмерных акустических волн в однородной вязкой жидкости.

Полные решения дисперсионных уравнений, характеризующие все компоненты течений, и рассчитанные на их основе поля возмущений, построенные методами теории сингулярных возмущений, определяют требования к методике опытов: размеры поля наблюдения, которое должно содержать волны, разрешающую способность инструментов – выделять лигаменты.

В качестве иллюстрации свойств периодических течений в толще жидкости на Рис. 1 приводятся фотографии возмущений поля градиента плотности, создаваемых в непрерывно стратифицированной жидкости вертикально осциллирующей сферой, полученные высокоразрешающим теневым прибором. Наклонные пучки визуализируют волны, а тонкие прослойки и темные полосы – оболочки пучка – лигаменты с собственными значениями плотности и ее градиента.

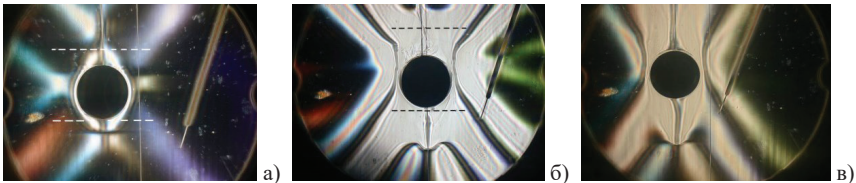


Рис. 1. Теневые фотографии конического пучка периодических внутренних волн и его оболочек, создаваемого вертикально осциллирующей сферой диаметром $D = 4.5$ см, а – с) – $T_b = 11.2, 7.3, 11.2$ с; размах колебаний $H = 1, 2.8, 2.8$ см, $\omega / N = 0.73, 0.8, 0.8$.

Применение редуцированных систем с понижением порядка уравнений в теории приводит к потере части сингулярных решений, обедняет описание структуры течений и ее эволюции.

Как показывают наблюдения, свободное тело, осциллирующее в окрестности горизонта нейтральной плавучести, генерирует внутренние волны настолько большой амплитуды, что объединение лигаментов в области пересечения пучков становится новым источником периодических волн, усложняющих картину течения. Пример эволюции картины волн при осцилляциях сферы нейтральной плавучести в лабораторном бассейне приведен на Рис. 2.

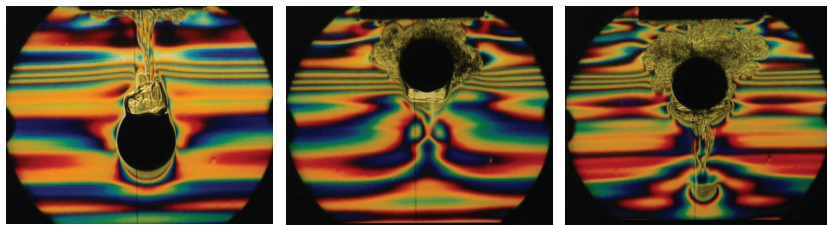


Рис. 2. Цветная теневая картина течения около свободной сферы, осциллирующей на горизонте нейтральной плавучести

Расчеты и наблюдения показывают, что методика эксперимента, основанная на анализе полных решений системы фундаментальных уравнений в полях наблюдаемых физических величин, позволяет визуализировать и проследивать динамику всех структурных компонентов периодических течений – и крупных, и тонких, на примере периодических внутренних волн и сопутствующих лигаментов в толще непрерывно стратифицированной и на границе раздела двухслойной жидкости.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Эксперименты проведены на стендах УИУ «ГФК ИПМех РАН». Работа выполнена по госзаданию, номер государственной регистрации: 124012500442-3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Федоров К. Н. Тонкая термохалинная структура вод океана. Л.: Гимиз, 1976. 184 с.
2. ГОСТ 4401-81. Межгосударственный стандарт: Атмосфера стандартная. Параметры.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
4. Müller P. The Equations of Oceanic Motions. CUP: Cambridge, UK, 2006; 302 p
5. Chashechkin Y.D. Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows // Axioms. 2021. V. 10. Iss.4. 286. <https://doi.org/10.3390/axioms10040286>
6. Найфэ А. Введение в методы возмущений М.: Мир, Москва, 1984, 535 с.
7. Chashechkin Y.D., Ochirov A.A. Periodic flows in a viscous stratified fluid in a homogeneous gravitational field // Mathematics 2023, 11, 4443. <https://doi.org/10.3390/math11214443>.
8. Лайтхилл Дж. Волны в жидкостях. М.: Мир. 1981.
9. Chashechkin Yu. D. Conventional partial and new complete solutions of the fundamental equations of fluid mechanics in the problem of periodic internal waves with accompanying ligaments generation // Mathematics. 2021. V. 9(6). No. 586. <https://doi.org/10.3390/math9060586>.

10. McEwan A. D. Interactions between internal gravity waves and their traumatic effect on a continuous stratification // *Boundary-Layer Met.* 1973. 5, 159–175. DOI:<https://doi.org/10.1007/BF02188317>
11. Teoh S.G., Ivey G.N., Imberger J. Laboratory study of the interaction between two internal wave rays. *Journal of Fluid Mechanics.* 1997; 336: 91-122. doi:10.1017/S0022112096004508.
12. Honji H., Matsunaga N., Sugihara Y., Sakai K. Experimental observation of internal symmetric solitary waves in a two-layer fluid // *Fluid Dyn. Res.*, 1995. V.15. P. 89-102. DOI 10.1016/0169-5983(94)00032-U.

Чашечкин Юлий Дмитриевич, yulidch@gmail.com



ТОНКАЯ СТРУКТУРА, ДИНАМИКА, ЭНЕРГЕТИКА И МИКРОТЕРМОДИНАМИКА ТЕЧЕНИЙ НЕОДНОРОДНЫХ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

Ю.Д. Чашечкин

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлinskого РАН, Москва

yulidch@gmail.com

Высокоразрешающие контактные и дистанционные инструменты, которые стали входить в практику гидродинамических и океанологических исследований в конце сороковых годов прошлого века, позволили надежно зарегистрировать «тонкую структуру» окружающей среды, включающую высокоградиентные волокна и прослойки (оболочки) во всем доступном для наблюдения диапазоне масштабов – от галактических до микроскопических [1,2]. Факт постоянного существования тонких компонентов на фоне сглаживающего действия диссипативных факторов выглядит парадоксальным. Составляющие структуру ячейки непрерывно перестраиваются, одни элементы исчезают, другие возникают, однако выделенные прослойки и волокна устойчиво регистрируются и в атмосфере, в гидросфере и в лабораторных условиях при комнатных температурах. Универсальный образ структуры представляют фотографии фотосферы Солнца в различных диапазонах частот ЭМ волн, содержащие и ячейки, и волокна [3]. Факт постоянства существования структуры среды, зависимости ее вида от физических свойств изучаемой среды и внешних потоков вещества, импульса и энергии, стимулирует поиски механизмов ее формирования, разработку основ математического описания, оценку степени влияния на динамику течений. В последние годы в качестве одного из объектов изучения тонких структур используются течения, возникающие при слиянии свободно падающих капель с покоящейся или движущейся жидкостью [4,5].

Физической основой механизмов формирования структуры считается естественная анизотропия ядер и электронных оболочек атомов, способствующая образованию объединений – ассоциатов физической и химической природы. В расчетах [6] и экспериментах выделяют комплексы, полосы (бонды), клатраты, войды (пустые пространства) и другие [7-9], которые обладают оболочкой и связанной с ней потенциальной поверхностной энергией [10,11]. Надмолекулярная структура жидкостей, которая проявляется в неоднородности распределения термодинамического потенциала

Гиббса – основного энергетического параметра сред [12,13], расширяет число механизмов передачи энергии в течениях жидкостей, газов, плазмы.

Уничтожение свободных поверхностей жидкостей и составляющих структурных компонентов приводит к освобождению потенциальной поверхностной энергии, сосредоточенной на масштабах порядка размера кластера, и ее трансформации в другие формы – возмущения давления, температуры, плотности, других термодинамических величин, а также к генерации тонких быстрых течений [10]. Формирование новой свободной поверхности жидкости или оболочки структуры сопровождается поглощением части внутренней и механической энергии движения среды. Процессы прямой и обратной конверсии внутренней энергии приводят к появлению и ускоренных, и замедленных «струек» с собственными значениями термодинамических величин, которые нелинейно взаимодействуют между собой, средним течением и подвержены влиянию диссипативных факторов.

Таким образом, к традиционному перечню механизмов передачи энергии в потоках, включающему радиационный с тепловым излучением, макроскопический с течениями, вихрями и волнами, микроскопический диссипативный добавляется тонкий механизм конверсии внутренней потенциальной энергии оболочек структурных компонентов и свободной поверхности жидкости в целом. Продуктом совместного действия всех механизмов передачи энергии и является тонкая структура и покоящихся, и движущихся жидкостей. Высокоградиентные волокна и прослойки распадаются и непрерывно создаются вновь при участии процессов прямой и обратной конверсии – следствия анизотропии ядерного и атомно-молекулярного строения вещества.

Действие всех механизмов наглядно проявляется в преобразовании вида структуры течений при слиянии свободно падающей капли с покоящейся жидкостью с при изменении условий опытов. Здесь наблюдаются несколько характерных типов течений, граница между которыми определяется энергетическим отношением $R_{\sigma}^k = E_k / E_{\sigma}$ – кинетической энергии капли $E_k = MU^2/2$ к ее потенциальной поверхностной энергии $E_{\sigma} = \sigma S$.

При малой контактной скорости, в интрузивном режиме, когда $R_{\sigma}^k < 1$, капля растекается по поверхности жидкости и плавно втекает в ее толщу, образуя лентиколярную интрузию [4]. Фотографии картины интрузивного течения представлена на Рис. 1.

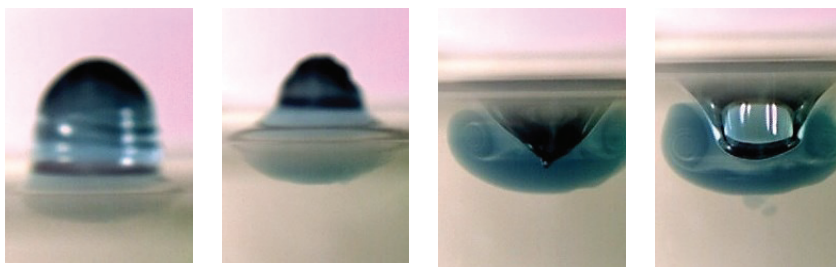


Рис.1. Слияние капли в интрузивном режиме с запаздыванием образования каверны и формированием погружающегося вихревого кольца

При большой контактной скорости меняется характер взаимодействия контактирующих жидкостей. В области слияния жидкостей при $R_{\sigma}^k > 1$ образуется

выраженный «энергонасыщенный слой», плотность энергии в котором увеличивается за счет конверсии потенциальной поверхностной энергии. Волокнистая структура распределения вещества капли по поверхности жидкости в импактном режиме представлена на Рис. 2.



Рис. 2. Картина распределения вещества капли по поверхности жидкости в импактном режиме.

Здесь жидкость капли распадается на отдельные тонкие струйки, оставляющие полосчатые окрашенные волокна на поверхности принимающей жидкости. Часть струек протекает по поверхности каверны, венца, пелены и образует зубцы на кромке пелены, с вершин которых в воздух вылетают мелкие капельки (брызги). Часть струек «протыкает» дно каверны и формирует волокнистый «промежуточный слой» конечного объема [14].

Картина волокон, образующих промежуточный слой в толще принимающей жидкости, приведена на Рис. 3.

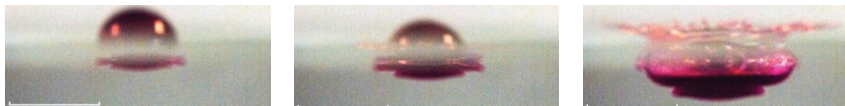


Рис. 3. Перколяция дна каверны быстрыми струйками, образующими промежуточный слой с тонковолокнистой структурой

В переходном режиме при $R_{\sigma}^k \sim 1$ происходит «зависание» капли на деформированной поверхности принимающей жидкости, частичный отскок с потерей части ее вещества и многократное возвращение вылетающей капельки все меньшего диаметра [15]. Опыты выполнены на стендах УИУ ГФК «ИПМех РАН» [16].

Проведенные опыты позволили визуализировать в жидкости «энергонасыщенные» тонко структурированные объемы, обладающие особыми свойствами. В них резко меняются значения термодинамических потенциалов вследствие поглощения внешних потоков вещества, энергии и/или конверсии потенциальной энергии в другие формы, включая кинетическую энергию тонких течений. Жидкость в таких областях отличается неравномерными распределениями плотности, температуры, давления, концентрации растворенных веществ и взвешенных частиц, обладает новыми свойствами и обладает особой динамикой. Компактные в момент формирования «энергонасыщенные» объемы могут распадаться на отдельные «сгустки» с собственной энергетикой и динамикой. В течениях импакта капли «энергонасыщенные» компоненты образуются в областях контакта сред и выделяются тонкой «волоконистой» структурой, следы существования которой прослеживаются на последующих этапах эволюции течений.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Госзадания, номер государственной регистрации: 124012500442-3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ГОСТ 4401-81. Межгосударственный стандарт: Атмосфера стандартная. Параметры. Дата введения: 01.07. 1982. ИПК. Издательство стандартов. 2004. https://standartgost.ru/g/%D0%93%D0%9E%D0%A1%D0%A2_4401-81
2. Федоров К.Н. Тонкая термохалинная структура вод океана. Л.: Гимиз. 1976. 184 с.
3. NASA. The Very Latest SOHO Images: <https://soho.nascom.nasa.gov/data/realtime-images.html>
4. Chashechkin Yu.D, Ilinykh A.Y. Intrusive and impact modes of a falling drop coalescence with a target fluid at rest // *Axioms*. 2023. V.12(4). 374. <https://doi.org/10.3390/axioms12040374>
5. Chashechkin Yu.D, Ilinykh A.Y. Fine flow structure at the miscible fluids contact domain boundary in the impact mode of free-falling drop coalescence // *Fluids*. 2023. V. 8(10).269. <https://doi.org/10.3390/fluids8100269>
6. Malenkov, G.G. Structure and dynamics of liquid water // *J. Struct. Chem*. 2006. V.47. Suppl 1. S1–S31. <https://doi.org/10.1007/s10947-006-0375-8>
7. Эйзенберг Д., Кауцман В. Структура и свойства воды. Л.: Гимиз, 1975. 280 с.
8. Teschke O., de Souza E.F. Water molecule clusters measured at water/air interfaces using atomic force microscopy // *Phys. Chem. Chem. Phys*. 2005. V.7(22). P. 3856–3865. DOI: <https://doi.org/10.1039/B511257E>
9. Bunkin NF, Suyazov NV, Shkirin AV, Ignat'ev PS, Indukaev KV. Study of nanostructure of highly purified water by measuring scattering matrix elements of laser radiation // *Phys. Wave Phenom*. 2008. V.16. P. 243–260. DOI:10.3103/S1541308X08040018
10. Chashechkin Yu.D. Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows // *Axioms*. 2021. V. 10. 286. <https://doi.org/10.3390/axioms10040286>.
11. Гиббс Дж. В. О равновесии гетерогенных веществ, Термодинамические работы, ГИТТЛ, М.–Л-д. 1950.
12. Feistel R. Thermodynamic properties of seawater, ice and humid air: TEOS10, before and beyond // *Ocean Sci*. 2018. V. 14. P. 471–502. 2018 <https://doi.org/10.5194/os-14-471-2018>
13. Harvey A.H., Hrubý J., Meier K. Improved and always improving: reference formulations for thermophysical properties of water // *J. of Phys. and Chem. Ref. Data*. 2023. V.52. 011501. doi: 10.1063/5.0125524
14. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Перенос вещества капли в толщу принимающей жидкости в начальной стадии процесса слияния // *Изв. РАН. Мех. жидк. газа*. 2023, № 1, с. 54–68. DOI: 10.31857/S056852812260031X.
15. Chashechkin Yu. D., Ilinykh A.Yu. Complete Coalescence, Partial Bounce and Rebound: Different Regimes Resulting from the Interaction of a Free Falling Drop with a Target Fluid // *Fluid Dyn. & Mat. Proc. (FDMP)*. 2020. V. 16, No. 4, pp. 801-811. DOI:10.32604/fdmp.2020.09168
16. УИУ «ГФК ИПМех РАН: Гидрофизический комплекс для моделирования гидродинамических процессов в окружающей среде и их воздействия на подводные технические объекты, а также распространения примесей в океане и атмосфере: [site http://www.ipmnet.ru/uniquequip/gfk/#equip](http://www.ipmnet.ru/uniquequip/gfk/#equip).

Чашечкин Юлий Дмитриевич, yulidch@gmail.com



ДИНАМИКА ПРИМЕСИ ВО ВНЕШНЕМ ДЕФОРМАЦИОННОМ ПОЛЕ НАД ПОДВОДНОЙ ВОЗВЫШЕННОСТЬЮ

М.В.Шатохин, В.М.Егорова*
Институт водных проблем РАН, Москва
usif-9694@mail.ru

Исследование распространения загрязнений в морской среде является важной задачей. Механизмы распространения загрязняющих веществ рассмотрены многими научными группами, например, в [1]. Тем не менее, вопрос горизонтального переноса загрязняющих примесей свободными вихрями в окрестности подводной горы остается недостаточно изученным.

В работе мы прослеживаем, как изолированная подводная гора влияет на перемещение пятен примеси в вертикально однородном зональном потоке U , направленном на восток. Динамика пятна примеси описывается эволюцией его контура в рамках модели контурной динамики [2]. Используем модель трехслойного океана [3], где каждый слой характеризуется постоянным значением плотности воды. В качестве горы выбран гайот Затонского, принадлежащий массиву Магеллановых гор (центральная часть Восточно-Марианской котловины в области между 10° с.ш. и 22° с.ш. и 149° в.д. и 160° в.д. в Тихом океане). Подробное геоморфологическое описание гайота дано в [4]. Начало декартовой системы координат совпадает с центром гайота, оси x и y направлены на восток и север, соответственно. Гайот генерирует антициклонический топографический вихрь в виде сужающегося кверху усеченного конуса Тейлора-Хогга.

В рамках нашей модели существование топографического вихря в каждом слое определяется наличием 2-ух неподвижных точек (эллиптической – центр вихря; гиперболической – точка самопересечения линии сепаратрисы). Внутренняя часть петли сепаратрисы (черная линия) фазового портрета ассоциируется с топографическим вихрем (рис. 2,3). Возникновение точек и их расположение определяются параметрами внешнего потока и стратификацией.

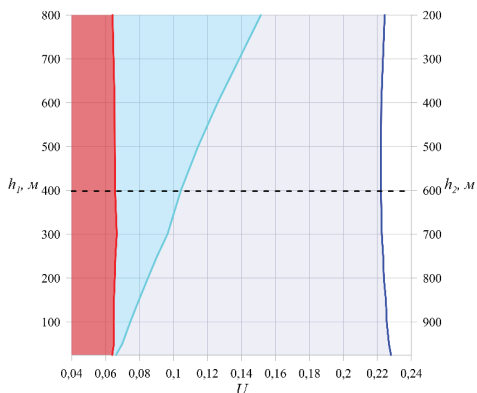


Рис. 1. Области появления неподвижных (стационарных) точек в зависимости от скорости внешнего потока и толщины верхнего (h_1) и среднего (h_2) слоев. Красная, голубая, синяя области – области существования вихря в каждом слое, в среднем и нижнем, только нижнем слоях, соответственно.

На рис. 1 показано условие появления неподвижных точек для нашей модели в зависимости от скорости внешнего потока U и толщин верхнего (h_1) и среднего (h_2) слоев при стратификации Тихого океана, взятой из [5]. Параметры модели: $U = 0.05$, $h_1 = 400$ м, $h_2 = 600$ м, что соответствует красной области на рис. 1. В этой области топографический вихрь существует в трех слоях.

На рис. 2 представлены результаты численных экспериментов по динамике изначально круговых пятен примеси для верхнего, среднего и нижнего слоев — последовательно сверху вниз. В верхнем слое пятно примеси имеет антициклоническую завихренность $\zeta = -0.2$. В среднем и нижнем слоях $\zeta = 0$.

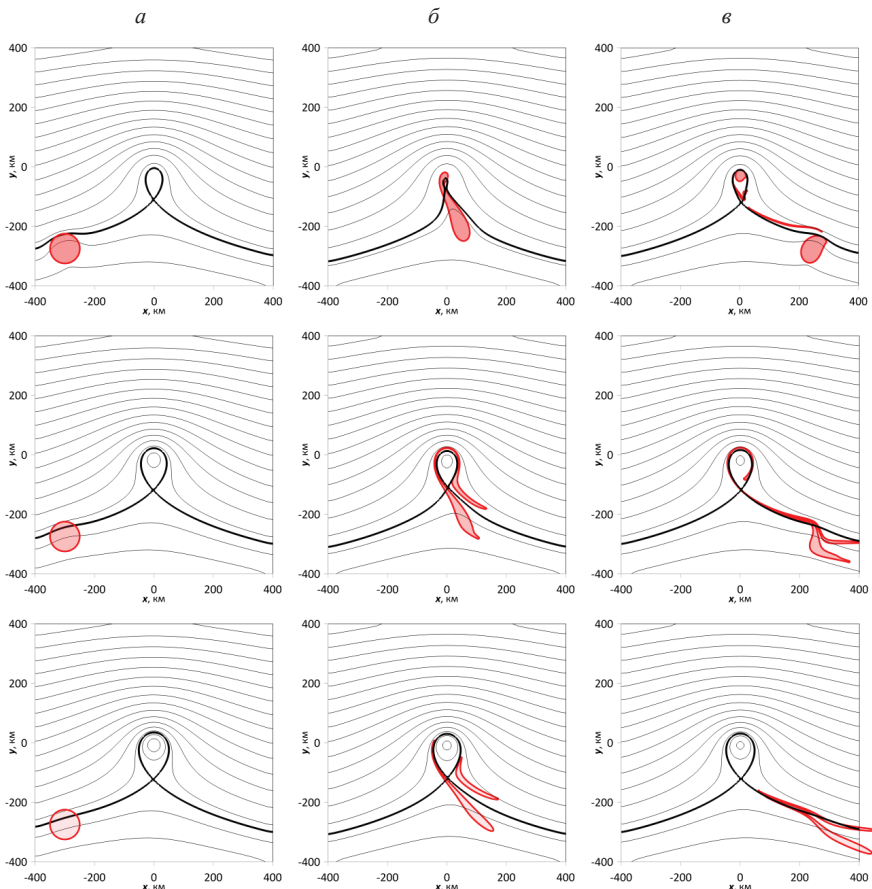


Рис. 2. Эволюция во времени (слева направо) пятен примеси (красная область, $\zeta = -0.2$ в верхнем слое, $\zeta = 0$ в среднем и нижнем), переносимых зональным восточным потоком ($U = 0.05$) над горой. Сепаратриса выделена черной линией, (а) $T=0$, (б) $T=600$ и (в) $T=900$ для верхнего, среднего и нижнего слоев — последовательно сверху вниз.

На рис. 3 представлен численный эксперимент по динамике изначально кругового циклонического пятна примеси ($\zeta = 0.2$), расположенного в верхнем слое. Координаты начального положения центров пятен $(x_0; y_0) = (-300 \text{ км}; -275 \text{ км})$, их исходный радиус 50 км в каждом слое.

Показана возможность частичного захвата ядра антициклонической примеси квазистационарным топографическим вихрем в окрестности подводной горы (рис. 2в, верхнее). Пятна пассивной примеси, расположенные ниже, частично повторяют картины поведения, полученные в [6], вытягиваясь вниз по течению и делясь на две части. Пятно 3-его слоя быстрее взаимодействует с топографическим вихрем и покидает область.

Интересно отметить, что при больших значениях завихренности верхнего слоя пятно примеси проносится под линией сепаратрисы топографического вихря (отодвигая ее), практически не взаимодействуя с самим вихрем в трех слоях. Захвата в этом случае не происходит.

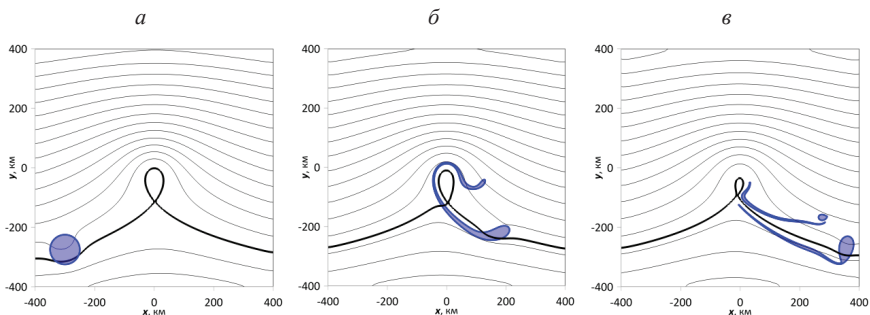


Рис. 3 Эволюция во времени (слева направо) циклонического пятна примеси (синяя область, $\zeta = 0.2$), переносимого зональным восточным потоком ($U = 0.05$) над горой. Сепаратриса выделена черной линией, (а) $T=0$, (б) $T=600$ и (в) $T=900$ в верхнем слое.

Как видно из рис. 3, при тех же входных условиях захвата ядра циклонического вихревого пятна не происходит. Взаимодействуя с топографическим вихрем, циклоническое пятно примеси, аналогично, разбивается на 2 части, выбрасывает вихревой хвост и ядро. Топографический вихрь сильно уменьшается в размере (видно по сужению петли сепаратрисы).

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Исследование выполнены в рамках темы № FMWZ-2024-0001 Государственного задания ИВП РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Озмидов Р.В.* Диффузия примесей в океане. Л.: Гидрометеониздат, 1986. С. 278.
2. *Макаров В.Г.* Метод контурной динамики в океанологических исследованиях // Владивосток: ДВО АН СССР, 1990. С. 28-39.
3. *Соколовский М.А.* Моделирование трехслойных вихревых движений в океане методом контурной динамики // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1991. т. 27. № 5. С. 550-562.
4. *Melnikov M.E., Sedysheva T.E., Agapova G.V., Anokhin V.M.* Peculiarities of geomorphological structure of guyots of Magellanic Mountains (Pacific Ocean) // Proceedings of the Russian Geographical Society, 2013. 145(6). P. 29-43.

5. Каменкович В.М., Кошляков М.Н., Монин А.С. Синоптические вихри в океане. Л.: Гидрометеоздат, 1987. С. 264.
6. Шатохин М.В., Соколовский М.А. Динамика пассивной примеси в поверхностном и подповерхностном слоях во внешнем деформационном поле над подводной возвышенностью в океане // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика. Астрономия, 2023. № 3. С. 2330901-1-11.

Шатохин Михаил Викторович, usif-9694@mail.ru
Егорова Виктория Михайловна, vikchik96@yandex.ru



ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОМЕРНОСТИ ТРЕХМЕРНОЙ СЕТКИ НА ВОЗМОЖНОСТЬ МОДЕЛИРОВАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОЙ КАРТИНЫ СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

И. А. Широков
МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва
ivanshirokov@inbox.ru

Характеристики и структура пространственных расчетных сеток, используемых при моделировании газодинамических течений, могут оказывать большое влияние на результаты. В частности, моделирование нестационарных режимов обтекания затруднено на слишком неравномерных и слишком грубых сетках. Кроме того, при этом затруднено правильное вычисление аэродинамических характеристик, вычисляемых согласно полученному распределению давления по поверхности обтекаемого тела.

В настоящей работе для задачи сверхзвукового обтекания двухатомным вязким газом осесимметричной стандартной модели НВ-2 [1] с диаметром цилиндрической части $D=0.1$ м построены пространственные нерегулярные тетраэдральные сетки, дающие возможность моделировать нестационарный характер течения за донной областью, а также возможность получить хорошее соответствие распределения давления по поверхности и аэродинамических характеристик экспериментальным значениям. Проведено сравнение результатов, полученных на сетках с разной степенью неравномерности, и показано преимущество более равномерных сеток.

Для построения сеток использованы свободно распространяемые сеточные генераторы TetGen и Gmsh. Оба эти пакета позволяют строить нерегулярные тетраэдральные сетки в заданной пространственной области, при этом характерный шаг сетки может задаваться на границах области. Пакет TetGen по умолчанию создает сетку с сильным сгущением к поверхности (т. е. с разрежением при удалении от поверхности). Пакет Gmsh, наоборот, по умолчанию строит равномерную тетраэдральную сетку. Если задается различные величины шага сетки на различных границах области, то шаг пространственной сетки равномерно меняется от одной границы до другой. Таким образом, использованные в настоящей работе сетки в случае применения TetGen весьма неравномерны, но обладают меньшим шагом на поверхности модели ($h=1$ и 2 мм). Сетки, построенные с помощью Gmsh, гораздо ближе к равномерным, но шаг на поверхности модели выше ($h=3, 4, 8$ мм).

Для построения сетки с помощью TetGen был разработан оригинальный алгоритм построения поверхности сетки, позволяющий создавать достаточно аккуратные пространственные нерегулярные тетраэдральные сетки вокруг осесимметричной модели [2]. Технология построения сеток Gmsh в целом следует методике, описанной в [3].

В качестве математической модели для моделирования обтекания использован алгоритм, основанный на системе регуляризованных (квазигазодинамических) уравнений (КГД алгоритм, [4]) и реализованный на сетках в обоих форматах (TetGen и Gmsh). Опубликовано большое число работ, в которых показано, что КГД алгоритм является достаточно универсальным средством исследования особенностей газодинамического обтекания трехмерных моделей. Применяемый алгоритм решения начально-краевой задачи для КГД уравнений описан в [5].

На рис. 1 приведен общий вид сеток TetGen с поверхностным шагом $h=1$ мм и числом тетраэдральных ячеек 2587192 (слева) и Gmsh с поверхностным шагом $h=4$ мм и числом тетраэдральных ячеек 2871822 (справа). Расчетные области осесимметричны. Видно, что сетка TetGen отличается значительной неравномерностью по сравнению с Gmsh при сопоставимом числе ячеек.

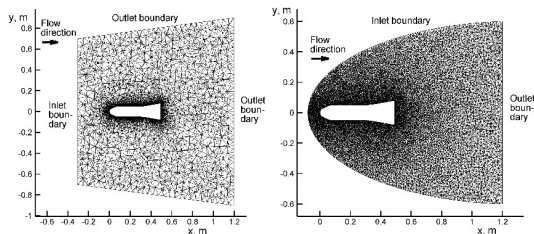


Рис. 1. Сечение расчетных сеток при $z=0$. Сетки построены TetGen (слева) и Gmsh (справа).

На рис. 2 приведены картины обтекания модели НВ-2 при $Ma=1.5$, $Re(D)=2 \cdot 10^5$, полученные на этих же сетках TetGen (слева) и Gmsh (справа). На сетке TetGen обтекание является стационарным с образованием торoidalного вихря за донной поверхностью. На сетке Gmsh течение за донной поверхностью является нестационарным с образованием хаотичной картины вихрей. Кроме того, скачки уплотнения на удалении от модели на сетке Gmsh разрешаются лучше.

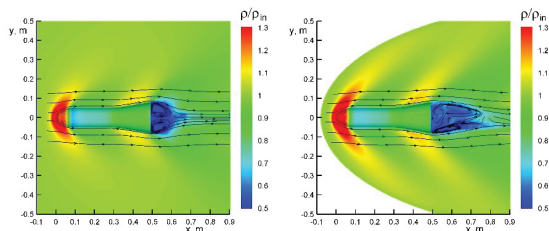


Рис. 2. Уровни нормированной плотности и линии тока, полученные при моделировании на сетках TetGen (слева) и Gmsh (справа).

На рис. 3 показаны поверхностные профили давления в сечении $z = 0$, полученные на сетках TetGen и Gmsh, а также соответствующие экспериментальные данные из [1]. Давление нормировано на давление торможения на носовой части модели. Значения давления на сетке Gmsh (кривые 3, 4) в целом выше, чем на сетке TetGen (кривая 2). Это приводит к лучшему соответствию эксперименту (символы 1) в областях максимумов (в частности, на носовом затуплении), но худшему в минимумах, по сравнению с TetGen. Измельчение шага сетки в случае Gmsh приближает результаты моделирования к экспериментальным.

Сравнение аэродинамических коэффициентов полного, носового и донного сопротивления ($C_A = C_{A1} + C_{A2}$ соответственно) показывает: $1.169 = 0.821 + 0.348$ (эксперимент), $1.251 = 0.539 + 0.712$ (TetGen, $h = 1$ мм), $1.135 = 0.724 + 0.411$ (Gmsh, $h = 4$ мм), $1.135 = 0.747 + 0.388$ (Gmsh, $h = 3$ мм). Варианты соответствуют рис. 3. При относительно хорошем соответствии коэффициента полного сопротивления экспериментальному значению для всех трех вариантов, разложение полного сопротивления на носовое и донное получается некорректным на сетке TetGen. На сетках Gmsh указанное разложение соответствует эксперименту, причем при измельчении сетки это соответствие улучшается. Можно сделать выводы, что для повышения точности моделирования физической картины обтекания преимущество имеют сетки с меньшей неравномерностью, а также с меньшим шагом на поверхности модели. Выполнение обоих требований может привести к сильному увеличению числа ячеек сетки, и, как следствие, к увеличению вычислительных трудностей. На практике неизбежны компромиссные решения, при этом неравномерность сетки может быть достаточно важным фактором.

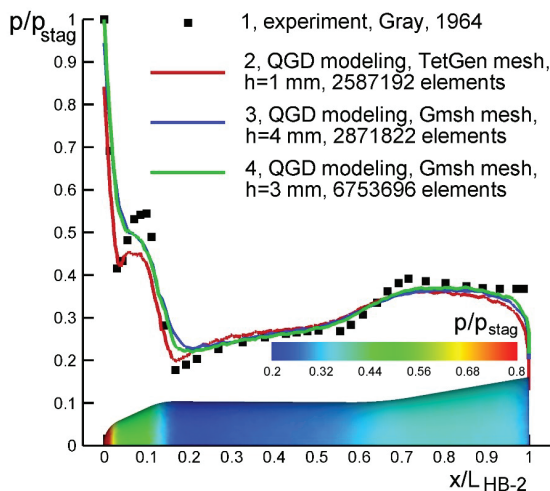


Рис. 3. Поверхностные профили давления в сечении $z=0$: эксперимент и моделирование на разных сетках. Приведенные уровни давления на поверхности модели соответствуют варианту 4.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Автор выражает благодарность профессору Т. Г. Елизаровой за помощь в обсуждении задачи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gray J. D. Summary Report on Aerodynamic Characteristics of Standard Models NB-1 and NB-2 // AEDC-TDR-64-137. 1964
2. Широков И. А. Алгоритм построения сетки на основе tetgen для моделирования внешнего обтекания осесимметричной модели // Математическое моделирование. 2021. Т. 33, № 5. С. 91–106
3. Ермаков М.К., Крючкова А.С. Генерация неструктурированных тетраэдральных сеток для обтекания летательных аппаратов на основе открытых пакетов // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2020. Т. 21. вып. 2
4. Elizarova T. G. Quasi-Gas Dynamic Equations. Dordrecht: Springer. 2009. ISBN 978-3-642-0029-5
5. Широков И. А. Численное исследование аэродинамических характеристик треугольного крыла при различных углах атаки и больших числах Маха. Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2021. № 56. С. 1–24

Широков Иван Анатольевич ivanshirokov@inbox.ru



ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ ЦИЛИНДРА ОКОЛО ПЛАСТИНЫ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

А.С. Шишаева, О.О. Иванов*

*Научно-исследовательский институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
anastasiashishaeva@rambler.ru*

Изучается влияние пластины конечной длины на резонансные колебания упругого цилиндра в потоке газа. Исследование проводится с использованием программного комплекса FlowVision. Определяется влияние положения пластины относительно цилиндра на изменение области колебаний цилиндра.

ВВЕДЕНИЕ

Колебания элементов жестких или гибких конструкций в потоке жидкости или газа – достаточно сложное явление. Существует достаточно много типов колебаний в зависимости от формы конструкции, параметров потока и причин их возникновения. В частности, в случае плохообтекаемых деформируемых элементов конструкции можно выделить колебания, обусловленные сходом вихрей. Их амплитуда значительно усиливается при синхронизации частоты схода вихрей с собственной частоты колебаний конструкции и последующим захватом частоты [1,2]. Это может приводить к износу, деформации и разрушению вибрирующих элементов конструкции, таких как опоры моста, силовые кабели, трубы теплообменников, подводные трубопроводы и дымоходы. С другой стороны, колебания могут использоваться как источник энергии при преобразовании механической энергии потока в электрическую [3,4]. Цилиндры с эластичным креплением имеют простую конструкцию, поэтому их можно применять в ветрогенераторах, используемых при различных экстремальных условиях, таких как низкие температуры, запыленность воздуха и т.д. Рабочая область ветрогенератора,

основанного на получении энергии из колебаний цилиндра или шнура без дополнительных элементов, влияющих на колебания, приходится на область захвата частоты. Повлиять на рабочий диапазон скоростей могут тела, расположенные рядом с колеблющимся цилиндром. Это может быть, например, другой цилиндр [5,6] или пластина [7]. В большинстве случаев размещение цилиндра вблизи пластины приводит к значительному снижению амплитуды колебаний [8]. Но в работе [9], конечная по направлению потока пластина обеспечила значительное изменение рабочего диапазона, а также увеличение амплитуды колебаний. Внесение в задачи о колебаниях цилиндра под воздействием вихрей других, отличных от цилиндров, объектов может привести к новым интересным результатам для аэродинамики и их применению для получения энергии. Это может расширить рабочий диапазон ветрогенераторов, основанных на явлении колебаний упругого тела под воздействием сходящих с него вихрей, а также их эффективность.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В данной работе в двухмерной постановке численно исследуются вызванные попеременным сходом вихрей колебания упруго закрепленного жесткого цилиндра вблизи пластины конечной длины. Все численные значения физических величин выбраны для соответствия с экспериментом [9]. Цилиндр диаметром $D = 0.006$ м был закреплен на пружине рядом с жесткой пластиной длиной $6D$ и шириной $0.33D$ в потоке газа (см. рис. 1). Плотность цилиндра ρ равна 1425 кг/м^3 , масса цилиндра m равна 0.4 г (соответствует длине 0.01 м вдоль третьего нерасчетного направления). Жесткость пружины k равна 3.973 Н/м. Параметры двумерного цилиндра и пружины соответствовали параметрам трехмерного эластичного троса, закрепленного на концах, длиной 0.568 м, плотностью $\rho = 1425 \text{ кг/м}^3$ и напряжением натяжения струны $416\,528$ Па, которые использовались в экспериментальном исследовании [9]. Собственная частота цилиндра на пружине $f_0 = 15.05$ Гц была равна собственной частоте кабеля. Плотность газа ρ равна 1.2 кг/м^3 , а динамическая вязкость газа μ равна $1.5 \times 10^{-5} \text{ кг/(м·с)}$. Скорость потока газа V изменялась от $0,4$ м/с до 0.8 м/с. Задача определяется четырьмя безразмерными параметрами: числом Рейнольдса $Re = \rho V D / \mu$, которое варьировалось от 192 до 384 , приведенной скоростью $V_T = V / (D f_0)$, которая варьировалась от 4.43 до 8.86 , массовым отношением $m^* = \rho_c / \rho = 1187.5$ и демпфирующим отношением $\zeta = c / (2(mk)^{0.5}) = 7.4 \times 10^{-4}$, где $c = 4 \times 10^{-5} \text{ кг/с}$ - постоянная демпфирования

Положение пластины определялось двумя значениями: S и G . S - расстояние между центром цилиндра и задней кромкой пластины в направлении X . Оно менялось от $-D$ до $2D$. G - зазор между поверхностью пластины и поверхностью цилиндра в направлении Y . Он варьировался от $0.16D$ до $1.16D$.

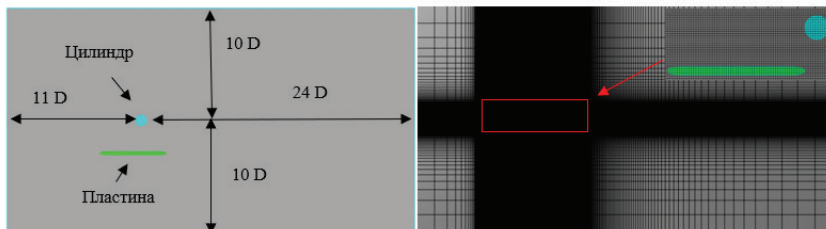


Рис. 1. Постановка задачи и расчетная сетка.

Поток газа описывается двумерными уравнениями Навье-Стокса. Движение цилиндра описывается уравнением колебаний тела на пружине с определенной жесткостью. Численное исследование проводилось с помощью пакета FlowVision, предназначенного для моделирования движения жидкости или газа. Расчетная область представляла собой прямоугольник (см. рис. 1). На левой границе расчетной области было задано граничное условие, соответствующее входу потока с постоянной скоростью V . На верхней, нижней и правой границах расчетной области было задано выходное граничное условие с постоянным давлением 101 000 Па. На поверхности цилиндра и пластины было задано граничное условие прилипания. Для моделирования была использована неравномерная расчетная сетка размером 178×74 мм с размером ячейки 0.0005 м (около 0.083 D) вблизи цилиндра и пластины. Чтобы инициировать колебания, цилиндр был установлен на расстоянии $y_0 = 0.5 D$ от положения равновесия. Трение на концах троса (конструкционное демпфирование) учитывалось с помощью коэффициента демпфирования в уравнении колебаний.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В ходе исследования обнаружено, что пластина оказывает влияние на колебания цилиндра только если он находится на расстоянии меньше D от поверхности пластины по оси Y в положении равновесия. Также получено, что перемещение цилиндра относительно пластины вдоль оси X практически не влияет на характер колебаний цилиндра. Исключение – расположение цилиндра в следе за пластиной. Амплитуда колебаний изменялась незначительно.

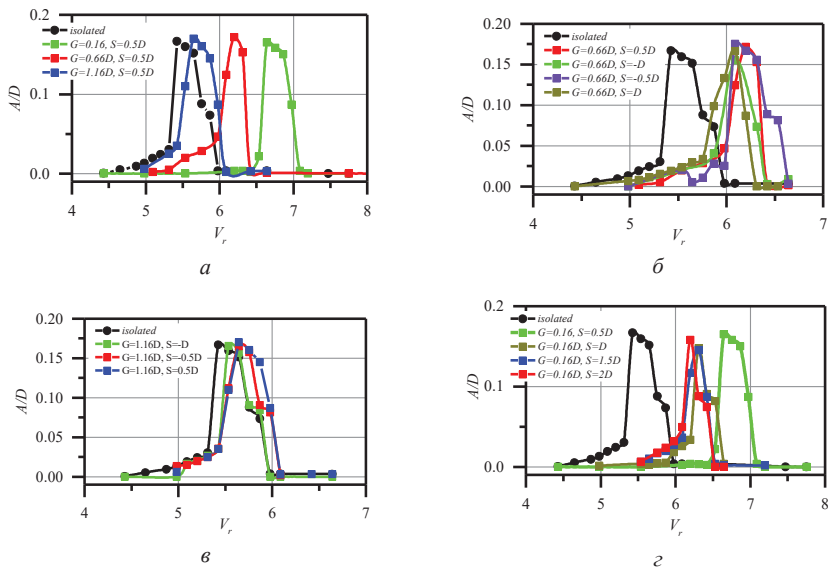


Рис. 2. Безразмерная амплитуда колебаний цилиндра при различных G и $S=0.5$ (а), и при различных S и $G=0.66$ (б), $G=1.16$ (в), $G=0.16$ (г).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Feng C.C.* The Measurements of Vortex-induced Effects in Flow Past Stationary and Oscillating Circular and D-section Cylinder. Master's Thesis, University of British Columbia, Vancouver, B.C., Canada. 1968.
2. *Skop, R. A., Griffin, O. M.* A model for the vortex-excited resonant response of bluff cylinders // *Journal of Sound and Vibration*, 1973, V.27(2), P. 225-233.
3. *Bernitsas M. M., Raghavan K., Ben-Simon Y., and Garcia E. M. H., Vivace* „vortex induced vibration aquatic clean energy: A new concept in generation of clean and renewable energy from fluid flow // *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering* 2008 130/041101-1.
4. *Asok V., Kumar R. P., Akbar M. A.,* Energy extraction and optimization studies on vortex-induced vibration of the elastically mounted rigid cylinder using wake oscillator model, *Ocean Engineering* 2024, 300, 117515.
5. *Brika, D., Laneville, A.* The flow interaction between a stationary cylinder and downstream flexible cylinder // *Journal of Fluids and Structures*. 1999. V.13. P. 579-606.
6. *Assi, G. R. D. S., Meneghini, J. R., Aranha, J. A. P., Bearman, P. W., Casaprima, E.,* Experimental investigation of flow-induced vibration interference between two circular cylinders // *Journal of Fluids and Structures* 2006 22(6-7), 819-827.
7. *Bearman, P. W., Zdravkovich, M. M.* Flow around a circular cylinder near a plane boundary // *Journal of Fluid Mechanics*, 1978, V.89(1), P. 33-47.
8. *Price S. J., Summer D., Smith J. G. and Leong G. K. and Paidoussis M. P.,* Flow visualization around a circular cylinder near to a plane wall // *Journal of Fluids and Structures*. 2002. V. 16(2), P. 175–191.
9. *Ivanov O. and Vedenev V.,* Vortex-induced vibrations of an elastic cylinder near a finite-length plate // *Journal of Fluids and Structures*. 2021. V.107, 103393.

Шишаева Анастасия Сергеевна, anastasiashishaeva@rambler.ru

Иванов Олег Олегович, ololiv@rambler.ru



ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАЛОМАСШТАБНЫХ ПАРОВЫХ ВЗРЫВОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛЕГКОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ С ЖИДКОСТЬЮ – ОХЛАДИТЕЛЕМ

С.М. Юдин^{1,2}, К.С. Ковешников^{1,2}, Ю.П. Ивочкин¹*

¹*ОИВТ РАН, Москва*

²*НИУ «МЭИ», Москва*

yudin_uchebnyaya@mail.ru

ВВЕДЕНИЕ

В научно-технической литературе, начиная с середины прошлого столетия, опубликовано большое количество работ, посвященных изучению особенностей взаимодействия горячих расплавов металлов с охладителем, обычно водой комнатной температуры. Однако, несмотря на значительный объем полученной информации, установить достоверный такого важного явления, как взрывная фрагментация расплава, на сегодняшний день механизм все еще не представляется возможным. Об этом свидетельствует обилие разнообразных гипотез, которые описывают механизм этого процесса [1] и базируются на результатах высокоскоростной съемки. Как правило, обработка видеоматериала по взаимодействию жидкостей в системе расплав – пар – вода имеет сложный характер, вследствие схожести вида фотоотпечатков жидкого металла и

охлаждателя. Поэтому при исследовании особенностей эволюции такой системы необходимо привлекать дополнительные приборы, например рентгеновскую трубку [2]. В представленной работе, помимо видеосъемки, основное внимание уделено измерению импульсов давления, возникающих в процессе взрывной фрагментации расплава, а также структуре образующихся осколков; предложены и проанализированы возможные сценарии взаимодействия расплавов *Bi*, *Sn* и *Pb* с водой. Помимо этого, рассмотрено взаимодействие жидких *Al* и *Zn* водой, при котором инициация взрыва не происходит.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальные исследования производилось следующим образом. Твердые металлические образцы массой $m = 10$ гр плавилась либо в печи резистивного типа, либо в состоянии левитации в полости высокочастотного индуктора (рис.1). Образцы были изготовлены из легкоплавких материалов: свинца, олова, висмута, сплавов Розе и Вуда, а также цинка и алюминия. Подобная выборка материалов обусловлена, в первую очередь, использованием данных металлов в ядерной энергетике, а также очень близкими числами подобия (*Bo*, *We*, *Fr* и др.), которые определяют гидродинамику системы при взаимодействии жидкостей [3].

Температура образцов варьировалась в диапазоне 300 – 900°C и контролировалась с помощью хромель-алюмелевой термопары или оптического пирометра. После расплавления металла отключалось питание нагревателя, и расплав в виде короткой струи или одиночной капли попадал в охладитель. В качестве охлаждающей жидкости использовалась вода комнатной температуры ($T = 18$ °C), которая заполняла сосуд размерами 1000×600×600 с полностью прозрачными стенками. В сосуде на глубине $H = 75$ мм от свободной поверхности располагался пьезодатчик давления марки Kistler модели 601A, который через усилитель заряда соединялся с измерительным комплексом National Instruments. Съемка процесса взрывной фрагментации производилась камерой с частотой съемки 960 кадр/сек. Частота оцифровки измеряемых импульсов давления изменялась в пределах $(20 - 250) \times 10^3$ изм./с.

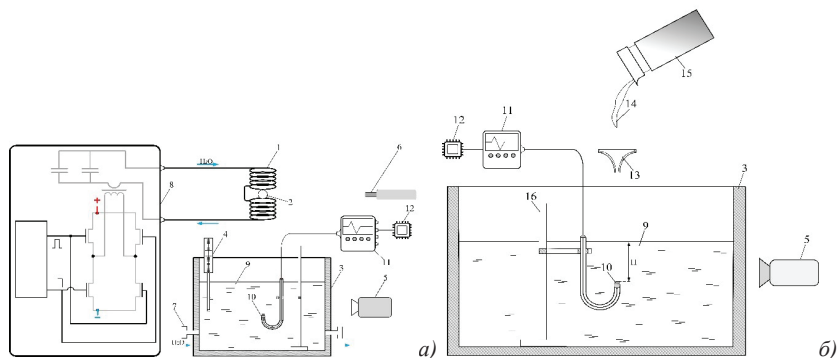


Рис.1 Типичная схема экспериментальной установки а) индукционным б) резистивным нагревателем; 1 – индуктор с противовитком, 2- нагреваемый металлический образец, 3 – емкость с водой, 4 – термометр, 5 – камера, 6 – пирометр, 7 – система подачи и отвода воды, 8 – индукционная установка, 9 – вода, 10 – пьезодатчик давления, 11- АЦП, 12 – ПК; 13 – воронка с нормируемым диаметром, 14 – струя расплава, 15 – графитовый тигель, 16 – штатив с креплением;

РЕЗУЛЬТАТЫ

По результатам проведенных экспериментов было установлено, что для каждого из рассматриваемых металлов процесс взрывной фрагментации протекает различным

образом. Например, взрыв Bi происходит строго на поверхности воды без существенного погружения массы расплава под воду (рис.2а). В экспериментах с Sn взрыв также может возникать на поверхности воды (рис.2б), однако в подавляющем большинстве опытов взрыв происходит под водой (рис.2в).



Рис.2 Кадры развития процесса взрывной фрагментации а) поверхностный взрыв Bi , б) поверхностный взрыв Sn , в) подводный взрыв Sn ; 1 – вода, 2 – фрагментирующий расплав, 3 – датчик давления, 4 – сферический подводный взрыв;

Обработка полученных зависимостей давления вида $P(t)$ показала, что явное увеличение амплитудного значения давления с повышением T наблюдается только для Sn , в то время как для Bi и Pb нет существенных изменений. Предположительно для Bi это обусловлено сложным перераспределением давления от ударной волны на поверхности воды. Для Pb взрывной фрагментации не происходит вообще при работе в данном диапазоне температур.

На наш взгляд, для Bi более вероятен термомеханический механизм фрагментации, на что указывает итоговый вид осколков фрагментации. Взрыв происходит сразу при контакте с водой, ввиду чего разные неустойчивости не успевают развиваться, что полностью исключает разные гидродинамические механизмы фрагментации. С расплавом Sn однозначно сказать сложно, судя по внешней структуре олова (пористая губчатая структура) фрагментация может происходить вследствие захвата расплавом воды и ее последующего внутреннего вскипания, либо из-за внутренней кавитации в жидком металле. Для расплавов Pb , Al и Zn в ходе проведения эксперимента взрывной фрагментации не наблюдалась. Причина подобного поведения данных расплавов является целью дальнейших исследований.

ВЫВОДЫ

Полученные данные по давлениям в процессе взрывной фрагментации позволили установить, что наиболее мощные взрывы в рассматриваемом диапазоне T , а значит и наиболее опасные, соответствуют Sn . При $T < 900$ °C наличие одиночных капель расплава Pb в воде относительно безопасно, что обусловлено отсутствием взрывной фрагментации. Взрывы, соответствующие жидкому Bi , происходят у поверхности и не оказывают существенного воздействия на элементы конструкции установки, однако сложный процесс взаимодействия на границе раздела воздух – вода требует детального анализа.

Анализ взаимодействия жидких Al и Zn с водой является наиболее сложным, поскольку нами не было зафиксировано ни одного акта фрагментации до $T = 900$ °C включительно. На данном этапе причину подобного явления установить сложно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Melikhov V.I, Melikhov O.I, Yakush S.E. Thermal interaction of high-temperature melts with liquids // High Temperature. 2023; 60(2):252 – 85.

2. Pak H.S, Hanson R.C, Sehgal D.R. Fine fragmentation of molten droplet in subcooled water due to vapor explosion observed by X-ray radiography // Experimental Thermal and Fluid Science. 2005; 29(3):351 – 361.
3. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Ч. – II. – М.: Наука. 1987. С. 364.

Юдин Степан Михайлович, Yudin_uchebnaya@mail.ru
Ивочкин Юрий Петрович, Ivochkin@yandex.ru
Ковешников Кирилл Сергеевич, KoveshnikovKS@mpei.ru



ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ВОЛН В НЕСТАЦИОНАРНОМ КАТАЛИТИЧЕСКОМ ПРОЦЕССЕ

О.С. Язовцева^{1}, И.М. Губайдуллин²*

¹*Математический институт им. В.А. Стеклова Российской академии наук, Москва,*

²*Уфимский государственный нефтяной технический университет, Уфа*
kurinaos@gmail.com

В докладе представлена математическая модель нестационарного химического процесса в слое катализатора. Модель является нелинейной системой уравнений математической физики с начально-краевыми условиями [1]. Она является многомасштабной (сочетает процессы в порах зерна катализатора и его слое), двухфазной (отдельно записаны уравнения для газовой и твердой фаз процесса) и учитывает форму гранулы катализатора.

Материальный баланс зерна катализатора описан уравнениями диффузии-конвекции-реакции с условиями массообмена на границе зерна. Для выполнения закона сохранения составлено уравнение расчета скорости вынужденной конвекции (стефановского потока). Источниковые члены для уравнений составлены, исходя из схемы химических реакций [2].

Тепловой баланс процесса описан в предположении изотермичности зерна катализатора [3, 4].

Это позволяет отказаться от решения уравнения теплопроводности по радиусу зерна катализатора и обобщить его на слой. Уравнение теплопроводности для скелета катализатора нелинейное и неоднородное. Источниковый член в нем отвечает за среднеинтегральный разогрев гранулы. Также в правую часть уравнения входит теплообмен газа и катализатора.

Система дополнена уравнениями тепломассопереноса для описания движения газа в слое катализатора. Слой катализатора описан в приближении идеального вытеснения стационарными уравнениями переноса [4].

Вычислительный алгоритм для разработанной модели носит явно- неявный характер. Он построен на основе принципа расщепления по физическим процессам. Задачи химии решены трехстадийным методом Рунге-Кутты пятого порядка точности. Уравнения диффузии-конвекции-реакции регуляризованы по Б.Н. Четверушкину [5], для них составлена трехслойная по времени разностная схема. Скорость вынужденной конвекции рассчитана по балансной схеме. Уравнения тепломассопереноса и граничные условия аппроксимированы неявно.

Разработанная математическая модель и построенный вычислительный алгоритм для нее верифицированы сравнением с экспериментальными данными для процесса окислительной регенерации слоя катализатора.

Результатом моделирования является распределение температуры по скелету катализатора. Картина волновых процессов соответствует послойному горению в слое катализатора, приводящему к формированию тепловых волн.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа Язовцевой О.С. выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект №19-71-30012).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Масагутов Р.М., Морозов Б.Ф., Кутенов Б.И.* Регенерация катализаторов в нефтепереработке и нефтехимии. М.: Химия, 1987. 144 с.
2. *Yazovtseva O.S., Gubaydullin I.M., Peskova E.E., Sukharev L.A., Zagoruiko A.N.* Computer Simulation of Coke Sediments Burning from the Whole Cylindrical Catalyst Grain // *Mathematics*, 2023. V. 11 (669). DOI: 10.3390/math11030669.
3. *Gubaydullin I.M., Peskova E.E., Yazovtseva O.S., Zagoruiko A.N.* Numerical Simulation of Oxidative Regeneration of a Spherical Catalyst Grain // *Mathematical Models and Computer Simulations*, 2023. V. 15. P. 485–495. DOI: 10.1134/S2070048223030079.
4. *Кафаров В.В.* Основы массопередачи. М.: Высш. школа, 1972. 496 с.
5. *Chetverushkin B.N., Olkhovskaya O.G., Gasilov V.A.* An Explicit Difference Scheme for a Nonlinear Heat Conduction Equation // *Mathematical Models and Computer Simulations*, 2023. V. 15. P. 529–538. DOI: 10.1134/S2070048223030031.
6. *Reshetnikov S.I., Petrov R.V., Zazhigalov S.V., Zagoruiko A.N.* Mathematical Modeling of Regeneration of Coked Cr-Mg Catalyst in Fixed Bed Reactors // *Chemical Engineering Journal*, 2020. V. 380. DOI: 10.1016/j.cej.2019.122374.

Язовцева Ольга Сергеевна, kurinaos@gmail.com

Губайдуллин Ирек Марсович, irekmars@mail.ru



ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ В ЯЧЕЙКЕ ХЕЛЕ-ШОУ: ЯЧЕЙКИ, КОЛЕБАНИЯ, БИФУРКАЦИИ

С.Е. Якуш^{1*}, С.А.Раишковский^{1,2}, М.М.Алексеев³, О.Ю.Семенов³

¹Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва

²Институт теплофизики им. С.С.Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

³Сургутский государственный университет, Сургут

yakush@ipmnet.ru

ВВЕДЕНИЕ

Распространение волн экзотермической химической реакции (горения) по предварительно перемешанной газовой смеси сопровождается развитием неустойчивостей различного типа, основными из которых являются неустойчивость Ландау – Дарье, вызванная различием плотностей свежей смеси и продуктов сгорания, и диффузионно-тепловая неустойчивость, проявляющаяся в смесях с отличающимися коэффициентами диффузии и температуропроводности [1]. Проявлениями неустойчивостей служат искривление видимого фронта пламени и формирование отдельных ячеек, разделенных угловыми точками или линиями, при этом стабилизация

ячеек обусловлена нелинейными эффектами, останавливающими рост возмущений. Ячеистая структура распространяющегося по смеси пламени носит динамический характер, с зарождением, ростом и исчезновением ячеек.

Одним из удобных и информативных методов изучения характеристик ячеистых пламен является использование плоского канала с прозрачными стенками, зазор между которыми значительно меньше поперечных размеров канала. Такие каналы, известные как ячейка Хеле-Шоу, находят применение для изучения течений жидкостей, многофазных сред. Преимущество использования ячейки Хеле-Шоу в задачах горения состоит в том, что получаемые пламена являются квазидвумерными, хотя и сохраняют свой трехмерный характер вследствие неоднородности полей скорости и температуры поперек зазора. Это позволяет с успехом использовать методы оптической регистрации для изучения видимой формы пламени и траекторий движения угловых точек, оценивать скорость роста ячеек и т.п. [2, 3].

Исследование распространения фронта пламени в узких пространствах между пластинами имеет и прикладное значение в связи с созданием камер сгорания малого объема для микродвигателей и микрогорелок, в том числе использующих новые виды топлив [4]. Особенностью таких устройств являются высокие тепловые потери и значительное сопротивление, оказываемое потоку при течении в узких зазорах, накладывающее отпечаток на пределы распространения и развитие неустойчивости пламени.

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты по распространению пламен в ячейке Хеле-Шоу, выполненной в виде плоского канала с расходящимися боковыми стенками (диффузор). В качестве горючего газа использован метан, пропан и смеси метана с водородом. Результаты работы существенно расширяют предыдущие исследования авторов [2], где исследовано распространение цилиндрических (в среднем) ячеистых пламен по пропановоздушным смесям между круглыми пластинами без внутренних препятствий при искровом зажигании.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Исследования проводились на экспериментальной установке, представленной на рис. 1.

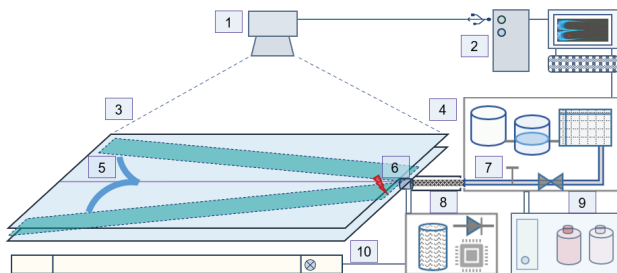


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: видеочка (1), персональный компьютер (2), прозрачные пластины с перегородками (3), газометр с расходомером (4), фронт пламени (5), система зажигания (6), газовая трубка с пламегасителем (7), высоковольтная катушка (8), газовые баллоны (9), источник света (10)

Пламя создавалось при искровом зажигании предварительно подготовленной смеси горючего и окислителя в горизонтальном плоском канале-диффузоре, образованном двумя прозрачными стеклянными пластинами. Боковые стенки канала были выполнены из цветного акрила, они устанавливались под разными углами, при этом узкий конец

канала был закрытым, а широкий – открытым в атмосферу. Длина канала составляла 1.2 м, ширина зазора между пластинами варьировалась от 3.5 до 5.5 мм, угол раствора диффузора менялся от 5 до 25 градусов.

ЯЧЕЙСТАЯ СТРУКТУРА ФРОНТА

При зажигании смеси у узкого закрытого конца канала происходит начальное расширение продуктов горения, сопровождающееся быстрым продвижением видимого фронта пламени. В дальнейшем, однако, за счет охлаждения продуктов горения за фронтом при контакте с холодными стенками канала (стеклянными пластинами) движение фронта замедляется, а на фронте возникают ячейки.

На рис. 2а–в представлены наложенные друг на друга изображения фронта пламени в последовательные моменты времени, демонстрирующие распространение волны горения и эволюцию ячейчатой структуры фронта в каналах с углом раскрытия 5, 10 и 20 градусов. Показаны результаты экспериментов с топливом, состоящим на 75% из метана и 25% – водорода, при этом глобально смесь топлива с воздухом была стехиометрической. Видно, что на фронте пламени спонтанно возникают ячейки, средние размеры которых практически не зависят от поперечных размеров (угла раскрытия) канала. В более узких каналах (при угле раскрытия 5 градусов) развитие ячеек в поперечном направлении затруднено, поэтому практически на всем протяжении канала на фронте наблюдается одна основная пара ячеек, и лишь у стенок канала возникают более мелкие ячейки.

При увеличении доли водорода в топливе до 50% нормальная скорость пламени значительно возрастает, что отражается также и на видимой скорости пламени. На рис. 3 показаны наложенные фронты пламени для стехиометрической смеси 50% CH_4 +50% H_2 с воздухом при ширине зазора 3.5 мм, при этом интервал времени между последовательными кадрами – тот же, что и на рис. 2 (25 мс). В целом видно, что на фронте возникают ячейки нескольких линейных масштабов, а форма ячеек более выпуклая, чем для более медленных пламен, показанных на (рис. 2). Также более протяженным оказывается участок начального быстрого движения пламени вблизи точки зажигания у узкого (закрытого) конца канала.

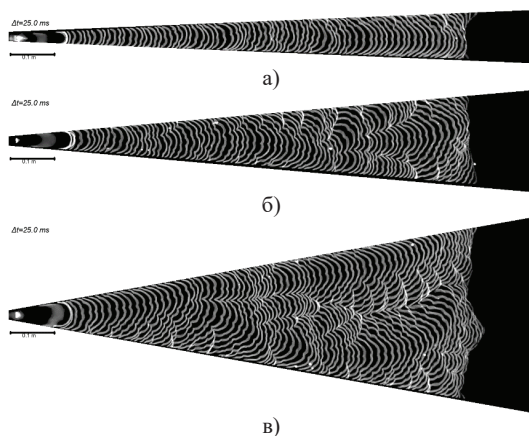


Рис. 2. Распространение пламени по стехиометрической смеси (75% CH_4 +25% H_2)–воздух при углах раскрытия канала 5 (а), 10 (б) и 20 (в) градусов, ширина зазора 3.5 мм

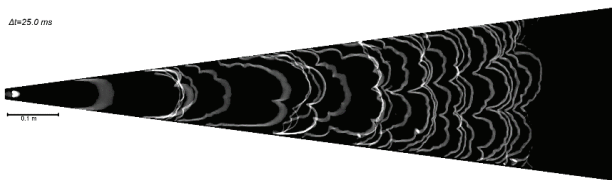


Рис. 3. Распространение пламени по стехиометрической смеси (50% CH_4 +50% H_2)–воздух при угле раскрытия канала 15 градусов, ширина зазора 3.5 мм

КОЛЕБАНИЯ ПЛАМЕНИ В КАНАЛЕ

Как хорошо видно на рис. 3, видимая скорость пламени в канале не постоянна: участки быстрого распространения (на которых фронт несколько размывается из-за конечной скорости съемки видеокамеры) чередуются с участками, где несколько фронтов практически накладываются друг на друга, т.е. пламя резко замедляется.

Еще более эти колебания выражены в каналах, имеющих большую ширину зазора. Пример такого пламени, подверженного сильным колебаниям, приведен на рис. 4, где показаны результаты для горения стехиометрической метановоздушной смеси (без добавок водорода) в канале шириной 5.5 мм.

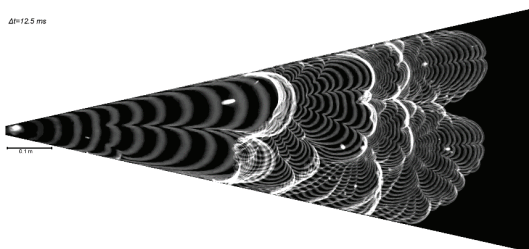


Рис. 4. Колебания пламени в стехиометрической смеси (100% CH_4 +0% H_2)–воздух при угле раскрытия канала 25 градусов, ширина зазора 5.5 мм

Необходимо отметить, что эти колебания имеют период в несколько герц, поэтому они не связаны с акустикой (характерные акустические частоты при длине канала 1.2 м составляют порядка 1 кГц), а являются релаксационными, вызванными обратной связью между распространением фронта, остыванием продуктов горения при контакте с холодными стенками и конечным временем выравнивания давлений из-за сильного сопротивления в узком зазоре. Развитие автоколебаний низкой частоты может быть описано достаточно простой аналитической моделью или воспроизведено численно.

БИФУРКАЦИИ ФРОНТА ПЛАМЕНИ

В отдельных экспериментах наблюдалось интересное явление изменения формы фронта пламени от выпуклой (в целом) к сильно вогнутой, причем хорошо заметно, что трансформация пламени происходит в ходе сильных продольных колебаний. Пример такого поведения пламени при горении пропана представлен на рис. 5 (зазор 4.5 мм, угол раскрытия канала 10 градусов). Трансформация от выпуклой к вогнутой форме пламени известна в круглых трубах («тюльпанообразное» пламя), в ячейке Хеле-Шоу она также наблюдается в некоторых случаях, требующих специального исследования.

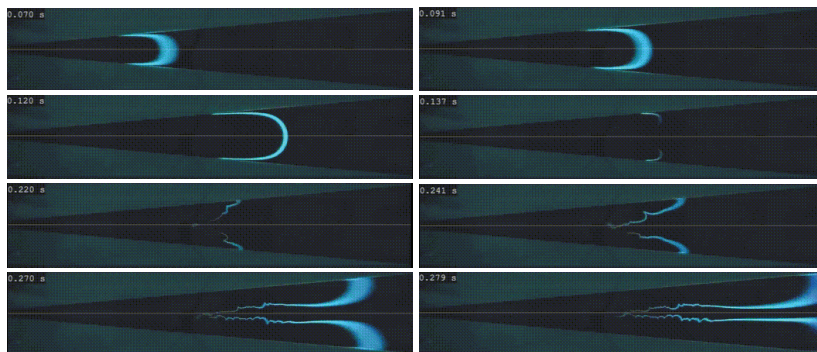


Рис. 5. Бифуркация формы пропановоздушного пламени в канале с углом раскрытия 10 градусов, ширина зазора 4.5 мм

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ячейка Хеле-Шоу с внутренними границами (каналы диффузор-конфузор) позволяет изучать неустойчивость, колебания и бифуркации квазидвумерных пламен при горении различных топлив, в том числе углеводородных газов с добавками водорода.

БЛАГОДАРНОСТИ И ССЫЛКИ НА ГРАНТ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, Соглашение от 24.04.2024 № 075-15-2024-543.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука. 1980. С. 478.
2. Alexeev M.M., Semenov O.Yu., Yakush, S.E. Experimental study on cellular premixed propane flames in a narrow gap between parallel plates // *Combust. Sci. Technol.* 2018. V. 191. P. 1256–1275.
3. Kuznetsov M., Grune, J. Experiments on combustion regimes for hydrogen/air mixtures in a thin layer geometry // *International Journal of Hydrogen Energy*, V. 44, No. 17, P. 8727–8742.
4. Ju Y., Maruta K. Microscale combustion: Technology development and fundamental research // *Progress in Energy and Combustion Science.* 2011. V. 37. P. 669–715.

Якуш Сергей Евгеньевич, yakush@ipmnet.ru

Рашковский Сергей Александрович, rash@ipmnet.ru

Алексеев Максим Михайлович, amm.iff@gmail.com

Семенов Олег Юрьевич, phys7sou@mail.ru

Группа компаний «Научное оборудование» основана в новосибирском Академгородке в 1999 году. С самого начала основным направлением деятельности было снабжение научных и производственных организаций современным научным и промышленным оборудованием.

Сегодня «Научное оборудование» представляет целую группу компаний, в которую входят:

- торговые организации, специализирующиеся на поставках отдельных направлений оборудования;
- научно-производственное предприятие, специализирующееся на создании радиоизмерительных комплексов;
- исследовательские команды, занятые в разработке наукоемких решений для приборостроительной, химической и биологической отраслей.

Системы видеорегистрации

Компания реализует услуги по поставке цифровых оптических систем для научных исследований и промышленной автоматизации. Вместе с партнерами, наши опытные специалисты выполняют для заказчика разработку, изготовление и внедрение в рабочие процессы оптических систем визуализации.

Типы оборудования:

- Высокоскоростные камеры
- Промышленные камеры
- Научные камеры (УФ, видимый, ИК-диапазон)
- Электронно-оптические камеры

Источники света и анализ лазерного пучка

В область деятельности нашей компании входит подбор и поставка лазерно-оптического оборудования и компонентов от иностранных и российских производителей. В кооперации с ведущими предприятиями мы предоставляем услуги по разработке лазерных, оптических приборов научно-образовательным и производственным организациям.

Типы оборудования:

- Источники света
- Инструменты спектроскопии

Оптика, системы позиционирования и виброизоляции

Осуществляем подбор и поставку широкого спектра оптомеханических элементов для лазерно-оптических систем различной сложности от иностранных и российских производителей. Наши специалисты подберут качественные аналоги, исходя из сложности задач заказчика.

Типы оборудования:

- Опорно-поворотные устройства
- Моторизованные позиционеры
- Ручные позиционеры
- Оптомеханика
- Волокно и патч-корды
- Компоненты и аксессуары



НОВЫЙ БРЕНД С МНОГОЛЕТНИМ ОПЫТОМ

Компания СЛС ПРАЙМ ТЕХНОЛОДЖИ – это производитель лазерной техники для науки и высокотехнологичных производств из Беларуси.

Предприятие было создано осенью в 2023 года и сразу зарекомендовало себя в качестве надежного партнера в реализации сложных научно-исследовательских и производственных решений.

Основной специализацией компании является производство лазеров и лазерных систем, работающих в различных спектральных диапазонах от УФ до ИК.

Лазерные источники «СЛС ПРАЙМ ТЕХНОЛОДЖИ» могут использоваться как для решения научно-исследовательских задач, так и в таких стратегических направлениях, как ядерная, авиационная промышленность и микроэлектроника.

Команда

Основу коллектива «СЛС ПРАЙМ ТЕХНОЛОДЖИ» составляют специалисты с 15-30-ти летним опытом работы в лазерных предприятиях Беларуси. Также, компания активно привлекает молодежь, которая помогает поддерживать энергию и высокие темпы развития.

Опыт работы с ведущими японскими и европейскими профильными компаниями обогатил нашу команду новейшими знаниями и позволил успешно перенести передовые технологии в Беларусь, где они используются для разработки уникальных решений, ориентированных на потребности отечественных потребителей.

Сотрудники предприятия неоднократно участвовали в проектных работах, выполнявшихся в рамках государственных Научно-Технических Программ, на их счету более десятка успешно выполненных НИОКР.

Продукция и услуги

В настоящее время продукция компании представлена следующими группами:

- Импульсные наносекундные лазеры
- Лазеры с диодной накачкой;
- Лазеры с перестраиваемой длиной волны
- Лазерные системы для РГВ
- Комплексные решения для научных и ядерных центров;

Однако, стандартные изделия не всегда подходят для решения сложных задач и необходимо создавать продукт исходя, лишь, из идеи о нем. Команда «СЛС ПРАЙМ ТЕХНОЛОДЖИ» не отказывается от таких задач. Компания уже выполнила несколько подобных НИОКР проектов для предприятий Госкорпорации «Росатом».

«СЛС ПРАЙМ ТЕХНОЛОДЖИ» – это экспертный и надежный партнер в проектировании и производстве лазерной техники.

Сайт: www.sls-prime.com

Алексей Гулевич: a_gulevich@sls-prime.com

Максим Шихов: m_shihov@sls-prime.com

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Агеев А.И., Осипцов А.Н.</i> Течение вблизи переднего фронта смачивания тонкого слоя жидкости на супергидрофобной поверхности	6
<i>Агишева У.О., Галимзянов М.Н.</i> Взаимодействия волны давления в форме «ступенька» в трубе со сферическим пузырьковым кластером	7
<i>Аллилуева А.И.</i> Коротковолновые асимптотики решения волнового уравнения с быстроменяющейся скоростью.....	10
<i>Амелюшкин И.А., Мусса Х.</i> Модели динамики многофазных сред в задачах эволюции небесных тел и пылевых плазменных образований	11
<i>Андросенко В.Н.</i> Эффект пороговой мощности стабилизации конвективного факела непрерывного оптического разряда	13
<i>Андросенко В.Н., Котов М.А., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Якимов М.Ю.</i> Газовые потоки, генерируемые импульсно-периодическим оптическим пробоем и «тихим» оптическим разрядом.....	16
<i>Афанасьев Л.В., Лысенко В.И., Смородский Б.В., Юзенас А.Д., Яцких А.А.</i> Устойчивость сверхзвукового пограничного слоя пластины с углублениями различной конфигурации на поверхности.....	20
<i>Байдулов В.Г.</i> О скоростях распространения волн в средах, описываемых моделью Гуртина–Пипкина	22
<i>Байдулов В.Г., Пью КоКо</i> Анализ частотных характеристик стержней переменного поперечного сечения в задачах возникновения собственных колебаний акустического резонатора той же формы.....	23
<i>Бардаков Р.Н.</i> Теневая картина развития каверны вызванной падением капли в стратифицированную жидкости	26
<i>Бардаков Р.Н.</i> Структура вихревых течений около вращающегося в стратифицированной жидкости диска	28
<i>Белоглазкин А.Н., Шишкин И.В.</i> Области существования решений в виде волн-ступенек в стекающей вязкой плёнке.....	29
<i>Белоножко Д.Ф.</i> О влиянии внешнего электрического поля на формирование ряби Фарадея на поверхности вязкой проводящей жидкости	30
<i>Булатов В.В., Ильичева М.А., Владимиров И.Ю.</i> Внутренние гравитационные волны, возбуждаемые нестационарными источниками, в океане со фоновыми сдвиговыми течениями	32
<i>Булатов В.В., Медведева А.В., Станичный С.В.</i> Оценка влияния морских динамических процессов на трансформацию внутренних волн	36
<i>Булатов В.В., Пономарев А.Н.</i> Использование обращения волнового фронта лазерного излучения для локации поверхности водных сред	39

<i>Васильевский С. А., Колесников А.Ф., Шелоков С.Л.</i> Исследование влияния закрутки потока на дозвуковую струю воздуха в вч-плазмотроне ВГУ-4	42
<i>Верезуб Н.А., Простомолотов А.И.</i> Вихреобразование при течении аргона в высокотемпературной камере при выращивании монокристаллов кремния методом Чохральского	45
<i>Вин КоКо, Темнов А.Н.</i> Экспериментальные исследования немалых движений двух жидкостей при больших амплитудах возбуждения	48
<i>Володин И.В., Алабужев А.А.</i> Применение метода решеточных уравнений Больцмана к моделированию неустойчивости Розенцвейга	50
<i>Володин И.В., Алабужев А.А.</i> Влияние вертикальных вибраций на пульсационное течение длинноволновой конвекции Марангони в тонкой пленке	53
<i>Гайфуллин А.М., Свириденко Ю.Н.</i> Вихревой след за пассажирским самолетом	55
<i>Галкин С.С., Лукомский И.В., Тенеева Е.С., Чаплыгин А.В., Колесников А.Ф.</i> Экспериментальное исследование теплообмена в дозвуковых закрученных потоках диссоциированных газов	57
<i>Гембаржевский Г.В.</i> О коэффициенте перемежаемости симметричной и асимметричной мод турбулентного следа от пары цилиндров	59
<i>Герасимов В.В., Зацепин А.Г., Кандауров А.А., Сергеев Д.А.</i> Лабораторное исследование параметров мелкомасштабной турбулентности генерируемой колеблющимися решетками в водной среде методом PIV	62
<i>Гончаров Д.А., Пожалостин А.А.</i> К проблеме распада односвязного объема жидкости в условиях микрогравитации	65
<i>Гончарова О.Н., Люлин Ю.В.</i> Применение точных решений для исследования испарительной конвекции и сравнение с экспериментальными результатами	67
<i>Горбачев А.А., Исаченко И.А.</i> Поведение частиц микропластика на неровном дне в однонаправленном потоке: двумерное численное моделирование	70
<i>Гриценко В.А., Куприянова А.Е.</i> Особенности начального этапа слияния пятен соленой воды при их погружении в пресной	73
<i>Губайдуллин И.М., Язовцева О.С.</i> Динамический режим управления фронтом горения при окислительной регенерации катализатора	76
<i>Дмитренко А.В., Колпаков М.И., Лазарева М.А., Иньшаков А.В., Усанов И.В., Белов Д.А., Клементьев Е. И.</i> Стохастические уравнения для определения теплогидравлических характеристик в установках с интенсификаторами процессов переноса	77
<i>Дмитренко А.В., Колпаков М.И., Лазарева М.А., Нестеренко И.С., Рагулин И.Ю., Часников А.А., Суровский Д.В., Мишин А.А., Хлобыстов С.М., Фесенко А.А.</i> Стохастические уравнения для определения потерь и КПД в установках на базе органического цикла Ренкина	79
<i>Егоров К.С., Степанова Л.В.</i> К вопросу анализа отклонения температуры от прямоугольного профиля в однопоточном методе исследования теплообмена	81

<i>Елкин Д.Н., Зацепин А.Г.</i> Лабораторное исследование влияния узкого и широкого подводного хребта на перемещение антициклонических вихрей над наклонным дном во вращающейся жидкости	84
<i>Епифанов В.П., Гусева Е.К.</i> Волновой метаморфизм пресноводного льда, происходящий при медленном ударе	87
<i>Ермаков М.К.</i> Структуры накопления частиц при потере устойчивости термокапиллярного осесимметричного течения.....	90
<i>Житников К.Р., Цыпкин Г.Г.</i> Эволюция перехода к неустойчивости при инъекции воды в геотермальный резервуар, насыщенный перегретым паром.....	93
<i>Зайцева Д.В., Люлюкин В.С., Кузнецов Д.Д.</i> Использование многоточечных содарных измерений для анализа временных и пространственных параметров когерентных субмезомасштабных структур в устойчиво стратифицированном атмосферном пограничном слое.....	96
<i>Заритов Р.Р.</i> Распространение акустических волн в полидисперсных газовзвесьях с учетом движения смеси	97
<i>Зацепин А.Г., Подымов О.И., Сильвестрова К.П., Мурзакова Ю.В.</i> Среднедекадные профили температуры и теплозапас в деятельном слое северо-восточной части Черного моря и их эволюция в теплый период года.....	98
<i>Зубарев Н.М.</i> Влияние вязкости на динамику формирования конических острий на поверхности проводящей жидкости в электрическом поле.....	100
<i>Ильиных А.Ю.</i> Формирование промежуточного слоя в структуре течения импакта капли.....	102
<i>Ильиных А.Ю.</i> Погружение свободно падающей капли: режимы и компоненты.....	106
<i>Ильиных А.Ю., Джудар Б.</i> Погружающиеся и всплывающие вихри импакта капли в интрузивном режиме	109
<i>Ильиных А.Ю., Хайирбеков Ш.Х.</i> Эволюция тонкой структуры картины слияния составной капли в импактном режиме.....	112
<i>Калиниченко В.А.</i> Кинематические особенности поверхностных волн Фарадея	115
<i>Колбнева Н.Ю.</i> Влияние эффекта релаксации заряда на капиллярные осцилляции излучающей заряженной капли вязкой жидкости	119
<i>Котов М.А., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Якимов М.Ю., Козлов П.В., Герасимов Г.Я., Левашов В.Ю., Глебов В.Н., Дуброва Г.А., Малютин А.М.</i> Об очагах самовоспламенения и нестационарных режимах горения за ударной волной	121
<i>Кривоносова О.Э., Жиленко Д.Ю.</i> Влияние случайных флуктуаций и ускорения на выбор волнового числа течения после потери устойчивости.....	125
<i>Кривоносова О.Э., Жиленко Д.Ю., Сороковых Д.Е.</i> Управление неустойчивостью в виде бегущих азимутальных волн в течениях с вращением	128
<i>Крылов А.А., Франц Е.А., Демехин Е.А.</i> Исследование неустойчивости при электрофорезе в неполярном электролите	131

<i>Куприянова А.Е., Гриценко В.А.</i> Скорость заглупления плотностного фронта ансамбля конвективных элементов в лабораторных условиях.....	134
<i>Лапина К.Ю.</i> Характеристики, динамика и массоперенос нелинейных гравитационных поверхностных волн с привлечением функций Ламберта.....	137
<i>Матюшин П.В.</i> Количество внутренних волн, генерируемых длинным телом, движущимся в стратифицированной вязкой жидкости.....	141
<i>Мелихов В.И., Мелихов О.И., Салех Б.Ф.</i> Модель термической детонации, учитывающая тепловую неравновесность продуктов детонации в плоскости Чепмена-Жуге.....	144
<i>Михайлов Е.А., Степанова А.П., Тепляков И.О., Тихонова А.С.</i> Влияние размера малого верхнего электрода на электровихревые течения в цилиндрическом объеме.....	147
<i>Мухутдинова А.А.</i> Влияние условий теплообмена на структуру течения термовязкой жидкости в каверне.....	149
<i>Низамова А.Д.</i> Влияние количества структур в плоском микроканале на гидравлическое сопротивление	151
<i>Низамова А.Д., Мухутдинова А.А., Киреев В.Н., Урманчеев С.Ф.</i> Особенности ламинарно-турбулентного перехода при течении термовязких жидкостей в кольцевом канале.....	153
<i>Никулин А.С., Мелихов В.И.</i> Исследование влияния водяной пленки на гидравлическое сопротивление погруженного дырчатого листа	156
<i>Овсянников В.М.</i> Падение капель в жидкость и квадратичный инвариант тензора скоростей деформаций	158
<i>Овсянников В.М.</i> Четыре волновых уравнения, содержащих высшие инварианты тензора скоростей деформаций и тензора деформаций	161
<i>Очиров А.А.</i> Численные и аналитические асимптотические методы расчета регулярных и сингулярных компонентов полей физических переменных поверхностных периодических течений.....	165
<i>Очиров А.А., Трифонова У.О.</i> Распространение волн и лигаментов в сжимаемой неограниченной атмосфере.....	168
<i>Панасенко А.В., Рулева Л.Б.</i> О нестационарном течении в сопло.....	171
<i>Пескова Е.Е., Язовцева О.С.</i> Численный алгоритм для решения задач дозвуковых течений в присутствии лазерного излучения	174
<i>Поляков П.И., Тепляков И.О., Виноградов Д.А.</i> Электровихревые течения в полусферическом контейнере при воздействии переменного тока.....	176
<i>Посудневская А.О., Фортва С.В.</i> Применение рангового анализа для вихревых режимов течения Колмогорова	179
<i>Правдина М.Х., Яворский Н.И., Меледин В.Г., Гордиенко М.Р., Какаулин С.В., Полякова В.И., Кабардин И.К.</i> Трубка Ранка с квадратным сечением рабочего канала: экспериментальные данные и их анализ	182

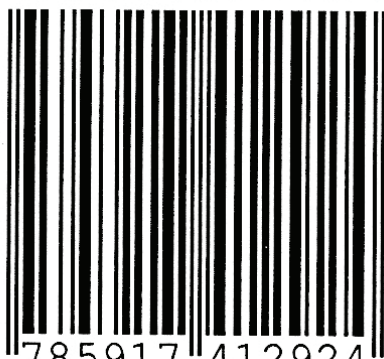
<i>Прохоров В.Е.</i> Акустика подводных газовых пузырей при столкновении заряженной капли с поверхностью воды.....	185
<i>Проценко А.А., Шкапов П.М.</i> Численный расчет динамики течения жидкости с ограниченной искусственной газовой каверной.....	188
<i>Руденко А.И.</i> Некоторое дополнение к уравнению Буссинеска стационарной слабонелинейной волны на мелкой воде.....	189
<i>Рулева Л.Б., Солодовников С.И.</i> Аэродинамика потоков в плоском канале бездиафрагменной ударной аэродинамической трубы.....	190
<i>Сеношенко Р.В., Кононов Е.А., Васильев М.М., Петров О.Ф.</i> Вихревое движение в суспензии активных броуновских частиц при постоянном внешнем воздействии.....	193
<i>Сиваков Н.С., Усанов В.А.</i> Взаимодействие легкоплавкого твердого топлива с набегающим высокоскоростным потоком нагретого газа.....	194
<i>Снытников В.Н., Пескова Е.Е.</i> Лазерная неокислительная конверсия метана в присутствии каталитических наночастиц.....	198
<i>Соболева Е.Б.</i> Численное моделирование односторонней концентрационной конвекции в пористой среде.....	200
<i>Стояновская О.П., Арендаренко М.С, Бурмистрова О.А., Григорьев В.В., Жалнин Р.В., Маркелова Т.В.</i> Приближенные дисперсионные соотношения для метода “гидродинамика сглаженных частиц” высокого порядка.....	203
<i>Сысоева Е.Я., Чашечкин Ю.Д.</i> Наблюдения внутренних волн, вихрей и лигаментов в следе за буксируемой сферой в непрерывно стратифицированной жидкости.....	204
<i>Ткаченко Л.А., Никифоров А.А.</i> Моделирование процесса акустической агломерации капель аэрозоля в закрытой трубе.....	209
<i>Торчик М.В., Андросенко В.Н., Филиппов Ф.В., Котов М.А., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Якимов М.Ю., Чаплыгин А.В., Галкин С.С.</i> Экспериментальное моделирование тепловых волн в области высоких температур при лазерном нагреве материалов.....	210
<i>Тукмаков Д.А.</i> Сопоставление моделей динамики газозвесей.....	213
<i>Урманчиев С.Ф.</i> О природе автоколебаний при течении аномально термовязкой жидкости.....	216
<i>Федосеев А.И.</i> Принцип минимизации для аналитического решения турбулентного течения в канале.....	219
<i>Федюшкин А.И., Гневушев А.А., Захаров А.С.</i> Два вибрационных способа симметризации течения вязкой несжимаемой жидкости в плоском диффузоре.....	227
<i>Федюшкин А.И., Гневушев А.А., Захаров А.С., Рожков А.Н.</i> Удержание капли нитью и пакетом тонких нитей.....	230
<i>Хазанов Г.Е., Ермаков С.А.</i> Эффект «притапливания» плавучей полиэтиленовой пленки под действием поверхностных волн. Численное моделирование.....	233

<i>Хайирбеков Ш.Х.</i> Группа коротких нестационарных волн в начальной стадии процесса слияния в импактном режиме	236
<i>Чашечкин Ю.Д.</i> Лигаменты и волны в неоднородных сжимаемых средах	239
<i>Чашечкин Ю.Д.</i> Тонкая структура, динамика, энергетика и микротермодинамика течений неоднородных жидкостей и газов	243
<i>Шатохин М.В., Егорова В.М.</i> Динамика примеси во внешнем деформационном поле над подводной возвышенностью	247
<i>Широков И.А.</i> Влияние неравномерности трехмерной сетки на возможность моделирования нестационарной картины сверхзвукового обтекания стандартной модели	250
<i>Шишаева А.С., Иванов О.О.</i> Численное моделирование колебаний цилиндра около пластины конечной длины	253
<i>Юдин С.М., Ковешников К.С., Ивочкин Ю.П.</i> Экспериментальное исследование мало-масштабных паровых взрывов при взаимодействии легкоплавких металлов с жидкостью-охладителем	256
<i>Язовцева О.С., Губайдуллин И.М.</i> Численное исследование тепловых волн в нестационарном каталитическом процессе	259
<i>Якуш С.Е., Рашковский С.А., Алексеев М.М., Семенов О.Ю.</i> Волны горения в ячейке Хеле-Шоу: ячейки, колебания, бифуркации	260
Информация	265

15-Я МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ –
ШКОЛА МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ
ВОЛНЫ И ВИХРИ В СЛОЖНЫХ СРЕДАХ
Москва, Россия, 19 – 22 ноября 2024 г.

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ ШКОЛЫ

ISBN 978-5-91741-292-4



9 785917 412924

Подписано к печати 30.11.2024 Тираж 250 экз.