

УДК 532.516.532.517
ББК 35.114
М 43

Тезисы докладов, представленные на XXIV Международную конференцию «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность».
М 43 Ответственные редакторы – Н. В. Никитин, Н. В. Попеленская. М.: Издательство Московского Университета, 2020. – 131 с. – (Электронное издание).

ISBN...

В материалах отражено современное состояние теории гидродинамической устойчивости и турбулентности. Представлены экспериментальные и теоретические работы по прямому численному моделированию турбулентности и по переходу к турбулентности. Сборник будет полезен аспирантам, студентам и научным сотрудникам.

УДК 532.516.532.517
ББК 35.114

ISBN...

© НИИ механики
МГУ им. М.В. Ломоносова,
2020

СОДЕРЖАНИЕ

1.	Агеев А.И., Осипцов А.Н. Сдвиговое течение вязкой жидкости над микрокаверной с пульсирующим пузырьком.	6
2.	Алексеев М.С., Артюхов В.А., Франц Е.А., Ганченко Г.С., Демехин Е.А. Неустойчивость потока с градиентом электропроводности при электрофорезе ионоселективной микрочастицы.	7
3.	Аллилуева А.И. Коротковолновые решения линеаризованных уравнений релятивистской газовой динамики.	8
4.	Аникин А.Ю., Доброхотов С.Ю., Назайкинский В.Е., Цветкова А.В. Асимптотика собственных функций волнового уравнения с вырождением на границе и захваченные береговые волны.	8
5.	Бородулин В.И., Иванов А.В., Качанов Ю.С., Мищенко Д.А., Örlü, R., Hanifi, A., and Hein, S. Доминирующие неустойчивости пограничных слоёв на скользящих крыльях и их количественные характеристики.	9
6.	Брацун Д.А. Пространственный сценарий перехода к хаосу через разрушение тора в задаче о хемоконвекции с концентрационно–зависимой диффузией.	10
7.	Брацун Д.А., Козлов Н.В., Мошева Е.А., Сираев Р.Р. Хемоконвективная неустойчивость двухслойной системы реагирующих жидкостей в быстро осциллирующем инерционном поле.	11
8.	Булатов В.В., Владимиров Ю.В. Внутренние гравитационные волны в стратифицированной среде с модельными распределениями сдвиговых течений.	12
9.	Веденеев В.В. Абсолютная и конвективная неустойчивость затопленных струй.	13
10.	Веденяпин В.В., Фимин Н.Н., Четкин В.М. Уравнение Власова–Максвелла–Эйнштейна и релятивистская гидродинамика.	14
11.	Вертгейм И.И., Закс М.А., Сагитов Р.В., Шарифулин А.Н. Устойчивость двумерных пространственно–периодических течений вязкой несжимаемой жидкости к периодическим возмущениям.	15
12.	Власова О.А., Карпунин И.Э. Поведение цилиндрического и сферического тела в жидкости при модуляции скорости вращения полости.	16
13.	Власова О.А., Полежаев Д.А. Интенсификация массопереноса в канале круглого сечения с периодически изменяющимся диаметром.	17
14.	Вяткин В.А., Брацун Д.А. Конвективная неустойчивость многокомпонентной жидкости со сложными законами диффузии.	18
15.	Гайнуллина Э. Ф., Болотнова Р. Х. Моделирование динамики ударных волн в водных пенах с учетом вязкоупругих свойств и явлений синерезиса.	19
16.	Ганченко Г.С., Шелистов В.С. Нелинейные режимы электрофореза ионоселективной микрогранулы.	20
17.	Гареев Л.Р., Веденеев В.В., Зайко Ю.С., Трифонов В.В., Решмин А.И. Экспериментальное исследование развития возмущений в круглой струе.	21
18.	Гембаржевский Г.В., Осипенко К.Ю. Перемежаемость мод комплексного следа в рамках нелинейной модели типа Ван дер Поля, Ландау–Стюарта.	22
19.	Глухов А.Ф., Сидоров А.С. Конвекция магнитной жидкости в вертикальных связанных каналах в постоянном магнитном поле.	23
20.	Голубкина И.В., Осипцов А.Н. Исследование газочапельного пограничного слоя на адиабатической стенке при отсутствии фазовых переходов.	24
21.	Григорьев Ю.Н., Ершов И.В. Влияние колебательного возбуждения на зону ламинарно–турбулентного перехода на пластине.	25
22.	Грицевич М.И., Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э. Влияние шума на выбор волнового числа при потере устойчивости.	26
23.	Гувернюк С.В., Дынникова Г.Я. О проявлениях фундаментального эффекта присоединенной массы при движении тел в вязкой жидкости.	27
24.	Гувернюк С.В., Кузьмин А.Г., Симоненко М.М. Структура и перестройка вихревых течений на подветренной стороне осесимметричного тела при сверхзвуковом обтекании под углом атаки.	28
25.	Гувернюк С.В., Андронов П.Р., Дынникова Г.Я. О сверхкритических режимах аэроупругих колебаний цилиндра в вязкой жидкости.	29

26.	Демин В.А., Марышев Б.С., Меньшиков А.И. Динамика концентрационного фронта и адсорбция примеси при фильтрации наножидкости через пористую среду.	30
27.	Джалалова М.В. Численно-экспериментальное определение зависимости коэффициента сопротивления парашюта от величины полюсного отверстия.	31
28.	Дрюма В.С. О геометрии системы уравнений Навье–Стокса.	32
29.	Дударь О.И., Дударь Е.С. Анализ процессов теплообмена и конденсации при турбулентном движении воздуха в подземной вентиляционной сети.	33
30.	Дьякова В.В., Полежаев Д.А. Экспериментальное исследование пространственного рельефа на поверхности сыпучей среды в неравномерно вращающемся горизонтальном цилиндре с жидкостью.	34
31.	Дьякова В.В., Рысин К.Ю., Субботин С.В., Ширяева М.А. Влияние наклона торцевых стенок на структуру течения в неравномерно вращающемся цилиндре.	35
32.	Жвик В.В., Гайфуллин А.М. Продольные вихревые структуры в двух противоположно закрученных струях при ламинарном и переходном режимах течения.	36
33.	Жигалкин А.С., Любимов Д.А. Анализ RANS/ILES методом влияния уровня турбулентности на работу сверхзвукового воздухозаборного устройства.	37
34.	Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э. Устранение турбулентности в сферическом течении Куэтта.	38
35.	Жуков К.А., Корнев А.А., Ложников М.А., Попов А.В. Ускорение процесса выхода на стационар решений системы динамики вязкого газа.	39
36.	Заметаев В.Б. Асимптотическая теория тонких турбулентных сдвиговых слоев.	40
37.	Здитовец А.Г., Леонтьев А.И., Киселев Н.А., Виноградов Ю.А., Попович С.С. Влияние конденсации компонент сверхзвукового потока на адиабатную температуру стенки.	41
38.	Зо Аунг, Гладков С.О. Об одной модели турбулентности.	42
39.	Зубков А.Ф., Кузьмин А.Г., Симоненко М.М. Экспериментальное и численное исследование сверхзвукового трехмерного обтекания кольцевой ступеньки на осесимметричном теле.	43
40.	Зубова Н.А., Любимова Т.П. Нелинейные режимы конвекции бинарной смеси с коэффициентом термодиффузии, зависящим от температуры, в квадратной полости.	44
41.	Иванов О.О., Подопрсветова А.Б. Экспериментальное исследование колебаний упругого цилиндра вблизи твердых тел.	45
42.	Иващенко В.А., Мулладжанов Р.И. Устойчивость вихревого диполя импульсных струй переменной плотности.	46
43.	Ильичев А.Т. Динамическая устойчивость бегущих уединенных волн в податливых упругих трубах, заполненных водой.	47
44.	Илюхин И.М., Егоров И.В., Нейланд В.Я. Влияние скорости проскальзывания стенки на взаимодействие скачка уплотнения с ламинарным пограничным слоем.	48
45.	Карелин А.Н. Аэродинамика турбулентного воздушного потока – акустические характеристики (Рейнольдс).	49
46.	Киреева Т.С., Артюхов Д.А., Франц Е.А., Шелистов В.С., Демехин Е.А. Отрыв вихрей при электрофорезе диэлектрической частицы в сильном электрическом поле.	50
47.	Киселёв Н.А., Здитовец А.Г., Попович С.С., Виноградов Ю.А. Экспериментальное исследование влияния продольного градиента давления на коэффициенты теплоотдачи и сопротивления.	51
48.	Колесник Е.В., Смирновский А.А., Смирнов Е.М. О неединственности решения трехмерной задачи, моделирующей сверхзвуковое стационарное обтекание области сопряжения затупленного тела и пластины вязким газом.	52
49.	Колчанова Е.А. Осредненные виброконвективные течения в двухслойной системе с пористой зоной разной проницаемости при нулевой гравитации.	53
50.	Конюхов А.В., Лихачев А.П., Левашов П.Р. Численное моделирование ударных волн в условиях неоднозначного представления ударно-волнового разрыва.	54
51.	Краснопольский Б.И., Сергеенко К.М. О проблеме вычисления статистических моментов турбулентных полей в численных расчётах.	55
52.	Кривоносова О.Э., Жиленко Д.Ю. Влияние фазовой синхронизации на свойства турбулентности.	56

53. Куйбин П.А. О влиянии испарения и конденсации на низкочастотную неустойчивость в гидротурбинном тракте. 57
54. Куликовский А.Г., Ильичев А.Т., Чугайнова А.П., Шаргатов В.А. Об устойчивости структуры нейтрально устойчивой ударной волны в газе и о спонтанном излучении. 58
55. Леманов В.В., Лукашов В.В., Шаров К.А. Переход к турбулентности через перемежаемость в инертных и реагирующих струях. 59
56. Липатов И.И., Нго К.Т. Распространение возмущений в высокоскоростных ламинарных течениях с возвратными линиями тока. 60
57. Лихачев А.П., Губанов Е.В., Медин С.А. Моделирование вихреобразования в геомагнитном хвосте магнитосферы при квазипериодическом магнитном пересоединении. 61
58. Любимова Т.П. Механизмы неустойчивости механического равновесия в двухслойных системах жидкостей с деформируемыми поверхностями раздела. 62
59. Любимова Т.П., Лобова Е.О. Влияние модуляции силы тяжести на устойчивость конвективного течения в плоском вертикальном слое с внутренними источниками тепла. 63
60. Макарова М.С., Лущик В.Г. Теплообмен на проницаемой поверхности в сверхзвуковом потоке при вдуве инородного газа. 64
61. Макарова М.С., Лущик В.Г., Решмин А.И. Теплообмен в пластинчатых теплообменниках с безотрывными диффузорными каналами. 65
62. Матюшин П.В. Особенности формирования внутренних волн в следе за телом для сильно стратифицированной вязкой жидкости. 66
63. Мельникова В.Г., Кошелев К.Б., Стрижак С.В. Моделирование обтекания профиля газокапельным потоком и расчет толщины жидкой пленки. 67
64. Михайлов Е.А., Сибгатуллин И.Н. Магнитные поля во внешних кольцах галактик и их взаимосвязь с турбулентными движениями межзвездной среды. 68
65. Михеев Н.И., Душин Н.С., Шакиров Р.Р. Динамика турбулентного течения в пристеночной области канала с низкой дискретной шероховатостью стенки. 69
66. Мищенко Д.А., Бородулин В.И., Иванов А.В., Качанов Ю.С. Экспериментальное исследование эффективного механизма распределенной генерации нестационарных вихрей Гёртлера низкочастотной турбулентностью набегающего потока. 70
67. Могилевский Е.И. Влияние конечночастотных колебаний плоскости на неустойчивость стекания пленки неньютоновской жидкости. 71
68. Моршнева И.В. Периодические пространственные конвективные течения в горизонтальном слое бинарной смеси. 72
69. Мошева Е.А., Ощепков В.О., Мизев А.И. Конвективная неустойчивость в изотермических многокомпонентных смесях. 73
70. Никитин Н.В. Новый взгляд на механизм возникновения концентрированных продольных вихрей в пристенных турбулентных течениях. 74
71. Озерных В.С., Шешуков Я.А., Колесниченко И.В. Обнаружение металлических включений в электропроводящей среде с помощью электромагнитных сил. 75
72. Осипцов А.Н. Исследование зон накопления частиц в нестационарных двухфазных потоках с помощью полного лагранжева метода. 76
73. Паршакова Я.Н., Любимова Т.П. Тепловая конвекция в двухслойной системе с деформируемой границей раздела и фиксированным тепловым потоком на внешних границах. 77
74. Переходцева Э.В. К прогнозу сильных смерчей, связанных с мощной конвективной неустойчивостью в атмосфере и возникновением сильных шквалов и шквальных бурь на достаточно обширной территории. 78
75. Перминов А.В., Любимова Т.П. Влияние высокочастотных вибраций на эволюцию конвективных режимов в замкнутой полости. 79
76. Пивоваров Д.Е., Попеленская Н.В., Никитин Н.В. Прямое численное моделирование турбулентного течения вдоль внешнего угла. 80
77. Плавник Р.А., Завьялов И.Н., Пляшков Е.В. Экспериментальный анализ устойчивости течения при фильтрации с выделением газовой фазы водного раствора кислоты сквозь химически-активный скелет. 81

78.	Подопрсветова (Порошина) А.Б., Веденеев В.В. Экспериментальное исследование устойчивости упругих трубок с протекающей внутри жидкостью.	82
79.	Попеленская Н.В., Краснопольский Б.И., Никитин Н.В. Пространственно-временные корреляции турбулентных пульсаций в плоском канале.	83
80.	Попович С.С., Здитовец А.Г., Киселев Н.А., Виноградов Ю.А. Экспериментальное исследование адиабатной температуры стенки в следе сверхзвукового потока за уступом.	84
81.	Попович С.С., Здитовец А.Г., Киселев Н.А., Виноградов Ю.А., Медвецкая Н.В. Измерение адиабатной температуры стенки плоской пластины, обтекаемой сверхзвуковым воздушно-капельным потоком.	85
82.	Прокофьев В.В., Очеретяный С.А., Яковлев Е.А. Кавитационный генератор периодических импульсных струй.	86
83.	Решетняк М.Ю. Трехмерная каскадная модель турбулентности с вращением и подогревом.	87
84.	Решмин А.И., Трифонов В.В., Луцкич В.Г., Макарова М.С. Ламинаризация течения в трубе с помощью входных устройств.	88
85.	Решмин А.И., Трифонов В.В., Тепловодский С.Х. Численное исследование развития турбулентного течения в круглом коническом канале при малых числах Рейнольдса.	89
86.	Романова Д.И. Исследование параметров расчётных сеток и вычислительных методов для моделирования потоков на склонах гор.	90
87.	Романова Д.И., Стрижак С.В. Динамика снежных частиц на твердой поверхности под действием ветра.	91
88.	Рысин К.Ю., Козлов В.Г., Вяткин А.А. Влияние вращения на тепловую вибрационную конвекцию в горизонтальном плоском слое.	92
89.	Рязанов П.А., Коротеева Е.Ю., Знаменская И.А. Ламинарно-турбулентный переход в приповерхностном слое жидкости.	93
90.	Рязанов Д.А., Сибгатуллин И.Н., Крапошин М.В., Ерманюк Е.В. Бигармонические аттракторы внутренних гравитационных волн.	94
91.	Сбоев Д.С., Нгуен Т.Т. Нелинейное усиление низкочастотных возмущений внешней турбулентностью.	95
92.	Семенов А.Н., Косинов А.Д., Кочарин В.Л., Семенов Н.В., Шипуль С.А., Смородский Б.В., Яцких А.А. Устойчивость и переход пограничного слоя на 3D крыле с углом скольжения передней кромки $\chi=72^{\circ}$ при $M=2$.	96
93.	Семенов А.Н., Яцких А.А., Колосов Г.Л., Панина А.В. Численное моделирование развития контролируемых возмущений в сверхзвуковом пограничном слое плоской пластины.	97
94.	Сергеенко К.М., Чулюнин А.Ю., Краснопольский Б.И. Прямое численное моделирование турбулентного теплообмена.	98
95.	Серов С.А., Серова С.С. Асимптотические решения системы уравнений Больцмана, система газодинамических уравнений для описания турбулентных течений газов и проблемы её численного решения.	99
96.	Смирнов Е.М., Иванов Н.Г., Смирнов П.Е. Ламинарно-турбулентный переход в свободноконвективном пограничном слое на вертикальной пластине при возмущающем действии прямоугольных препятствий.	100
97.	Смородин Б.Л., Черепанов И.Н., Мызникова Б.И. Спектр возмущений и конвективная устойчивость равновесия коллоидной суспензии.	101
98.	Соболева Е.Б. Естественно-конвективные и сдвиговые течения растворов переменной вязкости в пористой среде.	102
99.	Созинов Д.А., Рыженьков В.О., Мулладжанов Р.И. Влияние геометрии тела обтекания на гидродинамическую устойчивость потока и восприимчивость к внешним возмущениям.	103
100.	Татаренкова Д.И., Знаменская И.А., Глазырин Ф.Н., Кули-заде Т.А., Дорошенко И.А. Характеристики турбулентного пограничного слоя на стеклянной поверхности канала за ударной волной.	104
101.	Тугазаков Р.Я. Влияние интенсивности внешних возмущений на ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом потоке газа.	105
102.	Устинов М.В. Статистическое описание перемежаемости при ламинарно-турбулентном переходе в пограничном слое.	106

103.	Уточкин В.Ю., Брацун Д.А., Сираев Р.Р. Неустойчивости и структуры во вращающейся системе двух реагирующих смешивающихся жидкостей.	107
104.	Фатталов О.О., Любимова Т.П., Рыбкин К.А. Влияние смачиваемости поверхности на динамику парогазовых пузырьков вблизи твердой поверхности в жидкости под действием ультразвука.	108
105.	Хазов Д.Е. Об одном случае безкачкового торможения сверхзвукового потока в канале.	109
106.	Хатунцева О.Н. Является ли динамический хаос в системах автономных дифференциальных уравнений, типа системы Лоренца, стохастическим процессом.	110
107.	Цыпкин Г.Г. Неустойчивость движущейся поверхности раздела при расположении легкой жидкости над тяжелой в пористой среде.	111
108.	Черепанов И.Н., Смородин Б.Л. Конвекция концентрированного коллоидного раствора при нагреве снизу.	112
109.	Чернышев С.А., Копьев В.Ф. Об использовании методов лагранжевой механики в аэрокустике.	113
110.	Чернышенко С.И. Развитие теории квазистационарного квазиоднородного межмасштабного взаимодействия в пристенной турбулентности.	114
111.	Чувахов П.В., Погорелов И.О. Влияние энтропийного слоя на турбулизацию сверхзвукового пограничного слоя в следе за изолированными неровностями.	115
112.	Чулонин А.Ю. О Классификации трехмерных вихревых структур при турбулентном обтекании овальных лунок.	116
113.	Шалаев В.И., Зуи Хиеу Вьонг Устойчивость движения тонкого тела в однородной среде.	117
114.	Шаргатов В.А. Устойчивость поверхности фазового перехода по отношению к конечным возмущениям при испарении и фильтрации воды в пористой среде.	118
115.	Шафаревич А.И. Асимптотические решения нелинейных уравнений релятивистской газовой динамики, описывающие сглаженные разрывы.	119
116.	Шацкий М.В., Крапошин М.В. Исследование акустического поля, создаваемого нестационарным течением сверхзвуковой струи выхлопных газов ракеты VEGA.	120
117.	Шишаева А.С., Симоненко М.М., Гувернюк С.В., Аксенов А.А. Влияние теплового возмущения на режим сверхзвукового обтекания осесимметричного тела с кольцевой каверной.	121
118.	Щерица О.В., Шатров О.А., Мажорова О.С. Численное исследование конвекции Рэлея–Бенара в ограниченной области.	122
119.	Щипицын В.Д., Лебедева Г.М., Миндиярова Ю.Р. Характер колебаний неосесимметричного цилиндрического тела в заполненной жидкостью полости, совершающей вращательные осцилляции.	123
120.	Юдин М.А., Копьев В.Ф., Чернышев С.А. Развитие спиральной структуры завихренности вблизи критического слоя в двумерной гидродинамической системе как возможная причина турбулизация вихревого кольца.	124
121.	Юшков В.П. Спектр низкочастотных флуктуаций давления в атмосферном пограничном слое и классическая теория турбулентности.	125
122.	Яворский Н.И. Точное решение задачи устойчивости для точечного источника и течение Джеффри-Гамеля.	126
123.	Stroh, A., von Deyn, L., Schäfer, K., Forooghi, P., and Frohnapfel, B. Влияние вторичного течения на перенос импульса и тепла в плоском турбулентном канале.	127
124.	Sukoriansky, S., Barami, E. Scale-Dependent Skewness Of Longitudinal Velocity Derivative In Isotropic And Anisotropic Turbulence.	128
125.	Yakhot, A. On The Turbulence Energy Production In A Localized Puff In A Pipe.	129

СДВИГОВОЕ ТЕЧЕНИЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ НАД МИКРОКАВЕРНОЙ С ПУЛЬСИРУЮЩИМ ПУЗЫРЬКОМ

А.И. Агеев, А.Н. Осипцов
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
aaiageev@mail.ru

Поверхности, обладающие структурированной шероховатостью (текстурой) в сочетании с химической гидрофобностью, необходимой для удерживания силами поверхностного натяжения микропузырьков газа в кавернах текстуры, называются супергидрофобными поверхностями (СГП). Трение на поверхности пузырьков практически отсутствует, что приводит к макроскопическому проскальзыванию жидкости и заметному снижению осредненного трения на СГП. Обычно осредненная скорость проскальзывания жидкости на СГП мала, поэтому эффекты, обусловленные наличием газовых пузырьков, проявляется лишь на масштабах, сопоставимых с размером микрокаверн СГП. Уменьшение сопротивления особенно заметно для напорных течений в микроканалах с толщиной, сопоставимой с характерным размером текстуры СГП, содержащей газы пузырьки. Важной практической задачей, возникающей при использовании СГП, является оптимизация текстуры поверхности с целью минимизации трения при обтекании СГП или перепада давления в канале с одной или двумя СГП. Необходимость решения такой оптимизационной задачи поддерживает интерес к параметрическому численному моделированию течений вязкой жидкости вдоль текстурированных СГП [1, 2]. В экспериментах снижение сопротивления наблюдается как при ламинарном, так и турбулентном режимах течений вдоль СГП. В связи с этим в данной работе впервые предпринята попытка проанализировать влияние пульсаций давления в сдвиговом течении вязкой жидкости над микрокаверной, занятой газовым пузырьком, на осредненные характеристики проскальзывания и трения, что может моделировать течение в вязком подслое турбулентного потока вблизи СГП.

Рассматривается периодическая текстура, состоящая из двумерных каверн, частично заполненных газом. В приближении Стокса задача сводится к расчету сдвигового течения вязкой жидкости в окрестности одиночной прямоугольной каверны с газовым пузырьком при наличии периодических граничных условий на левой и правой границах расчетной области. Пузырек совершает периодические пульсации под действием наложенных гармонических колебаний давления, которые приводят к периодическому изменению объема пузырька и колебаниям поверхности пузырька. Решение такой задачи – первый шаг в анализе возможных нестационарных механизмов, влияющих на осредненную скорость скольжения и величину осреднённого сопротивления в турбулентном пограничном слое на СГП.

С использованием метода граничных элементов решение уравнений движения вязкой жидкости сводится к численному решению граничных интегральных уравнений для «плотностей» фундаментальных решений оператора Стокса. Использованный вариант численного метода и особенности его реализации применительно к задачам со смешанными граничными условиями изложены в [1, 2].

За начальные форму и положение пузырька принимается статическая форма поверхности пузырька, выпуклая внутрь каверны, и параметры текстуры СГП как в [3]. Колебания давления лежат в диапазоне, при котором поверхность пузырька воздуха, выступающая в поток, все еще обеспечивает уменьшение осредненного касательного напряжения в стационарном сдвиговом потоке. Мгновенные положения и формы поверхности пузырька вычисляются из условия сохранения массы газа в пузырьке без учета диффузии газа в жидкость.

Проведенные численные расчеты показали, что максимальные и минимальные значения осредненной по периоду текстуры скорости скольжения и касательного напряжения лежат между значениями, соответствующими стационарным течениям над кавернами с предельными положениями поверхности пузырька (при минимальном и максимальном значении давления). На основе выполненного параметрического численного исследования зависимости мгновенного осредненного касательного трения на СГП от времени можно, в частности, сделать вывод, что глубина каверны, содержащей газовый пузырек, решающим образом влияет на величину среднего за период касательного трения и является, наряду с шириной каверны и материалом СГП, важным оптимизационным параметром.

Работа выполнена по госбюджетному плану МГУ при частичной поддержке гранта РФФИ № 20-01-00103.

ЛИТЕРАТУРА

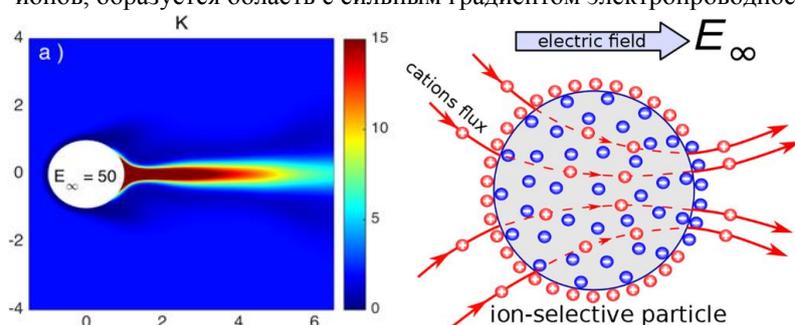
1. Ageev A.I., Golubkina I.V., Osipov A.N. Application of boundary element method to Stokes flows over a striped superhydrophobic surface with trapped gas bubbles // *Phys. Fluids*. 2018. V. 30. P. 012102.
2. Агеев А.И., Осипцов А.Н. Стоксово течение в микроканале с супергидрофобными стенками // *Изв. РАН. МЖГ*. 2019. № 2. С. 59–71.
3. Ling H., Katz J., M. Fu and M. Hultmark. Effect of Reynolds number and saturation level on gas diffusion in and out of a superhydrophobic surface // *Phys. Rev. Fluids*. 2017. V. 12. № 2. P. 124005.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОТОКА С ГРАДИЕНТОМ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПРИ ЭЛЕКТРОФОРЕЗЕ ИОНΟΣЕЛЕКТИВНОЙ МИКРОЧАСТИЦЫ

М.С. Алексеев, В.А. Артюхов, Е.А. Франц, Г.С. Ганченко, Е.А. Демехин
 Финансовый университет при Правительстве РФ, лаборатория электро- и гидродинамики микро- и наномасштабов, Краснодар
 gandizel@mail.ru

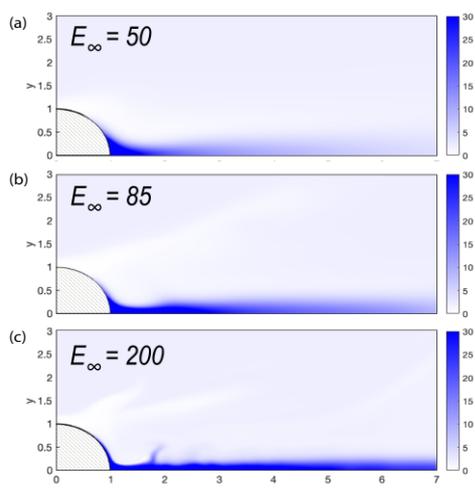
Известно, что электрогидродинамическая неустойчивость может возникать при приложении электрического поля к жидкостям с пространственным градиентом электрических свойств [1]. В частности, это может быть неустойчивость, возникающая в результате взаимодействия приложенного электрического поля и градиента электропроводности жидкости. Эта неустойчивость широко изучалась Мельчером и соавторами [2–3]. Градиенты проводимости жидкости вместе с приложенным электрическим полем генерируют заряд в объеме жидкости. Приложенное электрическое поле может оказывать дестабилизирующее воздействие на заряженную жидкость. Если эта сила превышает критическую силу, когда диффузия больше не может стабилизировать поток, возникает неустойчивость.

При прохождении ионов через ионоселективную частицу (см. рис 1), которая находится в электрическом поле достаточно сильной напряженности E_∞ , позади нее, в области выходящего потока ионов, образуется область с сильным градиентом электропроводности K [4] (см. рис. 1).



При маленькой напряженности электрического тока, слева и справа от частицы, в областях входящего и выходящего потока ионов соответственно, формируются области обедненного ($K < 2$) и обогащенного ($K > 2$) электролита. С увеличением напряженности область обогащенного электролита с правой стороны сильно деформируется и постепенно превращается в

вытянутую, похожую на струю структуру. Протяженность струи в наших расчетах может достигать десяти радиусов микрочастицы. При увеличении E_∞ отношение концентрации соли внутри струи к равновесной концентрации может достигать 1:20.



Эта струя существует благодаря балансу электростатической силы, диффузии и конвекции. При достаточно большой напряженности электрического поля этот баланс нарушается, что приводит к возникновению неустойчивости потока (см. рис. 2). При малых закритичностях электрического поля появляются регулярные периодические волны, которые распространяются вниз по течению. При дальнейшем увеличении электрического поля колебания приобретают хаотичный характер.

Подобная неустойчивость, вызванная градиентом электропроводности, является ключевым фактором, ограничивающим надежную работу сложных электрокинетических биоаналитических систем. Она также может быть использована для быстрого смешивания жидкостей и контроля течения в микромасштабных устройствах.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и администрации Краснодарского края в рамках научного проекта № 19-48-233009 p_мол_a, № 19-48-2330010 p_мол_a, № 19-48-235001 p_Наставник

ЛИТЕРАТУРА

1. Taylor G.I., McEwan A.D. The stability of a horizontal fluid interface in a vertical electric field // *Journal of Fluid Mechanics*. 1965. V. 22. № 1. P. 1–15.
2. Hoburg J.F., Melcher J.R. Internal electrohydrodynamic instability and mixing of fluids with orthogonal field and conductivity gradients // *Journal of Fluid Mechanics*. 1976. V. 73. № 2. P. 333–351.
3. Hoburg J.F., Melcher J.R. Electrohydrodynamic mixing and instability induced by co-linear fields and conductivity gradients // *Physics of Fluids*. 1977. V. 20. P. 903.
4. Ganchenko G.S., Frants E.A., Shelistov V.S., Nikitin N.V., Amiroudine S., Demekhin E.A. Extreme nonequilibrium electrophoresis of an ionselective microgranule // *Physical Review Fluids*. 2019. V. 4. P. 043703.

КОРОТКОВОЛНОВЫЕ РЕШЕНИЯ ЛИНЕАРИЗОВАННЫХ УРАВНЕНИЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ

А.И. Аллилуева
Институт проблем механики имени А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
esina_annal@list.ru

Малые возмущения потока релятивистского газа описываются уравнениями релятивистской газовой динамики, линеаризованными на заданном внешнем поле. В докладе описаны коротковолновые (быстроосциллирующие и локализованные) решения таких уравнений. Показано, что начальное возмущение разбивается на три различные моды – решения, соответствующие первой моде, распространяются вдоль траекторий внешнего потока и не фокусируются; решения, соответствующие двум другим, связаны с траекториями гамильтоновой системы в восьмимерном фазовом пространстве и четырехмерными лагранжевыми поверхностями в этом пространстве. Описана эволюция амплитуды для каждой моды; в частности, получены формулы для геометрических фаз. Обсуждается возможность роста возмущения для конкретных примеров внешних потоков.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект № 16-11-10069).

ЛИТЕРАТУРА

1. Allilueva A. I., Shafarevich A. I. Conic lagrangian varieties and localized asymptotic solutions of linearized equations of relativistic gas dynamics // *Regular and Chaotic Dynamics*. 2019. V. 24. № 6. P. 671–681.
2. Allilueva A. I., Shafarevich A. I. Short-wave asymptotic solutions of a linearized system of relativistic gas dynamics // *Russian Journal of Mathematical Physics*. 2019. V. 26. № 3. P. 255–264.

АСИМПТОТИКА СОБСТВЕННЫХ ФУНКЦИЙ ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ С ВЫРОЖДЕНИЕМ НА ГРАНИЦЕ И ЗАХВАЧЕННЫЕ БЕРЕГОВЫЕ ВОЛНЫ

А.Ю. Аникин, С.Ю. Доброхотов, В.Е. Назайкинский, А.В. Цветкова
Институт проблем механики имени А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
anikin83@inbox.ru

Построена асимптотика собственных функций волнового оператора в двумерной области с вырождением на границе [1, 2]. Такие собственные функции связаны с интегрируемыми бильярдами с полужесткими стенками и описывают захваченные береговые волны.

Работа выполнена при поддержке гранта РФ (16-11-10282).

ЛИТЕРАТУРА

1. Аникин А.Ю., Доброхотов С.Ю., Назайкинский В.Е., Цветкова А.В. Асимптотики собственных функций двумерного оператора $\nabla D(x)\nabla$, связанные с бильярдами с полужесткими стенками, и захваченные береговые волны // *Математические заметки*. 2019. Т. 105. Вып. 5. С. 792–797.
2. Аникин А.Ю., Доброхотов С.Ю., Назайкинский В.Е., Цветкова А.В. Асимптотики собственных функций оператора $\nabla D(x)\nabla$ в двумерной области, вырождающегося на её границе, и бильярды с полужесткими стенками // *Дифференциальные уравнения*. 2019. Т. 55. № 5. С. 660–672.

ДОМИНИРУЮЩИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЁВ НА СКОльзяЩИХ КРЫЛЬЯХ И ИХ КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

В.И. Бородулин¹, А.В. Иванов¹, Ю.С. Качанов¹, Д.А. Мищенко¹, R. Örlü², A. Hanifi², and S. Hein³

¹Институт теоретической и прикладной механики имени С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

²Department of Engineering Mechanics, KTH Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden

³Institute of Aerodynamics and Flow Technology, DLR, Göttingen, Germany

misch2005@yandex.ru

На основе результатов экспериментальных и теоретических исследований, выполненных, в частности, на моделях реальных скользящих крыльев, в докладе обсуждается проблема применимости наиболее важных механизмов неустойчивости к описанию начальных стадий перехода к турбулентности в трёхмерных (3D) пограничных слоях, а также, подробно обсуждаются свойства наблюдаемых неустойчивостей. В частности, приведены результаты детального анализа всех основных характеристик устойчивости 3D пограничных слоёв по отношению к нестационарным (в общем случае) модам неустойчивости поперечного течения (ПТ) и 3D модам Толлмина-Шлихтинга (ТШ). Анализ выполнен на основе экспериментальных данных и расчётов в рамках линейных теорий устойчивости, включая подход на основе параболизированных уравнений устойчивости (PSE). Впервые показана возможность получения очень хорошего согласования между измеренными и расчётными характеристиками устойчивости в условиях присутствия (и учёта в расчётах) кривизны обтекаемой поверхности и непараллельности основного потока.

Так эксперименты, проведённые в Королевском технологическом институте (КТН) в Стокгольме, показали радикальные отличия свойств волн неустойчивости пограничного слоя на одной и той же модели скользящего крыла при изменении угла атаки. При отрицательном угле атаки (случай 'А') в потоке ожидалось доминирование волн неустойчивости ПТ, но уже при небольшом положительном угле (случай 'В') ожидалось преобладание 3D волн ТШ. Эти оценки подтвердились в результате измерений и точных расчётов, выполненных для условий экспериментов. На рис. 1 показано радикальное отличие угловых зависимостей скоростей нарастания мод неустойчивости, измеренных в экспериментах 'А' ($f = 40$ Гц, график *a*) и 'В' ($f = 156$ Гц, график *b*). Принципиальное отличие наблюдалось и для зависимостей фазовых скоростей возмущений от поперечного волнового числа и частоты, а также для ряда других характеристик.

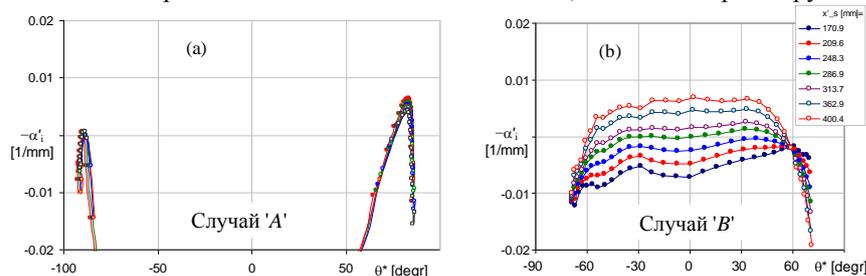


Рис. 1.

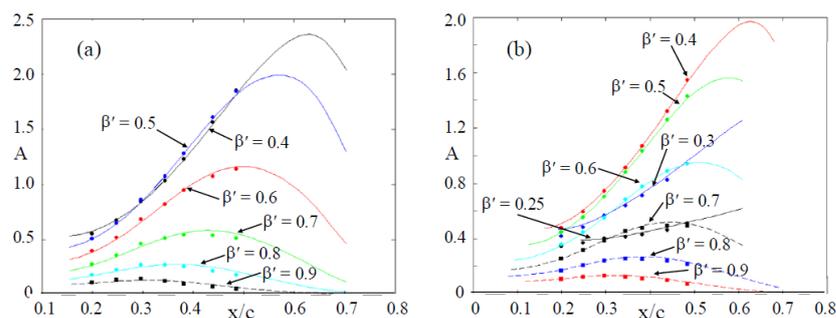


Рис. 2.

Детальное сопоставление измеренных и рассчитанных характеристик устойчивости показало, что в случае 'А' в пограничном слое полностью доминируют нестационарные моды ПТ, а в случае 'В' – 3D моды ТШ. Пример блестящего согласования кривых нарастания мод неустойчивости ПТ, полученных в экспериментах 'А' (точки) с соответствующими расчётными кривыми (линии), проиллюстрирован на рис. 2 для частот $f = 60$ Гц (график *a*) и 40 Гц (график *b*) для различных поперечных волновых чисел β' (в рад/мм).

В заключение доклада отмечается, что развитие возмущений 3D пограничного слоя наиболее точно описывается расчетами, основанными на PSE-подходе, учитывающем, как эффекты непараллельности течения, так и кривизну обтекаемой поверхности, хотя локально-параллельная теория устойчивости также способна реалистично оценивать некоторые основные свойства мод неустойчивости.

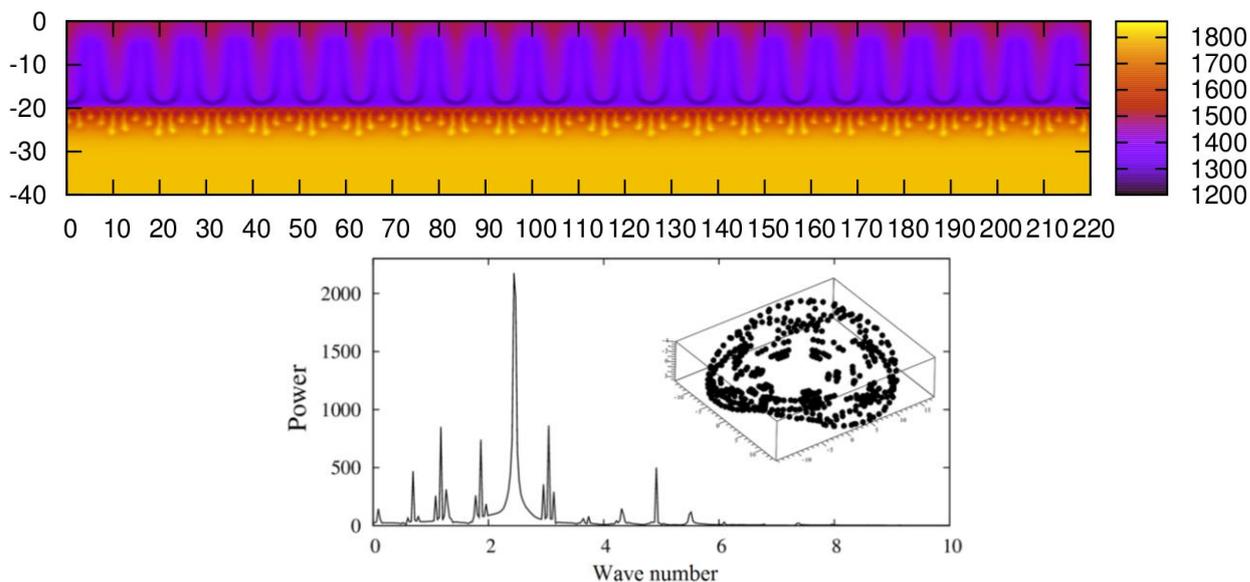
Работа поддержана 7-ой Европейской рамочной программой (проект RECEPТ, грант № ACPO-GA-2010-265094) и Программой фундаментальных исследований Российских академий наук в 2013–2020 гг. (проект № АААА-А17-117030610128-8).

ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ СЦЕНАРИЙ ПЕРЕХОДА К ХАОСУ ЧЕРЕЗ РАЗРУШЕНИЕ ТОРА В ЗАДАЧЕ О ХЕМОКОНВЕКЦИИ С КОНЦЕНТРАЦИОННО-ЗАВИСИМОЙ ДИФФУЗИЕЙ

Д.А. Брацун

Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь
DABracun@pstu.ru

Универсальные сценарии перехода к хаосу в динамических системах к настоящему моменту хорошо изучены. К типичным сценариям относятся каскад бифуркаций удвоения периода (сценарий Фейгенбаума), разрушение тора малой размерности (сценарий Рюэля–Такенса) и переход через перемежаемость (сценарий Помо–Манневилля). В более сложных пространственно-распределённых динамических системах нарастающая с изменением параметра сложность поведения по времени тесно переплетается с формированием пространственных структур. Однако, вопрос о том, могут ли в каком-то сценарии пространственная и временная оси полностью поменяться ролями, до сих пор остаётся открытым. В данной работе впервые предлагается математическая модель конвекции – реакции – диффузии, в рамках которой реализуется пространственный аналог перехода к хаосу через разрушение квазипериодического режима в рамках сценария Рюэля–Такенса. Исследуемая физическая система представляет собой два водных раствора кислоты (А) и основания (В), в начальный момент времени разделённых по пространству и помещённых в вертикальную ячейку Хеле–Шоу, находящуюся в статическом поле тяжести. При приведении растворов в контакт начинается фронтальная реакция нейтрализации второго порядка $A + B \rightarrow C$, которая сопровождается выделением соли (С). Процесс характеризуется сильной зависимостью коэффициентов диффузии реагентов от их концентрации, что приводит к возникновению двух локальных зон пониженной плотности, в которых независимо друг от друга возникают хемо-конвективные движения жидкости [1]. Слои, в которых развивается конвекция, всё время остаются разделёнными прослойкой неподвижной жидкости, но они могут влиять друг на друга посредством диффузии реагентов через прослойку. Формирующаяся хемо-конвективная структура представляет собой модулированную стоячую волну, постепенно разрушающуюся со временем, повторяя последовательность бифуркаций сценария разрушения двумерного тора [2]. Показано, что в ходе эволюции системы пространственная ось, направленная вдоль фронта реакции, выполняет роль времени, а само время играет роль управляющего параметра.



На рисунке сверху представлено мгновенное поле безразмерной плотности, демонстрирующее формирование квазипериодической хемоконвективной структуры в нижнем кармане плотности, находящейся в диффузионном взаимодействии с неустойчивостью верхнего слоя. Ниже приведен Фурье-спектр и восстановленный фазовый портрет, которые демонстрируют у структуры наличие трёх независимых значений волнового числа.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда, грант № 19-11-00133.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bratsun D., Kostarev K., Mizev A., Mosheva E. Concentration-dependent diffusion instability in reactive miscible fluids // *Phys. Rev. E*. 2015. V. 92. P. 011003.
2. Bratsun D.A. Spatial analog of the two-frequency torus breakup in a nonlinear system of reactive miscible fluids // *Phys. Rev. E*. 2019. V. 100. P. 031104.

ХЕМОКОНВЕКТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ДВУХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЫ РЕАГИРУЮЩИХ ЖИДКОСТЕЙ В БЫСТРО ОСЦИЛЛИРУЮЩЕМ ИНЕРЦИОННОМ ПОЛЕ

Д.А. Брацун¹, Н.В. Козлов², Е.А. Мошева², Р.Р. Сираев¹

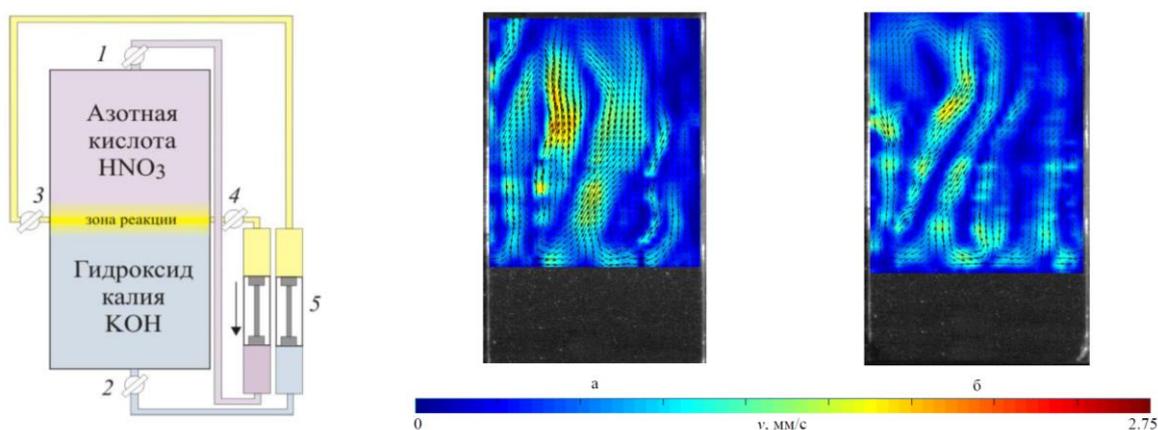
¹Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь

²Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

DABracun@pstu.ru

В работе экспериментально и теоретически исследуется вопрос о влиянии высокочастотных вибраций на хемоконвективные неустойчивости, возникающие в системе двух водных растворов кислоты (А) и основания (В), в начальный момент времени разделенных по пространству и помещенных в вертикальную ячейку Хеле–Шоу. При приведении растворов в контакт начинается фронтальная реакция нейтрализации второго порядка $A + B \rightarrow C$, которая сопровождается выделением соли (С). Процесс характеризуется сильной зависимостью коэффициентов диффузии реагентов от их концентрации, что приводит к возникновению двух локальных зон пониженной плотности. Как было показано ранее в [1, 2], в статическом поле тяжести в такой системе может возникнуть либо неустойчивость в виде периодической системы конвективных ячеек, ограниченных двумя массивами неподвижной жидкости, либо неустойчивость в форме волны плотности ударного типа с плоским фронтом, ориентированным перпендикулярно силе тяжести. Данный эффект был продемонстрирован для различных комбинаций азотной кислоты и гомологического ряда оснований (LiOH, NaOH, KOH, CsOH), что свидетельствует об универсальности механизма неустойчивости. В данной работе было изучено влияние высокочастотных вибраций, ортогональных фронту реакции. Построена система осредненных определяющих уравнений реакции-диффузии-конвекции. Численное моделирование показало, что вибрации, начиная с некоторого критического значения частоты и амплитуды, оказывают существенное влияние на развитие неустойчивости, подавляя. Особенно чувствительной к вибрационному воздействию оказалась волна плотности, распространение которой зависит от интенсивности смешивания в её спутном потоке.

Экспериментальное исследование частично подтвердили теоретические выводы. На рисунке приведены результаты по управлению плоской волной плотности, изучена эволюция структуры течения и получены поля скорости при различных вибрационных ускорениях.



На рисунке слева представлено схематическое изображение экспериментальной ячейки, где цифрами отмечены подающие (1, 2) и отводящие каналы (3, 4), насос (5). Эксперименты выполнены в ячейке Хеле–Шоу с размерами $5.0 \times 10.0 \times 0.12$ см. Создание двухслойной системы осуществлялось посредством четырёх трубок, которые с одной стороны были подведены к подающим и отводящим каналам ячейки, с другой – к насосу, обеспечивающему синхронную подачу растворов и их двухстороннюю откачку из зоны контакта. В качестве реагентов использованы водные растворы азотной кислоты (HNO_3) и гидроксида калия (KOH) с начальными концентрациями 2.6 и 1.9 моль/л соответственно. Эксперименты были проведены при фиксированной частоте 40 Гц и амплитуде, которая изменялась в диапазоне 0.2–0.4 см. На рисунке справа приведены поля скорости, полученные для случаев постоянного гравитационного (а) и переменного инерционного поля (б). Время с момента начала эксперимента 270 с, амплитуда вибраций 0.35 см.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда, грант № 19-11-00133.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bratsun D., Kostarev K., Mizev A., Mosheva E. Concentration-dependent diffusion instability in reactive miscible fluids // Phys. Rev. E. 2015. V. 92. P. 011003.
2. Bratsun D., Mizev A., Mosheva E., Kostarev K. Shock-wave-like structures induced by an exothermic neutralization reaction in miscible fluids // Phys. Rev. E. 2017. V. 96. P. 053106.

ВНУТРЕННИЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ СРЕДЕ С МОДЕЛЬНЫМИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМИ СДВИГОВЫХ ТЕЧЕНИЙ

В.В. Булатов, Ю.В. Владимиров
Институт проблем механики имени А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
internalwave@mail.ru

Среди большого многообразия наблюдаемых волновых процессов различной физической природы океане и атмосфере Земли особое место вызывает взаимодействие возбуждаемых волн с гидродинамическими потоками. Движение стратифицированной среды является одним из основных факторов, влияющих на динамику внутренних гравитационных волн, как в естественных условиях, так и в технических устройствах. В современных научных исследованиях при анализе динамики внутренних гравитационных волн в природных стратифицированных средах с учетом наличия течений применяются асимптотические методы исследования аналитических моделей волновой генерации. В линейном приближении существующие подходы к описанию волновой картины возбуждаемых полей внутренних гравитационных волн основаны на представлении волновых полей интегралами Фурье и их асимптотическом анализе. В реальных океанических условиях необходимо рассматривать внутренние гравитационные волн, распространяющиеся на фоне средних течений с вертикальным сдвигом скорости, причем вариация скорости по вертикали составляет десятки см/сек и м/сек, то есть имеет тот же порядок, что и максимальные скорости внутренних гравитационных волн. Такие течения должны существенно сказываться на распространении внутренних гравитационных волн. Если масштаб изменения течений по горизонтали много больше длин внутренних гравитационных волн, а масштаб временной изменчивости много больше периодов внутренних волн, то естественной математической моделью является случай стационарных и горизонтальных однородных сдвиговых течений. Для моделирования генерации внутренних гравитационных волн точечным источником в реальном океане можно считать крутой склон поперечного хребта в проливах, который обтекается сдвиговым течением и периодическим приливным течением.

Решена задача о динамике поля гармонических внутренних гравитационных волн в стратифицированной среде конечной глубины при наличии сдвигового течения. Для аналитического решения задачи использовано постоянное распределение частоты плавучести и различные линейные зависимости сдвигового течения от глубины. Используя модельную гидрологию, получены аналитические выражения, описывающие дисперсионные зависимости, которые выражаются через модифицированную функцию Бесселя мнимого индекса. При выполнении условия устойчивости Майлса и больших числах Ричардсона для построения аналитических решений были использованы дебаевские асимптотики модифицированной функции Бесселя мнимого индекса. Подробно изучены свойства дисперсионного уравнения и исследованы основные аналитические свойства дисперсионных кривых. В приближении стационарной фазы построены интегральные представления решений для дальних волновых полей. Численно рассчитаны фазовые картины возбуждаемых полей внутренних гравитационных волн для различных моделей волновой генерации. Исследованы зависимости волновых характеристик возбуждаемых полей от основных параметров использованных моделей стратификации, течений и режимов генерации.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ проект № 20-01-00111А.

ЛИТЕРАТУРА

1. Булатов В.В., Владимиров Ю.В. Динамика негармонических волновых пакетов в стратифицированных средах. М.: Наука, 2010. 470 с.
2. Булатов В.В., Владимиров Ю.В. Волны в стратифицированных средах. М.: Наука, 2015. 735 с.
3. Булатов В.В., Владимиров Ю.В. Теория волновых движений неоднородных сред. Киров: Международный центр научно-исследовательских проектов, 2017. 580 с.
4. Булатов В.В., Владимиров Ю.В. A general approach to ocean wave dynamics research: modelling, asymptotics, measurements. М.: Издательство ОНТО–ПРИНТ, 2019. 564 с.

АБСОЛЮТНАЯ И КОНВЕКТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЗАТОПЛЕННЫХ СТРУЙ

В.В. Веденеев
МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
vasily@vedeneev.ru

Неустойчивость течений жидкости и других физических систем может быть двух видов. В первом случае, когда ограниченные в пространстве растущие возмущения (волновые пакеты) сносятся потоком из любой заданной области, неустойчивость конвективная, а если растут вверх и вниз по потоку – то абсолютная [1]. Известно [2, 3], что в струйных течениях и течениях в виде следа за телом с «классическими» профилями скорости неустойчивость всегда конвективная, а абсолютной она может становиться лишь при наличии достаточно сильного возвратного течения (в частности, возникновение дорожки Кармана за цилиндром при $Re > 47$ объясняется как результат абсолютной неустойчивости стационарного обтекания [4]).

Ранее при анализе невязкой неустойчивости круглых затопленных струй, создаваемых устройством [5], было обнаружено, что неустойчивость, порождаемая внешней точкой перегиба в профиле скорости, вблизи выходного отверстия устройства является абсолютной [6]. Однако, она не реализовывалась в экспериментах из-за вязкого «размывания» профиля скорости при удалении от выходного диффузора.

В настоящей работе исследуется характер неустойчивости плоских струй с учётом вязкости. Как и в случае круглых струй, для возникновения абсолютной неустойчивости необходимы два условия: (1) скорость в точке перегиба должна быть мала, (2) крутизна падения скорости в точке перегиба должна быть достаточно высокой. При выполнении обоих условий возникает 1:1 резонанс между вверх и вниз бегущими модами, что и даёт абсолютную неустойчивость. В классических струйных профилях скорости [2, 3] выполняется лишь второе условие, и их неустойчивость является конвективной. Однако, их модификация – уменьшение скорости в точки перегиба – приводит к выполнению и первого условия, и невязкая неустойчивость становится абсолютной.

Исследование вязкой неустойчивости показало, что уменьшение числа Рейнольдса и, соответственно, уменьшение инкремента растущей моды, приводит к смене характера неустойчивости обратно на конвективный. Для рассмотренных профилей скорости найдены числа Рейнольдса, соответствующие смене характера неустойчивости.

Представлен конкретный пример рассчитанного ламинарного профиля затопленной струи, истекающей из плоского устройства, аналогичного [5], в котором реализуется абсолютная неустойчивость. При этом точка перегиба расположена вдали от границы струи, и абсолютный характер неустойчивости сохраняется на большом расстоянии от формирующего устройства. Ожидается, что это приведёт к глобальной неустойчивости пространственно эволюционирующей струи в целом. Разработка методов создания абсолютно неустойчивых струй может быть использована для ускорения турбулизации струй и повышения интенсивности процессов перемешивания в них.

Работа поддержана грантами РФФИ (проекты № 18-31-20057 и № 18-01-00404).

ЛИТЕРАТУРА

1. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 638 с.
2. Huerre P., Monkewitz P.A. Absolute and convective instabilities in free shear layers // J. Fluid Mech. 1985. V. 159. P. 151–168.
3. Abid M., Brachet M., Huerre P. Linear hydrodynamic instability of circular jets with thin shear layers // Eur. J. Mech. – B/Fluids. 1993. V. 12. № 5. P. 683–693.
4. Pier B. On the frequency selection of finite-amplitude vortex shedding in the cylinder wake // J. Fluid Mech. 2002. V. 458. P. 407–417.
5. Zayko J., Teplovodskii S., Chicherina A., Vedeneev V., Reshmin A. Formation of free round jets with long laminar regions at large Reynolds numbers // Phys. Fluids. 2018. V. 30. P. 043603.
6. Vedeneev V., Zayko J. On absolute instability of free jets // Journal of Physics: Conference Series. 2018. Vol. 1129. P. 012037.

УРАВНЕНИЕ ВЛАСОВА–МАКСВЕЛЛА–ЭЙНШТЕЙНА И РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ГИДРОДИНАМИКА

В.В. Веденяпин, Н.Н. Фимин, В.М. Чечеткин.
Институт прикладной математики имени М.В. Келдыша РАН, Москва
vicveden@yahoo.com

Со времён Максвелла и Больцмана уравнения газо- и гидродинамики получаются из кинетических уравнений подстановкой максвелловского распределения. При температуре равной нулю максвелловское распределение вырождается в дельта функцию Дирака, и такая подстановка становится точной, как это было обнаружено ещё Власовым на примере уравнений типа Власова [1]. Применение этой подстановки в релятивистской ситуации требует тщательного вывода уравнений Власова–Максвелла–Эйнштейна из соответствующих классических лагранжианов Максвелла–Эйнштейна–Гильберта [2–4]. Чтобы выписать уравнения движения частиц, потребовалось избавиться от интервала или собственного времени в обычном подходе, чтобы затем перейти к уравнению Лиувилля в форме Фока–Вейнберга [2]. А чтобы выписать уравнения для полей, потребовалось перейти к новой форме действия, записанного через функцию распределения: таким образом впервые получена в замкнутом виде правая часть уравнений Эйнштейна. Полученная форма уравнений резко отличается от предлагавшихся ранее форм уравнения Власова–Максвелла–Эйнштейна или даже просто Власова–Эйнштейна [5–8]: ранее использовавшиеся уравнения, как выяснилось, обладают недостатками, в частности, не сохраняют число частиц. После этого переход к гидродинамике гравитирующей заряженной жидкости в рамках общей теории относительности заканчивается снова точной гидродинамической подстановкой так же, как это делается для уравнений типа Власова в нерелятивистском случае [1, 9–13].

ЛИТЕРАТУРА

1. Власов А.А. Статистические функции распределения. М.: Наука, 1966.
2. Фок В.А. Теория пространства, времени и тяготения. М.: ЛКИ, 2007.
3. Паули В. Теория относительности. М.: Наука, 1983.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1988.
5. Choquet-Bruhat Yvonne. General Relativity and the Einstein Equations. Oxford University Press, 2009.
6. Cercignani C., Kremer G.M. The relativistic Boltzmann Equation: theory and applications. Boston. Basel. Berlin: Birghause, 2002.
7. Takahide Okabe, Morrison P.J., Friedrichsen J.E., III, Shepley L.C. Hamiltonian Dynamics of Spatially–Homogeneous Vlasov–Einstein Systems // Phys. Rev. 2011. V. 84. P. 024011.
8. Веденяпин В.В., Фимин Н.Н., Чечеткин В.М. Уравнение типа Власова–Максвелла–Эйнштейна и переход к слабoreлятивистскому приближению // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2019. Т. 59. № 11. С. 1883–1898.
9. Веденяпин В.В., Негматов М.А., Фимин Н.Н. Уравнения типа Власова и Лиувилля, их микроскопические, энергетические и гидродинамические следствия // Изв. РАН. Сер. матем. 2017. Т. 81. № 3. С. 45–82.
10. Веденяпин В.В., Негматов М.А. О выводе и классификации уравнений типа Власова и магнитной гидродинамики. Тождество Лагранжа, форма Годунова и критическая масса // СМФН. 2013. Т. 47. С. 5–17.
11. Веденяпин В.В., Негматов М.А. О выводе и классификации уравнений типа уравнения Власова и магнитной гидродинамики. Тождество Лагранжа и форма Годунова // ТМФ. 2012. Т. 170. № 3. С. 468–480.
12. Vedenyapin V., Sinitsyn A., Dulov E. Kinetic Boltzmann, Vlasov and related equations. Amsterdam: Elsevier Insights, 2011. 304 p.
13. Веденяпин В.В. Кинетические уравнения Больцмана и Власова. М.: Физматлит, 2001.

УСТОЙЧИВОСТЬ ДВУМЕРНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННО–ПЕРИОДИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ ВЯЗКОЙ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ К ПЕРИОДИЧЕСКИМ ВОЗМУЩЕНИЯМ

И.И. Вертгейм¹, М.А. Закс², Р.В. Сагитов³, А.Н. Шарифулин⁴

¹ Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

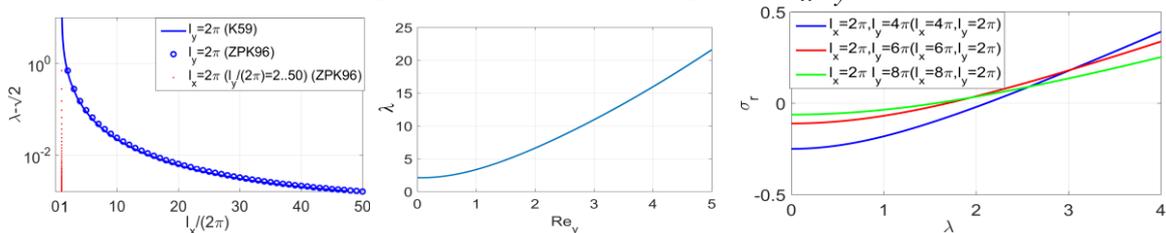
² Университет имени Гумбольдтов, Берлин

³ Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь

⁴ Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь
wertg@icmm.ru

Рассмотрены двумерные течения вязкой несжимаемой жидкости в плоской прямоугольной области, вызванные силой, периодической по пространственным координатам и постоянной по времени. Для некоторых конфигураций силы известны решения уравнений Навье–Стокса, в которых двоякопериодично и поле скорости, а периоды l_x, l_y кратны пространственному периоду силы: в частности, двухвихревое с прокачкой в двух направлениях [1] и одновихревое типа «кошачьи глаза» [2]. Лагранжева динамика пассивной примеси в таких течениях необычна: фрактальный спектр скорости, аномальные характеристики транспорта и т.п. В данной работе, для вынуждающей силы вида $\vec{F}(x, y) = (\lambda_1 \sin(y), \lambda_2 \sin(x))$, с учётом параметризованного через Re_x и Re_y ненулевого расхода жидкости в x - и y -направлениях, исследована устойчивость основных и вторичных семейств течений и проведен анализ возможных изменений в лагранжевой динамике переноса. Частными случаями являются течение Колмогорова (далее K59) ($\lambda_2 = Re_x = Re_y = 0$) [3] и течение с двухкомпонентной силой (далее ZPK96) ($\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$) [1]. В первом случае решение с функцией тока $\Psi_0(x, y) = \lambda_1 \cos(y)$ устойчиво при $l_x < 2\pi$. Длинноволновая монотонная неустойчивость K59 ($l_x \rightarrow \infty$) получена при $\lambda_{cr} = \sqrt{2}$ [4]. Для ячеек конечной длины $l_x > 2\pi$ в модификации K59 с $Re_x \neq 0$ и его двумерных обобщениях реализуется колебательная неустойчивость [5].

Для нахождения стационарных решений системы и исследования их устойчивости использован многомерный метод Ньютона, примененный для системы алгебраических уравнений в узлах сетки [6]. Исследованы устойчивость стационаров к периодическим возмущениям, построены диаграммы устойчивости на плоскости определяющих параметров и выполнены расчеты полной нелинейной системы. Установлено, что для ZPK96 в квадратной ячейке, соответствующей пространственным периодам вынуждающей силы (при $l_x = l_y = 2\pi$) первичное решение устойчиво даже при достаточно больших значениях амплитуды силы λ . Для случая прямоугольных ячеек, в стороны которых укладывается несколько периодов силы, показана возможность потери устойчивости основного течения с возникновением стационарных и автоколебательных режимов. На рисунках приведены зависимости $\lambda_{cr}(l_x)$ и $\lambda_{cr}(Re_y)$ для K59 и ZPK96 и зависимость инкрементов σ_r возмущений с разными l_x, l_y от λ .



Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 20-51-12010 ННИО_а) и Немецкого Научно-исследовательского общества (DFG: Projekt ZA 658/3-1).

ЛИТЕРАТУРА

1. Zaks M., Pikovskiy A., Kurths J. Steady viscous flow with fractal power spectrum // Physical Review Letters. 1996. V. 77. P. 4338–4341.
2. Pöschke P., Sokolov I., Zaks M., Nepomnyashchy A. Transport on intermediate time scales in flows with cat's eye patterns // Physical Review E. 2017. V. 96. № 6. P. 062128.
3. Обухов А. Течение Колмогорова и его лабораторное моделирование // Успехи математических наук. 1983. Т. 38. Вып. 4(232). С. 101–111.
4. Мешалкин Л., Синай Я. Исследование устойчивости стационарного решения одной системы уравнений плоского движения вязкой жидкости // Прикладная математика и механика. 1961. Т. 25. № 6. С. 1700–1705.
5. Мелехов А., Ревина С. Возникновение автоколебаний при потере устойчивости пространственно-периодических двумерных течений вязкой жидкости относительно длинноволновых возмущений // Изв. РАН. МЖГ. 2008. № 2. С. 41–56.
6. Сагитов Р., Шарифулин А. Бифуркации и устойчивость стационарных режимов конвективных течений в наклоненной прямоугольной полости // Вычислительная механика сплошных сред. 2018. Т. 11. № 2. С. 185–201.

ПОВЕДЕНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО И СФЕРИЧЕСКОГО ТЕЛА В ЖИДКОСТИ ПРИ МОДУЛЯЦИИ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ ПОЛОСТИ

О.А. Власова, И.Э. Карпунин

Пермский государственный гуманитарно-педагогический университет, Пермь
vlasova_oa@pspu.ru

Динамика неоднородных по плотности гидродинамических систем при вращении интересна в силу широкого распространения подобных систем в природе и технике. Воздействие внешних силовых полей на вращающиеся системы может быть использовано для управления динамикой включений различных типов, что является актуальной задачей для космических технологий [1, 2]. При малой гравитации даже незначительное вибрационное воздействие на систему может привести к появлению силы, действующей на фазовые включения вблизи твёрдой границы.

В настоящей работе изучается динамика тяжелого тела во вращающейся цилиндрической полости с жидкостью. Скорость вращения полости периодически изменяется (модулируется) с задаваемой частотой и амплитудой. При этом средняя скорость вращения полости достаточно высока для того, чтобы тяжелое тело под действием центробежной силы находилось у стенки полости и совершало твердотельное вращение вместе с жидкостью. В качестве исследуемых тел используется цилиндр и шарик, плотность которых превышает плотность жидкости. Полость заполняется водным раствором глицерина, вязкость которого варьируется. Динамика тела изучается в широком диапазоне безразмерных частот: в предельных случаях толщина пограничного слоя Стокса сравнима с характерным размером тела, либо много меньше него.

Вращательные колебания стенки полости на фоне достаточно быстрого среднего равномерного вращения вызывают азимутальные колебания тяжелого тела вдоль ее границы [3]. Источником этих колебаний является взаимодействие тела с вязким пограничным слоем Стокса, формирующимся на стенке. В ходе неравномерного вращения полости вязкий пограничный слой увлекает погруженную в него часть цилиндра, одновременно смещая тело вдоль границы и закручивая его вокруг собственной оси. На фоне вращательных колебаний тела при достаточно больших амплитудах модуляции возникает осредненное вращение тела вокруг своей оси. При помощи скоростной видеосъемки детально изучаются основные характеристики движения тела, а также структуры течения вблизи него.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-31-00363).

ЛИТЕРАТУРА

1. Liang R., Liang D., Yan F., Liao Z., Duan G. Bubble motion near a wall under microgravity: existence of attractive and repulsive forces // *Microgravity Sci. Technol.* 2011. V. 23. № 1. P. 79–88.
2. Saadatmand M., Kawaji M., Hu H. Vibration-induced attraction of a particle towards a wall in microgravity—the mechanism of attraction force // *Microgravity Sci. Technol.* 2012. V. 24. № 1. P. 53–64.
3. Kozlov N.V., Vlasova O.A. Behavior of a heavy cylinder in a horizontal cylindrical liquid-filled cavity at modulated rotation // *Fluid Dynamics Research.* 2016. V. 48. № 5. P. 055503.

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ МАССОПЕРЕНОСА В КАНАЛЕ КРУГЛОГО СЕЧЕНИЯ С ПЕРИОДИЧЕСКИ ИЗМЕНЯЮЩИМСЯ ДИАМЕТРОМ

О.А. Власова, Д.А. Полежаев

Пермский государственный гуманитарно-педагогический университет, Пермь
vlasova_oa@pspu.ru

Экспериментально изучается массоперенос паров изопропилового спирта в воздухе в длинном канале круглого сечения переменного диаметра в условиях, когда воздух совершает продольные колебания. В каналах постоянного и переменного сечения в отсутствие колебаний продольный перенос вещества происходит вследствие диффузии. Интенсивность диффузии может быть существенно увеличена, если воздух в канале совершает продольные колебания. Экспериментальные исследования показывают, что при наличии колебаний эффективный коэффициент продольной диффузии в каналах постоянного диаметра изменяется по закону $D_{\text{эфф}} \sim Pe^2$ [1] ($Pe = b\omega d/D$ - число Пекле, b и ω - амплитуда и циклическая частота колебаний, d - диаметр канала, D - коэффициент естественной диффузии) и может в несколько раз превышать коэффициент естественной диффузии. Интенсификация массопереноса в этом случае объясняется дисперсией Тейлора [2], которая наиболее эффективна, когда толщина вязкого пограничного слоя, формирующегося вблизи стенки канала, сравнима по величине с его диаметром, то есть в предельном случае низких безразмерных частот. При увеличении безразмерной частоты дисперсия Тейлора быстро ослабевает и становится пренебрежимо малой в предельном случае высоких безразмерных частот.

В настоящем экспериментальном исследовании внимание уделяется изучению массопереноса в длинном канале кругового сечения с периодически изменяющимся диаметром в области высоких безразмерных частот колебаний. Обнаружено, что эффективный коэффициент диффузии зависит от числа Пекле и может превышать коэффициент естественной диффузии на порядок. Предположительно, интенсификация массопереноса в этом случае объясняется генерацией осредненных вихревых течений в ячейках канала. Вихревые потоки возникают вследствие неоднородности амплитуды колебаний воздуха в узких и широких сечениях канала. В предварительных экспериментах [3] с осциллирующей жидкостью в канале с периодически изменяющимся диаметром обнаружено, что в каждом из сегментов канала возбуждается осредненное течение жидкости в виде системы тороидальных вихревых структур. Интенсивность осредненных потоков возрастает с повышением амплитуды и частоты колебаний жидкости и в канале заданной геометрии определяется величиной пульсационного числа Рейнольдса и безразмерной частотой. Показано, что в области низких безразмерных частот в вязких пограничных слоях формируются первичные вихри, занимающие весь объем сегмента. С увеличением безразмерной частоты поперечный размер первичных вихрей уменьшается (вихри локализуются вблизи границы узкой части канала). При достаточной интенсивности движения первичных вихрей в остальном объеме сегмента формируются вторичные вихри противоположной закрутки.

В области низких безразмерных частот колебаний вклад в массоперенос дисперсии Тейлора может быть сравним с вкладом вихревых течений в ячейках канала. В высокочастотном пределе вклад вихревых потоков становится доминирующим.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 17-41-590773) и правительства Пермского края (проект Научная школа С-26/1191).

ЛИТЕРАТУРА

1. Polezhaev D., Duru P., Plouraboue F. Enhanced evaporation from an oscillating liquid in a capillary tube // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2016. V. 95. P. 288–295.
2. Taylor G. I. Dispersion of soluble matter in solvent flowing slowly through a tube // Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences. 1953. V. 219. P. 186–203.
3. Vlasova O. et al. Steady flows of a fluid oscillating in an axisymmetric channel of variable cross-section, versus the dimensionless frequency // Microgravity Science and Technology. 2020. P. 1–6.

КОНВЕКТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ЖИДКОСТИ СО СЛОЖНЫМИ ЗАКОНАМИ ДИФФУЗИИ

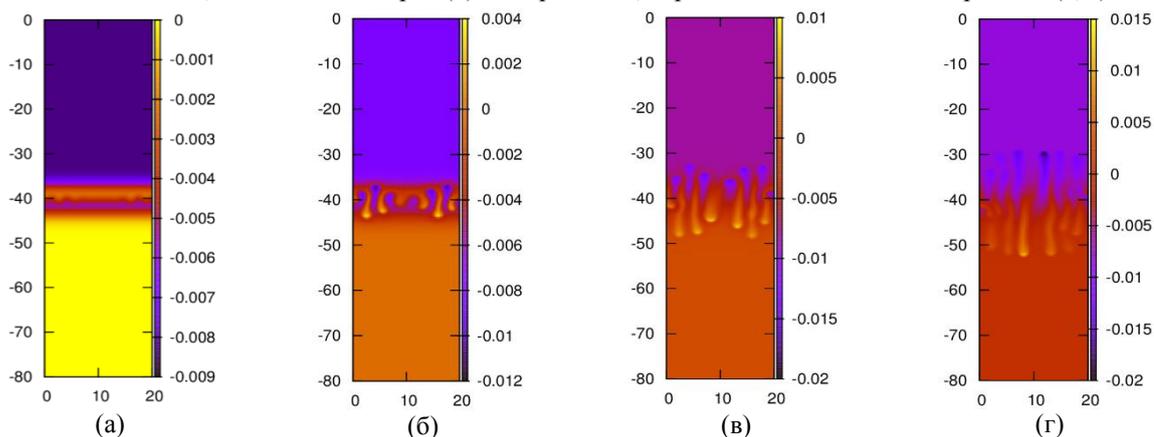
В.А. Вяткин, Д.А. Брацун

Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь
vva063@bk.ru

Неустойчивость двойной диффузии в жидких многокомпонентных системах имеет большое значение для задач океанологии и химической технологии. Достаточно подробно исследованы двухслойные системы, в которых в начальный момент времени смеси разделены по пространству и затем диффундируют навстречу друг другу. Однако, применение подобной постановки к задачам океанографии достаточно спорно, т.к. тепло и соль в океанах, вносящие разные по знаку вклады в приращения плотности, диффундируют в одном направлении [1].

В данной работе рассматривается двухслойная система, состоящая из водного раствора смеси компонент (нижний слой) и растворителя (верхний слой), в качестве которого используется вода. В данном случае оба компонента будут диффундировать в верхний слой в одном направлении. Рассматриваются два случая, когда быстрый компонент более легкий и более тяжелый. Математическая постановка задачи включает в себя совместное решение следующих определяющих уравнений: уравнения неразрывности, уравнения Навье–Стокса в приближении Хеле–Шоу, а также уравнения диффузии для обоих растворенных в воде компонент. Диффузионные слагаемые в уравнениях для концентраций компонент записываются в виде, учитывающем зависимость коэффициентов диффузии от концентрации реагентов [2, 3]. Для решения определяющих уравнений необходимо сделать несколько важных предположений. Во-первых, каждый из компонентов может влиять только на скорость своей собственной диффузии, что обусловлено их малыми концентрациями, как это было в эксперименте [1]. Во-вторых, в рамках приближения Буссинеска мы пренебрегаем вариациями плотности во всех слагаемых в уравнении Навье–Стокса, кроме инерционного. Причем, при разложении плотности в слагаемом, представляющем объемную силу, в ряд Тейлора необходимо оставлять члены, имеющие порядок выше линейного, что можно обосновать потенциально сложной зависимостью плотности от концентрации веществ.

При решении задачи сначала находилось основное состояние системы, под которым понимается состояние реакции-диффузии, а жидкость находится в механическом равновесии. Такое состояние находилось численно с помощью метода конечных разностей, а затем исследовалось на устойчивость. Например, для случая быстрой и легкой компоненты, в качестве которой рассматривался ацетон с начальной концентрацией 2.748, и тяжелой медленной компоненты (сульфат меди с концентрацией 0.117), показали наличие потенциальной неустойчивости в диффузионной зоне. На рисунке представлены результаты прямого численного моделирования полной нелинейной задачи. Эволюция плотности показана для четырех последовательных моментов безразмерного времени $t=3$ (а), $t=4$ (б), $t=5$ (в) и $t=6$ (г). Расчет показал, что неустойчивость двойной диффузии в данной системе развивается с некоторым запаздыванием (а). Когда же неустойчивость начинает развиваться, то это происходит несимметрично: пальчиковые структуры, развивающиеся вниз, двигаются быстрее (б). Со временем, картина становится симметричной (в, г).



Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19-01-00621).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ощепков В.О., Мошева Е.А., Мизев А.И. Неустойчивость двойной диффузии при сонаправленной диффузии растворенных компонент // Вестник Пермского университета. Физика. 2019. № 4. С. 60–65.
2. Bratsun D., Kostarev K., Mizev A., Mosheva E. Concentration-dependent diffusion instability in reactive miscible fluids // Phys. Rev. E. 2015. V. 92. P. 011003.
3. Crank J. The mathematics of diffusion. N.Y.: Oxford Univ. Press, 1975. 414 p.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ УДАРНЫХ ВОЛН В ВОДНЫХ ПЕНАХ С УЧЕТОМ ВЯЗКОУПРУГИХ СВОЙСТВ И ЯВЛЕНИЙ СИНЕРЕЗИСА

Э.Ф. Гайнуллина, Р.Х. Болотнова
Институт механики им. Р.Р. Мавлютова УФИЦ РАН, Уфа
elina.gef@yandex.ru

Важность исследования демпфирующих свойств водных пен при динамическом нагружении связана с возможностью использования пенных барьеров в качестве эффективных противоударных защит от разрушительного воздействия ударных волн (УВ). В [1 – 4] исследованы свойства водных пен, позволяющие снижать основные параметры УВ. Взаимодействие сферического ударного импульса с пенным экраном изучено в [1, 2] с применением метода подвижных лагранжевых сеток [1] и пакета OpenFOAM [2, 5] в двумерной осесимметричной постановке. Численное моделирование эволюции УВ, инициированной взрывом ВВ, в водной пене для условий экспериментов [3] проведено в [4] в одномерном приближении методом сквозного счета с анализом влияния межфазного контактного теплообмена на степень диссипации энергии УВ.

В настоящей работе проведено математическое и численное моделирование динамики сферического взрыва в водной пене в соответствии с экспериментами [3] с более детальным, по сравнению с [4], учетом сил межфазного сопротивления, контактного теплообмена, вязкоупругих свойств и синерезиса пены с уравнениями состояния ее компонент для воздуха [6] и воды [7]. Предложенная модель водной пены численно реализована в новом решателе, разработанном авторами настоящего исследования в открытом пакете OpenFOAM.

Система модельных уравнений включает законы сохранения массы, импульса и энергии фаз в соответствии с однодавленческим, двухскоростным, двухтемпературным приближениями в трехмерной постановке. Для описания вязкоупругих свойств водной пены использована эффективная вязкость Гершеля–Балкли [8]. Потеря водосодержания в верхних слоях пены за счет осаждения (синерезиса) учтена в виде убывающей по высоте функции ее начального распределения, а также при описании межфазного сопротивления Шиллера–Наумана [9] введением параметра, зависящего от исходного водосодержания. Межфазный контактный теплообмен определен по формуле Ранца–Маршалла [9].

В модели предполагается, что за фронтом сильной УВ пена разрушается на микрокапли [10] в виде монодисперсной газожидкостной смеси. Для слабых УВ, когда напряжения сдвига ниже предела упругости, при описании свойств водной пены используется вязкоупругая модель Гершеля–Балкли [8].

В результате численных исследований изучена динамика распространения в водной пене сферической УВ, вызванной взрывом ВВ, для условий экспериментов [3]. Показано, что при распространении УВ вглубь водной пены с течением времени происходит значительное ослабление интенсивности фронта УВ, что обусловлено диссипацией энергии сферической УВ по пространству, энергопоглощающими свойствами водной пены и влиянием ее вязкоупругих характеристик. Учет процессов синерезиса на удалении от центра взрыва приводит к некоторому увеличению скорости УВ и ослаблению влияния сил межфазного сопротивления.

Сравнительный анализ экспериментальных данных и полученных решений по предложенной 3D модели водной пены показал их наилучшее согласование по отношению к ранее полученным результатам для аналогичной задачи в более простом одномерном приближении [4].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-31-90013.

ЛИТЕРАТУРА

1. Агишева У.О., Болотнова Р.Х., Гайнуллина Э.Ф. и др. Особенности вихреобразования при воздействии импульса давления на газовую область, ограниченную пенным слоем // Изв. РАН. МЖГ. 2016. № 6. С. 47–56.
2. Bolotnova R.Kh., Gainullina E.F. Wave dynamics and vortex formation under the impact of a spherical impulse on the boundary between gas and aqueous foam // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1268. P. 012015.
3. Del Prete E., Chinnayya A., Domergue L., et al. Blast Wave Mitigation by Dry Aqueous Foams // Shock Waves. 2013. V. 23. № 1. P. 39–53.
4. Bolotnova R.Kh., Gainullina E.F. Influence of Heat-exchange Processes on Decreasing an Intensity of a Spherical Explosion in Aqueous Foam // Fluid Dynamics. 2019. V. 54. № 7. P. 970–977.
5. OpenFOAM. The Open Source Computational Fluid Dynamics (CFD) Toolbox. URL: <http://www.openfoam.com>.
6. Peng D.Y., Robinson D.B. A new two-constant equation of state // Industrial and Engineering Chemistry: Fundamentals. 1976. V. 15. P. 59–64.
7. Нигматулин Р.И., Болотнова Р.Х. Широкодиапазонное уравнение состояния воды и пара. Упрощенная форма // ТВТ. 2011. Т. 49. № 2. С. 310–313.
8. Monloubou M., Le Clanche J., Kerampran S. New experimental and numerical methods to characterise the attenuation of a shock wave by a liquid foam // 24ème Congrès Français de Mécanique: Brest, 26 au 30 Août, 2019.
9. Zeno Tacconi. Feasibility analysis of a two-fluid solver for cavitation and interface capturing as implemented in OpenFOAM // Tesi di Laurea Magistrale in Ingegneria Energetica. Politecnico di Milano. 2018, 134.10.
10. Ждан С.А. Численное моделирование взрыва заряда ВВ в пене // ФГВ. 1990. Т. 26. № 2. С. 103–110.

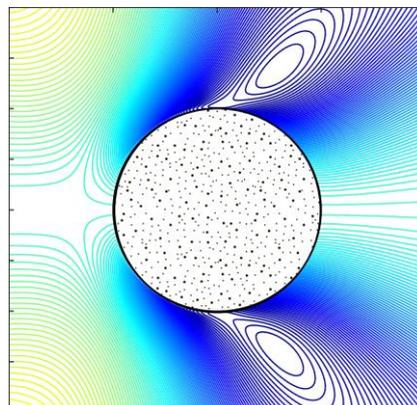
НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЖИМЫ ЭЛЕКТРОФОРЕЗА ИОНОСЕЛЕКТИВНОЙ МИКРОГРАНУЛЫ

Г.С. Ганченко, В.С. Шелистов
Финансовый университет при Правительстве Российской Федерации, Краснодар.
ganchenko.ru@gmail.com

Явление электрофореза представляет собой движение частиц в жидкости под действием внешнего электрического поля. Такое движение возникает благодаря двойному электрическому слою, в котором фиксированный заряд со стороны частицы компенсируется мобильным зарядом со стороны электролита. Внешнее электрическое поле действует на мобильный заряд, который увлекает за собой буферную жидкость и порождает движение самой частицы.

При движении микрочастиц, ввиду малых чисел Рейнольдса, изначально было принято считать, что обтекание является ламинарным, а скорость частицы прямо пропорциональна напряжённости внешнего электрического поля (электрофорез первого рода) [1]. Однако существенно позднее Духин показал, что если микрочастица изготовлена из ионоселективного материала, то для больших значений напряжённости поля линейная зависимость нарушается, и частица движется быстрее теоретических предсказаний [2]. Тогда Духиным была предложена теория электрофореза второго рода, предполагающая квадратичную зависимость скорости от напряженности поля. Теоретически данная ситуация аналогична неравновесным процессам, происходящим около ионоселективной плоской поверхности [3], что намекало на наличие неустойчивостей и электроконвекции.

В докладе представлены результаты теоретического исследования электрофореза ионоселективной микрогранулы на основе численного моделирования и асимптотического анализа. Для малых напряжённостей электрического поля было получено обобщение формулы Смолуховского на случай ионоселективной микрогранулы [4]. С увеличением напряженности поля возникает электрофорез второго рода. Было обнаружено, что при этом скорость электрофореза является не квадратичной, а имеет степень $4/3$, что лучше согласуется с имеющимися экспериментами [5]. При этом, согласно ожиданиям, для достаточно больших напряжённостей поля стационарное обтекание теряет устойчивость и приводит сначала к периодическим, а затем и к стохастическим течениям. Наши последние исследования показывают, что природа электрофореза второго рода оказывается более сложной, чем просто наличие электроконвекции. Так, было обнаружено наличие двух стационарных режимов обтекания, каждый из которых по-своему теряет устойчивость [6].



На рисунке демонстрируется экспериментальная визуализация течения при электрофорезе [2] (слева) и результаты численного моделирования [5] (справа).

Работа выполнена при поддержке РФФИ и администрации Краснодарского края (проекты № 18-08-01158, № 18-58-15004, № 19-48-233009, № 19-48-233010).

ЛИТЕРАТУРА

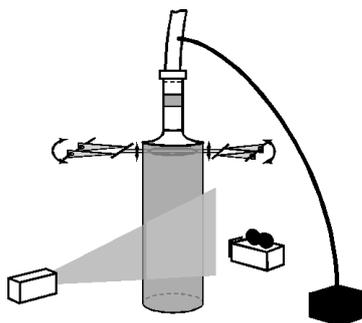
1. Helmholtz H. Studien über electrische grenzschichten // Ann. Phys. Chem. 1879. V. 243. P. 337.
2. Духин С.С., Мищук Н.А., Тахистов П.В. Электроосмос второго рода и неограниченный рост тока в смешанном монослое ионита // Коллоидный журнал. 1989. Т. 51. № 3. С. 616–618.
3. Шелистов В.С., Никитин Н.В., Ганченко Г.С., Демёхин Е.А. Численное моделирование электрокинетической неустойчивости в полупроницаемых мембранах // ДАН. 2011. Т. 440. № 5. С. 625–630.
4. Frants E.A., Ganchenko G.S., Amiroudine S., Shelistov V.S., Demekhin E.A. Nonequilibrium electrophoresis of an ion-selective microgranule for weak and moderate external electric fields // Physics of Fluids. 2018. V. 30. P. 022001.
5. Ganchenko G.S., Frants E.A., Shelistov V.S., Nikitin N.V., Amiroudine S., Demekhin E.A. Extreme nonequilibrium electrophoresis of an ion-selective microgranule // Physical Review Fluids. 2019. V. 4. P. 043703.
6. Ganchenko G.S., Frants E.A., Amiroudine S., Demekhin E.A. Instabilities, bifurcations and transition to chaos in electrophoresis of charge-selective microparticle // Physics of Fluids. 2020. Vol. 32. P. 054103.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ В КРУГЛОЙ СТРУЕ

Л.Р. Гареев, В.В. Веденеев, Ю.С. Зайко, В.В. Трифионов, А.И. Решмин
НИИ механики МГУ имени М. В. Ломоносова, Москва
gareev.lr@yandex.ru

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию развития возмущений в круглой ламинарной струе, а также некоторым методам их измерения. Исследования проводились на базе лаборатории экспериментальной гидродинамики НИИ Механики МГУ на устройстве, формирующем круглую затопленную ламинарную струю.

В линейной теории устойчивости пристенных сдвиговых потоков всего лишь несколько классических результатов были подтверждены экспериментально, например, пограничный слой Блазиуса [1], течение Пуазейля в круглой трубе [2], плоское течение Пуазейля [3]. Устойчивость струйных потоков и рост возмущений в них изучены гораздо меньше из-за низких критических чисел Рейнольдса Re и разрушения свободных струй на выходе из отверстия. Недавно авторами был представлен метод создания ламинарных струй воздуха диаметром $D = 0.12$ м, сохраняющих слоистую структуру на расстоянии $5.5 D$ от выходного отверстия для чисел Рейнольдса $Re \sim 10000$ [4]. Схема установки представлена на рисунке.



В настоящей работе проведена серия экспериментов с визуализацией струи лазерным ножом, направленная на исследование развития возмущений, генерируемых колебаниями металлического кольца, и последующая обработка полученных результатов. Диаметр кольца подбирался таким образом, чтобы локальные возмущения генерировались в точке перегиба профиля скорости, согласно линейной теории устойчивости. Получены и проанализированы длины и частоты волн, видимых на боковых краях течения. Имеет место качественное и во многом количественное подтверждение теоретических расчетов.

Также была проведена серия термоанемометрических измерений. Была найдена зависимость профиля скорости и относительных пульсаций скорости от расстояния от диффузора. Результаты экспериментов показывают соответствие развития возмущений линейной теории устойчивости.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-38-00745.

ЛИТЕРАТУРА

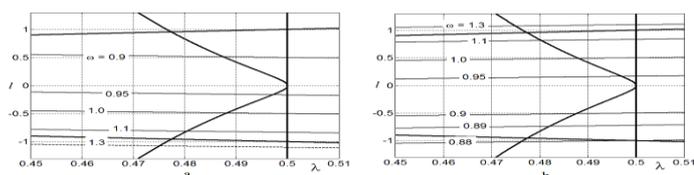
1. Boiko A.V., Westin K.J.A., Klingmann B.G.B., Kozlov V.V., Alfredsson P.H. Experiments in a boundary layer subjected to free stream turbulence. Part 2. The role of TS-waves in the transition process // *J. Fluid Mech.* 1994. V. 281. P. 219–245.
2. Eckhardt B. Introduction. Turbulence transition in pipe flow: 125th anniversary of the publication of Reynolds paper // *Phil. Trans. R. Soc. A.* 2009. V. 367. P. 449–455.
3. Козлов В.В., Рамазанов М.П. Экспериментальное исследование устойчивости Течения Пуазейля // *Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.* 1981. № 8. Вып. 2. С. 45–48.
4. Zayko J., Teplovodskii S., Chicherina A., Vedeneev V., Reshmin A. Formation of free round jets with long laminar regions at large Reynolds numbers // *Phys. Fluids.* 2018. V. 30. P. 043603.

ПЕРЕМЕЖАЕМОСТЬ МОД КОМПЛЕКСНОГО СЛЕДА В РАМКАХ НЕЛИНЕЙНОЙ МОДЕЛИ ТИПА ВАН ДЕР ПОЛЯ, ЛАНДАУ–СТЮАРТА

Г.В. Гембаржевский, К.Ю. Осипенко
Институт Проблем Механики имени А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
gvgemb@ipmnet.ru

В целях физического моделирования комплексного следа была разработана простая одномерная модель, отличающаяся учетом нелинейности взаимодействия в области формирования дорожек Кармана от группы цилиндров. Первоначальный вариант модели был предложен в рамках работ по проекту РФФИ 13-01-00742 [1]. В рамках модели удастся воспроизвести основные визуализированные режимы следа пары цилиндров: моды синфазно и противофазно синхронизованных дорожек Кармана, наблюдаемые для сравнительно удаленных цилиндров, а также двухчастотную моду асимметричного следа=biased flow, наблюдаемую при достаточном сближении цилиндров. Моделируется, в том числе, мода полного подавления одной из дорожек Кармана, визуализируемая при еще более тесном расположении цилиндров. В рамках модели типичный режим турбулентного следа – перемежаемость между модами (семь различных режимов), тогда как исследователи обычно указывают на мономодовый режим, реализуемый в большей части конфигурационного пространства [2, 3]. Несоответствие можно объяснить, в частности тем, что в случае малой вероятности реализации одной из перемежающихся мод экспериментатор может ее не различить на фоне шумов различного происхождения, турбулентности.

Что может дать модель для объяснения эффекта перестройки следа от пары цилиндров под действием тлеющего разряда [4]? В эксперименте с увеличением тока разряда наблюдалась плавная трансформация спектра пульсаций скорости от распределения с единственным ВЧ пиком, расположенным на 1.12 кГц в газовом течении, к распределению с двумя пиками для течения плазмы: ВЧ пиком на 1.12 кГц и НЧ пиком на 0.8 кГц (частота пульсаций в следе одиночного цилиндра – 0.9 кГц). Трансформация спектра была интерпретирована как перестройка следа от режима одной глобальной моды – ВЧ в газе, к режиму перемежаемости между ВЧ и НЧ модами в плазме. Всюду присутствующая ВЧ мода идентифицирована как мода синфазно синхронизованных дорожек (благодаря наблюдению эффекта захвата частоты осцилляций по ВЧ моде частотой вибрации установки). Тогда НЧ спектральный пик следует отождествить с асимметричной модой biased flow и/или симметричной модой противофазно синхронизованных дорожек. Идентификация спектральных пиков проиллюстрирована на плоскости λ, l линиями уровня частоты осцилляций по моде синфазно – а и противофазно – b синхронизованных дорожек Кармана для случая $\Delta = -0.1; \varepsilon \approx 0.1 - 0.2$ (при этом частота осцилляций асимметричной моды на границе ее области существования составила величину $\omega = 0.88 - 0.89$). Согласно приведенным данным, с учетом конечности полосы захвата осцилляций по моде синфазной синхронизации дорожек до безразмерной частоты $\omega = 1.24$, перестройка следа происходила при значениях параметров взаимодействия: $\lambda \approx 0.48; l \approx -(0.8 - 0.9)$.



Если же предположить, что НЧ пик пульсаций обусловлен вкладом только моды противофазной синхронизации дорожек, то выводы модели можно согласовать с экспериментом для более широкой области ее параметров. Механизм эффекта разряда тепловой, обусловленный ростом толщины плазменного пограничного слоя на цилиндрах, вызванным ростом тока разряда. При этом развитие ионизационно-перегревной неустойчивости разряда обостряет фокусировку тока в пограничный слой, усиливая эффект.

ВЫВОДЫ: 1. Построена простая модель комплексного турбулентного следа от пары цилиндров. Набор режимов таких следов, реализуемый в рамках модели, в целом согласуется с литературными данными по их визуализации. 2. На основе модели интерпретирован эффект перестройки комплексного следа под действием тлеющего разряда и определен его механизм. За счет выделения тепла в плазменном пограничном слое на цилиндрах растет его толщина и тем самым усиливается взаимодействие областей формирования дорожек Кармана, приводящее к перестройке следа за близко расположенными цилиндрами.

ЛИТЕРАТУРА

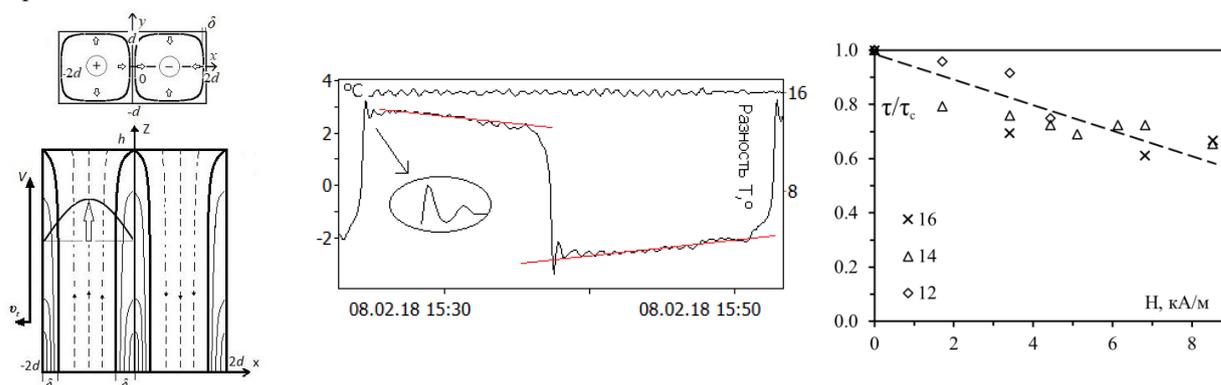
1. Гембаржевский Г.В., Леднев А.К., Осипенко К.Ю. Моделирование эволюции плазменного следа пары цилиндров под действием электрического разряда // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. Вып. 23. С. 40–48.
2. Sumner D., Reitenbach H.K. Wake interference effects for two finite cylinders // J. Fluids Struct. 2019. V. 89. P. 25–39.
3. Wong C.W., Zhou Y., Alam Md.M., Zhou T.M. Dependence of flow classification on the Reynolds number for two-cylinder wake // J. Fluids Struct. 2014. V. 49. P. 485–497.
4. Гембаржевский Г.В. Электроразрядный эффект в плазменном течении следа // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 5. С. 95–102.

КОНВЕКЦИЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ВЕРТИКАЛЬНЫХ СВЯЗАННЫХ КАНАЛАХ В ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.Ф. Глухов, А.С. Сидоров

Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь
sidorovaliksandr@mail.ru

В работе экспериментально исследовалось конвективное течение магнитной жидкости на основе ундекана в вертикальных связанных каналах, подогреваемых снизу, в гравитационном и магнитном полях. Каналы квадратного сечения шириной $2d=3.2$ мм и высотой 50 мм вырезаны в пластине $21 \times 6.2 \times 70$ мм³ из латуни. Течение в каналах фиксировалось дифференциальной термопарой, которая измеряла разность температур между их центрами 2Θ . Конвективное течение ундекана вблизи порога неустойчивости равновесия является стационарным, направление течения реализуется случайно. В магнитной жидкости наблюдаются периодические ($\tau \sim 1$ час) самопроизвольные переходы системы между двумя возможными направлениями конвекции [1]. Жидкость с частицами магнетита радиусом 6 нм, вязкостью $5.8 \cdot 10^{-6}$ м²с⁻¹, температуропроводностью $1.1 \cdot 10^{-7}$ м²с⁻¹, средней концентрацией $c_0=0.16$, плотность образца $\rho_0=1.46$ г/см³, температурный и концентрационный коэффициенты $\beta_t=1.0 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹ и $\beta_c=3$, коэффициент $CoRe$ $S_T=0.2$ К⁻¹. Природа периодических переходов связана с термофорезом магнитных частиц поперек каналов за счет горизонтальных температурных градиентов [2], возникающих в сечении каналов благодаря конвекции. Термофорез частиц вблизи стенки со скоростью $v=S_T D \Theta/d$ искривляет их конвективные траектории, в результате образуется своеобразная ловушка – тонкий пограничный слой, в котором эти частицы накапливаются (рисунок слева), один канал тяжелеет – другой становится легче. Все заканчивается очередным переходом системы на другую конвективную ветвь. Этот процесс виден на термограмме в центре. Характерное время разделения частиц между каналами $\tau_c=4\beta_t d^2/\pi^2 \beta_c c_0 S_T D$ определяет период переходов. Природа описанных конвективных колебаний изучена достаточно подробно, имеются количественные совпадения с экспериментами других авторов, например, в определении коэффициента $CoRe$ [3].



В дополнительных опытах каналы помещались во внешнее однородное магнитное поле, создаваемое катушками Гельмгольца. Поле направлено горизонтально и перпендикулярно вертикальной плоскости каналов. На рисунке справа показано уменьшение безразмерного периода колебаний с увеличением напряженности внешнего поля для трех перепадов температур. Природа явления пока до конца не понятна. Гипотетически, одна из возможных причин, это магнитофорез частиц от центра канала к стенкам в канале с течением жидкости вверх. Неоднородности поля в канале могут возникать благодаря преломлению силовых линий на границе жидкости и стенки. Магнитофорез может ускорить разделение частиц между каналами и период уменьшается. Не стоит сбрасывать со счетов и другой механизм воздействия на конвективную систему – это термомагнитный эффект, связанный с зависимостью намагниченности от температуры $M = M(T)$, что приводит к появлению так называемой термомагнитной силы. Для окончательного вывода о причинах явления нужен количественный анализ результатов эксперимента.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 20-01-00491).

ЛИТЕРАТУРА

1. Глухов А.Ф., Путин Г.Ф. Конвекция магнитных жидкостей в связанных каналах при подогреве снизу // Изв. РАН. МЖГ. 2010. № 5. С. 41–48.
2. Глухов А.Ф., Сидоров А.С. Термофорез как причина периодической смены направления конвекции магнитной жидкости в вертикальных каналах // Вестник Пермского университета. Физика. 2019. № 3. С. 58–64. DOI: 10.17072/1994-3598-2019-3-58-64.
3. Sprenger L., Lange A., Odenbach S. Thermodiffusion in concentrated ferrofluids – A review and current experimental and numerical results on nonmagnetic thermodiffusion // Physics of Fluids. 2013. V. 25. P. 122002.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОКАПЕЛЬНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА АДИАБАТИЧЕСКОЙ СТЕНКЕ ПРИ ОТСУТСТВИИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

И.В. Голубкина, А.Н. Осипцов
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
giv-mm@mail.ru

Исследуется обтекание плоской теплоизолированной пластины сверхзвуковым потоком вязкого теплопроводного газа при наличии капель, образовавшихся в результате скачка конденсации выше по течению. Изучению влияния жидкой дисперсной примеси на характер течения и теплообмен в пограничном слое при различных условиях посвящена серия работ, опубликованных в [1–3]. В настоящей работе рассматриваются условия, при которых не происходит испарения и конденсации жидкой фазы в пограничном слое. При этом для корректного расчета межфазного теплообмена необходимо учитывать запаздывание в изменении температуры жидкости внутри капель. Для этого, наряду с уравнениями двухконтинуальной модели, в каждой точке расчетной области решается уравнение теплопроводности по объему капли [4]. В межфазном обмене импульсом, помимо силы аэродинамического сопротивления капель, учитывается боковая сила Сэфмана [5], обусловленная сдвиговым характером потока вблизи стенки. Под воздействием силы Сэфмана капли выносятся на обтекаемую поверхность, формируя тонкую пленку.

В результате численного моделирования уравнений газочапельного пограничного слоя с неоднородным полем температуры внутри капель построены профили скоростей, температур фаз и концентрации капель в пограничном слое. Получена количественная оценка снижения равновесной температуры стенки в результате выпадения на нее относительно холодных капель. Установлено, что степень охлаждения стенки существенно зависит от параметров дисперсной фазы, таких как относительная массовая концентрация капель α и параметр κ , характеризующий величину силы Сэфмана. На рис. 1 изображены кривые распределения температуры стенки, отнесенной к температуре набегающего потока. Видно, что снижение температуры стенки может достигать 10% и более по сравнению с чистым газом даже при небольших значениях массовой концентрации капель в набегающем потоке порядка 1%.

Исследование выполнено по открытому плану МГУ и за счет средств гранта Российского научного фонда (проект №19-19-00234).

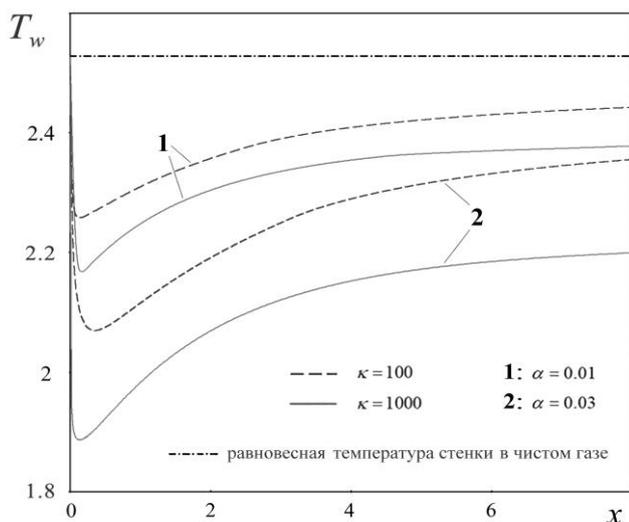


Рис. 1. Распределение равновесной температуры стенки

ЛИТЕРАТУРА

1. Osipov A.N. Mathematical modeling of dusty-gas boundary layers // Appl. Mech. Rev. 1997. V. 50. P. 357–370.
2. Леонтьев А.И., Осипцов А.Н., Рыбдылова О.Д. Пограничный слой на пластине в сверхзвуковом газочапельном потоке. Влияние испаряющихся капель на температуру адиабатической стенки // Теплофизика высоких температур. 2015. Т. 53. № 6. С. 910–917.
3. Azanov G.M., Osipov A.N. The efficiency of one method of meshless temperature stratification in a gas flow // Int. J. Heat Mass Transfer. 2017. V. 106. 1125–1133.
4. Голубкина И.В., Осипцов А.Н. Влияние примеси неиспаряющихся капель на структуру течения и температуру адиабатической стенки в сжимаемом двухфазном пограничном слое // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 3. С. 58–69.
5. Saffman P.G. The lift on a small sphere in a slow shear flow // J. Fluid Mech. 1965. V. 22. P. 385. Corrigendum: J. Fluid Mech. 1968. V. 31. P. 628.

ВЛИЯНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ НА ЗОНУ ЛАМИНАРНО–ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА НА ПЛАСТИНЕ

Ю.Н. Григорьев¹, И.В. Ершов²

¹Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский государственный аграрный университет, Новосибирск
i_ershov@ngs.ru

В докладе выполнены оценки влияния колебательного возбуждения молекулярного газа на зону ламинарно-турбулентного перехода (ЛТП) в сверхзвуковом пограничном слое на пластине. В качестве критерия перехода использовались интегральные кривые пространственного нарастания линейных возмущений до уровня амплитуд, определяемого так называемым N -фактором, который принимался $N=8$. Рассматривались линейные возмущения вида:

$$q^*(x, y, t) = q(x, y, t) \exp[i(\alpha x - \omega t)],$$

где при комплексном волновом числе $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$ и вещественной частоте ω имеет место пространственное развитие возмущений, а при вещественном α и комплексной частоте $\omega = \omega_r + i\omega_i$ – развитие возмущений во времени. В расчетах задач линейной устойчивости использовались локально-автомодельные решения системы двухтемпературных уравнений стационарного пограничного слоя (ПС). Для них было показано [1], что имеет место сходимости по продольной координате к численным конечно-разностным решениям уравнений ПС в полной постановке.

Необходимый интервал частот находился из расчета кривой нейтральной устойчивости временных возмущений на плоскости (ω_r, Re_x) . При числе Маха $M=2.2$, где наиболее опасна мода I, рассматривались квазидвумерные возмущения, распространяющиеся под углом $\varphi = \pi/3$ к основному потоку, а для числа Маха $M=4.5$ для более опасной моды II [2], рассматривались чисто двумерные возмущения $\varphi = 0$. Интервал частот, соответствующий нижней ветви нейтральной кривой, равномерно разбивался на 20 подинтервалов. На каждой прямой $\omega_r = \text{const}$ для набора точек Re_x решались задачи линейной устойчивости для пространственного развития возмущений, из которых находились инкременты нарастания $\alpha_i(Re_x) \leq 0$. По ним вдоль кривых $\omega_r = \text{const}$ вычислялись кривые интегрального нарастания возмущений

$$N(Re_x) = - \int_{Re_{x0}}^{Re_x} \alpha_i d Re_x,$$

Затем для семейства параметризованных по ω_r кривых нарастания $N_{\omega_r}(Re_x)$ строилась огибающая, пересечение которой с прямой $N=8$ определяло число Рейнольдса перехода Re_t .

Данные расчетов приведены в таблице, где K_1, K'_1 и K_2, K'_2 – параметры точек перехода мод I и II для совершенного и колебательно возбужденного газов. Видно, что колебательное возбуждение сдвигает точку перехода примерно на 5–7 % вниз по потоку по сравнению с совершенным газом.

M	Совершенный газ				Колебательно возбужденный газ			
	K_1		K_2		K'_1		K'_2	
	$\omega_r \cdot 10^5$	$Re_t \cdot 10^{-7}$	$\omega_r \cdot 10^5$	$Re_t \cdot 10^{-7}$	$\omega_r \cdot 10^5$	$Re_t \cdot 10^{-7}$	$\omega_r \cdot 10^5$	$Re_t \cdot 10^{-7}$
2.2	1.950	2.894	—	—	2.010	3.066	—	—
4.5	2.150	5.746	8.250	2.381	2.210	6.048	8.500	2.533

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 20-01-00168).

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьев Ю.Н., Горобчук А.Г., Ершов И.В. Расчеты сверхзвукового пограничного слоя в полной и локально автомодельной постановках // Вычислительные технологии. 2020. (в печати).
2. Григорьев Ю.Н., Ершов И.В. Линейная устойчивость сверхзвукового пограничного слоя релаксирующего газа на пластине // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 3. С. 3–15.

ВЛИЯНИЕ ШУМА НА ВЫБОР ВОЛНОВОГО ЧИСЛА ПРИ ПОТЕРЕ УСТОЙЧИВОСТИ

М.И. Грицевич^{1,2,3}, Д.Ю. Жиленко⁴, О.Э. Кривоносова⁴

¹Finnish Geospatial Research Institute, Masala, Finland

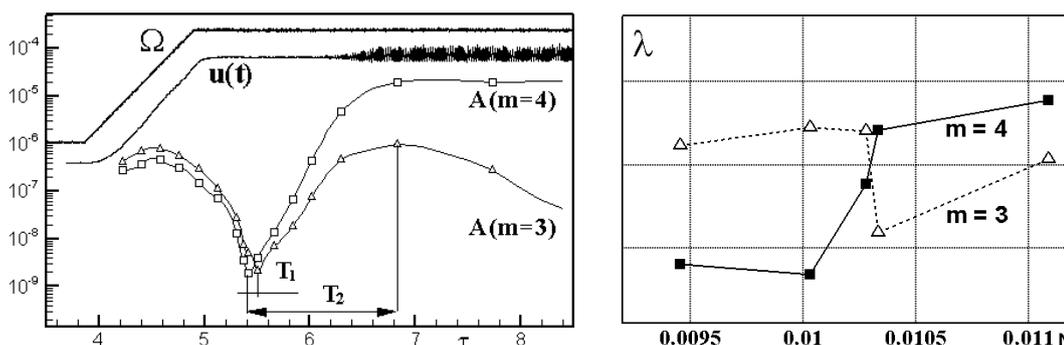
²Department of physics, Helsinki University, Helsinki, Finland

³Уральский федеральный университет, Екатеринбург

⁴НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва

В трехмерных течениях вязкой несжимаемой жидкости при одних и тех же числах Рейнольдса волновое число после потери устойчивости определяется предысторией развития течения [1,2]. Представлены результаты экспериментального исследования зависимости величины волнового числа от уровня шума при потере устойчивости во вращающемся сферическом слое. Внешняя сфера неподвижна, а угловая скорость вращения внутренней сферы Ω изменялась линейно со временем, начиная от чисел Рейнольдса ниже предела устойчивости и заканчивая числами Рейнольдса выше предела устойчивости. На пределе устойчивости вторичные течения имеют вид распространяющихся в направлении вращения внутренней сферы азимутальных волн с волновыми числами $m = 4$ или $m = 3$. Шумовые возмущения, понимаемые в данной работе как малые (не более 1.5%) отклонения скорости вращения от заданных величин, вносились системой управления. Амплитуда шума N определяется отношением среднеквадратичного отклонения угловой скорости Ω к ее среднему значению: $N = \text{rms}(\Omega) / \Omega_{\text{av}}$. Вносимый шум, так же, как и в [3], не изменяет положения предела устойчивости.

Показано, что в зависимости от величин N и ускорения можно выделить три сценария развития вторичного течения. Как при относительно малых, так и относительно больших амплитудах шума волновое число остается постоянным независимо от величины ускорения: $m=3$ в первом случае и $m=4$ – во втором. При промежуточных величинах N с увеличением ускорения волновое число вторичного течения два раза меняет свое значение: $4 \rightarrow 3 \rightarrow 4$.



На левом рисунке показано, как изменяются в зависимости от безразмерного времени τ измеряемая лазерным анемометром скорость течения $u(t)$ и вычисляемые из $u(t)$ амплитуды линейных мод $A(m=4)$ и $A(m=3)$. Сначала обе амплитуды уменьшаются, затем начинают расти. Амплитуда превалирующей моды – в данном случае это мода $m=4$ – начинает расти раньше, T_1 промежуток времени между минимумами амплитуд. Время между минимумом амплитуды превалирующей моды и максимумом амплитуды ниспадающей T_2 характеризует общее время взаимодействия конкурирующих мод. На правом рисунке показаны зависимости инкрементов нарастания λ линейных мод 3 и 4 от уровня шума N [4]. Видно, что с увеличением N меняется соотношение инкрементов, то есть происходит смена волнового числа с $m=3$ на $m=4$. Установлено, что чем выше начальное число Рейнольдса, тем больше амплитуда шума и величина ускорения, соответствующие смене m . С возрастанием амплитуды шума увеличиваются время взаимодействия конкурирующих мод T_2 , максимальные амплитуды обеих мод и их инкременты нарастания.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, проекты № 18-08-00074 и № 19-05-00028.

ЛИТЕРАТУРА

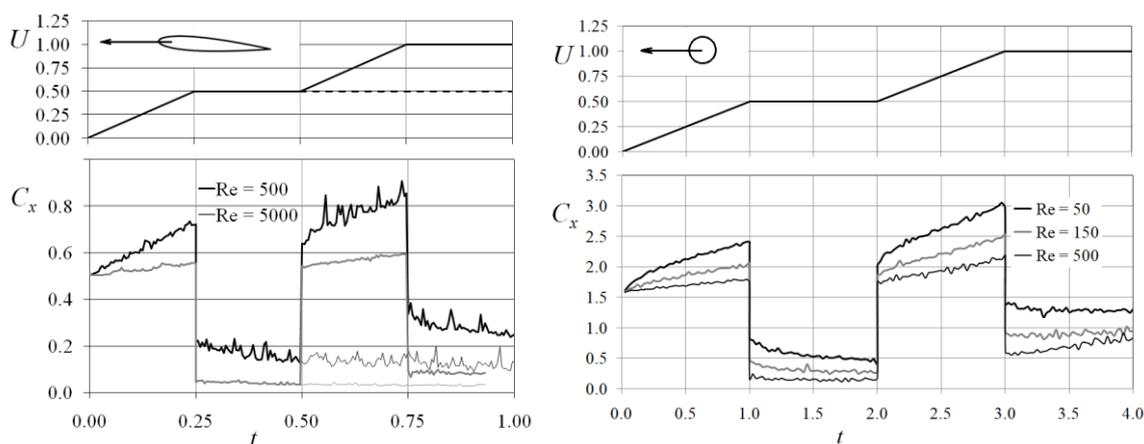
1. Rigopoulos J., Sheridan J., Thompson M. State selection in Taylor–vortex flow reached with an accelerated inner cylinder // J. Fluid Mech. 2003. V. 489. P. 79–99.
2. Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э. Прямой расчет перехода к одному из двух возможных вторичных течений в широком сферическом слое под действием вращения внутренней сферы с ускорением // Изв. РАН. МЖГ. 2011. № 3. С. 28–41.
3. Nakabayashi K., Sha W., Tsuchida Y. Relaminarization phenomena and external disturbances effects in spherical Couette flow // J. Fluid Mech. 2005. V. 534. P. 327–350.
4. Zhilenko D., Krivonosova O., Gritsevich M., Read P. Wave number selection in the presence of noise: experimental results. // Chaos. 2018. V. 28. P. 053110.

О ПРОЯВЛЕНИЯХ ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ЭФФЕКТА ПРИСОЕДИНЕННОЙ МАССЫ ПРИ ДВИЖЕНИИ ТЕЛ В ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

С.В. Гувернюк, Г.Я. Дынникова
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
guv@imec.msu.ru

Вопросы, связанные с присоединенными массами в вязкой жидкости, обсуждаются в литературе вплоть до настоящего времени (см., например, [1]). Большинство исследователей, основываясь на экспериментальных наблюдениях и некоторых теоретических рассуждениях, придерживаются мнения, что тензор присоединенных масс не зависит от вязкости, т.е. совпадает с тензором присоединенных масс в потенциальных течениях. В то же время в ряде недавних работ (см., например, [2]) используются значения присоединенных масс, зависящие от вязкости. В работе [3] строго доказана теорема, согласно которой, гидродинамическая сила, действующая в вязкой несжимаемой жидкости на тело, движущееся с ускорением, представляет собой сумму двух сил $\mathbf{F}_H = \mathbf{F}_{stat} + \mathbf{F}_{add}$, где \mathbf{F}_{stat} соответствует движению без ускорения при заданном распределении завихренности в пространстве, а \mathbf{F}_{add} – сила присоединенных масс, которая зависит только от ускорения и геометрических характеристик, но не зависит от вязкости и распределения завихренности, т.е. является такой же, как в потенциальных течениях.

В данной работе теорема демонстрируется на численных примерах движения тел с кусочно-постоянным ускорением.



На рисунках показаны результаты, полученные для движения профиля и цилиндра. В верхней части рисунков изображены графики скорости тел, а в нижней – зависимости коэффициента сопротивления от времени. Во всех случаях скачок C_x равен произведению скачка ускорения на присоединенную массу, вычисленную для потенциального течения. Расчеты выполнены бессеточным методом вязких вихревых доменов [4]. В случае цилиндра применена модификация метода, предложенная в [5].

Кроме этого, в данной работе предлагается метод решения сопряженных задач движения тел и жидкости, основанный на использовании присоединенных масс. Предлагаемый метод позволяет применять схемы с расщеплением в случае тел, обладающих малой массой по сравнению с присоединенной массой жидкости. Известно, что в этом случае обычные схемы с расщеплением неустойчивы. Решена задача колебания упруго закрепленного легкого цилиндра в жидкости предложенным способом. Результат решения сравнивается с результатом, полученным монолитным методом, описанным в [6].

Работа выполнена в рамках НИР по теме ААА-А19-119012990116-2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Corkery S.J., Babinsky H., Graham W.R. Quantification of added-mass effects using particle image velocimetry data for a translating and rotating flat plate // *Journal of Fluid Mechanics*. 2019. V. 7. № 10.
2. Fischer P., Schmitt M., Tomboulides A. Recent Developments in Spectral Element Simulations of Moving-Domain Problems. In: Melnik R., Makarov R., Belair J. (eds) *Recent Progress and Modern Challenges in Applied Mathematics, Modeling and Computational Science* // *Fields Institute Communications*. N.Y.: Springer. 2017. V. 79.
3. Дынникова Г.Я. О присоединенной массе в модели вязкой несжимаемой жидкости // *ДАН*. 2019. Т. 488. № 5. С. 493–497.
4. Гувернюк С.В., Дынникова Г.Я. Моделирование обтекания колеблющегося профиля методом вязких вихревых доменов // *Изв. РАН. МЖГ*. 2007. № 1. С. 3–14.
5. Дынникова Г.Я. Расчет обтекания кругового цилиндра на основе двумерных уравнений Навье-Стокса при больших числах Re с высоким разрешением в пограничном слое // *ДАН*. 2008. Т. 422. № 6. С. 755–757.
6. Andronov P.R., Dynnikov Y.A., Dynnikova G.Ya., Guvernyuk S.V. Flow-induced oscillations of circular cylinder in a narrow channel // *Aerospace Science and Technology*. 2019. V. 93. P. 105348.

СТРУКТУРА И ПЕРЕСТРОЙКА ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ НА ПОДВЕТРЕННОЙ СТОРОНЕ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ТЕЛА ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ПОД УГЛОМ АТАКИ

С.В. Гувернюк¹, А.Г. Кузьмин², М.М. Симоненко¹

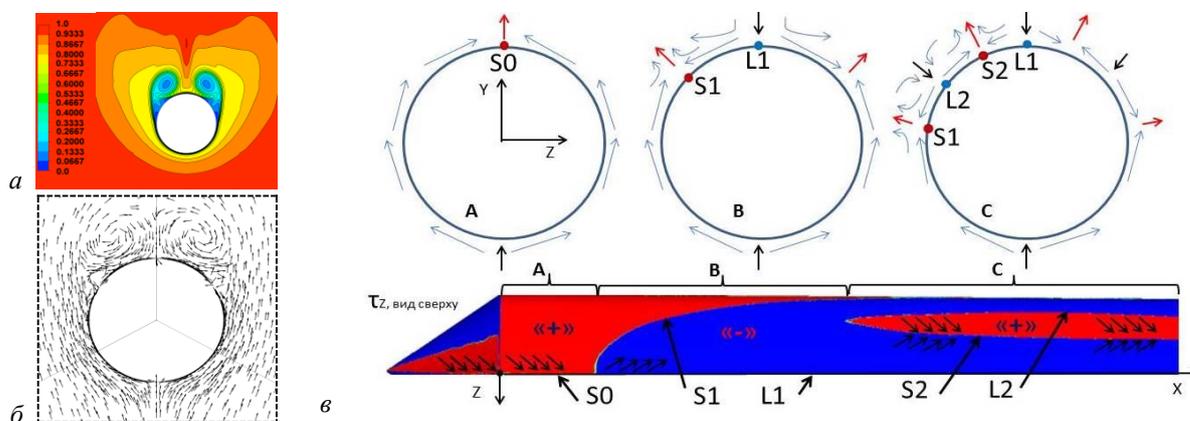
¹НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва

²Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург
sim1950@mail.ru

Представлены результаты численного моделирования трехмерного обтекания сверхзвуковым потоком вязкого совершенного газа заостренных удлиненных тел под углом атаки на примере цилиндрического тела с коническим наконечником. Идентифицированы возникающие при разных углах атаки отрывные и вихревые структуры, дано объяснение эффекта аномального повышения давления на подветренной поверхности тела.

Рассматриваемое тело состоит из расположенных соосно кругового цилиндра диаметром $d=30$ мм и длиной $L=260$ мм и конического наконечника с углом полураствора 20° . Параметры набегающего потока соответствовали условиям экспериментов в аэродинамической трубе А-7 НИИ механики МГУ при числе Маха набегающего потока $M=3$, полном давлении $P_0 = 4.3 \cdot 10^5$ Па и числе Рейнольдса $Re_1=3.7 \cdot 10^7$ м⁻¹ [1]. На границах расчетной области ставилось условие сверхзвуковой скорости течения, а на теле – условие прилипания и отсутствие теплового потока. Численное исследование проведено на основе уравнений Рейнольдса с двухпараметрической дифференциальной моделью турбулентности $k-\omega$ SST. Решения строились методом установления с помощью вычислительной программы ANSYS CFX-15.

На рисунке показаны поле относительного полного давления (а) и поле проекции вектора скорости (б) в сечении $x/d=7$, а также три возможные схемы течения на подветренной стороне поверхности тела (в) для случая $\alpha=11.3^\circ$. Идентифицированы первичный и вторичный отрывы потока. Первичный отрыв предопределяет образование глобальной вихревой структуры, формирующейся в потоке с подветренной стороны обтекаемого тела, см. (а). С увеличением угла атаки возникает вторичный отрыв, который приводит к образованию локальных вихревых структур у подветренной поверхности тела, см. (б). При этом интенсифицируется поверхностный отток газа от плоскости симметрии в поперечных направлениях, сопровождающийся уменьшением толщины пограничного слоя на подветренной стороне тела. Вдоль подветренной стороны формируется узко локализованное сверхзвуковое течение, в котором полное давление сопоставимо с полным давлением набегающего потока. С увеличением угла атаки отрывные и вихревые структуры смещаются вверх по потоку.



Аналогичные эффекты повышения давления в подветренном течении ранее наблюдались в экспериментальных [1] и численных [2] исследованиях задачи о сверхзвуковом обтекании цилиндрических тел с кольцевым выступом на боковой поверхности.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, проект № 19-01-00242, расчеты проведены с использованием ресурсов Вычислительного центра СПбГУ (<http://cc.spbu.ru>).

ЛИТЕРАТУРА

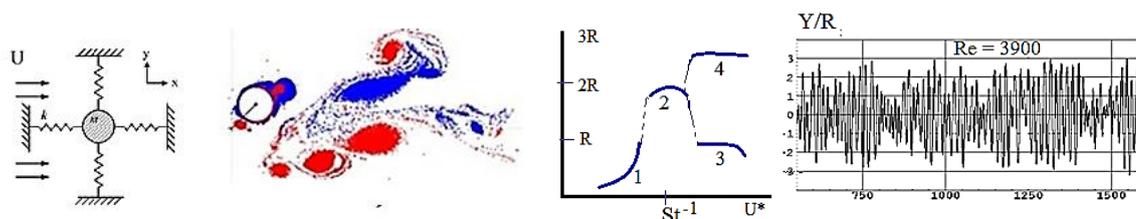
1. Симоненко М.М., Зубков А.Ф. Экспериментальное исследование сверхзвукового трехмерного обтекания осесимметричного тела с кольцевым выступом на поверхности // Известия высших учебных заведений. Машиностроение. 2018. № 5 (698). С. 52–59.
2. Simonenko M.M., Guvernyuk S.V., Kuzmin A.G. On the Supersonic Flow over an Axisymmetric Step at an Angle of Attack // AIP Conference Proceedings. 2018. V. 2027. P. 030023.

О СВЕРХКРИТИЧЕСКИХ РЕЖИМАХ АЭРОУПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ ЦИЛИНДРА В ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

С.В. Гувернюк, П.Р. Андронов, Г.Я. Дынникова
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
guv@imec.msu.ru

Характерной особенностью обтекания кругового цилиндра вязкой несжимаемой жидкостью при умеренных числах Рейнольдса $Re=U D/\nu$ является формирование периодической системы вихрей дорожки Кармана, в результате чего на цилиндр действует периодическая гидродинамическая сила (с частотой $f_N = U D^{-1} St$ – в поперечном направлении и с частотой $2f_N$ – в продольном). Здесь U – скорость потока, D – диаметр цилиндра, ν – кинематический коэффициент вязкости жидкости, St – число Струхала. Если цилиндр имеет одну поступательную степень свободы в направлении Y поперек потока и удерживается с помощью линейно-упругой связи то, варьируя жесткость пружины k , можно получить резонансные незатухающие автоколебания цилиндра в потоке вязкой жидкости. Это происходит, когда период T_0 собственных колебаний цилиндра (на пружине в покоящейся вязкой жидкости) становится близок к периоду схода вихрей дорожки Кармана. Но не только. Известны десятки публикаций, посвященных экспериментальному и численному исследованию данного явления. Установлено, что амплитудный отклик поперечных автоколебаний цилиндра зависит от величины приведенной скорости $U^*=UT_0D^{-1}$ и имеет три ветви (на рис. они изображены схематически, $R = 0.5D$): докритический режим 1 – «начальная ветвь»; критический режим захвата частоты дорожки Кармана 2 – «верхняя ветвь»; сверхкритический режим 3 – «нижняя ветвь», здесь период автоколебаний существенно больше, чем T_0 , а вихревая структура следа за цилиндром отличается от классической вихревой дорожки [1–2]. В работе [1] экспериментально показано, что перечисленные три ветви автоколебаний цилиндра могут сохраняться и при добавлении в систему значительного искусственного демпфирования степени свободы. Это означает возможность отбора полезной мощности аэроупругих автоколебаний на всех указанных режимах. Вопрос отыскания сочетаний параметров, при которых возможен максимальный отбор полезной мощности аэроупругих автоколебаний является одной из главных мотиваций подобных исследований последнего времени. Большой интерес вызвал удивительный результат работы [2], в которой авторы экспериментально исследовали автоколебания в жидкости сравнительно легкого цилиндра с двумя степенями свободы, и идентифицировали «супер-верхнюю ветвь» 4 (см. рис.). На этой ветви амплитуда поперечных колебаний цилиндра достигала $1.5D$. Однако воспроизвести такой режим в численном моделировании до последнего времени не удавалось [3].

В настоящей работе представлены новые результаты исследования данной задачи в полной сопряженной постановке для динамической и гидродинамической составляющих. Впервые удалось воспроизвести сверхкритический режим, соответствующий «супер-верхней ветви» 4 (см. рис.) на диаграмме амплитудного отклика аэроупругих автоколебаний цилиндра с двумя степенями свободы.



Использован разработанный авторами бессеточный вихревой численный метод вязких вихревых доменов (ВВД), реализованный в открытом коде «Vvflow CFD Suite v2.1.1» (<https://packagecloud.io/vvflow/stable>). Эффективность применения бессеточного метода ВВД определяется возможностью одновременно строить решения задач динамики и гидродинамики (без расщепления на последовательные стадии) в Лагранжевых координатах без ограничений на размеры расчётной области.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-31-20057).

ЛИТЕРАТУРА

1. Atul Kumar Soti et al. Damping effects on vortex-induced vibration of a circular cylinder and implications for power extraction. // J. Fluids and Structures. 2018. № 81. P. 289–308.
2. Williamson C.H.K., Jauvtis N. A high-amplitude 2T mode of vortex-induced vibration for a light body in XY motion // European Journal of Mechanics – B/Fluids. 2004. V. 23. № 1. P. 107–114.
3. Simon Gsell, Remi Bourguet, Marianna Braza. One - versus two-degree-of-freedom vortex-induced vibrations of a circular cylinder at $Re=3900$. // J. Fluids and Structures. 2019. № 85. P.165–180.

ДИНАМИКА КОНЦЕНТРАЦИОННОГО ФРОНТА И АДСОРБЦИЯ ПРИМЕСИ ПРИ ФИЛЬТРАЦИИ НАНОЖИДКОСТИ ЧЕРЕЗ ПОРИСТУЮ СРЕДУ

В.А. Демин¹, Б.С. Марышев^{1,2}, А.И. Меньшиков¹

¹Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь

²Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

demin@psu.ru

Выполнено прямое численное моделирование процесса фильтрации наножидкости через пористую среду. Исследовано явление закупорки пор материала за счет адсорбции наночастиц на стенках пор. Теоретическое описание фильтрационного процесса основывается на законе Дарси с учетом переменной пористости и проницаемости среды, которые связаны формулой Козени–Кармана. В модели учитывается нелинейный эффект в виде обратной связи, когда закупорка в еще большей степени уменьшает скорость фильтрации и тем самым усиливает адсорбцию примеси. Разработан метод решения задачи, составлен программный код, моделирующий проникновение суспензии в прямоугольный образец. Численные расчеты демонстрируют, что изменение распределения иммобильной примеси в пористом материале определяется динамикой концентрационного фронта, крутизна и скорость движения которого зависят от соотношения параметров задачи: коэффициента диффузии, параметров адсорбции–десорбции и перепада давления на входе и выходе пористого материала.

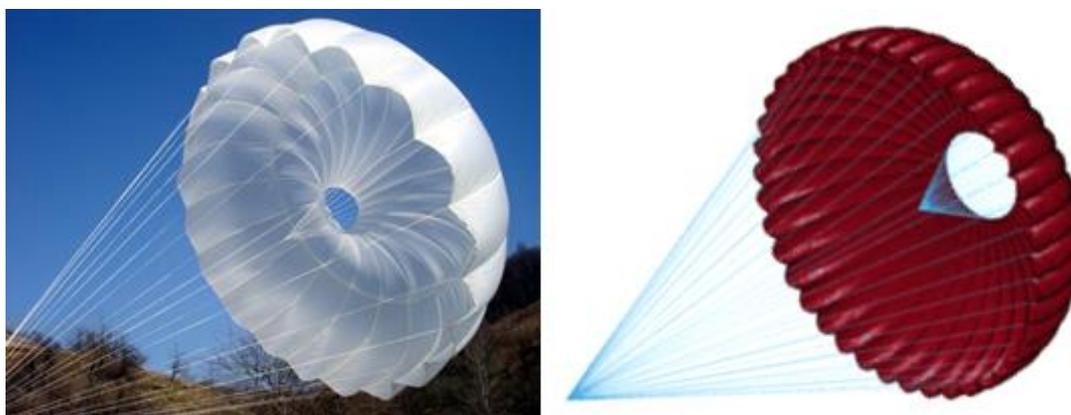
Показано, что при соответствии свойств суспензий заявленным требованиям по размерам частиц, физическая сорбция является основным механизмом закупорки пор, т.е. взаимодействие частиц со стенками пористой среды обеспечивается силами Ван-дер-Ваальса. Результаты расчетов показывают, что основным фактором, влияющим на форму течения и закупорку среды, является нелинейное взаимодействие потока с пористым материалом, а также перепад давления на границах образца. Показано, что обратное влияние скорости фильтрации на сорбционные свойства приводит к образованию крутого фронта иммобильной составляющей, скорость движения которого растет с увеличением перепада давления. Искажения, возникающие из-за гравитационного перераспределения примеси, а также искусственно вносимые в поток возмущения сглаживаются, и характеристики фильтрационного процесса становятся с течением времени более равномерными по толщине образца. Проанализировано влияние конвективного переноса примеси, показано, что для перепада давления в рабочем диапазоне конвекция не вносит существенного вклада в массоперенос. Результаты расчетов, полученные в рамках рассматриваемой модели, хорошо согласуются с экспериментальными данными по пропитке пористых материалов искусственного происхождения.

Работа выполнялась под патронажем Правительства Пермского края в рамках программы финансовой поддержки Научных школ «Пермская школа гидродинамики» (грант № С-26/788).

ЧИСЛЕННО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА СОПРОТИВЛЕНИЯ ПАРАШЮТА ОТ ВЕЛИЧИНЫ ПОЛЮСНОГО ОТВЕРСТИЯ

М.В. Джалалова
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
margarita-vd@mail.ru

На наполняемость купола парашюта и его коэффициент сопротивления C_p существенным образом влияют длина строп и тканевая воздухопроницаемость. Известно, что при оптимальной длине строп, равных диаметру купола в плоскости раскроя, и изготовленного из воздухо непроницаемой ткани, значение C_p значительно увеличивается. Но для осесимметричного парашюта увеличить его коэффициент сопротивления можно ещё за счет введения дополнительных конструктивных элементов, таких как центральная стропа, полюсное отверстие. В работе рассматривались модели парашюта, представляющие плоский круг в раскрое площадью 0.5 м^2 , изготовленные из капроновой ткани с нулевым значением воздухопроницаемости. Эксперименты проводились в дозвуковой аэродинамической трубе А-6 Института механики МГУ при скоростях набегающего потока $v = 10 \text{ м/с}$ и $v = 25 \text{ м/с}$. В результате проведения экспериментов были получены нагрузки, действующие на парашют для различных вариантов полюсных отверстий. Вариант 1 – парашют без полюсного отверстия; вариант 2 – полюсное отверстие в вершине диаметром $D_0 = 0.07 \text{ м}$ с дополнительными внутренними короткими стропами длиной $l = 0.08 \text{ м}$, сходящимися к центральной стропе. Для варианта 3 – $D_0 = 0.11 \text{ м}$ и $l = 0.13 \text{ м}$, для варианта 4 – $D_0 = 0.14 \text{ м}$ и $l = 0.16 \text{ м}$.



На рисунке показан натуральный (слева) и расчетный парашюта (справа) с полюсным отверстием

В настоящее время задача о раскрытии купола парашюта в потоке газа в основном решается методом FSI (Fluid Structure Interaction), который основан на совмещенном лагранжево-эйлеровом описании движения [1] и требует значительных вычислительных и временных ресурсов. Применение же квазистатического подхода в данном случае оказывается невозможным из-за отсутствия сходимости. С использованием некоторых дополнительных гипотез решение подобной задачи было получено в [2]. В данной работе предложен модифицированный лагранжевый подход, основанный на итерационной процедуре, состоящей из двух этапов. На первом этапе задача по раскрытию купола парашюта решается пошагово в динамической постановке с использованием явной схемы интегрирования по времени с предписанным перепадом давления по куполу, взятым из эксперимента [3]. Значение давления задается по нормали к начальной для данного шага конфигурации купола в виде линейной функции от времени. Величина временного интервала между шагами выбирается в соответствии с критерием Куранта для обеспечения сходимости процедуры. На заключительном этапе решается уже квазистатическая задача с неявной схемой интегрирования по времени с конфигурацией купола, полученной в результате проведенного динамического анализа. Сходимость решения на этом этапе достигается всего за несколько шагов. Экспериментальные и расчетные значения C_p отличаются не более чем на 3 %.

Как показали физические и численные эксперименты, максимальное значение коэффициента сопротивления C_p получено для парашюта с полюсным отверстием $D = 0.07 \text{ м}$ и дополнительными внутренними стропами $l = 0.08 \text{ м}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kenji Takizawa, Samuel Wright, Creighton Moorman, Tayfun E. Tezduyar. Fluid–structure interaction modeling of parachute clusters // Int. J. Numer. Meth. Fluids. 2011. V. 65. P. 286–307.
2. Dzhahalalova M.V., Leonov S.V. Effect of Structural Permeability on the Stability of a Parachute with Four Suspension Lines // Moscow University Mechanics Bulletin. Springer. 2013. V. 68. № 1. P. 28–31.
3. Джалалова М.В., Ульянов Г.С. Особенности распределения перепада давления по куполу квадратного парашюта // Парашюты и проницаемые тела. М.: Изд-во МГУ, 1987. С. 58–62.

О ГЕОМЕТРИИ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ НАВЬЕ–СТОКСА

В.С. Дрюма

Институт Математики и Информатики Республики Молдова, Кишинев
valdryum@gmail.com

Система уравнений Навье–Стокса описывающая свойства течений несжимаемой вязкой жидкости рассматривается с геометрической точки зрения основанной на следующем утверждении: тензор Риччи $R_{\{ik\}}$ 14-мерного пространства с координатами $(x, y, z, t, \eta, \rho, m, u, v, w, p, \xi, \zeta, n)$, оснащенного Римановой метрикой вида

$$\begin{aligned} ds^2 = & 2dxdu + 2dydv + (-u(U^2 + P) - vUV - pU - wUW + \mu(wU_z + vU_y + uU_x)d\eta^2 + \\ & + 2dtdp + 2d\eta d\xi + 2d\rho d\zeta + (-v(V^2 + P) - uUV - pV - wVW + \mu(wV_z + vV_y + uV_x)d\rho^2 \\ & (-w(W^2 + P) - vWV - pW - uUW + \mu(wW_z + vW_y + uU_x)dm^2 - (uU + vV + wW)dt^2 + \\ & + 2dzdw + 2dmdn \end{aligned}$$

обращается в нуль $R_{\{ik\}}=0$ на решениях системы уравнений Навье–Стокса, где U, V, W, P, μ – зависящие от координат (x, y, z, t) компоненты скорости течения, давления и вязкости жидкости (см. [1], [2]). В настоящей работе изучаются геометрические характеристики пространства, из которых находятся соотношения между скоростью течения и давлением жидкости.

Рассматриваемое пространство принадлежит к хорошо известному классу многомерных пространств римановой геометрии с нулевыми скалярными инвариантами, составленными из компонент тензора кривизны Римана и его ковариантными производными (см. [3]). В докладе будут построены примеры ненулевых дифференциальных параметров Бельтрами

$$\Delta_1(\Psi) = g^{\{ik\}}\Psi_{,i} \cdot \Psi_{,k} \quad \Delta(\Psi, \Phi) = g^{\{ik\}}\Psi_{,i} \cdot \Phi_{,k},$$

а также ненулевых инвариантов Картана вида

$$\delta(\bar{k}) = R^{\{iajb\}} \cdot R^{\{jcid\}} \cdot \bar{k}^a \cdot \bar{k}^b \cdot \bar{k}^c \cdot \bar{k}^d,$$

где \bar{k} – нуль-вектор, $R^{\{iajb\}}$ – тензор кривизны метрики. С их помощью получают примеры соотношений между функциями U, V, W, P которые далее проверяются на совместность с уравнениями течения жидкости. В частности, из условий вида $R_{ij;k} + R_{jk;i} + R_{ki;j} = 0$ или $R_{ij;k} - R_{jk;i} + R^{\{nijk\}} = 0$ на тензоры кривизны метрики получают билинейные однородные инвариантные соотношения.

Уравнения геодезических линий $\ddot{x}^i + \Gamma^{\{ikj\}} \cdot \dot{x}^k \cdot \dot{x}^j = 0$ метрики распадаются на отдельные группы

$$\ddot{\xi}(s) = 0, \ddot{\zeta}(s) = 0, \ddot{\eta}(s) = 0, \ddot{\eta}(s) = 0, \ddot{\rho}(s) = 0, \ddot{m}(s) = 0,$$

$$\ddot{x}(s) - F1 = 0, \ddot{y}(s) - F2 = 0, \ddot{z}(s) - F3 = 0, \ddot{t}(s) - F4 = 0, Fi = F(x, y, z, t, U, V, W, P, \mu),$$

$$\ddot{u}(s) - H1 = 0, \ddot{v}(s) - H2 = 0, \ddot{w}(s) - H3 = 0, \ddot{p}(s) - H4 = 0, Hi = Hi(x, y, z, t, u, v, w, p, U, V, W, P, \mu)$$

с помощью которых находится нелинейное уравнение в ч.пр. первого порядка интегрирование которого приводит к семимерной гиперповерхности определяемой соотношением вида $\Theta(x, y, z, t, u, v, w, p) = 0$, свойства которой существенно зависят от функций U, V, W, P . Изучение группы голономий гиперповерхности имеет важное значение для понимания топологических свойств решений системы уравнений Навье–Стокса.

В заключение в докладе приводятся несколько новых примеров точных решений уравнений Навье–Стокса и обсуждаются преимущества геометрического подхода к их получению.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dryuma V. The Ricci-flat space related with the Navier-Stokes equations // Buletinul Academiei de Stiintse a Republicii Moldova, Mathematica. 2012. № 2(69). P. 99–102.
2. Dryuma V. The Ricci-flat metrics in theory of the Navier-Stokes equations // XXVIII Научная сессия Совета РАН по нелинейной динамике. Институт Океанологии им. П.П. Ширшова РАН, 16–17 декабря 2019, Краткие аннотации выступлений, С. 59.
3. Don N. Page. Nonvanishing Local Scalar Invariants even in VSI Spacetimes with all Polynomial Curvature Scalar Invariants Vanishing. arXiv:0806.2144v4 [gr-qc]. 5 Feb 2009. P. 1–8.

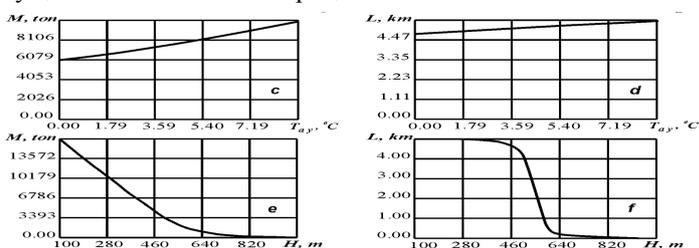
АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛООБМЕНА И КОНДЕНСАЦИИ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ДВИЖЕНИИ ВОЗДУХА В ПОДЗЕМНОЙ ВЕНТИЛЯЦИОННОЙ СЕТИ

О.И. Дударь, Е.С. Дударь

Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь
olegdudar@yandex.ru

В качестве стандартной ветви сети рассматривается цилиндрическая труба (полость) с шероховатой поверхностью. Для описания турбулентного движения паровоздушной смеси в трубе применяется двухслойная модель Прандтля. Модель позволяет связать коэффициент сопротивления, являющийся коэффициентом пропорциональности перепада давления и квадрата расхода, с профилем скорости [1]. В [2] описан способ аналитического описания кривых сопротивления $\lambda(\text{Re})$, экспериментально полученных И. Никурадзе [3] для различных значений относительной песочной шероховатости k/r (k – высота элементов шероховатости, r – радиус трубы). Кривые $\lambda(\text{Re}, k/r)$ позволяют найти: 1) распределение потоков в ветвях и давлений в узлах сети, 2) профиль скорости для каждой ветви [1]. Для решения первой задачи был использован МКЭ–МЛР метод (метод конечных элементов – метод ламинарных решений), разработанный авторами [4] на основе обнаруженной аналогии упругого и пластического растяжения–сжатия системы стержней с ламинарным и турбулентным течением жидкости в системе трубопроводов. Информация о профиле скорости позволяет выполнить анализ процессов теплообмена паровоздушной смеси с вмещающим горным массивом и конденсации влаги на стенках подземных выработок. В силу математической идентичности уравнений конвективного теплообмена и массообмена при конденсации для анализа обоих процессов применялось решение Лайона [5] задачи стационарного теплообмена потока и стенки. Оно позволяет определить среднемассовую температуру потока, температуру стенки, число Нуссельта и коэффициент конвективной теплоотдачи, концентрацию пара (среднемассовую и на стенке), число Нуссельта для массообмена, коэффициент массоотдачи. Нестационарная задача о распространении тепла в бесконечном горном массиве от движущегося в цилиндрической полости потока воздуха была решена методом функций Грина в сочетании с преобразованием Лапласа [6].

Следует отметить: 1) задачи движения паровоздушной смеси, теплообмена и массообмена при конденсации являются связанными; 2) конденсация рассматривается только в ветвях, температура воздуха в которых при охлаждении на стенке достигает точки росы; 3) тепловой поток из недр Земли повышает естественную температуру горных пород с глубиной, поэтому конденсация особенно характерна для неглубоких подземных сооружений (300–400 м от поверхности); 4) гигроскопичность пород способствует конденсации; 4) годовые колебания температуры атмосферного воздуха, а значит и его влагосодержания существенно влияют на процессы теплообмена и массообмена в окрестности 3–5 км от входа в сеть.



На основании представленной теории был разработан пакет программ MineClimate, который применялся для решения ряда технических задач: проблемы конденсации большого количества влаги в калийных рудниках Верхнекамского месторождения; проблемы нагрева воздуха до высоких температур в глубоких рудниках Гремячинского (Волгоградская область) и

Нивенского (Калининградская область) месторождений калийных солей.

Также было исследовано влияние различных параметров на процесс конденсации в подземном сооружении. На рисунке показана зависимость годовой массы конденсата и максимальной длины зоны конденсации от двух параметров: среднегодовой температуры атмосферы T_{at} (c, d) и глубины горизонта H (e, f).

ЛИТЕРАТУРА

1. Dudar O.I. Velocity distribution in rough pipe: the model based on the analytical description of resistance curves in Nikuradse's experiments // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 2019. V. 581. P. 012036.
2. Дударь О.И. Модель влияния шероховатости на турбулентное течение в трубе, основанная на аналитическом описании экспериментов Никурадзе // Материалы XXIII междунар. конференции «Нелин. задачи теории гидродин. устойчивости и турбулентность». 2018. Серия ISBN 978-5-317-05812-8. С. 127–133.
3. Nikuradse J. Strömungsgesetze in rauhen Röhren. Forschungsheft 361. Beilage zu "Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens", Ausgabe B, Bd. 4, Berlin, 1933. S. 1–22.
4. Dudar O.I., Dudar E.S. Application of the 1D Finite Element Method in Combination with the Laminar Solution Method for the Pipe Network Analysis // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 2017. V. 262. P. 012085.
5. Теория тепломассообмена / под ред. А.И. Леонтьева. – М.: «Высшая школа», 1979. 495 с.
6. Осипенко М.А., Дударь О.И., Дударь Е.С. Распространение тепла в бесконечном твердом теле от цилиндрической полости при конвективном теплообмене // Изв. Саратовского ун-та. 2012. Т. 12. № 1. С. 89–93.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РЕЛЬЕФА НА ПОВЕРХНОСТИ СЫПУЧЕЙ СРЕДЫ В НЕРАВНОМЕРНО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ГОРИЗОНТАЛЬНОМ ЦИЛИНДРЕ С ЖИДКОСТЬЮ

В.В. Дьякова, Д.А. Полежаев
Лаборатория вибрационной гидромеханики,
Пермский государственный гуманитарно-педагогический университет, Пермь
dyakova@pspu.ru

Экспериментально исследуется динамика квазистационарного рельефа на границе раздела между жидкостью и сыпучей средой в неравномерно вращающемся (либрирующем) горизонтальном цилиндре. Либрационное движение полости вызывает азимутальные колебания жидкости относительно кольцевого слоя сыпучей среды и стенок цилиндра, вследствие чего изначально осесимметричная граница раздела между жидкостью и сыпучей средой пороговым образом теряет устойчивость к появлению регулярного квазистационарного рельефа в форме дюн (рис. 1).

Эксперименты проводятся с прозрачной цилиндрической кюветой длиной $L = 2.2$ см и диаметром $D = 14.4$ см. В качестве сыпучей среды используются стеклянные сферические частицы диаметром $d = 0.05, 0.09, 0.18$ или 0.36 мм. В качестве рабочей жидкости используются водоглицериновые растворы кинематической вязкостью $\nu = 3.3 - 10$ сСт. В экспериментах скорость вращения f_r изменяется в диапазоне от 4 до 7 об/с, частота азимутальных колебаний f_l варьируется в диапазоне от 0.3 до 12 Гц, амплитуда модуляции скорости вращения ε принимает значения от 0 до 0.50. В работе изучаются высота и длина холмов в зависимости от скорости вращения и параметров осцилляций, вязкости жидкости, диаметра и количества частиц сыпучей среды. Работа является продолжением исследований порога устойчивости кольцевого слоя сыпучей среды и временной динамики квазистационарного рельефа [1].



Рис. 1. Рельеф на поверхности сыпучей среды в либрирующем цилиндре: $d = 0.09$ мм, $\nu = 5.2$ сСт, $f_r = 4.5$ об/с, $f_l = 1.0$ Гц, $\varepsilon = 0.25$, $h_0 = 1.00$ см

Показано, что управляющим параметром для определения относительной высоты рельефа η/b , где b – амплитуда колебаний жидкости, является критерий мобильности $\psi = (2\pi f_l b)^2 / (\rho - 1)(2\pi f_r)^2 a d$ [2] (a – расстояние от оси вращения полости до кольцевого слоя сыпучей среды, ρ – отношение плотности сыпучей среды к плотности жидкости), который представляет собой отношение действующей на частицу подъемной силы, возникающей вследствие градиента скорости в потоке жидкости вблизи сыпучей среды, к центробежной силе инерции, стремящейся удержать частицу на месте. Результаты экспериментов качественно согласуются с данными лабораторных экспериментов, в которых жидкость совершает поступательные колебания вблизи неподвижной песчаной подложки [3]. Форма холмов, как правило, характеризуется параметром η/λ . В [3] показано, что в естественных и лабораторных условиях, когда жидкость совершает поступательные колебания вблизи слоя сыпучей среды, η/λ медленно уменьшается с увеличением числа Шильдса $\theta = 2\pi f_l b \nu / (\rho - 1)(2\pi f_r)^2 a d \delta$ (δ – толщина пограничного слоя Стокса), который представляет собой отношение вязкой силы, стремящейся переместить частицу вдоль межфазной границы, к центробежной силе инерции. Обнаружено хорошее согласие экспериментальных данных, полученных в экспериментах с либрирующим цилиндром, с данными из обзора [3].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (проект № 18-71-10053).

ЛИТЕРАТУРА

1. Dyakova V., Kozlov V., and Polezhaev D. Oscillation-induced sand dunes in a liquid-filled rotating cylinder // Phys. Rev. E. V. 94. № 6. P. 063109.
2. Brebner A. Sand bed-form lengths under oscillatory motion // Coastal Engineering 1980. 1980. P. 1340-1343.
3. Nielsen P. Dynamics and geometry of wave-generated ripples // J. Geophysical Research: Oceans. 1981. V. 86 (C7). P. 6467-6472.

ВЛИЯНИЕ НАКЛОНА ТОРЦЕВЫХ СТЕНОК НА СТРУКТУРУ ТЕЧЕНИЯ В НЕРАВНОМЕРНО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ЦИЛИНДРЕ

В.В. Дьякова, К.Ю. Рысин, С.В. Субботин, М.А. Ширяева
Лаборатория вибрационной гидромеханики,
Пермский государственный гуманитарно-педагогический университет, Пермь
dyakova@pspu.ru

Экспериментально исследуется структура и интенсивность осредненного течения, возбуждаемого инерционными колебаниями жидкости в неравномерно вращающемся (либрирующем) цилиндре. Скорость вращения полости в лабораторной системе отсчета изменяется по закону $\Omega(t) = \Omega + \Delta\varphi\Omega_{lib} \sin(\Omega_{lib}t)$. Либрации приводят к возникновению осциллирующего движения жидкости в виде инерционных волн, которые при некоторых частотах испытывают пространственный резонанс, возбуждая крупномасштабные осциллирующие вихревые структуры – инерционные моды. В цилиндре с прямыми торцами возбуждаются исключительно осесимметричные моды, причем в результате нелинейного отклика в пограничном слое Стокса вблизи боковой стенки цилиндра генерируется осредненная циркуляция жидкости [1]. Осредненное течение представляет собой систему тороидальных вихрей, количество которых определяется осевым волновым числом моды. Наклон торцов относительно оси вращения приводит к распространению в жидкости азимутально неоднородных возмущений, в результате чего возбуждаются неосесимметричные инерционные моды. Так, либрации с частотой $\sigma \equiv \Omega_{lib}/\Omega = 0.52$ возбуждают моду $\{1, 1, 1\}$, которая представляет собой одновихревое течение, знак завихренности в котором меняется в течение периода либраций. Исследование мгновенного поля скорости показывает, что одновременно с изменением интенсивности пульсационного движения жидкости в вихре, инерционная мода периодически поворачивается в азимутальном направлении на угол $\pi/2$. При этом осредненное течение не обладает осевой симметрией и имеет вид струй, бьющих вдоль всей боковой стенки полости. Направление движения жидкости в осредненных струях меняется через азимутальный угол $\sim \pi$.

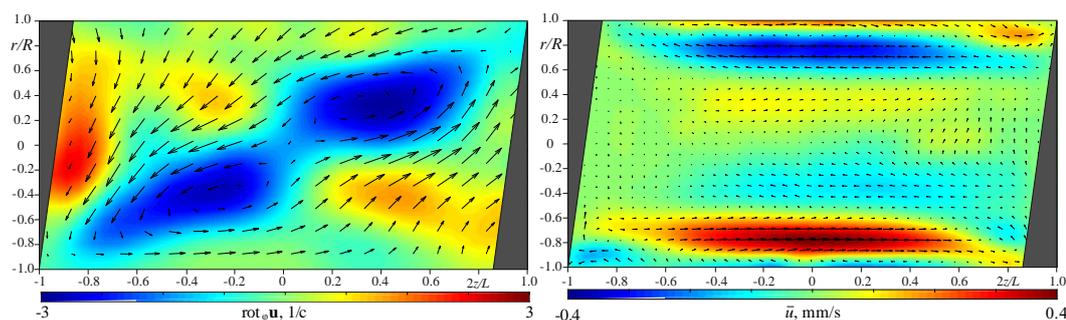


Рис. 1. Мгновенное поле скорости в осевом сечении полости при $\sigma = 0.68$ и $\varepsilon = 0.10$ в фазе либраций $\Omega_{lib}t = \pi/4$ (слева) и соответствующее осредненное по периоду либраций поле скорости (справа)

Обнаружено, что в результате суперпозиции возмущений с азимутальным числом $k=1$, распространяющихся от торцов полости, при частоте либраций $\sigma = 0.68$ возбуждается инерционная мода с азимутальным числом $k=2$ (рис. 1, мода $\{2,1,2\}$). Смена режима пульсационного движения приводит к изменению направления осредненного движения жидкости вблизи боковой стенки цилиндра.

Работа выполнена при поддержке Ведущей научной школы (соглашение с Министерством образования и науки Пермского края №С-26/1191).

ЛИТЕРАТУРА

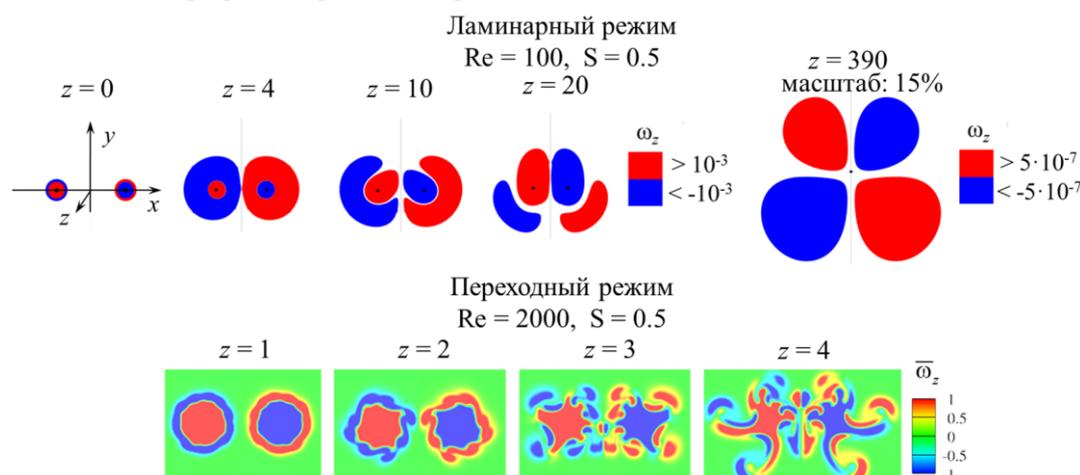
1. Subbotin S. Steady circulation induced by inertial modes in a librating cylinder // Phys. Rev. Fluids. 2020. V. 5. № 1. P. 014804.

ПРОДОЛЬНЫЕ ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В ДВУХ ПРОТИВОПОЛОЖНО ЗАКРУЧЕННЫХ СТРУЯХ ПРИ ЛАМИНАРНОМ И ПЕРЕХОДНОМ РЕЖИМАХ ТЕЧЕНИЯ

В.В. Жвик, А.М. Гайфуллин

Центральный аэрогидродинамический институт имени профессора Н.Е. Жуковского, Жуковский
vladzhvick@yandex.ru

Рассматриваются две параллельные противоположно закрученные затопленные струи, выдуваемые из двух труб или из двух отверстий в стенке при числах Рейнольдса 100 и 2000 соответственно и параметре закрутки $S = 0.5$. Число Рейнольдса определено по среднерасходной скорости и диаметру отверстия, параметр закрутки – отношение максимальной азимутальной скорости в отверстии к максимальной продольной скорости. Численное решение уравнений Навье–Стокса для вязкой несжимаемой жидкости получено методом конечных объёмов. При $Re = 100$ моделируются струи с параболическим начальным профилем продольной скорости, которые могут оставаться ламинарными до расстояний в сотни калибров [1]. Для моделирования струй с ударным невозмущённым начальным профилем продольной скорости при $Re = 2000$ решаются нестационарные уравнения на сетке с размером ячеек порядка трёх вязких масштабов. Начальный профиль азимутальной скорости в обоих случаях соответствует твердотельному вращению и имеет тангенциальный разрыв на границе отверстия.



На рисунке показаны поля продольной завихренности в поперечных сечениях. Координаты сечений даны в диаметрах отверстий, завихренности – в отношении максимальной продольной скорости в отверстии к диаметру. Структура поля завихренности в одной струе при выходе из отверстия – вихревое ядро, окружённое вихревой шубой (азимутальным слоем смещения) противоположного знака, которая образуется в результате диффузии тангенциального разрыва азимутальной скорости.

При ламинарном режиме течения [2] вихревые шубы перекрываются вследствие сближения двух струй и частично аннигилируют. Затем вследствие циркуляционного движения вихревых шуб, индуцируемого вихревыми ядрами, происходит сползание вихревых шуб. Дальнее поле продольной завихренности является квадруполем и описывается решением [3]. При $Re = 2000$ развивается неустойчивость Кельвина–Гельмгольца азимутального слоя смещения (вихревой шубы). Данная неустойчивость приводит к возникновению азимутальных неоднородностей и последующему распаду вихревой шубы на несколько изолированных вихрей. При этом вихревые ядра принимают форму звёзд с парой кусочков вихревой шубы около каждого луча. Полученная картина качественно согласуется с экспериментами [4, 5].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19-01-00163).

ЛИТЕРАТУРА

1. Леманов В.В., Терехов В.И., Шаров К.А., Шумейко А.А. Экспериментальное исследование затопленных струй при низких числах Рейнольдса // Письма в Журнал технической физики. 2018. Т. 39. № 9. С. 34–40.
2. Гайфуллин А.М., Жвик В.В. Взаимодействие двух противоположно закрученных затопленных струй // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 3. С. 48–57.
3. Яворский Н.И. Неосесимметричные затопленные струи // Прикладная математика и механика. 1988. Т. 52. Вып. 5. С. 760–772.
4. Грек Г.Р., Козлов В.В., Литвиненко Ю.А. Устойчивость дозвуковых струйных течений и горение. Новосибирск. 2013. 240 с.
5. Loiseleux T., Chomaz J.-M. Breaking of rotational symmetry in a swirling jet experiment // Physics of Fluids. 2003. V. 15. № 2. P. 511–523.

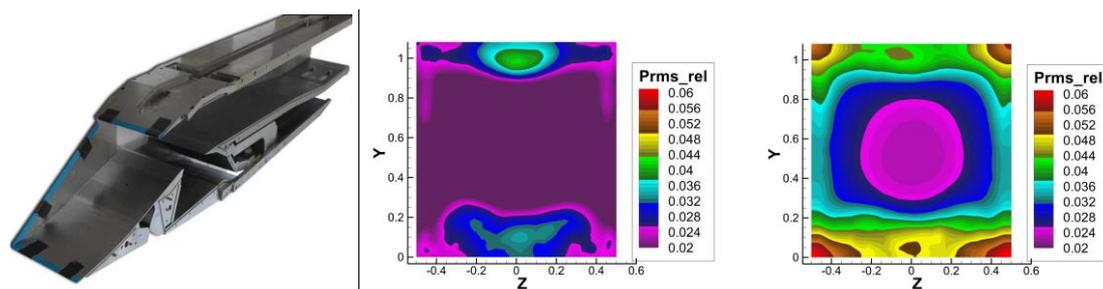
АНАЛИЗ RANS/LES МЕТОДОМ ВЛИЯНИЯ УРОВНЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА РАБОТУ СВЕРХЗВУКОВОГО ВОЗДУХОЗАБОРНОГО УСТРОЙСТВА

А.С. Жигалкин, Д.А. Любимов

Центральный институт авиационного моторостроения имени П.И. Баранова, Москва
aszhigalkin@ciam.ru

На течение в узлах современных авиационных силовых установок на некоторых режимах работы заметное влияние может оказывать турбулентный характер течения в них. Течения с лидирующей ролью турбулентности плохо моделируются методами RANS, поэтому для их описания предпочтительно использовать вихреразрешающие подходы. Однако они требуют очень больших вычислительных ресурсов. В настоящее время для решения практических задач применяются комбинированные методы, когда часть пристеночного слоя, в котором преобладают мелкомасштабные структуры, моделируется с использованием RANS и модели турбулентности, а остальная часть – методом LES. Недавно разработанный комбинированный RANS/ILES метод [1] с неявной SGS–моделью хорошо себя зарекомендовал для решения ряда задач авиадвигателестроения, например, расчета течения в соплах различной конфигурации и их струях [1], также расчета сверхзвуковых воздухозаборных устройств (ВЗУ) [2]. Использование вихреразрешающих подходов для моделирования течения в ВЗУ является актуальным, так как они позволяют определить турбулентные пульсации давления и скорости, уровень которых влияет на эффективность и устойчивость работы компрессора и двигателя в целом. Величина этих пульсаций зависит не только от режима работы ВЗУ, но и от уровня турбулентности набегающего потока – атмосферной турбулентности. Для ее имитации в рамках вихреразрешающих подходов используются различные методы генерации синтетической турбулентности, продуцирующие нестационарное пространственное поле флуктуаций скорости. В настоящей работе расчеты проведены с использованием спектрального метода задания синтетической турбулентности [3] во внешнем потоке. Геометрия модельного сверхзвукового ВЗУ (показана на рисунке) и параметры набегающего потока соответствует исследованному экспериментально в работе [4]. Расчеты проведены RANS/ILES методом на структурированно многоблочной сетке, содержащей $9 \cdot 10^6$ ячеек. Число Маха набегающего потока было 1.8, число Рейнольдса, вычисленное по высоте входа ВЗУ (0.1м) и скорости набегающего потока $2.9 \cdot 10^6$. Режим работы ВЗУ соответствовал величине безразмерной плотности тока на выходе из ВЗУ $q(\lambda)=0.7$. Расчеты проводились при различных значениях интенсивности турбулентности набегающего потока I_t и линейного масштаба l_t . Проанализировано их влияние на поля давления, скорости и уровни пульсаций этих параметров на выходе из ВЗУ. На рисунке ниже представлены поля пульсаций статического давления в выходном сечении ВЗУ, отнесенных к статическому давлению набегающего потока, для постоянного набегающего потока (в центре) и при турбулентном набегающем потоке с интенсивностью турбулентности $I_t=5\%$ от скорости набегающего потока и масштабом $l_t=0.01$ м (справа). В таблице представлены среднерасходные значения на выходе из ВЗУ среднеквадратических пульсаций полного давления, статического давления и скорости, отнесенных к значениям соответствующих величин в набегающем потоке. Результаты демонстрируют заметный рост интенсивности пульсаций рассмотренных величин при увеличении уровня турбулентности набегающего потока.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-08-00271.



	p_{0rms}/p_{0n} , %	p_{rms}/p_n , %	$u_{rms}/u_{вх}$, %
$I_t=5\%$, $l_t=0.01$ м	1.50	3.21	2.18
Невозмущенный поток	1.23	1.73	2.05

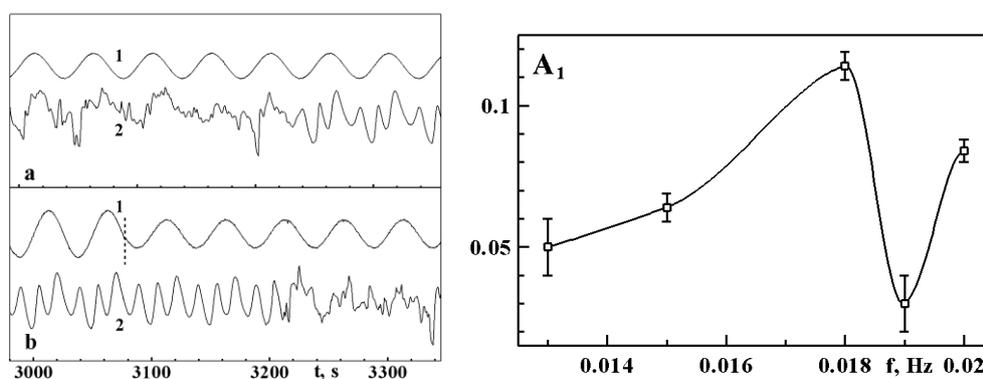
ЛИТЕРАТУРА

- Любимов Д.А. Разработка и применение метода высокого разрешения для расчета струйных течений метод крупных вихрей // ТВТ. 2012. Т. 50. №3. С. 450–466.
- Любимов Д.А., Потехина И.В. Исследование нестационарных режимов работы сверхзвукового воздухозаборника RANS/ILES-методом // ТВТ. 2016. Т. 54. № 5. С. 784–791.
- Davidson L. Using isotropic synthetic fluctuations as inlet boundary conditions for unsteady simulations // Advances and Applications in Fluid Mechanics. 2007. № 1. P. 1–35.
- Trapier S., Duveau P., Deck S. Experimental Study of Supersonic Inlet Buzz // AIAA J. 2006. V. 44. № 10. P. 2354–2465.

УСТРАНЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СФЕРИЧЕСКОМ ТЕЧЕНИИ КУЭТТА

Д.Ю. Жиленко, О.Э. Кривоносова
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
olga@imec.msu.ru

В последнее время большое внимание уделяется исследованиям возможностей как снижения интенсивности пульсаций скорости в турбулентных течениях [1, 2], так и полного подавления турбулентности [3–5]. Представлены результаты экспериментального исследования возможности устранения турбулентности во вращающемся сферическом слое. Сначала при стационарном встречном вращении границ формировалось турбулентное течение, особенностью которого является переход к ламинарному периодическому течению при снижении скорости вращения внутренней сферы. Это ламинарное течение симметрично относительно плоскости экватора и состоит из трех вихрей, распространяющихся в азимутальном направлении. Исходные турбулентные течения подвергались воздействию модуляции угловой скорости вращения внешней сферы $\Omega(t): \Omega(t) = \Omega_{av}(1 + A \sin(2\pi f t + \phi))$, где Ω_{av} – среднее значение угловой скорости, A , f – амплитуда и частота модуляции. Лазерным анемометром измерялась азимутальная компонента скорости течения. Спектры скорости при малых амплитудах модуляции аналогичны спектрам «двумерной» турбулентности, с наклоном, близким по величине к $-5/3$ на низких частотах и наклоном -3 на высоких частотах. С увеличением амплитуды модуляции турбулентность разрушается во всем сферическом слое, и структура ламинарного течения становится аналогичной описанной выше.



На левом рисунке показаны зависимости от времени угловой скорости $\Omega(t)$ (1) и азимутальной компоненты скорости течения u (2). Разрушение турбулентности, как видно на верхней части левого рисунка, происходит в моменты времени, близкие к минимуму $\Omega(t)$. При уменьшении амплитуды, отмеченном вертикальной линией на нижней части левого рисунка, возможно восстановление турбулентности. Это восстановление происходит с гистерезисом и в моменты времени, близкие к максимуму $\Omega(t)$. Разрушение турбулентности происходит в области параметров, которая при стационарных граничных условиях наиболее удалена от границы ее формирования. Наоборот, восстановление турбулентности происходит при приближении к границе ее формирования. На правом рисунке представлена зависимость критического значения амплитуды A_1 , соответствующего подавлению турбулентности, от частоты модуляции f . Оказалось, что локальный минимум на этой зависимости соответствует частоте прохождения одного вихря в предшествующем формированию турбулентности периодическом течении. Таким образом, турбулентность наиболее восприимчива к возмущениям, частота которых определяется структурой течения, предшествующего переходу к турбулентности.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проекты 18-08-00074 и 19-05-00028.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э. Изменение свойств турбулентных течений в сферическом слое под действием модуляции скорости вращения // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. Вып. 10. С. 87–94.
2. Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э. Синхронизация в турбулентном сферическом течении Куэтта под действием неравномерного вращения // ЖТФ. 2019. Т. 89. Вып. 7. С. 998–1003.
3. Kuhn J., Song B., Scarselli D., Budanur N., Riedl M., Willis A., Avila M., Hof B. Destabilizing turbulence in pipe flow // Nature physics. 2018. V. 14. № 4. P. 386–391.
4. Leng X., Kolesnikov Y., Krasnov D., Li B. Numerical simulation of turbulent Taylor–Couette flow between conducting cylinders in an axial magnetic field at low magnetic Reynolds number // Phys. of Fluids. 2018. V. 30. P. 015107.
5. Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э. Подавление турбулентности в течениях с вращением // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. Вып. 17. С. 20–23.

УСКОРЕНИЕ ПРОЦЕССА ВЫХОДА НА СТАЦИОНАР РЕШЕНИЙ СИСТЕМЫ ДИНАМИКИ ВЯЗКОГО ГАЗА

К.А. Жуков, А.А. Корнев, М.А. Ложников, А.В. Попов
МГУ имени М.В. Ломоносова
zhukov_k@cs.msu.ru

Задачи газовой динамики имеют огромную область приложений, однако уравнения, описывающие данную динамику, исключительно сложны для математического исследования. По сути, на данный момент отсутствует удовлетворительная теория дифференциальных задач, а возможности для совершенствования численных алгоритмов еще не исчерпаны. Задачи стабилизации обычно еще сложнее, т. к. существенно опираются на фундаментальные результаты типа теорем существования и единственности.

В данной работе рассматривается нелинейная система уравнений, описывающая динамику вязкого одномерного баротропного газа. Для данной системы строится полуневная конечно-разностная аппроксимация, для которой теоретически и численно решена задача стабилизации по начальным данным методом нулевого приближения. В рамках предложенного подхода управление строится для линеаризованных уравнений, но применяется для нелинейной системы. В частности, получены теоретические результаты о структуре инвариантных подпространств и оценки на спектр линеаризованной задачи, что позволяет оценить скорость стабилизации и обосновать алгоритм, как для линейной задачи, так и для малых возмущений полной нелинейной системы.

Проведенная серия численных экспериментов для нелинейной задачи показала эффективность данного подхода. Результаты экспериментов хорошо согласуются с априорными оценками.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 15-01-08023).

АСИМПТОТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ТОНКИХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СДВИГОВЫХ СЛОЕВ

В.Б. Заметаев

Центральный аэрогидродинамический институт (ЦАГИ), 140180, Жуковский
 ФИЦ «Информатика и Управление» РАН, Москва
 Московский физико-технический институт (МФТИ), Долгопрудный
 zametaev.vb@mipt.ru

Рассматривается стационарное двумерное течение вязкой несжимаемой жидкости около плоской пластины/в струе/в канале длиной L ; см. рис. 1. Характерное время, размер и скорость набегающего потока равны L/V_∞ , L , V_∞ , соответственно. Давление вводится по формуле $\hat{p} = p_\infty + \rho V_\infty^2 p$, где ρ – плотность жидкости. Все гидродинамические функции, длины и время безразмерены традиционным образом с использованием указанных параметров потока. Число Рейнольдса вводится как $Re = \rho V_\infty L / \mu$ и имеет большую величину в этом асимптотическом исследовании. В отличие от внешнего потока, сдвиговый слой считается турбулентным, имея в виду пульсации давления и скорости относительно искомого основного профиля скорости потока. Малая безразмерная толщина турбулентного слоя имеет порядок величины δ .

В данной работе предполагается, что амплитуда возмущений мала в основной части сдвигового слоя; однако квадраты пульсаций (осредненные значения которых известны как напряжения Рейнольдса) должны влиять на основной поток. Оценки также должны учитывать, что согласно экспериментам Schubauer & Klebanoff (1951) и Klebanoff (1955) и теории Колмогорова (1941) основная кинетическая энергия пульсаций в турбулентном слое содержится в быстрых невязких вихрях, характерные размеры которых по всем осям имеют один и тот же порядок величины и сопоставимы с толщиной слоя δ ; см. рис. 1. Такие вихри

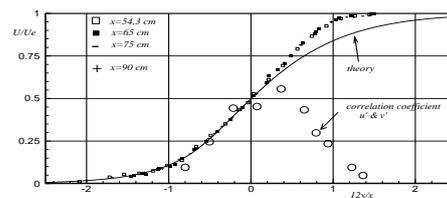
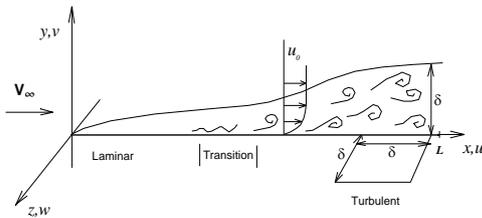
относятся к «инерционному» диапазону: $\frac{\partial u'v'}{\partial y'} \sim u_0 \frac{\partial u_0}{\partial x}$; $x' \sim y' \sim z' \sim \delta \} \rightarrow v' \sim u' \sim w' \sim \delta^{1/2}, \delta \rightarrow 0$.

Исходя из перечисленных фактов и предположений, асимптотические разложения решения в основной части сдвигового слоя при $\delta \rightarrow 0$, $Re \rightarrow \infty$ следует искать в виде:

$$u = u_0(x, y_1) + \delta^{1/2} u_1(x_1, y_1, z_1, t_1, x) + \delta u_2 + \dots, \quad v = \delta^{1/2} v_1(x_1, y_1, z_1, t_1, x) + \delta v_2 + \dots, \quad x - \text{медленная переменная}$$

$$w = \delta^{1/2} w_1(x_1, y_1, z_1, t_1, x) + \delta w_2 + \dots, \quad p = \delta^{1/2} p_1(x_1, y_1, z_1, t_1, x) + \delta p_2 + \dots, \quad x_1 = \frac{x}{\delta}, y_1 = \frac{y}{\delta}, z_1 = \frac{z}{\delta}, t_1 = \frac{t}{\delta} - \text{быстрые}$$

Решение для возмущений первого порядка при отсутствии заданного поперечного потока может быть разложено как сумма медленных двумерных стационарных членов и быстрых трехмерных нестационарных пульсаций: $v_1 = v_{10}(x, y_1) + v_{11}(x_1, y_1, z_1, t_1, x)$, $p_1 = p_{10}(x) + p_{11}(x_1, y_1, z_1, t_1, x)$. Авторы впервые столкнулись с медленным стационарным вкладом в турбулентные возмущения и очень заинтересовались им, поскольку именно вертикальная нетривиальная скорость обеспечивает обмен массой с внешним потоком / потоком в ядре. Удалось найти аналитическое стационарное решение для слоя смешения (см. сравнение этой теории с экспериментом, рис.2), 2D-струи и турбулентного пограничного слоя.



Выводы: Тонкие турбулентные слои обладают свойством стационарного поперечного перетекания жидкости, которое определяет продольный поток. Стационарный поток (называемый вторичным) является вязким по всей толщине турбулентного слоя, что предполагает крупномасштабную вязкость и подтверждает хорошо известную физическую концепцию «турбулентной вязкости». Самоиндуцированное вовлечение жидкости в тонкий турбулентный слой можно рассматривать как механизм подачи кинетической энергии в зону возникновения турбулентности независимо от вида генерации. Найденное стационарное решение не зависит от масштаба зоны генерации турбулентности и масштаба Колмогорова в главном приближении.

Исследование частично поддержано РФФИ в рамках научного проекта № 19-38-90296.

ЛИТЕРАТУРА

- Gorbushin A.R., Zametaev V.B. Asymptotic Analysis of Viscous Fluctuations in TBL // Fluid Dyn. 2018. V. 53. № 1. P. 9–20.
- Zametaev V.B., Gorbushin A.R., Lipatov I.I. Steady secondary flow in a turbulent mixing layer // Int. J. Heat Mass. 2019. V. 132. P. 655–661.
- Gorbushin A.R., Zametaev V.B., Lipatov I.I. Steady secondary flow in a plane turbulent free jet // Fluid Dyn. 2019. V. 54. № 2. P. 244–256.

ВЛИЯНИЕ КОНДЕНСАЦИИ КОМПОНЕНТ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА НА АДИАБАТНУЮ ТЕМПЕРАТУРУ СТЕНКИ

А.Г. Здитовец, А.И. Леонтьев, Н.А. Киселев, Ю.А. Виноградов, С.С. Попович
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
zditovets@mail.ru

Известно, что чем выше число Маха (M) потока и чем больше число Прандтля (Pr) отличается от единицы, тем больше температура торможения пристенных слоев (температура адиабатной стенки) отличается от начальной температуры торможения потока. Для большинства газов $Pr \approx 0.7$, что не позволяет получить существенную разность между указанными температурами даже при высоких числах Маха. Например, для воздуха ($Pr \approx 0.72$) при числе Маха $M=3$ температура адиабатной стенки при турбулентном режиме течения составляет 0.935 от величины начальной температуры торможения потока. Во многих областях, таких как тепловая защита, безмашинное энергоразделение и т.п., снижение адиабатной температуры стенки при прочих равных условиях приводит к существенному положительному эффекту. Известны способы, позволяющие снизить адиабатную температуру стенки, такие как: нанесение на обтекаемую поверхность рельефа определенной формы; реламинизация пограничного слоя; создание зон отрыва потока, например, в области взаимодействия с падающей ударной волной или при обтекании препятствия. В настоящей работе экспериментально исследуется возможность влияния на адиабатную температуру стенки путем изменения, как начальной относительной влажности потока, так и его начального влагосодержания.

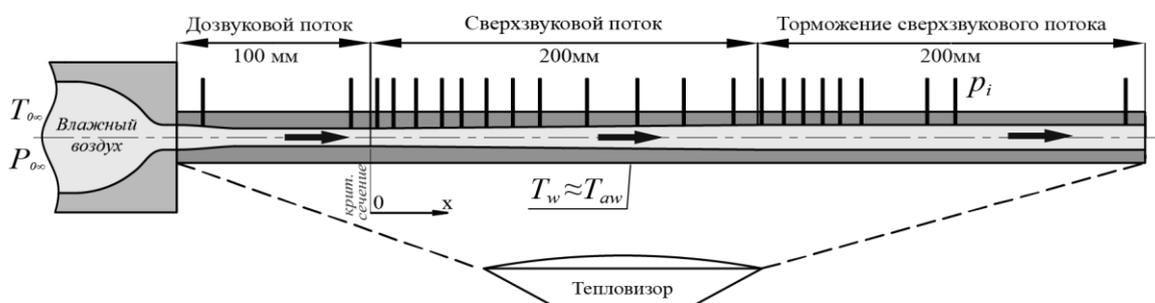


Рис. 1 Схема рабочего сверхзвуковой аэродинамической установки.

Исследования проводились на сверхзвуковой аэродинамической установке НИИ механики МГУ. Рабочая часть представляла собой осесимметричный канал, состоящий из цилиндрического (с небольшим сужением на входе) участка и следующих за ним двух конических и двух цилиндрических участков круглого поперечного сечения, см. рис.1. Длина каждого участка 100 мм. Общая длина канала составляла 500 мм. Материал стенок канала – латунь. Диаметр критического сечения – 10 мм. Расчетное число Маха на выходе из конического участка $M=1.8$. Вдоль канала располагались приемники статического давления. Влажные воздух получали путем смешения «сухого» воздуха и перегретого водяного пара. В области возникновения скачка конденсации (первый конический участок) и в месте перехода с конического на цилиндрический участок частота расположения приемников увеличена.

Исследования проведены для трех значений начальной температуры торможения (25 °С; 35 °С и 46 °С), начальное давление торможения воздуха 3.25 атм, начальная относительная влажность воздуха изменялась в диапазоне 7–90%, влагосодержание в диапазоне 3.4–18.2 г/кг.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что в зависимости от начальной величины влагосодержания значение адиабатной температуры стенки может, как возрасти (низкое влагосодержание), так и снизиться (высокое влагосодержание) по сравнению со случаем «сухого» воздуха.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-19-00234.

ОБ ОДНОЙ МОДЕЛИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Зо Аунг, С.О. Гладков

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Москва
sglad51@mail.ru

Предложена схема сведения уравнения Навье–Стокса для несжимаемой жидкости к итерационному уравнению типа уравнения Ферхюльста, но с двумя независимыми параметрами. Получено итерационное уравнение, описывающее бифуркации, развивающиеся во времени, и показано, что в отличие от классического решения, имеющего одну неподвижную точку, оно имеет две неподвижные точки. Приведен анализ двух его независимых бифуркационных решений, и доказано, что при некотором значении параметра $\mu = \mu(p_{cr})$, где p – еще один параметр, а p_{cr} – критическое значение этого параметра, при котором происходит пересечение обоих решений, возникают две возможности: 1. турбулентность усиливается и приобретает характер катастрофы и 2. происходит гашение турбулентности и гидродинамический поток выходит на ламинарное течение.

Для решения поставленной задачи уравнение Навье–Стокса записывается в стандартном виде

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{v} + \mathbf{g} + \frac{\mathbf{f}}{\rho}, \quad (1)$$

где \mathbf{v} – гидродинамическая скорость потока, ρ – плотность жидкости, P – давление, ν – кинематическая вязкость, \mathbf{g} – ускорение силы тяжести, \mathbf{f} – действующая объемная сила.

Если ввести некоторый характерный масштаб изменения скорости потока L , на котором скорость меняется на величину порядка самой себя, оператор Лапласа можно представить в приближенном виде как $\Delta \approx \frac{1}{L^2}$, а субстанциональное слагаемое в левой части уравнения (1) запишется тогда как $(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \approx \frac{v^2}{L}$. Это означает, что после всех преобразований уравнение (1) можно свести к итерационному уравнению вида

$$x_{n+1} = \mu x_n (1 - x_n) + p, \quad (2)$$

где параметры $\mu = 1 + \frac{1}{\text{Re}}$, $p = \frac{\tau^2 f}{L\rho} \frac{\text{Re}}{1 + \text{Re}}$, а число Рейнольдса определено как $\text{Re} = \frac{L^2}{\tau\nu}$.

В заключение отметим.

1. Предложено модельное описание турбулентности путем сведения нелинейного уравнения Навье–Стокса к итерационному уравнению типа уравнения Ферхюльста с двумя параметрами;
2. Проанализирована картина хаоса, возникающая при определенных значениях параметров (ср. с результатами [1], [4]).

Работа поддержана грантом РФФИ № 17-08-00663.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гладков С.О., Гладышев И.В. О неоднородных флуктуациях в жидкостях и газах // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 4, С. 1–5.
2. Гладков С.О. О законе Дарси в условиях сохранения энтальпии // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 20. С. 50–57.
3. Гладков С.О. К теории конвективного движения газа в цилиндрическом объеме // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 1. С. 71–78.
4. Гладков С.О. О математическом описании процесса кристаллизации, как задачи детерминированного хаоса // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 7. С. 136–139.
5. Гладков С.О. К вопросу о вычислении времени остановки вращающегося в вязком континууме цилиндрического тела и времени увлечения соосного с ним внешнего цилиндра // ЖТФ. 2018. Т. 88. Вып. 3. С. 337–341.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ТРЕХМЕРНОГО ОБТЕКАНИЯ КОЛЬЦЕВОЙ СТУПЕНЬКИ НА ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ТЕЛЕ

А.Ф. Зубков¹, А.Г. Кузьмин², М.М. Симоненко¹

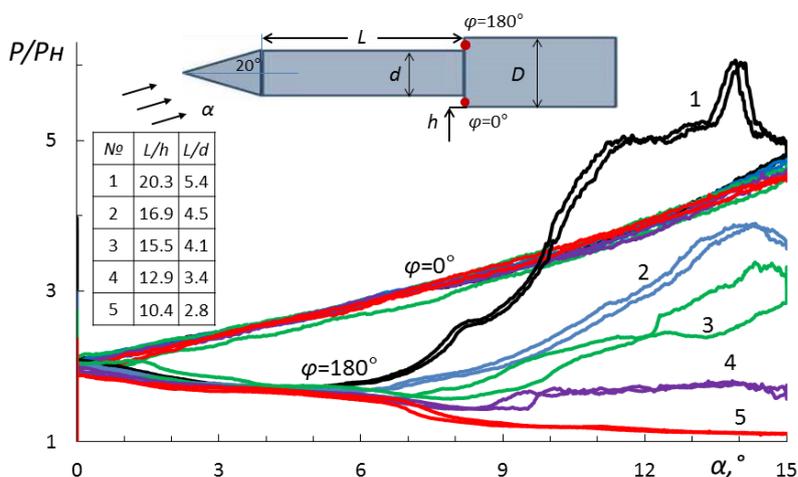
¹НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва

²Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург
sim1950@mail.ru

Представлены результаты экспериментального и численного исследования сверхзвукового обтекания заостренного осесимметричного тела с прямой кольцевой ступенькой на поверхности под углами атаки.

Эксперименты проведены в аэродинамической трубе А-7 НИИ механики МГУ [1]. Рабочая среда – воздух с температурой торможения 270–275 К. Полное давление потока и число Маха в рабочей части трубы были $P_0 = 4.3 \times 10^5$ Па и $M = 3.0$ соответственно. Единичное число Рейнольдса $Re_1 = 3.5 \times 10^7 m^{-1}$. Экспериментальная модель включала цилиндрический корпус диаметром $D=46$ мм с установленным соосно выдвигным цилиндрическим стержнем диаметром $d=30$ мм. Высота кольцевой ступеньки, образованной боковой поверхностью стержня и торцевой поверхностью корпуса, составляла $h=8$ мм. Свободный конец выдвигного стержня имел коническое заострение с углом полураствора 20° . В ходе эксперимента при фиксированной длине стержня осуществлялось непрерывное изменение угла атаки, как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения, а также непрерывное изменение длины стержня при фиксированном угле атаки. Регистрировалось давление на наветренной и подветренной поверхности ступеньки в равноудаленных от оси симметрии точках на расстоянии $h/3$ от поверхности стержня. Расчеты выполнены в рамках вычислительной технологии URANS, реализованной в пакете ANSYS CFX-15 (метод конечных объемов второго порядка точности, двухпараметрическая дифференциальная модель турбулентности $k-\omega$ SST) для случая $L/h=20$ [2].

Под углом атаки режим сверхзвукового обтекания ступеньки существенно зависит от положения ступеньки относительно головной части тела L . На прилагаемом рисунке показана зависимость относительного давления P/P_H (P_H – статическое давление набегающего потока) от угла атаки α на наветренной ($\varphi=0^\circ$) и подветренной ($\varphi=180^\circ$) стороне ступеньки для различных значений L . На наветренной стороне при увеличении α давление монотонно возрастает и практически не зависит от L . На подветренной стороне при увеличении α до $\alpha \approx 5^\circ$ давление монотонно убывает и также практически не зависит от L . При $\alpha > 5^\circ$ наблюдается расслоение кривых по L . При достаточно больших значениях L давление на подветренной



стороне ступеньки повышается при увеличении α и даже может превышать по величине давление на наветренной стороне (кривая 1).

Такой характер изменения давления при увеличении угла атаки связан с развитием поперечного отрыва на цилиндрической поверхности стержня и формированием в подветренной области пары вихрей, инициирующих поперечный отток газа от плоскости симметрии в двух противоположных направлениях с сопутствующим уменьшением толщины пограничного слоя на подветренной поверхности стержня. При достаточно большом

удалении ступеньки от головной части по мере увеличении угла атаки в подветренной области стержня формируется локальная сверхзвуковая струйка, полное давление в которой сопоставимо по величине с полным давлением набегающего потока, прошедшего головной скачок перед коническим наконечником. Струйка проникает в область отрыва к подветренной поверхности и взаимодействует со ступенькой в условиях, характерных для невязкого взаимодействия. Результаты расчетов согласуются с данными экспериментов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, проект № 19-01-00242, расчеты проведены с использованием ресурсов Вычислительного центра СПбГУ (<http://cc.spbu.ru>).

ЛИТЕРАТУРА

- Симоненко М.М., Зубков А.Ф. Экспериментальное исследование сверхзвукового трехмерного обтекания осесимметричного тела с кольцевым выступом на поверхности // Известия высших учебных заведений. Машиностроение. 2018. № 5 (698). С. 52–59.
- Simonenko M.M., Guvernuyuk S.V., Kuzmin A.G. On the Supersonic Flow over an Axisymmetric Step at an Angle of Attack // AIP Conference Proceedings. 2018. V. 2027. P. 030023.

НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЖИМЫ КОНВЕКЦИИ БИНАРНОЙ СМЕСИ С КОЭФФИЦИЕНТОМ ТЕРМОДИФФУЗИИ, ЗАВИСЯЩИМ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ, В КВАДРАТНОЙ ПОЛОСТИ

Н.А. Зубова¹, Т.П. Любимова^{1,2}

¹Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

²Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь
zubova.n@icmm.ru, lubimova@psu.ru

Обычно при моделировании конвективных явлений в смесях делается предположение о постоянстве коэффициентов переноса. Однако, результаты экспериментальных и теоретических исследований (см., например, [1–4]) показывают наличие зависимости коэффициентов переноса от температуры и концентрации, что может существенно повлиять на возникновение и развитие конвекции.

В работе представлены результаты численного моделирования нелинейных режимов конвекции бинарной смеси в квадратной полости с учетом полиномиальной зависимости коэффициента термодиффузии от температуры. Границы полости считаются твердыми, непроницаемыми для вещества. Боковые границы теплоизолированы, горизонтальные поддерживаются при постоянных разных температурах, соответствующих нагреву сверху. Параметры смеси соответствовали раствору поваренной соли в воде, с массовой долей соли, равной 0,0285. Для этой смеси известно, что ее коэффициент термодиффузии зависит от температуры по следующему закону: $D_T \approx 10^{-12} (1,86 - 0,17T + 0,00131T^2) \text{ м}^2/\text{сК}$, который может быть применен в диапазоне температур от 273 до 318 градусов Кельвина [1, 5].

Расчеты проводились с использованием программного пакета ANSYS Fluent. В начальный момент времени концентрация примеси в полости считалась однородной. Для температуры рассматривались два варианта начальных условий. В первом случае в начальный момент времени температура в полости линейно зависела от вертикальной координаты, во втором – внутри полости температура считалась равной значению, заданному на нижней границе, а на верхней границе мгновенно включался нагрев. Второй вариант начальных условий интересен тем, что в начальный момент времени значение коэффициента термодиффузии будет постоянным во всей полости, а затем, вслед за тепловой волной, распространяющейся от верхней границы, происходит соответствующее изменение коэффициента термодиффузии.

Значения температуры на горизонтальных границах полости выбирались таким образом, чтобы внутри полости при $T^* \approx 285.4 \text{ К}$ происходило изменение знака коэффициента термодиффузии. Согласно закону зависимости коэффициента термодиффузии от температуры при $T^* < 285.4 \text{ К}$ коэффициент термодиффузии положителен. В этом случае при нагреве сверху более легкая компонента смеси накапливается возле горячей верхней границы полости, а более тяжелая – возле холодной нижней. В этом случае конвекция не возникает. Возникновение в полости области, где коэффициент термодиффузии отрицателен ($T^* > 285.4 \text{ К}$), приводит к изменению направления градиента концентрации и становится причиной возникновения конвекции. Проведенные расчеты показали, что возникающее течение сильно перемешивает смесь, так что в центральной части полости концентрация практически однородна, а наибольшее изменение концентрации наблюдается вблизи границ.

Работа проведена при поддержке Правительства Пермского края (Программа поддержки Научных школ Пермского края, Соглашение № С-26/788) и проекта Программы УрО РАН (проект № 18-11-1-8) и РФФИ (проект № 16-51-10079).

ЛИТЕРАТУРА

1. Caldwell D.R. Measurement of negative thermal diffusion coefficients by observing the onset of thermohaline convection // *The Journal of Physical Chemistry*. 1973. V. 77. № 16. P. 2004–2008.
2. Chang Y.C., Myerson A.S. The Diffusivity of potassium chloride and sodium chloride in concentrated, saturated, and supersaturated aqueous solutions // *AIChE Journal*. 1985. V. 3. № 6. P. 890–894.
3. Kishikawa Y., Shinohara H., Maeda K., Nakamura Y., Wiegand S., Kita R. Temperature dependence of thermal diffusion for aqueous solutions of monosaccharides, oligosaccharides, and polysaccharides // *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2012. V. 14. P. 10147–10153.
4. Mialdun A., Shevtsova V. Temperature dependence of Soret and diffusion coefficients for toluene–cyclohexane mixture measured in convection-free environment // *The Journal of Chemical Physics*. 2015. V. 143. P. 224902.
5. Ryzhkov I.I., Stepanova I.V. On thermal diffusion separation in binary mixtures with variable transport coefficients // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2015. V. 86. P. 268–276.

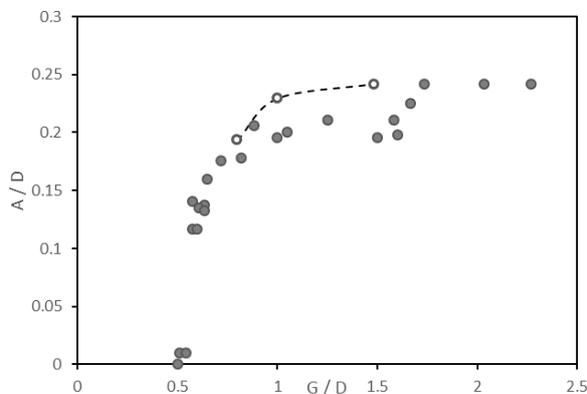
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ УПРУГОГО ЦИЛИНДРА ВБЛИЗИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

О.О. Иванов, А.Б. Подопросветова
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
ivanov@imec.msu.ru

Колебания, возникающие в поперечном потоке жидкости или газа за плохо обтекаемыми телами из-за периодического срыва вихрей, являются предметом достаточно длительных исследований [1, 2]. Данное явление может приводить к неприятным условиям эксплуатации различных конструкций, вплоть до их разрушения, но в то же время эти резонансные колебания можно использовать в малых устройствах, преобразующих энергию движения среды в электроэнергию, поэтому изучение этого явления имеет большую практическую значимость.

В данном исследовании рассматривается обтекание упругого цилиндра – резинового круглого шнура диаметром $D = 6$ мм, установленного в рабочей части аэродинамической трубы с поперечным сечением 500×300 мм. Крепления шнура, жестко заземляющие его концы, вынесены за рабочую часть, так что его длина составляет 568 мм. Амплитуда колебаний фиксировалась лазерным дальномером, визуализация вихревого течения производилась с помощью дыма и лазерного ножа. Скорости, на которых наблюдаются существенные резонансные колебания, имеют порядок $0.4\text{--}0.5$ м/с.

Предварительные эксперименты с одиночным показали максимальную относительную амплитуду колебаний $A/D \sim 0.26$ и качественное сходство с другими экспериментами [1], проведенными преимущественно на упруго подвешенных цилиндрах. Визуализация показала небольшую модификацию вихревой дорожки из-за осцилляции шнура. Следующие серии экспериментов проводились при поперечном относительно скорости потока расположении упругого шнура и: а) жесткого цилиндра такого же диаметра; б) жесткой пластины, сонаправленной с потоком. Влияние зазора G между упругим шнуром и вторым объектом на амплитуду показано на рисунке. Для тандема цилиндров найдено, что при зазоре, меньшем половины, колебания отсутствуют, а для $1\text{--}1.5$ диаметров существует плато, где амплитуда колебаний приблизительно одинакова, затем оно резко переходит в зону отсутствия взаимного влияния цилиндров друг на друга. В вихревых картинах также обнаружено серьезно отличие в картинах обтекания: для неподвижного тандема, например, для зазора $1.25D$ вихри сходят с меньшей частотой, как с тела большего размера; при осцилляции шнура вихри с каждого цилиндра сходят парами с частотой, соответствующей резонансу.



Для пластины предварительные результаты измерений показывают монотонное возрастание амплитуды в зависимости от зазора.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-31-20057.

ЛИТЕРАТУРА

1. Williamson C.H.K., Govardhan R. Vortex-induced vibrations // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2004. V. 36. P. 413–455.
2. Bearman P.W. Circular cylinder wakes and vortex-induced vibrations // *Journal of Fluids and Structures.* 2011. V. 27. № 5–6. P. 648–658.

УСТОЙЧИВОСТЬ ВИХРЕВОГО ДИПОЛЯ ИМПУЛЬСНЫХ СТРУЙ ПЕРЕМЕННОЙ ПЛОТНОСТИ

В.А. Ивашенко^{1,2}, Р.И. Мулляджанов^{1,2}

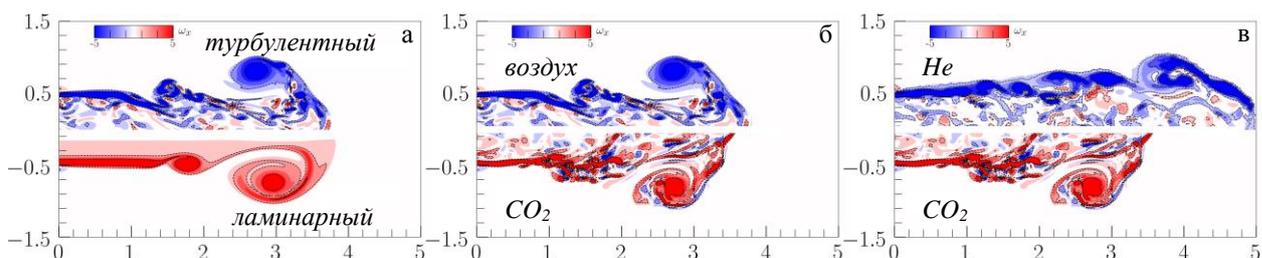
¹Институт теплофизики имени С. С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск

v.ivashchenko@g.nsu.ru

Импульсные струи представляют собой важный этап эволюции течения, который определяет скорость перемешивания и процессы переноса в целом [1]. Переменные характеристики среды, такие как плотность и вязкость, привносят дополнительные физические эффекты, усложняющие анализ. Особенности распространения такой струи тесно связаны с динамикой вихревого диполя, который обычно формируется на ее фронте [2, 3]. Его динамика хорошо изучена для случая постоянной плотности, в то время как в случае переменных характеристик среды информации представлено не так много [4, 5]. В данной работе мы исследуем влияние отношения плотности двух перемешивающихся не реагирующих газов, а также влияние входного профиля скорости на формирование и устойчивость вихревого диполя.

Мы рассматриваем либо полностью развитый турбулентный поток воздуха, вытекающий из длинной трубы в большой резервуар, заполненный воздухом, углекислым газом или гелием, либо ламинарный стационарный профиль, соответствующий описанному осредненному по времени турбулентному. Эволюция течения описывается при помощи уравнений Навье–Стокса в приближении малого числа Маха, которые замыкаются транспортным уравнением на поле концентрации и уравнением состояния. Для решения этих уравнений используется спектральный вычислительный код Nek5000 [6]. Количество используемых вычислительных узлов составляет более 120 млн. для основной вычислительной области и более 7 млн. для подводной трубы. Число Рейнольдса $Re=5300$, построенное по среднерасходной скорости и диаметру подводной трубы, фиксировано для всех трёх рассматриваемых случаев, что позволяет проводить прямое сравнение.



На рисунке показано сравнение поперечной компоненты поля завихренности в один и тот же момент времени в зависимости от входного профиля (а) и для всех трех пар газов (б, в). Ламинарный профиль на входе рождает симметричный вихревой диполь на фронте струи, в то время как полностью развитому турбулентному профилю соответствует похожий диполь, однако, симметрия нарушена. Видно, что струя распространяется быстрее в более легкой среде, что интуитивно понятно. Тем не менее, большая разность плотностей (случай «воздух – углекислый газ») приводит к распаду вихревого диполя, сохраняя лишь некоторое волновое движение в слое смешения.

Работа частично поддержана грантам РФФИ № 18-38-00717, № 19-08-01227, разработка вычислительного кода выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН. Авторы благодарны Сибирскому суперкомпьютерному центру, межведомственному суперкомпьютерному центру и информационному вычислительному центру НГУ за предоставленные вычислительные ресурсы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Abramovich S., Solan A. The initial development of a submerged laminar round jet // J. Fluid Mech. 1973. V. 59. P. 791–801.
2. Krueger P.S., Gharib M. The significance of vortex ring formation to the impulse and thrust of a starting jet // Physics of Fluids. 2003. V. 15. P. 1271–1281.
3. Pawlak G., Cruz C.M., Bazan C.M., Hardy P.G. Experimental characterization of starting jet dynamics // Fluid dynamics research. 2007. V. 39. P. 711–730.
4. Campbell I.H., Turner J.S. The influence of viscosity on fountains in magma chambers // Journal of Petrology. 1986. V. 27. P. 1–30.
5. Talbot B., Danaila L., Renou B. Variable–viscosity mixing in the very near field of a round jet // Physica Scripta. 2013. P. 014006.
6. Kerkemeier S., Fischer P., Lottes J. Nek5000: Open source spectral element CFD solver. URL: <http://nek5000.mcs.anl.gov.m> 2008

ДИНАМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ БЕГУЩИХ УЕДИНЕННЫХ ВОЛН В ПОДАТЛИВЫХ УПРУГИХ ТРУБАХ, ЗАПОЛНЕННЫХ ВОДОЙ

А. Т. Ильичев

Математический институт имени В.А. Стеклова РАН, Москва
ilichev@mi-ras.ru

Уравнения для квазиодномерного движения идеальной жидкости в осесимметричной мембранной трубке были получены в [1] путем прямого вывода. Исследование спектральной устойчивости ветви стационарного решения типа неподвижной уединенной волны (называемого аневризмой) при отсутствии жидкости внутри трубки (случай с регулируемым давлением) приведено в работе [2]. Бифуркационным параметром было инфляционное давление, и авторы обнаружили, что все семейство волн типа аневризмы всегда спектрально неустойчиво (т. е. возмущение формы волны экспоненциально растет со временем). В работе [3] изучена устойчивость всего семейства решений типа аневризмы при наличии жидкости внутри трубки, но при этом среднее течение (постоянная скорость жидкости на бесконечности) полагалось равным нулю. Было обнаружено, что аневризма все еще нестабильна, но наличие жидкости оказывает сильное стабилизирующее действие. Авторы работы [4] провели анализ устойчивости решений типа аневризмы при наличии среднего течения и обнаружили, что если скорость жидкости на бесконечности отделена от нуля, то аневризма может быть спектрально устойчивой. В работе [5] было установлено, что для мембранных трубок с локализованной неоднородностью стенки существуют два семейства уединенных волн возвышения, причем нижнее семейство с амплитудами, увеличивающимися при увеличении давления инфляции, спектрально устойчиво. В последнем случае можно говорить о настоящей волновой (а не орбитальной) устойчивости, поскольку задача уже не имеет трансляционной инвариантности.

Рассматривается проблема устойчивости одиночных волн, распространяющихся с ненулевой скоростью в заполненной жидкостью осесимметричной мембранной трубке. В этом случае параметром бифуркации является уже не давление инфляции (оно может принимать произвольные значения), а скорость уединенной волны. Рассматривается спектральная устойчивость относительно осесимметричных возмущений бегущих уединенных волн с помощью построения функции Эванса и подсчета ее нулей (совпадающих с неустойчивыми собственными значениями линеаризации основных уравнений вокруг решения типа уединенной волны) в правой комплексной полуплоскости спектрального параметра, где она является аналитической. Рассматривается семейство волн возвышения, отвечающих от наименьшего значения критической скорости. Амплитуда уединенной волны тем больше, чем ближе ее скорость к нулю. Для скоростей $c_s < c_0$, где c_0 – некоторое малое критическое значение, существует по крайней мере одна неустойчивая мода с соответствующим собственным значением, расположенным на положительной вещественной полуоси. Возможно, что меньшее собственное значение также существует, но оно настолько мало, что не удастся обнаружить его с помощью нашего численного метода. Поэтому волна возвышения для $c_s < c_0$ экспоненциально неустойчива. Когда c_s переходит через c_0 , неустойчивое собственное значение исчезает с положительной вещественной полуоси. Для $c_s < c_0$, когда собственные значения на положительной вещественной полуоси отсутствуют, адаптируется метод [6] оценки функции Эванса на контуре с достаточно большим радиусом. Затем используется принцип аргумента для подсчета числа нулей функции Эванса (совпадающих с неустойчивыми собственными значениями) внутри упомянутого контура (в большой области правой половины комплекса плоскости спектрального параметра, ограниченной мнимым осью) и выясняется, что там нет нулей. Это завершает доказательство того, что уединенные волны возвышения для спектрально устойчивы при $c_s < c_0$, т. е. если скорость уединенной волны отделена от нуля, она спектрально устойчива.

Данное исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ № 18-29-10020.

ЛИТЕРАТУРА

1. Epstein M., Johnston C. On the exact speed and amplitude of solitary waves in fluid-filled elastic tubes // Proc. Roy. Soc. Lond. A. 2001. V. 457. P. 1195–1213.
2. Pearse S.P., Fu Y.B. Characterization and stability of localized bulging/necking in inflated membrane tubes // IMA J. Appl. Math. 2010. V. 75. P. 581–602.
3. Il'ichev A.T., Fu Y.B. Stability of aneurysm solutions in a fluid-filled elastic membrane tube // Acta Mechanica Sinica. 2012. V. 28. P. 1209–1218.
4. Fu Y.B., Il'ichev A.T. Localized standing waves in a hyperelastic membrane tube and their stabilization by a mean flow // Math. Mech. Solids. 2015. V. 20. P. 1198–2014.
5. Il'ichev A.T., Fu Y.B. Stability of an inflated hyperelastic membrane tube with localized wall thinning // Internat. J. Engrg. Sci. 2014. V.80. P. 53–61.
6. Pego R.L., Smereka P., Weinstein M.I. Oscillatory instability of traveling waves for a KdV-Burgers equation // Physica D. 1993. V. 67. P. 45–65.

ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ПРОСКАЛЬЗЫВАНИЯ СТЕНКИ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ С ЛАМИНАРНЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ

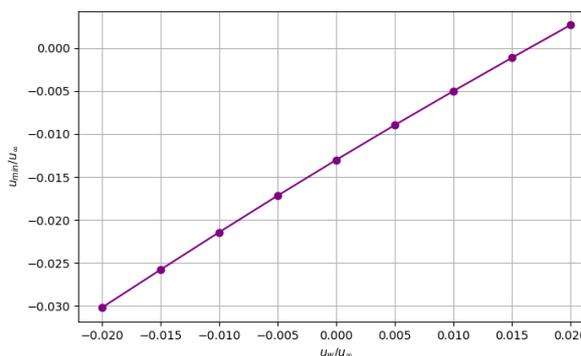
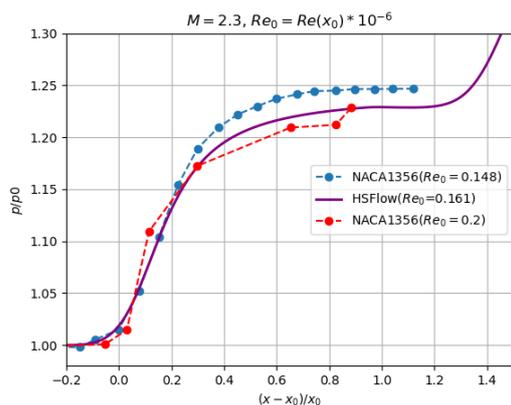
И.М. Илюхин^{1,2}, И.В. Егоров¹, В.Я. Нейланд¹

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

²Московский физико-технический институт (НИУ), г. Долгопрудный
ivan.ilyukhin@phystech.edu

Взаимодействие движущегося скачка уплотнения с пограничным слоем – распространённая задача в сверхзвуковой аэродинамике. В [1] представлена асимптотическая теория, описывающая взаимодействие неподвижного скачка с ламинарным пограничным слоем над движущейся пластинкой. В данной постановке было проведено численное моделирование взаимодействия ламинарного пограничного слоя над пластиной с постоянной температурой поверхности со скачком уплотнения, заданном с помощью граничных условий Ренкина–Гюгонио в виде ударной волны от клина. Численное моделирование основано на решении двумерных уравнений Навье–Стокса для сжимаемого совершенного газа с постоянным показателем адиабаты ($\gamma=1.4$) и числом Прандтля ($Pr=0.72$). Решение выполнено с помощью пакета программ HSFLOW [2,3]. Для верификации расчетных данных проводится сравнение отрывного обтекания неподвижной плоской пластины с экспериментальными данными [4]. Результаты сравнения представлены на иллюстрации. Проведено исследование влияния скорости проскальзывания стенки на структуру течения. Установлена закономерность, согласно которой чем быстрее стенка движется вверх по потоку, тем дальше распространяются возмущения давления по пограничному слою. Кроме этого, при определённом значении скорости стенки удалось избавиться от отрыва пограничного слоя. Зависимость минимальной скорости в пограничном слое от скорости движения стенки представлена на иллюстрации. Корректность численного метода подтверждена сравнением с теорией Блазиуса. Результаты моделирования качественно согласуются с выводами асимптотической теории [1].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №19-01-00525.



ЛИТЕРАТУРА

1. Ruban A.I., Araki D., Yapalarvi R., Gajjar J.S.B. On unsteady boundary-layer separation in supersonic flow. Part 1. Upstream moving separation point // J. Fluid Mech. 2011. V. 678. P. 124–155.
2. Башкин В.А., Егоров И.В. Численное моделирование динамики вязкого совершенного газа. М.: Физматлит, 2012. 372 с.
3. Егоров И.В., Новиков А.В. Прямое численное моделирование ламинарно-турбулентного обтекания плоской пластины при гиперзвуковых скоростях потока // Ж. Вычисл. Матем. и матем. Физ. 2016. Т. 56. № 6. С. 1064–1081.
4. Chapman D.R., Kuehn D.M., Larson H.K. Investigation of Separated Flows in Supersonic and Subsonic Streams with Emphasis on the Effect of Transition // NACA Report 1356. 1957.

АЭРОДИНАМИКА ТУРБУЛЕНТНОГО ВОЗДУШНОГО ПОТОКА – АКУСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ (РЕЙНОЛЬДС)

А.Н. Карелин

Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, Санкт-Петербург
super.cascad@yandex.ru

С 2002 года в филиале СПбГМТУ проводились лабораторные и теоретические исследования закрученных потоков.

Одним из направлений исследований было изучение гидроакустических характеристик аэродинамического (вихревого) шума турбулентных закрученных струй сложной геометрии в «бесконечном» пространстве состояния.

Теоретическая основа практических исследований это – теория подобия и математические методы теории планирования эксперимента [1–4].

Математическая модель формулировалась следующим образом. В качестве целевой функции теории подобия в "бесконечном" пространстве принимались относительные единицы: - V/d_c – относительное прецессирование системы струй, выраженное в виде отношения длины горизонтального отклонения от прямолинейного течения струи в горизонтальной плоскости сопла V к диаметру сопла d_c ; - $\frac{S_{\text{струи}}}{2S_{\text{сопла}}}$ –

относительное раскрытие системы струй, отношение площади сечения системы струй $S_{\text{стр}}$ к площади сечения сопел $S_{\text{сопл}}$; - V/V_0 – относительная скорость распространения системы струй, где $V_0 = 0,15\text{ м/с}$, скорость воздуха допускаемая санитарными нормами в помещении при наличии людей; - I/I_0 – относительная шумность системы струй в бесконечном пространстве, где $I_0 = 130\text{ db}$, «болевого барьер» человека.

При этом варьировались следующие факторы: - $X_1 = Re = (0,9 \div 8,37) \cdot 10^4$ – число Рейнольдса, как критерий перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения и обратно; - $X_2 = L/d_c = (20,83 \div 91,67)$ – отношение расстояния от плоскости среза сопел до плоскости точек замера L к диаметру сопла d_c ; - $X_3 = V_c/d_c = (6,25 \div 27,08)$ – отношение поперечного расстояния между соплами V_c к диаметру сопла d_c .

Измерение акустических характеристик импульса давления выполнялось с помощью звукозаписи и дальнейшего компьютерного анализа аэродинамического шума следующим образом: микрофон устанавливался в точке по оси струи на расстоянии ($X = L = 20,83d_c$; $y = 0$) и в дальнейшем проводились исследования по программе.

На рис. 1 представлена зависимость уровня шума I от Re при фиксированном расстоянии между соплами, $V_c = 6,25d_c$.

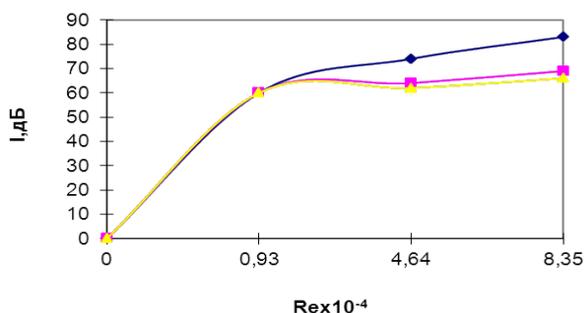


Рис. 1. Зависимость уровня шума системы взаимодействующих струй I от Re при $L=20,83d_c$; $V_c=6,25d_c$

ЛИТЕРАТУРА

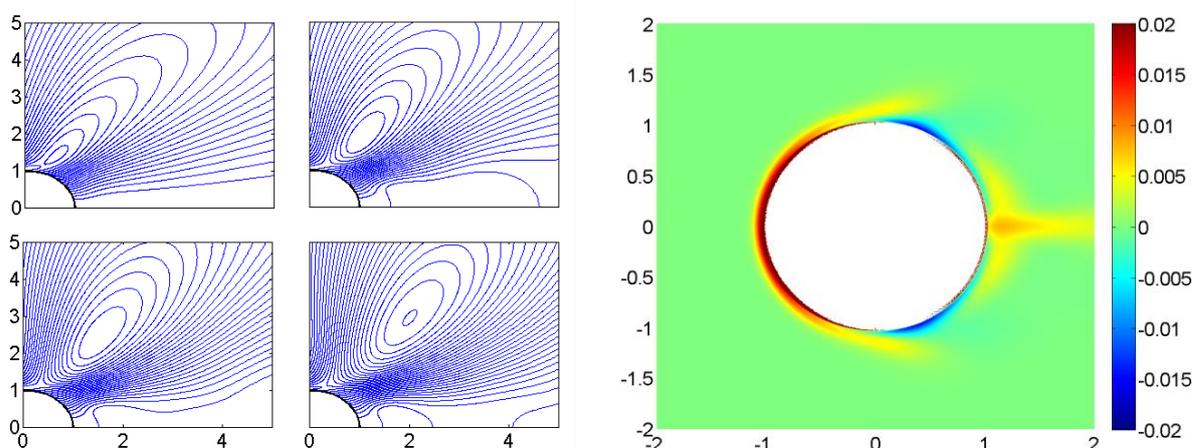
1. Веников В.А. Теория подобия и моделирования. М.: Высшая школа, 1976.
2. Новик Ф.С., Арсов Я.Б. Оптимизация процессов технологии металлов методами планирования экспериментов. М.: Машиностроение; София: Техника, 1980. 304 с.
3. Карелин А.Н. Гидродинамика и интенсификация теплообмена в сборках ядерных реакторов // Материалы XXI Международной конференции «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность» 25 февраля – 04 марта 2014 г. Московская область, пансионат «Звенигородский» РАН. М.: Издательство Московского университета, 2014. 270 с.
4. Карелин А.Н. Натурное моделирование межмашинного руслового канала для проведения исследований аэродинамики турбулентного воздушного потока // Материалы XXII Международной конференции «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность» 14 – 21 февраля 2016 г. Московская область, г. Звенигород, пансионат «Звенигородский» РАН / Ответственный редактор – Н.В. Никитин. М.: Издательство Московского университета, 2016. 311 с.

ОТРЫВ ВИХРЕЙ ПРИ ЭЛЕКТРОФОРЕЗЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЫ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Т.С. Киреева, Д.А. Артюхов, Е.А. Франц, В.С. Шелистов, Е.А. Демехин
Финансовый университет при Правительстве РФ, лаборатория электро- и гидродинамики микро-
и наномасштабов, Краснодар
gandizel@mail.ru

Линейная зависимость скорости частицы от напряженности электрического поля E_∞ , впервые полученная Смолуховским, перестает работать в сильном электрическом поле, когда начинают проявляться нелинейные эффекты. Теоретическое описание некоторых нелинейных эффектов появились сравнительно недавно [1–3], причем по большей части были предложены только асимптотические методы для некоторых частных случаев. При этом численный анализ ограничен малыми и умеренными напряженностями электрического поля.

Для практических приложений, кроме скорости электрофореза так же важно знать распределения скорости жидкости, электрического потенциала и концентрации ионов около поверхности микрочастицы. Для этого идеально подходит прямое численно моделирование, которое было проведено в данной работе в широком диапазоне параметров.



На рисунке слева приведены последовательные кадры распространения вихря. Видно, что вихрь зарождается на экваторе при значении угла $\theta = 90^\circ$. При удалении от поверхности частицы вихри вытягиваются вдоль течения и заканчиваются при предельном значении угла $\theta \approx 60^\circ$. Для всех расчетов предельный угол менялся слабо и находился в диапазоне $50\text{--}60^\circ$. При дальнейшем увеличении напряженности электрического поля микровихрь теряет стационарность и происходит его периодический отрыв от поверхности и унос вместе с потоком, (см. рисунок). При достаточно большой напряженности отрыв приобретает хаотический характер. Явление сильно напоминает образование цепочки Кармана, но в силу приближения ползущего течения имеет другой физический механизм.

С помощью асимптотического анализа было показано, что существование стационарного вихря физически объясняется неравномерностью распределения заряда (рисунок справа), а, следовательно, и силы Кулона вблизи поверхности частицы. Возникает вопрос, почему при достаточно большой напряженности электрического поля микровихри начинают отрываться от поверхности частицы? Одним из предположений, использованных в асимптотическом анализе, является обращение в ноль члена с объемной электрической силой в уравнении Стокса (за пределами слоя Дебая). Однако, как показывают численные расчеты, такое предположение верно только для достаточно малых напряженностей поля. При достаточно больших значениях напряженности происходит необычное явление: заряд начинает увлекаться потоком жидкости и выходит во внешнюю область. Одно из его следствий – невыполнение баланса сил, что и приводит к отрыву вихря. Типичное распределение заряда для этого случая приведено на рисунке: отделение заряда происходит как на экваторе при $\theta = 90^\circ$, так и на полюсе частицы при $\theta = 0^\circ$.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и администрации Краснодарского края в рамках научного проекта № 19-48-235001 п_Наставник.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schnitzer O., Yariv E. Macroscale description of electrokinetic flows at large zeta potentials: Nonlinear surface conduction // *Physical Review E*. 2012. V. 86. № 2. P. 021503.
2. Schnitzer O., Zeyde R., Yavneh I. Weakly nonlinear electrophoresis of a highly charged colloidal particle // *Physics of Fluids*. 2013. V. 25. № 2. P. 052004.
3. Schnitzer O., Yariv E. Nonlinear electrophoresis at arbitrary field strengths: small-Dukhin-number analysis // *Physics of Fluids*. 2014. V. 26. № 12. P. 122002.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОДОЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ НА КОЭФФИЦИЕНТЫ ТЕПЛОТДАЧИ И СОПРОТИВЛЕНИЯ

Н.А. Киселёв, А.Г. Здитовец, С.С. Попович, Ю.А. Виноградов
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
kiselev.nick.a@gmail.com

Уже более полувека многие исследователи изучают процессы переноса теплоты и импульса в однофазных течениях с градиентом давления [1–4], однако некоторые особенности влияния неблагоприятного градиента давления на тепловые и динамические пограничные слои все еще не выявлены. В настоящее время градиентные течения все еще являются предметом активных дискуссий.

В данной работе представлено исследование влияния неблагоприятного градиента давления на процессы, приводящие к интенсификации теплообмена на гладких и облученных поверхностях. Экспериментальные исследования проводились на дозвуковой аэродинамической установке НИИМ МГУ (рисунок 1), рабочий канал которой выполнен щелевым: длина $L=1190$ мм, высота $H=50$ мм и ширина $B=300$ мм. Последняя рабочая секция имеет длину 270 мм и оснащена подвижной верхней стенкой. Регулируя угол раскрытия (положение верхней стенки), на рабочий участок накладывается различный градиент давления.

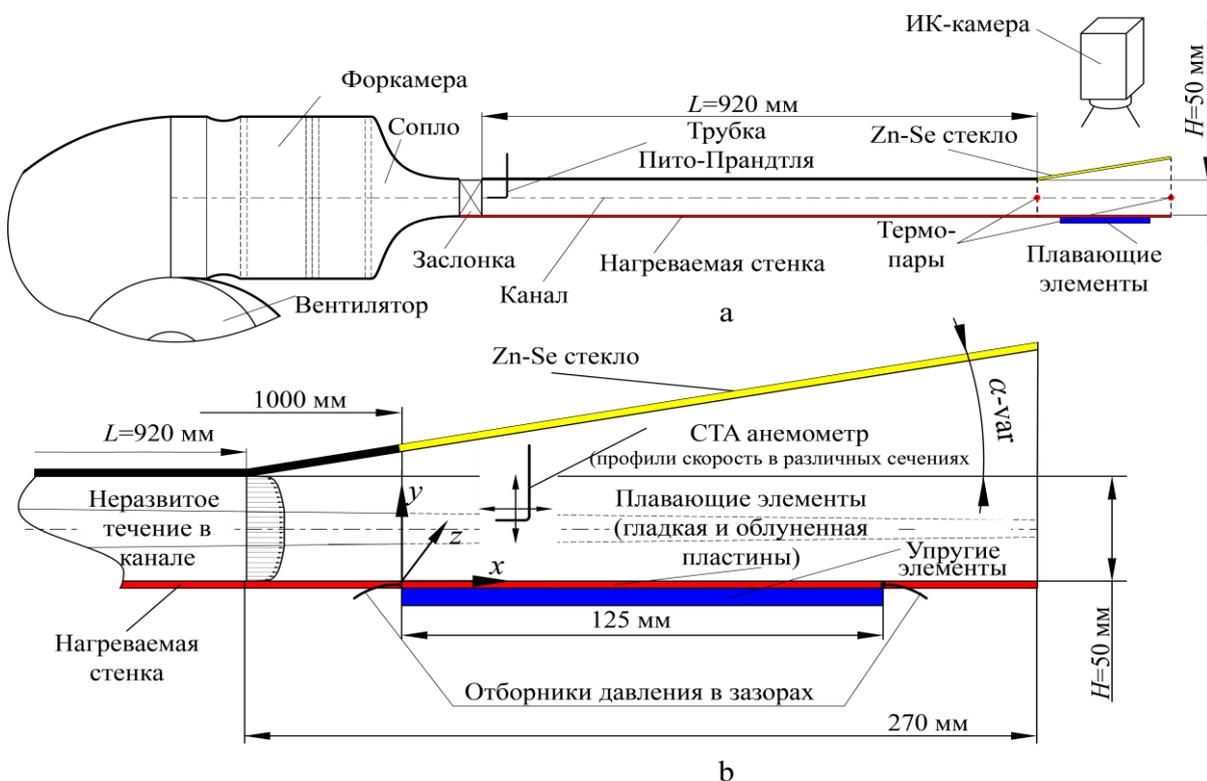


Рис. 1. Схемы установки (а) и рабочего канала (б)

В результате экспериментальных исследований получены поля скоростей (усредненная и пульсационная составляющие), зависимости коэффициентов теплоотдачи и сопротивления (теплогидравлические характеристики) гладкой и облученной поверхности. Показано, что неблагоприятный градиент давления существенно влияет на теплогидравлические характеристики гладкой и облученной поверхности, а также на профили скорости в турбулентном пограничном слое.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-10213).

ЛИТЕРАТУРА

1. Clausert F.H. Turbulent Boundary Layers in Adverse Pressure Gradients // J. Aeronaut. Sci. 1954. V. 2. P. 91–108.
2. Simpson R.L., Strickland J.H., Barr P.W. Features of a separating turbulent boundary layer in the vicinity of separation // J. Fluid Mech. 1977. V. 79. P. 553.
3. Houra T., Nagano Y. Effects of adverse pressure gradient on heat transfer mechanism in thermal boundary layer // Int. J. Heat Fluid Flow. 2006. V. 27. P. 967–976.
4. Araya G., Castillo L. Direct numerical simulations of turbulent thermal boundary layers subjected to adverse streamwise pressure gradients // Phys Fluids. 2013. V. 25.

О НЕЕДИНСТВЕННОСТИ РЕШЕНИЯ ТРЕХМЕРНОЙ ЗАДАЧИ, МОДЕЛИРУЮЩЕЙ СВЕРХЗВУКОВОЕ СТАЦИОНАРНОЕ ОБТЕКАНИЕ ОБЛАСТИ СОПРЯЖЕНИЯ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА И ПЛАСТИНЫ ВЯЗКИМ ГАЗОМ

Е.В. Колесник, А.А. Смирновский, Е.М. Смирнов
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
kolesnik_ev@mail.ru

Численно решается задача сверхзвукового обтекания удлиненного цилиндрического тела, установленного на пластине, вдоль которой развивается ламинарный пограничный слой. Исследование структуры потока и теплообмена в подобных конфигурациях является важным, например, при разработке аэрокосмической техники. Расчетная область показана на рис. 1а. Согласно используемой модели вязкого совершенного газа, течение определяется следующим набором безразмерных параметров: числом Маха набегающего потока M , числом Рейнольдса Re_D , построенном по диаметру затупления, числом Прандтля Pr , температурным фактором T_w/T_∞ , показателем адиабаты γ , а также протяженностью пластины L_{plate} до места сопряжения. Решения задачи находились для набора параметров, соответствующего данным работы [1]: $M=6.7$, $T_w/T_{in}=4.75$, $Re_D=1.25 \cdot 10^4$ ($D=2.5$ мм), $Pr=0.7$, $\gamma=1.4$, $L_{plate}=145$ мм. На входной границе расчетной области задавался однородный поток, на поверхности тела и пластины – условие прилипания. Поверхность тела и пластины поддерживались при постоянной температуре T_w .

Для расчетов использовался конечно-объемный «неструктурированный» программный код SINF/Flag-S, разрабатываемый в Институте прикладной математики и механики СПбПУ. Решались полные уравнения Навье–Стокса; численный метод решения описан в [2]. Для представляемых расчетов сначала использовалась квазиструктурированная сетка, содержащая 10 млн ячеек. Затем, в целях проверки сеточной сходимости, расчеты были выполнены и на сетке с 25 млн ячеек.

Предыдущие исследования (см., например, работу [1] и библиографию в ней), показали, что при обтекании сверхзвуковым потоком установленного на пластине затупленного тела встречный градиент давления приводит к отрыву пограничного слоя. Внутри отрывной области поток разгоняется до сверхзвуковых скоростей, возникают местные волны уплотнения, что приводит к повторному отрыву пристенного течения, и в результате перед телом формируется протяженная отрывная область, содержащая совокупность подковообразных вихрей.

В результате настоящих расчетов установлено, что при данном наборе параметров существует два устойчивых стационарных решения (рис. 1б). Первое решение характеризуется более короткой отрывной областью, центр основного подковообразного вихря находится на расстоянии около одного калибра (D) от передней кромки тела. Во втором решении отрывная область более протяженная, а центр основного вихря расположен почти в два раза дальше от обтекаемого тела. Распределение относительного теплового потока вдоль линии симметрии на пластине (рис. 1б), помимо глобального максимума (находится вне поля рис. 1б), содержит еще один ярко выраженный локальный максимум в первом решении и два локальных максимума меньшего уровня во втором решении. Последнее хорошо согласуется с численным решением и экспериментальными данными работы [1] (вопросы возможной двойственности решения в этой работе не затрагивались).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 17-08-00854 А.

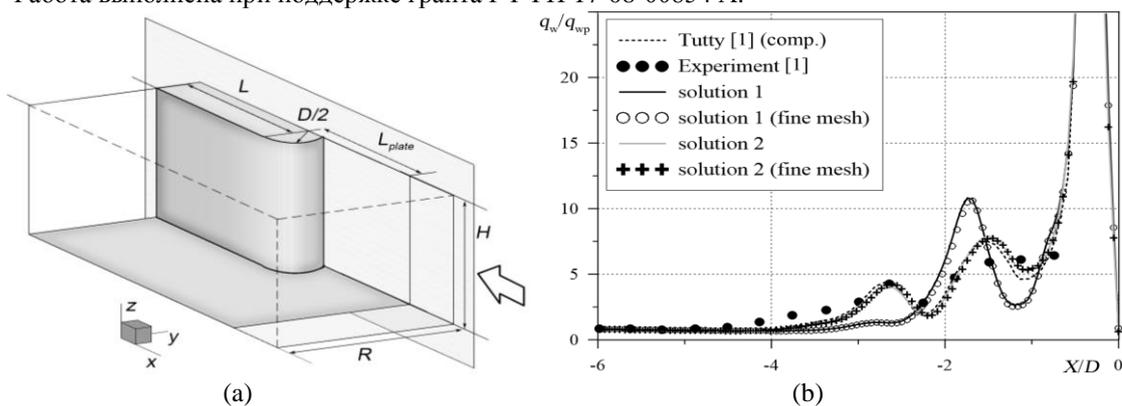


Рис.1. Расчетная область (а) и распределение относительного теплового потока вдоль линии симметрии на пластине (б)

ЛИТЕРАТУРА

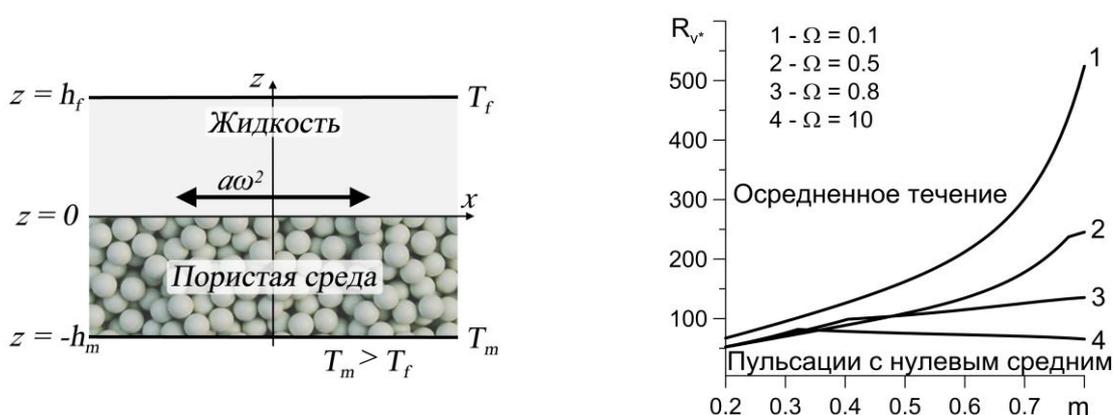
1. Tutty O.R., Roberts G.T., Schuricht P.H. High-speed laminar flow past a fin-body junction // J. Fluid Mech. 2013. V. 737. P. 19–55.
2. Kolesnik E.V., Smirnov E.M., Smirnovsky A.A. Numerical solution of a 3D problem on a supersonic viscous gas flow past a plate-cylindrical body junction at $M 2.95$. // St. Petersburg Polytech. State Univ. Journal. Phys. Math. 2019. V. 12. № 2. P. 7–22.

ОСРЕДНЕННЫЕ ВИБРОКОНВЕКТИВНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В ДВУХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЕ С ПОРИСТОЙ ЗОНОЙ РАЗНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПРИ НУЛЕВОЙ ГРАВИТАЦИИ

Е.А. Колчанова

Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь
kolchanovaea@gmail.com

В работе рассматривается задача о возбуждении осредненной термовибрационной конвекции неоднородно нагретой однокомпонентной жидкости в условиях нулевой гравитации. Жидкость заполняет горизонтальный слой, разделенный на две части пористой зоной (см. рисунок). Созданная таким образом двухслойная система «жидкость – пористая зона» осциллирует поперечно вертикальному градиенту температуры с высокой частотой и малой амплитудой. Период осцилляций считается малым по сравнению с характерными тепловыми и гидродинамическими временами задачи. Сжимаемостью жидкости пренебрегается. Проводится численное моделирование осредненных уравнений термовибрационной конвекции в слоях [1, 2] при различных безразмерных частотах вибрации Ω и пористостях m , связанных с проницаемостью пористой зоны формулой Кармана–Козени. Получены условия на границе раздела жидкостного и пористого слоев. Проведено сравнение численных данных с результатами ранних работ по термовибрационной конвекции в предельных случаях однослойных жидкостных [1] и пористых систем [2].



Известно, что в условиях микрогравитации обычная гравитационная ослаблена или вообще отсутствует. Вызвать конвективное течение в этом случае можно с помощью поперечной высокочастотной вибрации. Под действием переменных инерционных сил в системе генерируется осредненное течение, когда вибрационное число Рэлея–Дарси превышает критическое значение (см. рисунок). В противном случае жидкость остается неподвижной в среднем на фоне высокочастотных осцилляций.

Показано, что в отличие от случая статического поля тяжести [3] или случая вертикальной вибрации в гравитационном поле [4], когда рост пористости и проницаемости однозначно усиливает термогравитационную конвекцию, при вибрационной конвекции в условиях невесомости критическое число Рэлея–Дарси может немонотонно изменяться с ростом пористости. Здесь играет роль значение безразмерной частоты вибрации. При частотах, меньших 0.8, осредненное течение подавляется, а при $\Omega > 0.8$ появляется интервал пористостей от 0.3 до 0.8, где конвекция усиливается. Несмотря на эту разницу, при вибрации сохраняется характерный для слоистых систем скачкообразный переход от коротковолновой конвекции к длинноволновой конвекции, происходящий с повышением пористости (изломы кривых 1–4 на рисунке). Этот переход имеет место также при уменьшении отношения толщин жидкостного и пористого слоев. Проникновение течение в пористый слой и формирование длинноволновых валов фиксируется с ростом надкритичности при анализе нелинейных режимов осредненной термовибрационной конвекции.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-71-00067).

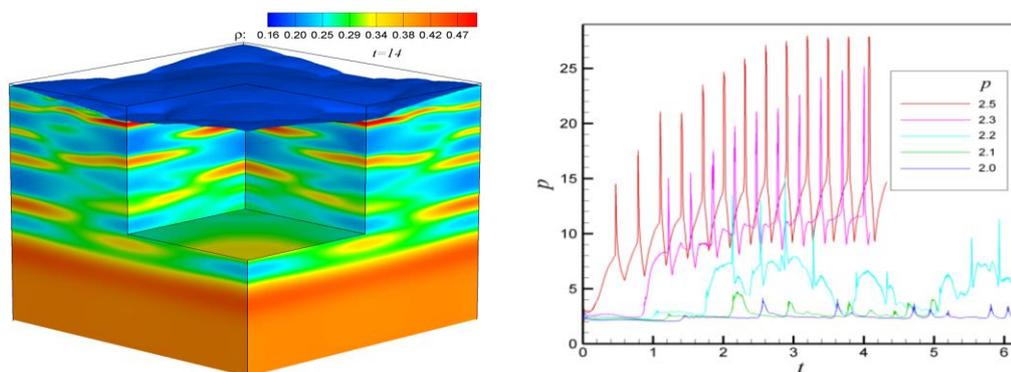
ЛИТЕРАТУРА

1. Gershuni G.Z., Lyubimov D.V. Thermal Vibrational Convection. N.Y. etc.: Wiley, 1998, 358 p.
2. Зеньковская С.М., Роговенко Т.Н.. Фильтрационная конвекция в высокочастотном вибрационном поле // Прикладная механика и техническая физика. 1999. № 3. С. 22–29.
3. Kolchanova E.A., Lyubimov D.V., Lyubimova T.P. The onset and nonlinear regimes of convection in a two-layer system of fluid and porous medium saturated by the fluid // Transport in Porous Media. 2013. V. 97. № 1. P. 25–42.
4. Колчанова Е.А., Любимов Д.В., Любимова Т.П. Влияние эффективной проницаемости среды на устойчивость двухслойной системы «однородная жидкость – пористая среда» в поле вибраций высокой частоты // Вычислительная механика сплошных сред. 2012. Т. 5. № 2. С. 225–232.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В УСЛОВИЯХ НЕОДНОЗНАЧНОГО ПРЕДСТАВЛЕНИЯ УДАРНО-ВОЛНОВОГО РАЗРЫВА

А.В. Конохов, А.П. Лихачев, П.Р. Левашов
Объединенный институт высоких температур РАН, Москва
konyukhov_av@mail.ru

В настоящей работе представлены новые результаты численного моделирования ударных волн (УВ) в условиях неоднозначного представления ударно-волнового разрыва. В работах [1–3] было показано, что линейная теория устойчивости плоской УВ в средах с произвольным уравнением состояния [4, 5] позволяет установить наличие на ударной адиабате (УА) участков аномального поведения ударных волн, но неверно определяет их границы и характер возникающих аномалий (подробный обзор работ по рассматриваемой проблеме дан в [2, 3]). В частности, при выполнении любого из двух линейных критериев неустойчивости на УА возникает область неоднозначного представления УВ, перекрывающая участок ее неустойчивости [6]. В этой области УВ либо распадается с образованием комбинированной волны сжатия (условие $L < -1$, здесь и ниже используются те же обозначения, что и в работах [4, 5]), либо является метастабильной (условие $L > 1+2M$). В последнем случае, анализу которого и посвящена данная работа, поведение возмущенной ударной волны зависит от величины и характера возмущений: она либо восстанавливает исходное состояние (устойчивая реакция), либо переходит в нестационарный режим, характеризующийся распространением вдоль поверхности ударной волны вторичных волн. Вторичные волны “переключают” локальные значения параметров за фронтом ударной волны между участками ударной адиабаты, примыкающими к участку неустойчивости $L > 1+2M$ со стороны меньшего и большего давлений (неустойчивое состояние).



При наличии боковых границ или при периодическом характере возмущении УВ фронта развивается осциллирующий режим поведения ударной волны: пульсации параметров за фронтом ударной волны не затухают со временем (неполная аналогия с ячеистой структурой детонационных волн). В настоящей работе с использованием модельного уравнения состояния [3] проведено 2D и 3D моделирование поведения УВ, получены новые результаты, демонстрирующие метастабильность ударных волн на тех сегментах области неоднозначного представления УВ разрыва, которые примыкают к участку неустойчивости $L > 1+2M$. На рисунке слева показана поверхность ударной волны и поле плотности за ее фронтом в некоторый момент времени после возникновения осциллирующего режима. На рисунке справа показана эволюция давления за фронтом возмущенной ударной волны для нескольких точек УА в нижней области неоднозначного представления УВ разрыва. Во всех расчетах задавалась одна и та же амплитуда начального возмущения УВ. Два вида зависимостей (слабое затухание пульсаций давления и рост амплитуды пульсаций с выходом на насыщение) соответствуют устойчивой и неустойчивой реакции ударной волны на начальное возмущение. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №16-02-01179.

ЛИТЕРАТУРА

1. Конохов А.В., Лихачев А.П., Опарин А.М., Анисимов С.И., Фортгов В.Е. Численное исследование неустойчивости ударных волн в термодинамически неидеальных средах // ЖЭТФ. 2004. Т. 98. № 4. С. 811–819.
2. Конохов А.В., Лихачев А.П., Фортгов В.Е., Хищенко К.В., Анисимов С.И., Опарин А.М., Ломоносов И.В. О нейтральной устойчивости ударной волны в реальных средах // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. № 1. С. 21–27.
3. Конохов А.В., Лихачев А.П., Фортгов В.Е., Анисимов С.И., Опарин А.М. Устойчивость и неоднозначное представление ударно-волнового разрыва в термодинамически неидеальных средах // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. № 1. С. 28–34.
4. Дьяков С.П. Об устойчивости ударных волн // ЖЭТФ. 1954. Т. 27. № 3. С. 288–296.
5. Конторович В.М. К вопросу об устойчивости ударных волн // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. № 6. С. 1525–1526.
6. Кузнецов Н.М. Устойчивость ударных волн // УФН. 1989. Т. 159. № 3. С. 493–527.

О ПРОБЛЕМЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ СТАТИСТИЧЕСКИХ МОМЕНТОВ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОЛЕЙ В ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЁТАХ

Б.И. Краснопольский, К.М. Сергеенко
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
krasnopolsky@imec.msu.ru

Существенным фактором, влияющим на точность расчёта турбулентных полей, выполненного с применением вихререзающих методов, является величина выборки осреднения. В силу гипотезы об эргодичности статистически стационарных турбулентных течений, набор статистики может осуществляться за счёт осреднения полей по однородным пространственным координатам, по времени или по ансамблю некоррелированных реализаций одного и того же турбулентного течения. Практически значимым представляется установление связи, которая позволила бы ввести унифицированную метрику оценки точности при осреднении.

В [1] и ряде других работ было предложено использовать для количественного сопоставления результатов осреднения понятие эффективного размера выборки. Это понятие определяет эквивалентный размер некоррелированной выборки, обеспечивающий такую же точность осреднения, что и данная выборка, обладающая ненулевым корреляционным масштабом. Наиболее распространённым, но не единственным [2], критерием определения точности осреднения является введение метрики через отношение дисперсий среднего для выборки коррелированных и некоррелированных величин. То есть, коррелированной выборке длины N ставится в соответствие некоррелированная выборка длины N_{eff} с равной дисперсией.

В настоящей работе приводятся результаты использования данной метрики для сравнения точности осреднения по времени и по однородным пространственным координатам на примере задачи о моделировании турбулентного течения в плоском канале. Рассматривается возможность применения данной метрики для обоснования наблюдаемого эффекта существенного повышения точности осреднения (или уменьшения суммарного интервала осреднения при сохранении точности осреднения) при комбинации осреднения по времени и по ансамблю независимых реализаций. Последнее наблюдение представляет особый интерес для дальнейшего развития алгоритма моделирования турбулентных течений, основанного на одновременном моделировании нескольких некоррелированных состояний турбулентного течения [3].

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова и с использованием вычислительных ресурсов ОВК НИЦ «Курчатовский институт», <http://computing.nrcki.ru/>, при поддержке гранта РФФИ № 18-71-10075.

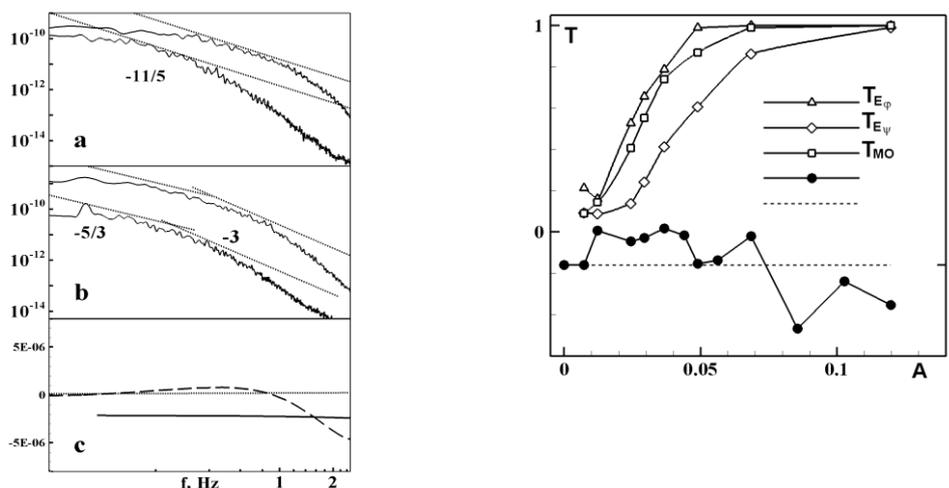
ЛИТЕРАТУРА

1. Laurmann J.A., Gates W.L. Statistical considerations in the evaluation of climatic experiments with atmospheric general circulation models // J. Atmos. Sci. 1977. V. 34. P. 1187–1199.
2. Thiebaut H.J., Zwiers F.W. The Interpretation and Estimation of Effective Sample Size // J. Climate and Applied Meteorology. 1984. V. 23. P. 800–811.
3. Krasnopolsky B. An approach for accelerating incompressible turbulent flow simulations based on simultaneous modelling of multiple ensembles // Computer Physics Communications. 2018. V. 229. P. 8–19.

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ НА СВОЙСТВА ТУРБУЛЕНТНОСТИ

О.Э. Кривоносова, Д.Ю. Жиленко
 НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
 olga@imec.msu.ru

Исследованиям синхронизации в турбулентных течениях в атмосфере [1], так же, как и в модельных турбулентных течениях [2, 3], уделяется в последнее время большое внимание. Представлены результаты прямого численного моделирования турбулентных течений вязкой несжимаемой жидкости во вращающемся сферическом слое. Синхронизация в таких течениях обеспечивается модуляцией угловой скорости вращения внутренней сферы $\Omega(t)$: $\Omega(t) = \Omega_{av}(1 + A \sin(2\pi ft + \varphi))$, где Ω_{av} – среднее значение угловой скорости, A , f – амплитуда и частота модуляции. Расчеты проведены с использованием алгоритма [4].



На левом рисунке приведены спектры азимутальной компоненты скорости течения в отсутствие модуляции (a) и при ее наличии (b), верхние кривые – расчет, нижние – эксперимент [5]. Все данные на левом рисунке соответствуют точке измерения, расположенной на средних широтах вблизи внешней сферы [5]. На фрагменте (c) левого рисунка показаны результаты расчета структурной функции скорости третьего порядка D_{LLL} (штриховая линия для случая b, сплошная для случая a). В отсутствие модуляции (a) наклон спектра $-11/5$ как в расчете, так и в эксперименте, а $D_{LLL} < 0$, что свидетельствует о наличии трехмерной турбулентности, что для нестратифицированных изотермических течений вязкой несжимаемой жидкости численно получено впервые в мире. При $A > 0$ (b), турбулентность становится двумерной, с наклоном спектра $-5/3$ на низких частотах и -3 на высоких, при этом $D_{LLL} > 0$ (c).

Фазовая синхронизация приводит к перемежаемости в виде произвольного чередования во времени участков с постоянной во времени разностью фаз между скоростью сферы и скоростью течения (слабая турбулентность), и участков с изменяющейся во времени разностью фаз (сильная турбулентность). Относительная продолжительность участков с сильной синхронизацией для азимутальной компоненты кинетической энергии течения $T_{E\varphi}$, меридиональной $T_{E\psi}$, и момента сил трения на внешней сфере T_{M0} в зависимости от A приведена на правом рисунке (открытые символы). Линией с темными символами показано отношение величины (E_φ/E_ψ) к той же величине при $A=0$ (ось справа). В течениях с перемежаемостью ($T < 1$) это отношение больше 1, а при полной синхронизации ($T = 1$) – меньше 1. Таким образом, синхронизация изменяет соотношение E_φ/E_ψ по сравнению со стационарным вращением.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, проекты № 18-08-00074 и № 19-05-00028.

ЛИТЕРАТУРА

1. Read P., Castrejon-Pita A. Phase synchronization between stratospheric and tropospheric quasi-biennial oscillations // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2012. V. 138. P. 1338–1349.
2. Read P., Morice-Atkinson X., Allen E., Castrejon-Pita. Phase synchronization of baroclinic waves in differentially heated rotating annulus experiment subject to periodic forcing with a variable duty cycle // Chaos. 2017. V. 27. P. 127001.
3. Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э. Синхронизация в турбулентном сферическом течении Куэтта под действием неравномерного вращения // ЖТФ. 2019. Т. 89. Вып. 7. С. 998–1003.
4. Nikitin N. Finite-difference method for incompressible Navier-Stokes equations in arbitrary orthogonal curvilinear coordinates // J. Comput. Phys. 2006. V. 217. P. 759–781.
5. Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э. Изменение свойств турбулентных течений в сферическом слое под действием модуляции скорости вращения // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. Вып. 10. С. 87–94.

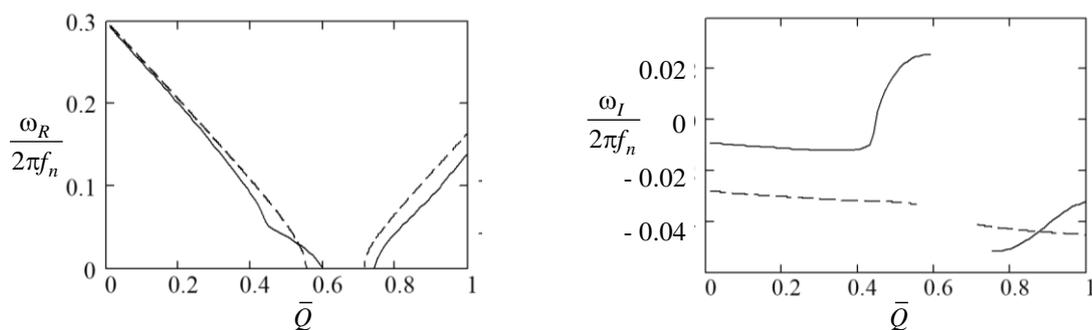
О ВЛИЯНИИ ИСПАРЕНИЯ И КОНДЕНСАЦИИ НА НИЗКОЧАСТОТНУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ГИДРОТУРБИННОМ ТРАКТЕ

П.А. Куйбин

Институт теплофизики имени С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск
kuibin@itp.nsc.ru

Наряду со многими нестационарными явлениями в гидроагрегатах можно выделить пульсации, обусловленные возникновением кавитационной полости под рабочим колесом турбины. Стандартным для моделирования подобных явлений считается подход, основанный на понятии кавитационной податливости [1]. В указанной работе было показано, что диффузорность отсасывающей трубы и закрутка потока являются дестабилизирующими факторами. В статьях [2, 3] выявлено влияние характера распределения завихренности и размера кавитационной полости на коэффициенты характеристического уравнения, решение которого дает собственные частоты и инкременты колебаний. Показано, что влияние закрутки на устойчивость значительно меньше, чем описывалось в [1] и быстро уменьшается с ростом размера кавитационной полости. В данной работе в развитие модели рассматривается вопрос о влиянии фазовых переходов на пульсации кавитационной полости и связанные с ними низкочастотные возмущения давления и расхода в проточной части гидротурбины. Полость моделируется сферическим пузырем.

В работе [1] были выведены два основных уравнения: уравнение неразрывности, описывающее взаимосвязь между расходом в напорном водоводе, Q_1 , и в отсасывающей трубе, Q_2 : $Q_2 - Q_1 = -C dp_c/dt$ ($C = -\partial V_c/\partial p_c$ – кавитационная податливость); и уравнение, связывающее давление на входе в систему с давлением на выходе. Чтобы учесть влияние фазовых переходов, мы привлекаем два дополнительных уравнения. Одно из них отвечает за изменение давления и размера полости при заданном тепловом потоке [4] и должно быть добавлено в правую часть уравнения неразрывности $[q_l/\rho_c\kappa + dR_c/dt] 3C\gamma p_c/R_c$. Здесь γ – показатель адиабаты для пара, p_c – давление пара, ρ_c – плотность пара, R_c – радиус кавитационной полости ($V_c = 4\pi R_c^3/3$), κ – скрытая теплота парообразования, q_l – плотность теплового потока от кавитационной полости в жидкость. Второе дополнительное уравнение – уравнение переноса тепла – на распределение температуры в жидкости T_l . При заданном поле температуры тепловой поток на границе пар – жидкость: $q_l = \lambda_l (\partial T_l/\partial r)_{r=R_c}$. После линеаризации уравнений и постановки задачи о неустойчивости гармонических возмущений выведено характеристическое уравнение – уравнение четвертого порядка на комплексную частоту $\omega = \omega_R + i\omega_I$. Вещественная часть ω_R дает частоту, а мнимая часть ω_I – скорость затухания (декремент) или роста (инкремент) возмущения.



На рисунке показан пример сопоставления расчетов собственных частот и инкрементов/декрементов возмущений расхода в проточной части гидроагрегата в присутствии кавитационной полости с учетом (сплошные линии) и без учета фазовых переходов (штриховые линии). В данном примере при наличии фазовых переходов диапазон расходов, при которых неустойчивые колебания возможны, становится уже и смещается в зону больших расходов. При малых расходах их учет ведет к стабилизации, а при $\bar{Q} > 0,744$ возможны и стабилизация, и дестабилизация возмущений.

Таким образом, в работе получена развитая модель гидродинамических низкочастотных колебаний в проточной части ГЭС, вызванных наличием кавитационной полости. В модели учтены явления испарения и конденсации в кавитационной полости. В зависимости от параметров может иметь место как стабилизация, так и увеличение инкрементов роста возмущений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-58-53052).

ЛИТЕРАТУРА

1. Chen C., Nicolet C., Yonezawa K., Farhat M., Avellan F., Tsujimoto Y. One-dimensional analysis of full load draft tube surge // J. Fluids Eng. 2008. V. 130. P. 041106(6).
2. Kuibin P., Pylev I., Zakharov A. Two-phase models development for description of vortex-induced pulsation // IOP Conf. Series: Earth and Environ. Sci. 2012. V. 15. P. 022001(6).
3. Kuibin P., Zakharov A. On low-frequency unsteady phenomena caused by cavitation in hydroturbines // IOP Conf. Series: Earth and Environ. Sci. 2019. V. 288. P. 012100(6).
4. Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Шрейбер И.Р. Волновая динамика газо- и парожидкостных сред. М.: Энергоатомиздат, 1990. 248 с.

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ СТРУКТУРЫ НЕЙТРАЛЬНО УСТОЙЧИВОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ГАЗЕ И О СПОНТАННОМ ИЗЛУЧЕНИИ

А.Г. Куликовский¹, А.Т. Ильичев¹, А.П. Чугайнова¹, В.А. Шаргатов²

¹Математический институт имени В.А. Стеклова РАН, Москва

²Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ

ilichev@mi-ras.ru

Построено решение задачи о структуре спонтанно излучающей ударной волне (СИУВ) в газе и доказана устойчивость этой структуры. Результаты относятся к конкретной модели ударной волны и конкретной ее структуре. Однако, эти результаты показывают, что аргументы не существования СИУВ, высказанные в [1] и сомнения в отсутствии спонтанного излучения [2, 3] несправедливы. Авторы данной работы считают, что нет оснований подвергать сомнению выводы исходных классических работ об устойчивости ударных волн в газах [4–6]. Важно отметить устойчивость структуры СИУВ в рассмотренном в работе конкретном случае. Конечно, вывод об устойчивости структуры относится к конкретному случаю и зависит от модели структуры, но есть некоторые основания думать, что если структура связана с диссипативными процессами, то она окажется устойчивой. Зависимость частоты от волнового числа описывается дисперсионным соотношением $D=0$, полученным в результате того обстоятельства, что граничные условия на лидирующей ударной волне содержат только информацию об отраженных волнах (всего имеется четыре таких волны, пятая волна – падающая, ее интенсивность предполагается равной нулю). Показано, что при фиксированном волновом числе, дисперсионная функция D не обращается в нуль при вещественной и мнимой частотах больших нуля. Для этого используется принцип аргумента теории функций комплексного переменного: образ замкнутого контура на плоскости вещественная часть частоты – мнимая часть частоты (рис. 1) в результате отображения D (при фиксированном волновом числе)

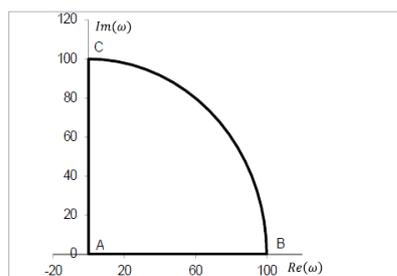


Рис.1

не огибает начало координат (рис. 2).

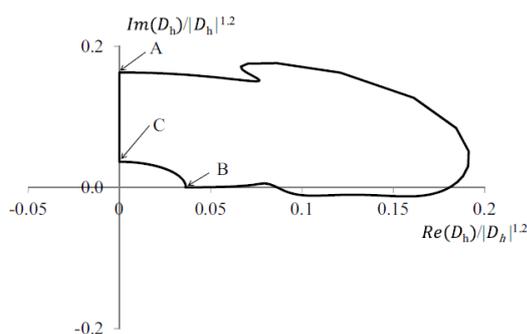


Рис.2

Данное исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РФФИ № 17-01-00180.

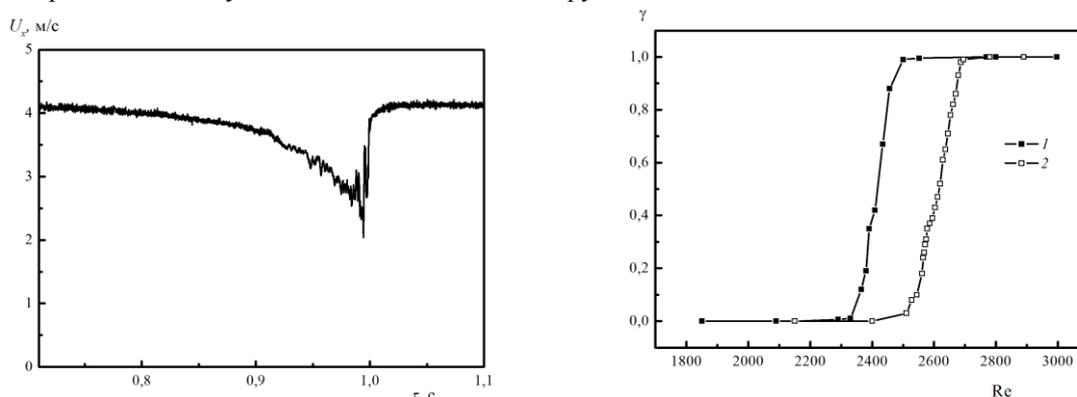
ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов В.М. // ЖЭТФ. 1986. Т. 2. С. 744–753.
2. Конюхов А.В., Лихачев А.П., Фортов В.Е., Хищенко Н.В., Анисимов С.И., Опарин А.М. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. С. 28–34.
3. Конюхов А.В., Лихачев А.П., Фортов В.Е., Хищенко Н.В., Анисимов С.И., Опарин А.М. // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. С. 927–937.
4. Дьяков С.П. // ЖЭТФ. 1954. Т. 27. С. 288–295.
5. Конторович В.М. // Акустический журнал. 1959. № 5. С. 314–323.
6. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Гидромеханика. М.: Наука, 1986.

ПЕРЕХОД К ТУРБУЛЕНТНОСТИ ЧЕРЕЗ ПЕРЕМЕЖАЕМОСТЬ В ИНЕРТНЫХ И РЕАГИРУЮЩИХ СТРУЯХ

В.В. Леманов, В.В. Лукашов, К.А. Шаров
Институт теплофизики имени С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск
lemanov@itp.nsc.ru

В настоящее время для струй, истекающих из сопел конфузорного типа, в основном реализуется субгармонический волновой механизм перехода к турбулентности, связанный с явлением спаривания вихрей в слое смешения струи [1]. В данной работе рассматривается принципиально другой сценарий перехода через перемежаемость. В связи с этим выполнено экспериментальное исследование инертных и реагирующих струй, истекающих из длинных трубок диаметром 2–8 мм в воздушное пространство при низких числах Рейнольдса 400–5000. В качестве рабочего тела использовались: для инертных изотермических струй – воздух, двуокись углерода, пропан, фреон-22; для реагирующих струй – пропан в смеси с инертным разбавителем (CO_2). В инструментарий входили: гильберт–визуализация, PIV, термоанемометрия и зондовая термометрия [2]. Искусственные возмущения в поток не вносились, как внутри трубки, так и в струе. Впервые обнаружен сценарий перехода к турбулентности через механизм перемежаемости в инертных и реагирующих струях. Он реализуется в диапазоне чисел Рейнольдса 1900–3500 когда внутри источника струи – в длинной трубке ($l/d > 100$) происходит ламинарно-турбулентный переход. Турбулентные пятна (puff), образующиеся в трубе в переходном режиме, имеют статистический характер и достаточно устойчивы в ближнем поле струи.



На первом рисунке показано изменение скорости по времени для истечения струи CO_2 в воздух на расстоянии от трубки $x/d=0.8$ ($Re=2462$, $d=8$ мм). Такое распределение, с плавным передним и крутым задним фронтом, характерно для структуры типа порыв (puff) при переходе в трубе [3]. Нерегулярное движение этих структур лежит в основе процесса перемежаемости. Это проиллюстрировано на втором рисунке в виде распределения коэффициента перемежаемости на оси струи пропана (1) и воздуха (2) для $x/d=5$, которое аналогично изменению данного параметра для течения в трубах [3]. Значение $\gamma=0$ соответствует ламинарному течению, а $\gamma=1$ – соответственно турбулентному течению. При этом воздействие puff приводит к существенному сокращению зоны перехода к турбулентности, которая при низких числах Рейнольдса может составлять $x/d=100-200$ [4].

Для реагирующих диффузионных факелов (предварительно неперемешанные смеси) есть существенное отличие, которое связано с наличием химических реакций и неизотермичности течения. Однако, структуры типа puff и механизм перемежаемости зарегистрированы и в течениях с химическими реакциями. Локализованные структуры существенно влияют на динамику факела, в частности могут приводить к переходу от присоединенного пламени к отсоединенному и наоборот.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (Per. № AAAA-A17-117030310010-9) и Российского фонда фундаментальных исследований (№ 17-08-00958).

ЛИТЕРАТУРА

1. Но С.М., Huerre P. Perturbed free shear layers // Ann. Rev. Fluid Mech. 1984. V. 16. P. 356–424.
2. Леманов В.В., Лукашов В.В., Абдрахманов Р.Х., Арбузов В.А., Дубнищев Ю.Н., Шаров К.А. Режимы неустойчивого истечения и диффузионного горения струи углеводородного горючего // Физика горения и взрыва. 2018. Т. 54. № 3. С. 3–12.
3. Mullin T. Experimental studies of transition to turbulence in a pipe // Ann. Rev. Fluid Mech. 2011. V. 43 P. 1–24.
4. Леманов В.В., Терехов В.В., Шаров К.А., Шумейко А.А. Экспериментальное исследование затопленных струй при низких числах Рейнольдса // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. Вып. 9. С. 34–40.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ЛАМИНАРНЫХ ТЕЧЕНИЯХ С ВОЗВРАТНЫМИ ЛИНИЯМИ ТОКА

И.И. Липатов, К.Т. Нго
ЦАГИ имени профессора Н.Е. Жуковского, МФТИ, Жуковский
igor_lipatov@mail.ru

Исследованы гиперзвуковые течения в условиях слабого гиперзвукового взаимодействия. Выведенное ранее соотношение для определения скорости распространения возмущений в пограничных слоях обобщено для описания режимов слабого взаимодействия [2]. Распространение возмущений вверх по потоку в гиперзвуковых пограничных слоях связано с существованием в пограничном слое пристеночной области дозвукового течения. Такого рода эффекты важны, как для практических задач аэродинамики, так и для формулирования задач, связанных с развитием неустойчивости в пограничных слоях.

Для определения скоростей распространения возмущений необходимо знать профили продольной скорости и энтальпии. Эти профили получены из решений уравнений Фолкнера–Скэн [3]. Ранее решение этих уравнений получено в работах Хартри и Стюартсона [4–5] для несжимаемых течений. На рис. 1 представлены зависимости поверхностного трения от параметра β , определяющего градиент давления, полученные в настоящей работе и в работах [4–5].

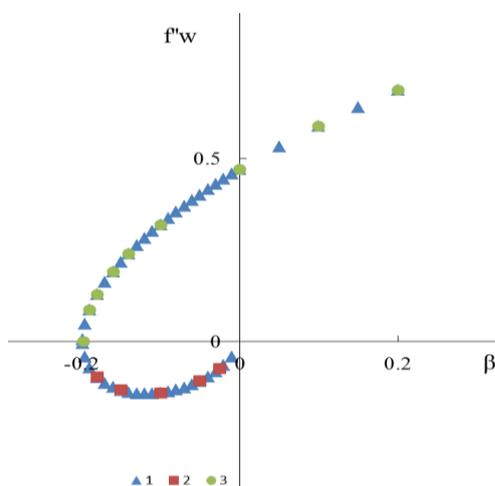


Рис. 1

В данной работе впервые получено решение уравнений Фолкнера–Скэн для сжимаемых высокоскоростных течений. Найдены зависимости профилей скорости и энтальпии в зависимости от параметра β и температурного фактора g_w .

При отрицательных значениях параметра β решение уравнений Фолкнера–Скэн имеет две ветви, одна из которых описывает течения с возвратными линиями тока.

Для обеих ветвей получены величины скоростей распространения возмущений вверх по потоку, установлены закономерности влияния на процессы распространения возмущений градиента давления и температурного фактора.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 20-01-00184).

ЛИТЕРАТУРА

1. Хэйз У.Д., Пробстин Р.Ф. Теория гиперзвуковых течений. М.: Изд. иностр. литературы, 1962.
2. Липатов И.И., Туен Н.К. Распространение возмущений в пограничном слое в условиях слабого гиперзвукового взаимодействия // Изв. РАН. МЖГ. № 4. С. 90–94.
3. Falkner V.M., Skan S.W. Solutions of the boundary-layer equations // Phil Mag. Ser. 7. 1931. V. 12. P. 865.
4. Hartree D.R. // Proc. Camb. phil. Soc. 1937. V. 33. P. 223.
5. Stewartson K. Further solution of the falkner-skan equation // Proc. Cambridge Philos. Soc. 1954. V. 50. P. 454–465.

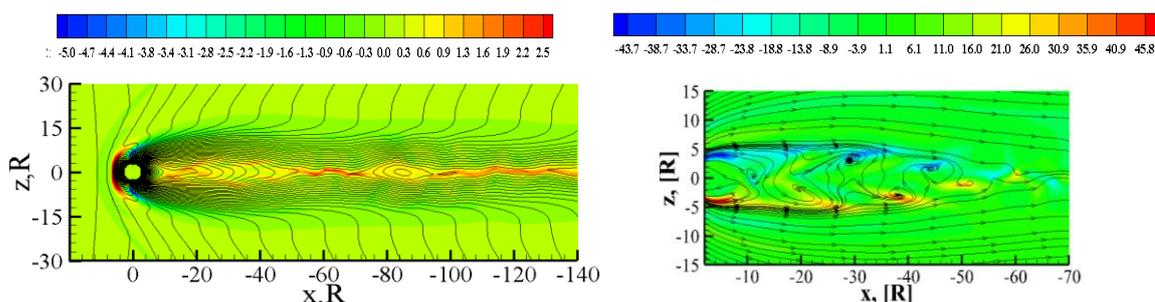
МОДЕЛИРОВАНИЕ ВИХРЕОБРАЗОВАНИЯ В ГЕОМАГНИТНОМ ХВОСТЕ МАГНИТОСФЕРЫ ПРИ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКОМ МАГНИТНОМ ПЕРЕСОЕДИНЕНИИ

А.П. Лихачев¹, Е.В. Губанов¹, С.А. Медин^{1,2}

¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

²Московский физико-технический институт, Долгопрудный
apl2211@mail.ru, apl@ihed.ras.ru

Проведено глобальное моделирование отклика магнитосферы Земли на воздействие солнечного ветра при различных значениях проводимости плазмы. Расчеты велись в меридиональной плоскости с использованием двумерной резистивной МГД модели. В отличие от ранее проведенных исследований [1] рассматривалась полная расчетная область без наложения условия осевой симметрии. Параметры солнечного ветра с южным направлением межпланетного магнитного поля полагались стационарными. Расчеты проводились при двух значениях проводимости плазмы $\sigma_p = \{10^{-6}; 10^{-4}\}$ См/м, задаваемой постоянной во всем поле течения. При меньшей величине проводимости и числе Лундквиста $Lu \sim 0.1$ реализуется режим стационарной магнитосферной конвекции (см., например, [2]), при большем значении ($Lu \sim 10$) решение имеет нестационарный характер с квазипериодическим магнитным пересоединением в геомагнитном хвосте (пилообразное событие). Именно этому решению в докладе уделяется основное внимание. Рассматриваемое МГД течение теряет устойчивость и становится асимметричным в связи с образованием вихревой дорожки кармановского типа. МГД взаимодействие стимулирует или подавляет вихреобразование в разных областях течения, а перемещение вихрей в силу эффектов вмороженности сопровождается деформацией силовых линий магнитного поля. Проведен анализ процесса деления присоединенных вихрей, их сноса и эволюции в дипольном магнитном поле. Показано, что по аналогии с чисто гидродинамической моделью [3] отрыв периферийной (нижней по потоку) части присоединенного вихря происходит в результате растягивающего воздействия суммарной объемной силы (градиента давления и пондеромоторной силы $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$). Определены характерные частоты вихреобразования в разных фазах пилообразного события.



Левая панель: силовые линии магнитного поля и распределения плотности тока j_y (цветовая заливка); правая панель: векторные линии скорости плазмы и распределение завихренности ω_y (цветовая заливка). Момент времени соответствует магнитному пересоединению при переходе от фазы роста к фазе экспансии.

Исследование носит фундаментальный характер, возникновение вихревой дорожки кармановского типа в меридиональной плоскости магнитосферы отмечается впервые.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gubanov E.V., Likhachev A.P., Medin S.A. Quasi-periodic reconnection in the Earth's geomagnetic tail: simulation in 2D resistive MHD model // Magnetohydrodynamics. 2019. V. 55. № 1–2. P. 79–88.
2. Priest E.R., Forbes T.G. Magnetic Reconnection: MHD Theory and Applications. N.Y.: Cambridge Univ. Press, 2000.
3. Boghosian M.E., Cassel K.W. On the origins of vortex shedding in two-dimensional incompressible flows // Theor. Comput. Fluid Dyn. 2016. V. 30. P. 511–527.

МЕХАНИЗМЫ НЕУСТОЙЧИВОСТИ МЕХАНИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ В ДВУХСЛОЙНЫХ СИСТЕМАХ ЖИДКОСТЕЙ С ДЕФОРМИРУЕМЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ РАЗДЕЛА

Т.П. Любимова

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь
lyubimovat@mail.ru

В земных условиях сила тяжести гасит возмущения поверхности раздела, сохраняя поверхность раздела плоской, поэтому для таких условий конвекция, как правило, исследуется в пренебрежении деформациями поверхности раздела. Однако, для некоторых ситуаций приближение недеформируемой поверхности раздела недостаточно. В частности, в условиях пониженной гравитации, для жидкостей с близкими плотностями, деформации поверхности раздела могут быть большими. В то же время, приближение Буссинеска, обычно используемое в теории свободной тепловой конвекции несжимаемой жидкости, несовместимо с учетом деформируемости поверхности раздела [1, 2]. Обобщенное приближение Буссинеска, позволяющее корректно учесть деформации поверхности раздела в случае жидкостей с близкими плотностями сформулировано независимо Буссе и Любимовым в [3, 4]. В этом приближении одновременно с предельным переходом, в котором число Галилея стремится к бесконечности, устремляется к нулю не только относительная температурная неоднородность плотности (параметр Буссинеска), но и относительная разность плотностей жидкостей. В этом случае можно пользоваться обычными уравнениями конвекции в приближении Буссинеска, учитывая разность плотностей лишь в условии баланса нормальных напряжений на поверхности раздела.

В докладе анализируются механизмы неустойчивости механического равновесия в двухслойных системах горизонтальных слоев несмешивающихся жидкостей, возникающие вследствие деформируемости поверхности раздела, при различных тепловых условиях на внешних границах системы и различных уровнях тяжести, в отсутствие и при наличии термокапиллярного эффекта, а также влияние на устойчивость механических вибраций.

Работа проведена при поддержке Правительства Пермского края (Программа поддержки Научных школ Пермского края, Соглашение № С-26/788) и РФФИ (грант № 15-01-09069).

ЛИТЕРАТУРА

1. Joseph D.D. Stability of Fluid Motion. Berlin: Springer, 1976.
2. Дразин Ф. Введение в теорию гидродинамической устойчивости. М.: Физматлит, 2005. 287 с.
3. Rasenat S., Busse F.H., Rehberg I. A theoretical and experimental study of double-layer convection // J. Fluid Mech. 1989. V. 199. P. 519–540.
4. Лобов Н.И., Любимов Д.В., Любимова Т.П. Конвективная неустойчивость системы горизонтальных слоев несмешивающихся жидкостей с деформируемой границей раздела // Изв. РАН. МЖГ. 1996. № 2. С. 32–39.

ВЛИЯНИЕ МОДУЛЯЦИИ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ НА УСТОЙЧИВОСТЬ КОНВЕКТИВНОГО ТЕЧЕНИЯ В ПЛОСКОМ ВЕРТИКАЛЬНОМ СЛОЕ С ВНУТРЕННИМИ ИСТОЧНИКАМИ ТЕПЛА

Т.П. Любимова¹, Е.О. Лобова²

¹Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

²Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь
lyubimovat@mail.ru

Одним из факторов, оказывающих существенное влияние на устойчивость равновесия и течений неоднородно-нагретых жидкостей является модуляция силы тяжести [1]. В работе [2] исследовалась устойчивость стационарного плоскопараллельного конвективного течения в плоском вертикальном слое с однородно распределенными по объёму внутренними источниками тепла в статическом поле тяжести. Найдено, что внутренний разогрев приводит к стационарному плоскопараллельному конвективному течению с четными по горизонтали профилями скорости и температуры. Скорость этого течения растет пропорционально мощности тепловыделения и при достаточно большом ее значении течение становится неустойчивым. Настоящая работа посвящена исследованию устойчивости стационарного плоскопараллельного конвективного течения в плоском вертикальном слое с однородно распределенными по объёму внутренними источниками тепла в модулированном поле тяжести. Границы слоя считаются твердыми и идеально теплопроводными, они поддерживаются при одинаковых постоянных температурах. Расчеты проведены при различных значениях числа Прандтля, амплитуды и частоты модуляции. Для определения границ устойчивости численно методом конечных разностей решается линеаризованная задача о поведении малых возмущений основного течения во времени. Задача рассматривается в приближении Буссинеска. Предполагается выполненным условие замкнутости потока. Параметрами задачи являются безразмерная амплитуда модуляции $\eta = a \omega^2 / g$, число Грасгофа $Gr = g \beta Q h^2 / (2\nu^2 \kappa)$, число Прандтля $P_r = \nu / \chi$ и безразмерная частота модуляции $\Omega = h^2 \omega / \nu$. На рис. 1 изображены границы устойчивости на плоскости параметров минимальное критическое число Грасгофа – амплитуда модуляции для различных частот модуляции. Как видно, при малых значениях η и малых Ω модуляция силы тяжести оказывает стабилизирующее действие. При умеренных частотах модуляция оказывает дестабилизирующее действие при малых амплитудах и стабилизирующее при больших амплитудах, причем, с ростом частоты модуляции область дестабилизации расширяется.

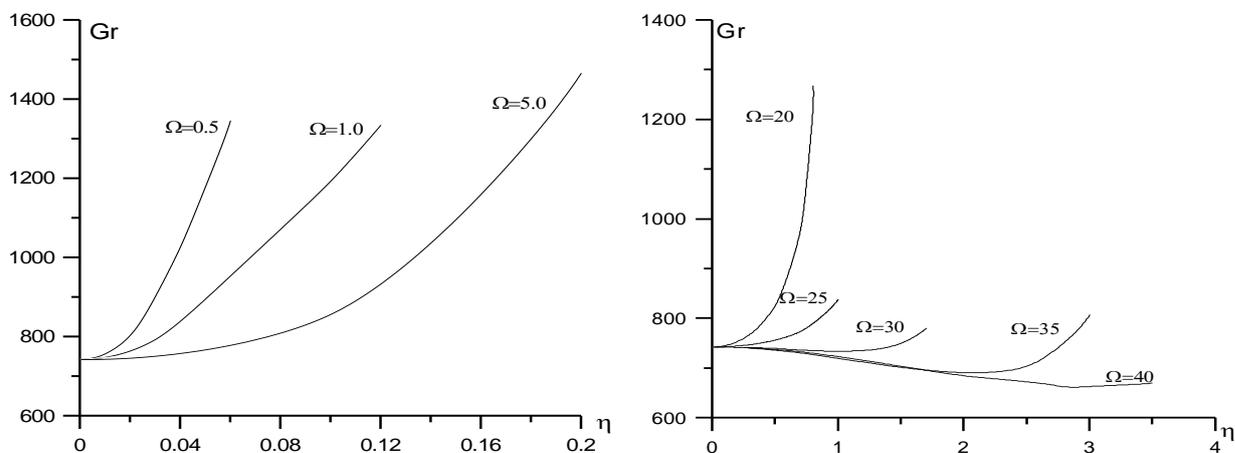


Рис.1. Зависимости минимального критического числа Грасгофа от амплитуды модуляции при малых (слева) и умеренных (справа) частотах модуляции.

Работа выполнена при поддержке Правительства Пермского края (Программа поддержки Научных школ Пермского края, грант № С-26/788) и РФФИ (грант № 15-01-09069).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Непомнящий А.А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 320 с.
2. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Якимов А.А. Об устойчивости стационарного конвективного течения, вызванного внутренними источниками тепла // ПММ. 1970. Т. 34. Вып. 4. С. 700–705.

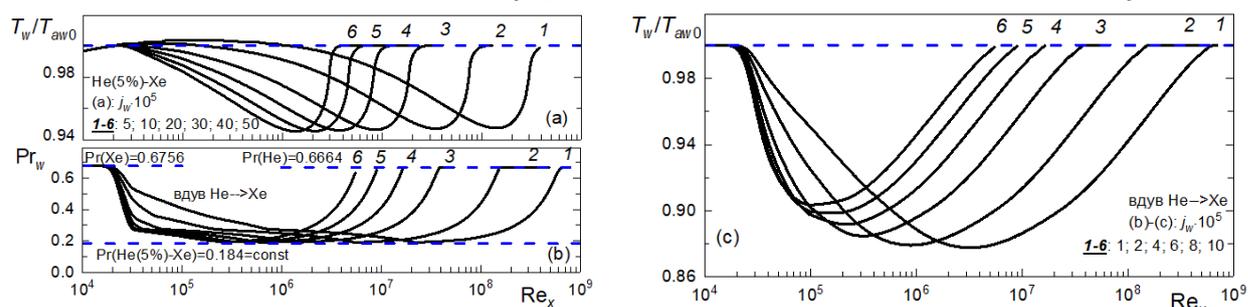
ТЕПЛООБМЕН НА ПРОНИЦАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПРИ ВДУВЕ ИНОРОДНОГО ГАЗА

М.С. Макарова, В.Г. Лущик
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
mariia.makarova@gmail.com

Использование проницаемых поверхностей в различных технических устройствах обусловлено необходимостью теплозащиты стенок при помощи вдува. Об актуальности проблемы теплозащиты стенок можно судить по большому числу публикаций, достаточно полная библиография которых содержится в [1]. Для ряда прикладных задач представляют интерес теплоносители с малыми значениями числа Прандтля ($Pr < 1$), которые могут быть реализованы в газовых смесях, например, гелия с ксеноном.

В результате проведенного [2,3] численного исследования ламинарного сжимаемого пограничного слоя на проницаемой пластине с вдувом газа с постоянным числом Прандтля $Pr=0.3$ обнаружен новый эффект - существование области температур проницаемой стенки ниже температуры вдуваемого газа. При этом максимальная разность температур вдуваемого газа и стенки достигается при значении температуры вдуваемого газа ниже температуры адиабатной непроницаемой стенки. Представляет интерес исследовать влияние на разность температур переменной числа Прандтля, которая может быть реализована путем вдува инородного газа, в частности при вдуве гелия в сверхзвуковой поток ксенона.

Расчет течения и теплообмена в сжимаемом пограничном слое на проницаемой пластине был проведен с использованием системы уравнений неразрывности, движения, энергии и бинарной диффузии газов. Для турбулентного пограничного слоя при определении величины турбулентного трения, входящей в уравнение движения, использована трехпараметрическая дифференциальная модель турбулентности, обобщенная на течение с теплообменом [4]. Для определения турбулентных потоков тепла и массы, входящих в уравнения энергии и диффузии, использовались гипотезы, основанные на введении постоянных по толщине пограничного слоя турбулентных чисел Прандтля и Шмидта. В расчетах пластина обтекалась сверхзвуковым потоком газа (Xe) с постоянной скоростью u_e при числе Маха $M = 3$ и температуре торможения $T_e^* = 400$ К.



На рисунке для ламинарного пограничного слоя представлено изменение по длине ($Re_x = x(\rho u / \eta)_e$) температуры стенки T_w , отнесенной к температуре адиабатной непроницаемой стенки T_{aw0} , для температуры вдуваемого газа (He) $T_j = T_{aw0}$, при которой достигается максимальная разность температур $T_j - T_w$. Как видно, для газовой смеси He(5%)-Xe(95%) с постоянным числом $Pr=0.18$ (рис. а) величина $\Delta T = 1 - T_w/T_{aw0}$ не превосходит 4.5% при изменении на порядок интенсивности вдува $j_w^0 = (\rho v)_w / (\rho u)_e$, в то время как при вдуве He в Xe (рис. с), когда число Прандтля газовой смеси на стенке Pr_w (рис. б) переменное, величина ΔT достигает 12% при слабом вдуве ($j_w^0=0.00001$) и немного уменьшается с ростом j_w^0 . Таким образом, численное исследование подтвердило существенное уменьшение температуры стенки при инородном вдуве гелия в ксенон с переменным по длине числом Pr по сравнению с однородным вдувом газа с постоянным числом Pr . Для турбулентного пограничного слоя получены аналогичные результаты по влиянию переменной числа Pr на разность температур стенки и вдуваемого газа, но в значительно меньшей степени, чем для ламинарного.

Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда (проект №19-19-00234).

ЛИТЕРАТУРА

1. Bunker R.S., Evolution of Turbine Cooling // Proc. ASME Turbo Expo. 2017. V. 1. DOI: 10.1115/gt2017-63205.
2. Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Макарова М.С. Особенности теплообмена на проницаемой поверхности в потоке сжимаемого газа // ДАН. 2018. Т. 482. № 1. С. 38–41.
3. Leontiev A.I., Lushchik V.G., Makarova M.S. Distinctive features of heat transfer on a permeable surface in a laminar compressible gas flow at Prandtl number $Pr < 1$ // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2020. V. 147. P. 118959.
4. Лущик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е. Трехпараметрическая модель турбулентности: расчет теплообмена // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 2. С. 40–52.

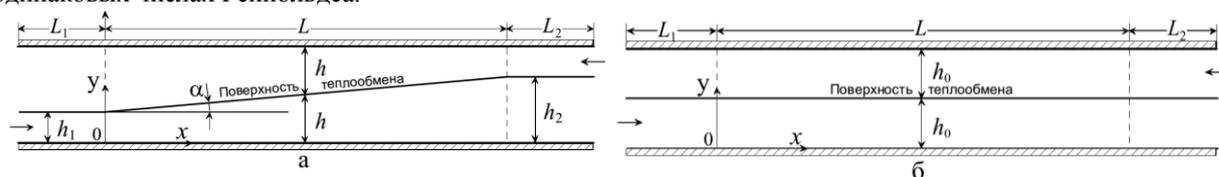
ТЕПЛОБМЕН В ПЛАСТИНЧАТЫХ ТЕПЛОБМЕННИКАХ С БЕЗОТРЫВНЫМИ ДИФFUЗОРНЫМИ КАНАЛАМИ

М.С. Макарова, В.Г. Лущик, А.И. Решмин
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
mariia.makarova@gmail.com

Повышение эффективности теплообменных аппаратов за счет интенсификации процессов теплообмена является актуальной задачей энергосбережения. К настоящему времени предложено большое количество разнообразных способов интенсификации теплообмена, обзору и анализу которых посвящена обширная литература (см., например, [1]). При этом практически все известные способы интенсификации теплообмена связаны с увеличением мощности на прокачку теплоносителя, что является недостатком этих способов. В пластинчатых теплообменниках, которые согласно [2] нашли широкое применение, используются пластины с различного типа гофрированной поверхностью, которые приводят к интенсификации теплообмена и увеличению поверхности теплообмена [2]. При этом коэффициенты трения в пластинчатых теплообменниках с гофрированными пластинами намного выше, чем в гладких каналах, при одинаковом числе Рейнольдса.

Целью настоящей работы является рассмотрение возможности интенсификации теплообмена в пластинчатых теплообменниках с гладкими диффузорными каналами. Основанием для использования диффузорных каналов в пластинчатом теплообменнике послужило проведенное в [3] численное исследование течения и теплообмена в безотрывном диффузоре, которое показало, что основные характеристики теплообмена – число Нуссельта и фактор аналогии Рейнольдса – в диффузоре оказываются значительно выше, чем в канале постоянного сечения при том же числе Рейнольдса.

Численное моделирование теплообмена в пластинчатом теплообменнике с диффузорными каналами с малыми углами раскрытия проведено, как и в [3], с использованием трехпараметрической дифференциальной модели турбулентности, дополненной уравнением переноса для турбулентного потока тепла [4]. Проведенное исследование показало, что число Стантона на всей длине, а коэффициент теплоотдачи на большей части длины в теплообменнике с диффузорными каналами (рис. а) превосходят соответствующие величины для теплообменника с каналами постоянного сечения (рис. б). Полученные в расчетах величины интенсивности турбулентности и напряжения сдвига существенно возрастают в диффузоре, что приводит к интенсификации теплообмена в теплообменнике с диффузорными каналами. Показано также, что в теплообменнике с диффузорными каналами за счет интенсификации теплообмена количество переданного тепла от «горячего» теплоносителя к «холодному» возрастает по сравнению с теплообменником с каналами постоянного сечения. Следствием этого является большая разность температур в «холодном» и «горячем» потоках в теплообменнике с диффузорными каналами по сравнению с теплообменником с каналами постоянного сечения. Потери статического давления в диффузорных каналах при малых углах раскрытия меньше потерь статического давления в каналах постоянного сечения при одинаковых числах Рейнольдса.



Таким образом, предлагаемое в работе использование в пластинчатых теплообменниках безотрывных диффузорных каналов с гладкой поверхностью, обеспечивающей минимальные гидравлические потери, позволит обеспечить интенсификацию теплообмена в диффузоре практически без роста коэффициента трения, что характеризует принципиальное отличие рассмотренного способа интенсификации теплообмена от других известных способов, где увеличение теплоотдачи достигается ценой значительного роста гидравлических потерь.

Исследование выполнено при частичной поддержке РФФИ (проект № 17-08-00115) и Совета по грантам Президента РФ (СП-3993.2018.1).

ЛИТЕРАТУРА

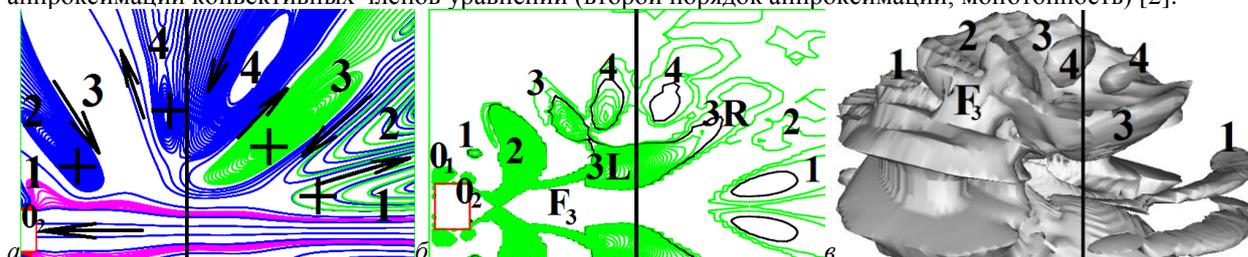
1. Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Копп И.З., Мякочин А.С. Эффективные поверхности теплообмена. М.: Энергоатомиздат, 1998. 408 с.
2. Справочник по теплообменникам в 2-х томах. Перевод с англ. М.: Энергоатомиздат, 1987.
3. Лущик В.Г., Решмин А.И. Интенсификация теплообмена в плоском безотрывном диффузоре // ТВТ. 2018. Т. 56. № 4. С. 589–596.
4. Лущик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е. Уравнение переноса для турбулентного потока тепла. Расчет теплообмена в трубе // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 6. С. 42.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ВНУТРЕННИХ ВОЛН В СЛЕДЕ ЗА ТЕЛОМ ДЛЯ СИЛЬНО СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

П.В. Матюшин

Институт автоматизации проектирования РАН, Москва
pmatyushin@mail.ru

В настоящей работе дополнен описанный в [1] механизм формирования пространственных гравитационных внутренних волн для линейно стратифицированной по плотности несжимаемой вязкой жидкости, инициированный началом движения диска диаметром d и толщиной $h = 0.76 \cdot d$ в горизонтальном направлении вдоль своей оси симметрии Z со скоростью U справа налево (рис. *a-b*). Если в [1] основное внимание уделяется процессу зарождения деформированного вихревого кольца N над местом Q старта тыльной стороны диска при $T = 0.2 + 0.5 \cdot (N-1)$ в силу сдвиговой и гравитационной неустойчивостей ($N = 1, 2, 3, \dots$) (T – время, обезразмеренное на период плавучести жидкости T_b , точка Q на рис. *a-в* находится на пересечении черной вертикальной линии (оси q) с осью Z), то в настоящей работе акцент делается на процессах трансформации левых половин четных и нечетных колец L_N в полуволны гребней $\Gamma_{0.5N}$ и впадин $V_{0.5(N+1)}$, соответственно, и объединения правых половин колец R_N в две группы. Математическое моделирование течений жидкости проводилось на основе решения системы уравнений Навье–Стокса в приближении Буссинеска на вычислительных ресурсах Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН при помощи численного метода МЕРАНЖ с явной гибридной конечно-разностной схемой для аппроксимации конвективных членов уравнений (второй порядок аппроксимации, монотонность) [2].



На рис. *a-в* приведена структура течения для внутреннего числа Фруда $Fr = U \cdot T_b / (2\pi \cdot d) = 0.3$ и числа Рейнольдса $Re = U \cdot d / \nu = 50$ при $T = 1.9$: *a* – мгновенные линии тока в системе отсчета, связанной с жидкостью, в вертикальной плоскости $X-Z$; *b* – изолинии $\beta > 0$ с шагом 0.002 в плоскости $X-Z$; *в* – изоповерхность $\beta = 0.005$, где ν – коэффициент кинематической вязкости жидкости, $\beta(\Pi)$ – мнимая часть комплексно-сопряженных собственных значений тензора градиента скорости в окрестности некоторой точки Π – усредненная по времени угловая скорость вращения жидкости вокруг Π в системе отсчета, связанной с точкой Π [1]. На рис. *в* видна симметрия течения относительно плоскостей $X-Z$ и $Y-Z$. Поэтому все рассуждения, приведенные здесь, относятся только к верхнему полупространству $X > 0$. Метка «+» на рис. *a* показывает, что в ячейке N циркуляция жидкости $\gamma > 0$. Знаки γ у каждых двух соседних ячеек будут разными. По определению, вихревая структура течения на рис. *b-в* дает немного искаженное представление о реальной структуре течения на рис. *a*. Поэтому картину изолиний $\beta > 0$ на рис. *b* надо обязательно рассматривать вместе с картиной линий тока на рис. *a*. Например, две вихревые ячейки 0_1 и 0_2 у острых торцов диска на рис. *b* (при $X > 0$) входят в одну нулевую конвективную ячейку, расположенную перед диском и по бокам диска на рис. *a*. Опираясь на рис. *b-в*, можно было бы сказать, что правая половина R_3 кольца 3 при $1.8 < T \leq 2$ расплывается, превращаясь в блин, а при $2 < T < 2.1$ теряет свою сердцевину, т.е. R_3 превращается в кольцо, у которого есть правая R_{3R} и левая R_{3L} половины. Таким образом, при $1.95 < T < 2.1$ – $\Gamma_2 = L_4 + R_{3L}$. Но, на самом деле, на рис. *a* при $1.8 < T < 2.1$ идет увеличение L_4 и сдвиг центра L_4 вниз к оси Z за счет того, что знаки циркуляции жидкости в L_4 и вокруг всего следа при $X > 0$ совпадают ($\gamma > 0$), и поэтому внешний поток раскручивает L_4 , т.е. $\Gamma_2 = L_4$. Более того, при $T = 0.5 \cdot N$ картина изолиний β даёт $\Gamma_{0.5N} = L_N + R_{3R \dots RL}$, но, на самом деле, $\Gamma_{0.5N} = L_N$. Полуволны гребней $\Gamma_{0.5N}$ ($\gamma > 0$) над осью Z аналогичны головным частям цепочки вихревых петель в виде шпильки для волос в следе за телом конечных размеров,двигающегося в однородной вязкой жидкости [3]; можно выделить ножки F_{N-1} этих вихревых петель, представляющие собой вихревые нити, идущие от $\Gamma_{0.5N}$ к тыльной стороне диска (рис. *b-в*).

Работа частично выполнена при поддержке РФФИ (№ 14-01-00428).

ЛИТЕРАТУРА

1. Матюшин П.В. Процесс формирования внутренних волн, инициированный началом движения тела в стратифицированной вязкой жидкости // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 3. С. 83–97.
2. Белоцерковский О.М., Гуцин В.А., Коньшин В.Н. Метод расщепления для исследования течений стратифицированной жидкости со свободной поверхностью // ЖВМ и МФ. 1987. Т. 27. № 4. С. 594–609.
3. Гуцин В.А., Матюшин П.В. Механизмы формирования вихрей в следе за сферой при $200 < Re < 380$ // Изв. РАН. МЖГ. 2006. № 5. С. 135–151.

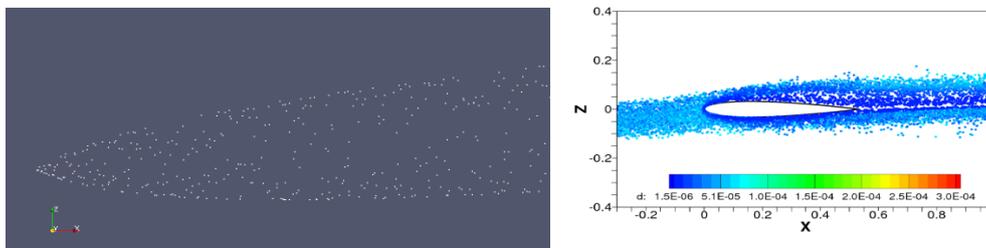
МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ПРОФИЛЯ ГАЗОКАПЕЛЬНЫМ ПОТОКОМ И РАСЧЕТ ТОЛЩИНЫ ЖИДКОЙ ПЛЕНКИ

В.Г. Мельникова, К.Б. Кошелев, С.В. Стрижак
Институт системного программирования имени В.П. Иванникова РАН, Москва
strijhak@yandex.ru

Проблема обледенения является актуальной задачей в авиации и в ветроэнергетике. В настоящее время во многих российских и международных научных коллективах проводятся работы по изучению образования различных форм льда. Во ФГУП «ЦАГИ» выполнялись исследования микрофизических параметров облаков и влияния режима полета летательного аппарата на интенсивность обледенения, а также изучались процессы образования барьерного льда под руководством профессора А.Л. Стасенко [1–3]. В настоящий момент ФГУП «ЦАГИ» располагает тремя аэрохолодильными установками: аэрохолодильной трубой сезонного действия, эжекторной установкой сезонного действия и всесезонным стендом искусственного обледенения. Коллективом авторов была сформулирована физико-математическая модель воздействия потока воздуха, содержащего кристаллы льда, на пленку воды, движущуюся по поверхности тела [2]. Система уравнений включала в себя уравнения неразрывности, импульса, энергии пленки и уравнения переноса концентрации частиц в ней. По результатам расчета получены зависимости для толщины пленки и скорости течения пленки на цилиндре, зависимость объемной доли кристаллов в пленке от азимутального угла при различных расходах подачи воды через щель. Во ФГУП «ЦИАМ» проводились работы по изучению процессов фазового превращения ледяных кристаллов при их движении по тракту газотурбинного двигателя и работы по разработке системы электрообогрева для авиадвигателя [4].

Моделирование многофазных потоков с непрерывной и дисперсной фазой часто проводится с использованием Эйлер-Лагранжева подхода, в котором непрерывная фаза рассматривается в Эйлеровой системе отсчета, в то время как частицы в дисперсной фазе отслеживаются индивидуально в Лагранжевой постановке. В данной работе проведено моделирование обтекания профиля NASA 0012 газокапельным потоком при $M=0.42$ и температуре окружающей среды $T=-45^{\circ}\text{C}$. Математическая модель включала в себя основные законы сохранения и модель жидкой пленки. Для моделирования использовался нестационарный решатель `reactingParcelFilmFoam` для сжимаемого ламинарного или турбулентного потока. Для описания движения газокапельной среды использовалась Эйлер-Лагранжева модель. Для моделирования пленочных слоев обычно необходимо выделять из аэродинамической области специальную внешнюю область сетки. В этой выделенной области сетки рассчитывались все параметры тонкой жидкой пленки.

В прямоугольную расчетную область вводилось облако частиц со средним диаметром $d=50$ мкм. Распределения частиц по различным диаметрам задавалось с помощью модели распределения Rosin-Rammler. Общая масса жидких капель задавалась равной $m=2.5e-04$ кг. Время счета составило 1 секунду.



На рисунке показаны область ввода частиц в расчетную область, результаты расчета движения частиц и их взаимодействия с профилем в момент времени $t=1$ секунда. Дополнительно были определены толщины жидкой пленки на кромке профиля в зависимости от изменения среднего диаметра капель до 200 микрон.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-29-13016.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кашеваров А.В., Стасенко А.Л. Вынужденная кристаллизация капель перед телом, движущимся в переохлажденном облаке // Математическое моделирование. 2010. Т. 22. № 2. С. 139–147.
2. Кашеваров А.В., Стасенко А.Л. Гидротермодинамика жидкой пленки с кристаллами на поверхности тела в потоке воздуха, содержащем частицы льда // Прикладная механика и техническая физика. 2017. Т. 58. № 2. С. 103–114.
3. Кашеваров А.В., Стасенко А.Л. Моделирование нарастания льда на поверхности крылового профиля в потоке воздуха, содержащем частицы льда // Прикладная механика и техническая физика. 2018. Т. 59. № 4. С. 80–88.
4. Жердев А.А., Горячев А.В., Жулин В.Г., Горячев П.А. Математическая модель процесса фазовых превращений ледяных кристаллов при их движении внутри каналов испытательного стенда и в проточной части газотурбинного двигателя // Инженерный журнал: наука и инновации. 2013. № 1 (13). С. 65–74.

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ВО ВНЕШНИХ КОЛЬЦАХ ГАЛАКТИК И ИХ ВЗАИМОСВЯЗЬ С ТУРБУЛЕНТНЫМИ ДВИЖЕНИЯМИ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

Е.А. Михайлов¹, И.Н. Сибгатуллин^{1,2,3}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва

²Институт океанологии имени П.П. Ширшова РАН, Москва

³Институт системного программирования имени В.П. Иванникова РАН, Москва

ea.mikhajlov@physics.msu.ru

В настоящее время хорошо известно, что ряд астрофизических объектов (таких как Солнце, другие звезды, планеты, галактики и т.д.) обладают магнитными полями, существование которых подтверждается как наблюдательными данными, так и теоретическими моделями. Отдельный интерес представляют так называемые внешние кольца галактик, которые располагаются на некотором расстоянии от основной части галактики. Существуют серьезные предпосылки, говорящие о том, что они также обладают крупномасштабными магнитными полями [1]

С теоретической точки зрения возникновение галактических магнитных полей объясняется с помощью так называемого механизма динамо. С учетом условия вмороженности магнитного поля в межзвездную среду, его работа объясняется двумя основными эффектами: нетвердотельностью вращения галактик и их внешних колец, а также альфа-эффектом, который связан с закрученностью турбулентных движений межзвездной среды [2]. Как правило, в случае основной части галактики турбулентные движения считаются известными, и поддерживаются с помощью взрывов сверхновых. В случае внешних колец данный эффект может быть значительно ослаблен (ввиду заметно меньшего числа подобных объектов), поэтому одним из возможных источников поддержания турбулентности можно считать крупномасштабное магнитное поле, которое может заметно менять характер движений межзвездной среды, обладающей достаточно высокой проводимостью.

Нами была составлена модель, которая учитывает влияние магнитного поля на течения во внешних кольцах. Параметры магнитного поля были получены с помощью модели динамо в торе, которая была предложена для упрощения решения уравнения Штеенбека–Краузе–Рэдлера в подобных объектах. Была составлена система уравнений, которая описывает движение проводящей жидкости с учетом действия силы Лоренца со стороны магнитного поля и гравитационного притяжения к центру галактики. Для ее решения использовался код NEK5000, использующий метод спектральных элементов. Решение ищется в виде разложения по многочленам Лагранжа в точках Гаусса–Лобатто–Лежандра, что позволяет избавиться от эффектов, связанных с численной диффузией. Решения искались для случая умеренных (до 10^5) чисел Рейнольдса, что хотя и относительно невелико по меркам галактик, но позволяет получить реалистичную картину течений при не очень больших вычислительных ресурсах [3].

В ходе моделирования было показано, что движения межзвездной среды во внешних кольцах в значительной мере похожи на сдвиговые течения Куэтта. Показано, что энергия турбулентных движений за счет магнитного поля может расти, а ее спектр – сглаживаться. Отдельный интерес представляет также влияние турбулентности на магнитное поле, уравнения для эволюции которого содержат коэффициенты, связанные с закрученностью движений. Изучен вопрос о том, как она меняет управляющие параметры динамо.

Таким образом, было показано, что магнитные поля действительно могут являться одним из движителей межзвездной турбулентности во внешних кольцах галактик. Отметим, что кроме простейшего случая внешнего кольца, имеющего форму тора прямоугольного сечения, интерес могут представлять также объекты, имеющие сечение в форме трапеции. С астрономической точки зрения это соответствует кольцу, расширяющемуся к краям. Можно ожидать, что в таких объектах возможно возникновение внутренних волн, схожих с тем, что ранее было изучено в задачах океанологии [4].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 18-02-00085а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Moss D., Mikhailov E., Silchenko O., Sokoloff D., Horrelou C., Beck R. Magnetic fields in ring galaxies // *Astronomy and Astrophysics*. 2016. V. 592. A44.
2. Arshakian T.G., Beck R., Krause M., Sokoloff D. Evolution of magnetic fields in galaxies and future observational tests with the Square Kilometre Array // *Astronomy and Astrophysics*. 2009. V. 494. P. 21–32.
3. Mikhailov E.A., Sibgatullin I.N. Magnetic fields in the outer rings of galaxies and turbulent motions // *Magnetohydrodynamics*. 2019. № 1/2. P. 133–140.
4. Сибгатуллин И.Н., Ерманюк Е.В. Аттракторы внутренних и инерционных волн (обзор) // *Прикладная механика и техническая физика*. 2019. № 2. С. 113–136.

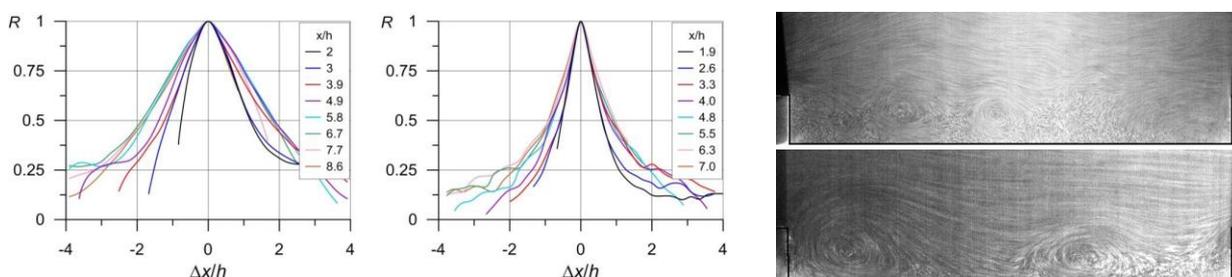
ДИНАМИКА ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ В ПРИСТЕНОЧНОЙ ОБЛАСТИ КАНАЛА С НИЗКОЙ ДИСКРЕТНОЙ ШЕРОХОВАТОСТЬЮ СТЕНКИ

Н.И. Михеев, Н.С. Душин, Р.Р. Шакиров

Институт энергетики и перспективных технологий ФИЦ КазНЦ РАН, Казань
n.miheev@mail.ru

Основная идея интенсификации теплообмена состоит в уменьшении толщины теплового пограничного слоя путем разрушения и обновления динамического пограничного слоя в пристеночной области. Одним из наиболее эффективных способов воздействия на пограничный слой является нанесение на стенку элементов дискретной шероховатости в виде поперечных выступов, каверн или лунок. Высота (глубина) элементов шероховатости должна быть не слишком велика по сравнению с толщиной вязкого подслоя. При превышении этого размера на порядок и более темп интенсификации теплообмена сильно замедляется, но гидравлическое сопротивление продолжает быстро увеличиваться, в результате чего теплогидравлическая эффективность интенсификации теплообмена снижается. Рациональной для турбулентных потоков является высота поперечных выступов порядка 1–2% от гидравлического диаметра, которая при умеренно высоких числах Рейнольдса лишь в несколько раз больше толщины вязкого подслоя, т.е. гораздо ниже границы полного проявления шероховатости.

Методом SIV [1, 2] выполнены измерения динамики векторных полей скорости потока при турбулентном течении в канале с дискретной шероховатостью стенки в виде поперечных выступов квадратного сечения для трех относительных высот h по отношению к гидравлическому диаметру D : $h/D = 0.02, 0.055$ и 0.1 . Выполнена оценка интегрального масштаба турбулентности в пристеночной области дискретно шероховатого канала на основе измеренных пространственных корреляционных функций. Графики пространственных корреляций пульсаций продольной компоненты скорости потока на высоте $y/h = 1.3$ представлены на рисунке: слева – при $h/D = 0.02$, справа – при $h/D = 0.055$. Установлено, что с уменьшением относительной высоты дискретной шероховатости относительный интегральный масштаб турбулентности смещается в сторону более крупных масштабов: от $L/h=1$ при $h/D = 0.055$ до $L/h=2$ при $h/D = 0.02$. В спектрах турбулентных пульсаций скорости потока в пристеночной области течения увеличивается энергия пульсаций в области низких относительных частот fh/u (f – частота, u – средняя скорость потока). В случае низких выступов ($h/D = 0.02$) значительная часть энергии пульсаций сосредоточена в окрестности относительной частоты $fh/u=0.1-0.2$, наиболее благоприятной для интенсификации теплообмена в ближнем следе за выступом. Это значение установлено для обтекания выступа в условиях вынужденных колебаний потока [3].



При изменении относительной высоты элементов дискретной шероховатости существенно перестраивается структура потока и динамика формирования вихревых структур. При обтекании высоких выступов формируется выраженная отрывная область с образованием в сдвиговом слое относительно мелких вихрей, как это видно из представленного на рисунке верхнего кадра визуализации течения при $h/D = 0.055$. В следе за низким выступом (нижний кадр визуализации, $h/D = 0.02$) нет стационарной отрывной области, а значительную часть времени непосредственно за выступом существуют вихри масштаба порядка $2h$, периодически выносящиеся во внешний поток. Динамика обтекания низких выступов стационарным потоком приближается к таковой при обтекании высоких выступов пульсирующим потоком при частотах вынужденных колебаний, оптимальных для оптимизации теплоотдачи в ближнем следе за выступом.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ (проект № 19-08-00421).

ЛИТЕРАТУРА

1. Mikheev N.I., Dushin N.S. A method for measuring the dynamics of velocity vector fields in a turbulent flow using smoke image-visualization videos // Instruments Exp. Tech. 2016. Т. 59. № 6. С. 882–889.
2. Mikheev N.I., Goltsman A.E., Saushin I.I., Dushina O.A. Estimation of turbulent energy dissipation in the boundary layer using Smoke Image Velocimetry // Experiments in Fluids. 2017. V. 58. № 8. P. 97(10).
3. Давлетшин И.А., Михеев Н.И. Структура течения и теплообмен при отрыве пульсирующего потока // Теплофизика высоких температур. 2012. Т. 50. № 3. С. 442.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО МЕХАНИЗМА РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ГЕНЕРАЦИИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ВИХРЕЙ ГЁРТЛЕРА НИЗКОЧАСТОТНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ НАБЕГАЮЩЕГО ПОТОКА

Д.А. Мищенко, В.И. Бородулин, А.В. Иванов, Ю.С. Качанов
ИТПМ СО РАН, Новосибирск
misch2005@yandex.ru

В докладе представлены результаты систематического экспериментального исследования, по-видимому, одного из наиболее эффективных механизмов порождения в пограничных слоях нестационарных (в общем случае) вихрей Гёртлера [1], возникающих в широком спектре аэродинамических устройств, функционирующих в условиях повышенной интенсивности вихревых возмущений набегающего потока. Этот механизм связан с распределенным рассеянием продольно ориентированных низкочастотных и стационарных вихрей набегающего потока на естественной неоднородности нарастающего пограничного слоя. Подробные термоанемометрические измерения проведены в малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ СО РАН при скорости основного потока 9,18 м/с в двумерном пограничном слое типа Блазиуса на вогнутой поверхности высокоточной экспериментальной модели (радиус закругления $R = 8,37$ м). Характеристики линейной устойчивости (инкременты и фазовые скорости) нестационарных гёртлеровских мод получены в ходе дополнительной серии экспериментов. Эти данные необходимы для получения количественных характеристик исследуемого механизма восприимчивости – коэффициентов распределенной вихревой восприимчивости. Основные и вспомогательные исследования проведены в одном и том же среднем течении с использованием полностью контролируемых нестационарных возмущений (пограничного слоя и набегающего потока), которые генерировались с помощью специальных источников. Прямые экспериментальные результаты получены для вихрей Гёртлера трех частот $f = 8, 13$ и 17 Гц (частотный параметр $F = 9,29; 15,09$ и $19,73$) с поперечными длинами волн $\lambda_z = 7 \div 24$ мм (безразмерный поперечный масштаб $\Lambda = 119 \div 758$) в диапазоне чисел Гёртлера $G^* = 8,6 \div 21,0$.

Данные экспериментов по устойчивости, в целом, хорошо согласуются с результатами расчетов, выполненных по локальной параллельной (1) и нелокальной непараллельной (2) линейным теориям нестационарной гёртлеровской неустойчивости А.В. Бойко [1]. Новые экспериментальные результаты дополняют предыдущие исследования [1] (выполненные только для трех поперечных масштабов возмущений) и пригодны для верификации различных теорий линейной нестационарной гёртлеровской неустойчивости пограничных слоев на вогнутых поверхностях.

Обнаружено, что механизм распределенной вихревой восприимчивости способен эффективно порождать как стационарные, так и нестационарные вихри Гёртлера, а также существенно модифицировать законы развития нестационарных (по крайней мере) гёртлеровских мод вниз по потоку. Действие механизма способно очень сильно изменять инкременты возмущений пограничного слоя. В результате, распределенная восприимчивость может приводить как к усилению, так и к подавлению нестационарных гёртлеровских мод и, в частности, обеспечивать нарастание гёртлеровских вихрей близких к нейтрально-устойчивым. При анализе экспериментальных данных, путём решения сложной математической некорректной задачи, в настоящей работе получены оценки соответствующих комплексных коэффициентов распределенной восприимчивости. Найдено, что амплитуды и фазы коэффициентов являются постоянными величинами (константами). В исследованном диапазоне параметров, амплитуды коэффициентов нарастают (по линейному закону) с ростом частоты возмущений, а также с ростом их поперечного масштаба (особенно в области высоких частот).

Обнаружено, что по целому ряду причин прямое получение оценок экспериментальных коэффициентов распределенной восприимчивости при порождении *стационарных* вихрей Гёртлера оказывается практически невозможным. Тем не менее, эти оценки были получены путем линейной аппроксимации частотной зависимости амплитуд коэффициентов при порождении нестационарных гёртлеровских вихрей с последующей экстраполяцией на нулевую частоту. Найдено, что ответственный за порождение *стационарных* мод неустойчивости Гёртлера механизм распределенной вихревой восприимчивости является значительно более слабым, чем в случае порождения *нестационарных* гёртлеровских мод.

Полученные результаты, могут быть использованы для верификации различных теорий распределенного возбуждения нестационарных и стационарных мод неустойчивости Гёртлера вихрями набегающего потока и применены на практике, для предсказания положения ламинарно-турбулентного перехода в пограничных слоях на вогнутых поверхностях. Нарастание эффективности исследованного механизма восприимчивости с частотой (на фоне ослабления механизма линейной гёртлеровской неустойчивости) может привести к значительному расширению диапазона частот, в котором вихри свободного потока способны влиять на ламинарно-турбулентный переход в практических приложениях.

Работа поддержана РФФИ (грант № 12-01-31211).

ЛИТЕРАТУРА

1. Boiko A.V., Ivanov A.V., Kachanov Y.S., Mischenko D.A. Steady and unsteady Görtler boundary-layer instability on concave wall // European Journal of Mechanics B.Fluids. 2010. V. 29. P. 61–83.

ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ПЛОСКОСТИ НА НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СТЕКАНИЯ ПЛЕНКИ НЕНЬЮТОНОВСКОЙ ЖИДКОСТИ

Е.И. Могилевский

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва
mogilevskiy@mech.math.msu.su

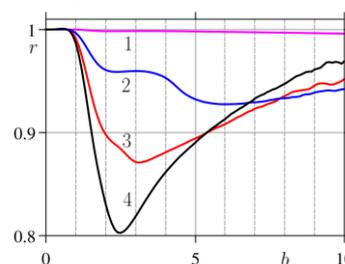
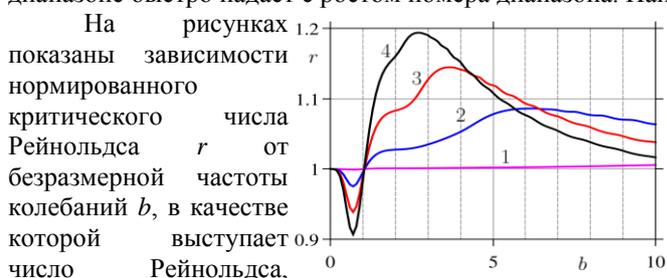
Течения тонких жидких пленок по вертикальной плоскости неустойчивы к длинноволновым возмущениям при любых числах Рейнольдса, при течении по наклонной – критическое число Рейнольдса пропорционально котангенсу угла наклона. Этот эффект имеет место как для ньютоновских, так и для неньютоновских сред. В настоящей работе изучается способ влияния на параметры неустойчивости пленки путем внесения конечных периодических возмущений: плоскость, по которой стекает пленка совершает продольные гармонические колебания. Такие воздействия влияют на течение двумя путями: непосредственно из-за взаимодействия внешних периодических воздействий с возмущениями и через изменение параметров основного течения, имеющих место для нелинейно-вязких жидкостей.

Основным течением является безволновое течение пленки с плоской свободной границей, имеется единственная ненулевая компонента скорости, направленная вдоль плоскости, ее величина зависит от поперечной координаты и времени. Основное течение описывается периодической функцией, период совпадает с периодом колебаний плоскости. Для расчетов используется модель Карро, которая содержит два безразмерных параметра и дает непрерывный переход от ньютоновских жидкостей к степенным.

Проводится линейный анализ устойчивости к малым продольным возмущениям. Используется метод нормальных мод, рассматриваются периодические по пространству возмущения, волновой вектор сонаправлен с направлением скорости основного течения. Получено обобщенное уравнение Орра-Зоммерфельда, которое в данном случае представляет собой линейное эволюционное уравнение в частных производных. Для определения коэффициентов усиления используется теория Флоке.

Рассматривается предельный случай малых волновых чисел, решение строится путем разложения по волновому числу, аналогично работе [1], где была решена подобная задача для ньютоновской жидкости и получено аналитическое решение для поправок к коэффициенту усиления из-за колебаний плоскости.

Показано, что для любого реологического закона и для любых параметров колебаний критическое число Рейнольдса пропорционально котангенсу угла наклона плоскости. Отношение критического числа Рейнольдса для течения по колеблющейся плоскости к таковому на неподвижной (r) рассматривается как основной критерий стабилизации или дестабилизации течения. Для ньютоновской жидкости диапазоны частот, дестабилизирующих и стабилизирующих течение, чередуются, наибольшая величина поправки в диапазоне быстро падает с ростом номера диапазона. Наибольший эффект имеет место на низких частотах.



На рисунках показаны зависимости нормированного критического числа Рейнольдса r от безразмерной частоты колебаний b , в качестве которой выступает число Рейнольдса, вычисленное по амплитуде колебаний скорости и характерному значению вязкости для потока по неподвижной стенке для псевдопластической (слева) и дилатантной жидкости (справа). Параметры модели Карро выбраны так, что жидкости близки к степенным с показателями 0.7 и 1.4 соответственно. Кривые 1-4 получены для безразмерных значений амплитуд колебаний скорости плоскости 0.1, 0.5, 0.8, 1, в качестве масштаба выбрана средняя скорость стационарного стекания по неподвижной плоскости.

Для псевдопластических жидкостей колебания увеличивают эффект стабилизации для конечных частот, для дилатантных появляется участок стабилизации при малых частотах. Показано, что важную роль играют инерционные члены, что приводит к отличиям от результатов, полученных для осредненных моделей для неньютоновских жидкостей без учета колебаний [2] и с учетом их влияния на основное течение [3].

Работа выполнена за счет Российского научного фонда (проект № 18-71-00049).

ЛИТЕРАТУРА

1. Bauer R.J., von Kerczek C.H., Stability of liquid film flow down an oscillating wall // J. Appl. Mech. 1991. V. 58. P. 278–282.
2. Zayko J., Eglit M. Stability of downslope flows to two-dimensional perturbations // Phys. Fluids. 2019. V. 31. P. 086601.
3. Mogilevskiy E., Vakhitova R. Falling film of power-law fluid on a high-frequency oscillating inclined plane // Journal of Non-Newt. Fluid Mechanics. 2019. V. 269. P. 28–36.

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ КОНВЕКТИВНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ СЛОЕ БИНАРНОЙ СМЕСИ

И.В. Моршнева

Институт математики, механики и компьютерных наук имени И.И. Воровича, Ростов-на-Дону
morsh4@yandex.ru

Рассматривается задача о возникновении вторичных автоколебательных режимов конвекции в горизонтальном слое жидкости с примесью. Границы слоя предполагаются свободными, изотермическими, и концентрация примеси на каждой из них считается заданной. Перекрестные эффекты термодиффузии и диффузионной теплопроводности не учитываются. Расход жидкости через поперечное сечение предполагается равным нулю. Возникающие в слое бинарной смеси движения описываются уравнениями конвекции смеси в приближении Обербека–Буссинеска [1]. Уравнения движения имеют стационарное (основное) решение, соответствующее покоящейся смеси, в предположении, что градиенты температуры и концентрации постоянны и вертикальны. Известно [1], что, в отличие от случая чистой среды, в бинарной смеси возможны два вида неустойчивости – монотонная и колебательная.

Изучается возникновение автоколебаний, возникающих при колебательной потере устойчивости основного режима относительно пространственных возмущений, периодических по однородным переменным. Уравнения возмущений имеют группу симметрии $O(2) \times O(2)$, и применима теория бифуркации рождения циклов в системах с такой симметрией. Из результатов теории [2] следует, что в случае общего положения при переходе параметра через критическое значение от основного равновесия могут ответвиться циклы, которым отвечают автоколебания типа горизонтальных бегущих волн, косых бегущих волн и различных нелинейных суперпозиций косых бегущих волн.

В данной работе проводится анализ характера ветвления и устойчивость возникающих пространственных автоколебательных режимов в горизонтальном слое бинарной смеси. Для этого были найдены аналитические выражения для коэффициентов системы уравнений разветвления рассматриваемой задачи. Эти коэффициенты представляют собой функционалы, которые выражаются через собственные функции линейной и сопряженной задач устойчивости, решения ряда неоднородных краевых задач с правыми частями, явно зависящими от этих же собственных функций. Как известно, пространственным возмущениям соответствуют большие, чем плоским, критические значения параметров. Однако для длинноволновых по горизонтальному направлению возмущений эти критические значения близки. Исследования показали, что только длинноволновые режимы типа горизонтальных и косых бегущих волн могут быть устойчивыми, остальные же режимы рождаются неустойчивыми, меняется лишь характер их ветвления. Выяснено, что изменения характера ветвления автоколебаний связаны с обращением в нуль или бесконечность одного из коэффициентов уравнений разветвления. Найдены значения параметров, при которых это происходит. Для возникающих автоколебательных режимов выписаны первые два члена ряда по степеням параметра надкритичности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-48-230107 р_а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
2. Моршнева И.В. Бифуркация рождения цикла в динамических системах с симметрией и её приложения в гидродинамике. Ростов н/Д: Изд-во ЮФУ, 2010. 140 с.

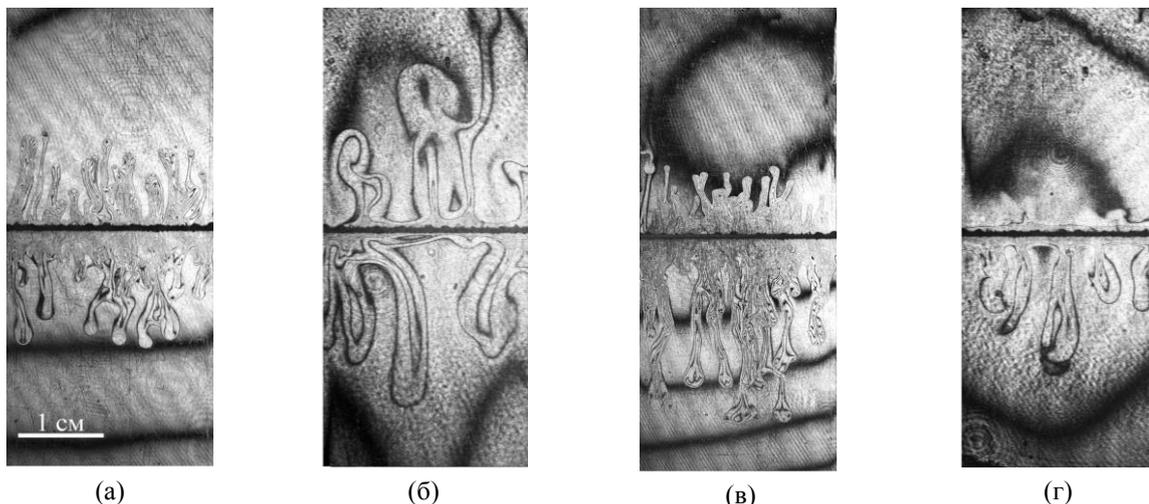
КОНВЕКТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ИЗОТЕРМИЧЕСКИХ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СМЕСЯХ

Е.А. Мошева, В.О. Ощепков, А.И. Мизев
Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь
mosheva@icmm.ru

Вертикальное перемешивание океанических и морских вод обеспечивает культивацию их приповерхностных и аэрацию глубинных слоев [1]. Такое перемешивание преимущественно осуществляется за счёт конвективных течений, которые формируются в толще воды. Одной из причин конвекции служат диффузионные механизмы, которые в случае разной скорости диффундирующих компонент жидкой среды приводят к возникновению неустойчивости двойной диффузии [2]. В качестве компонент, влияющих на общее распределение плотности в среде, могут выступать тепло и растворенное вещество (соль – в случае морей и океанов) или два растворенных вещества. В последнем, изотермическом, случае стандартная постановка задачи состоит в исследовании устойчивости двухслойной системы, компоненты которой изначально растворены в соседних слоях и диффундируют навстречу друг другу. Такая постановка исследована достаточно хорошо [3].

В данной работе экспериментально исследованы условия возникновения неустойчивости двойной диффузии и структура конвективного течения в изначально устойчиво стратифицированной двухслойной системе смешивающихся жидкостей при сонаправленной диффузии компонент. При этом один из слоев системы образован чистым растворителем (водой), а второй – однородным раствором двух веществ. Иначе говоря, растворённые компоненты диффундируют «наперегонки» во второй слой, содержащий чистый растворитель. Используемые вещества отличаются скоростью диффузии, а также вносят разный по знаку вклад в приращение плотности с ростом концентрации. Такая постановка задачи наиболее приближена к ряду океанологических приложений, где развитие неустойчивости обусловлено неравномерным распределением температуры и солёности морской воды, и рассматривается в данной работе впервые.

Исследованы четыре возможные ситуации, отличающиеся изначальным расположением компонент в верхнем или нижнем слое и соотношением коэффициентов диффузии легкого и тяжелого компонентов. Экспериментально обнаружены области развития неустойчивости в виде конвекции двойной диффузии и конвекции диффузионного слоя. Интерферограммы данных типов неустойчивости представлены на рисунках (а) и (б) соответственно. Предложен набор безразмерных параметров, на основе которого построена карта режимов конвективного течения, позволяющая обобщить экспериментальные наблюдения. Также впервые для неустойчивости двойной диффузии обнаружена возможность асимметричного развития конвективного движения. Интерферограммы, демонстрирующие конвекцию двойной диффузии и конвекцию диффузионного слоя представлены на рисунках (в) и (г) соответственно.



Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19-01-00621).

ЛИТЕРАТУРА

1. Maruyama S., Tsubaki K., Taira K., Sakai S. Artificial upwelling of deep seawater using the perpetual salt fountain for cultivation of ocean desert // *Journal of Oceanography*. 2004. V. 60. P. 563–568.
2. Turner J. S. Buoyancy effects in fluids. Cambridge, UK: Cambridge university press, 1979. 412 p.
3. Pringle S. E., Glass R. J., Cooper C. A. Double-diffusive finger convection in a Hele–Shaw cell: an experiment exploring the evolution of concentration fields, length scales and mass transfer // *Transport in Porous Media*. 2002. V. 47. № 2. P. 195–214.

НОВЫЙ ВЗГЛЯД НА МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ПРОДОЛЬНЫХ ВИХРЕЙ В ПРИСТЕННЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЯХ

Н.В. Никитин

НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва

nvnikitin@mail.ru

Вытянутые вдоль основного потока области концентрированной продольной завихренности (продольные вихри) часто встречаются в турбулентных течениях с градиентом скорости. Связанные с ними поперечные движения вызывают характерную поперечную модуляцию (полосчатые структуры) в распределении продольной скорости. Считается, в частности, что с циклическим возникновением и разрушением полосчатых структур в пристенных течениях связан цикл самоподдержания турбулентности. Причины возникновения продольных вихрей в турбулентных течениях изучались во множестве работ. Установлено, в частности, что пульсации, вырастающие на фоне полосчатых структур, поддерживают вихри. Предложено несколько моделей нелинейной обратной связи, обеспечивающей такую поддержку. Консенсуса в этом вопросе, однако, до сих пор не достигнуто. В большинстве работ считается, что турбулентные пульсации возникают в результате неустойчивости модулированного распределения продольной скорости, при этом влиянием продольных вихрей, вызывающих такую модуляцию пренебрегается. В настоящей работе показывается, в частности, что наличие продольных вихрей существенным образом определяет форму неустойчивых возмущений, что обеспечивает обратную связь, необходимую для поддержания всего цикла образования и разрушения пристенных структур.

Путем численного решения уравнений Навье–Стокса воспроизведены пространственно-локализованные решения, моделирующие так называемые турбулентные порывы («паффы»), возникающие в трубах при переходных значениях числа Рейнольдса. Следуя итерационной процедуре [1] получено неустойчивое предельное решение на сепаратрисе, разделяющей в фазовом пространстве области притяжения ламинарного (течения Пуазейля) и турбулентного решений. Это решение наследует ряд качественных признаков турбулентного решения, но оказывается гораздо более простым, что позволяет провести исчерпывающее его изучение. В этом решении удалось выявить, в частности, механизм поддержания полосчатых структур и продольных вихрей, порождающих эти структуры [2]. Суть этого механизма состоит в том, что продольные вихри так деформируют пульсационное поле, что нелинейное взаимодействие пульсаций дает положительный вклад в генерацию продольных вихрей. Таким образом обеспечивается обратная связь.

Проведен численный анализ турбулентных течений в трубах квадратного сечения. Показано, что в основе образования вторичных течений Прандтля 2-ого рода лежит аналогичный механизм [3]. Исследованы решения уравнений Навье–Стокса, моделирующие развитые турбулентные течения в плоском канале. Полученные результаты свидетельствуют, что обнаруженный механизм поддержания продольных вихрей является вероятным механизмом образования пристенных полосчатых структур в развитых турбулентных течениях.

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверх-высокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова в соответствии с планом исследований НИИ механики МГУ (темы АААА-А16-116021110203-6; АААА-А19-119012990110-0) «Устойчивость гидродинамических течений и турбулентность».

ЛИТЕРАТУРА

1. Avila M., Mellibovsky F., Roland N., Hof B. Streamwise-localized solutions at the onset of turbulence in pipe // Flow. Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 224502.
2. Никитин Н.В., Пиманов В.О. О поддержании колебаний в локализованных турбулентных структурах в трубах // Изв. РАН. МЖГ. 2018. № 1. С. 68–76.
3. Никитин Н.В., Пиманов В.О., Попеленская Н.В. К вопросу об образовании вторичных течений Прандтля 2-ого рода // ДАН. 2019. Т. 484. № 4. С. 1–5.

ОБНАРУЖЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ВКЛЮЧЕНИЙ В ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩЕЙ СРЕДЕ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИЛ

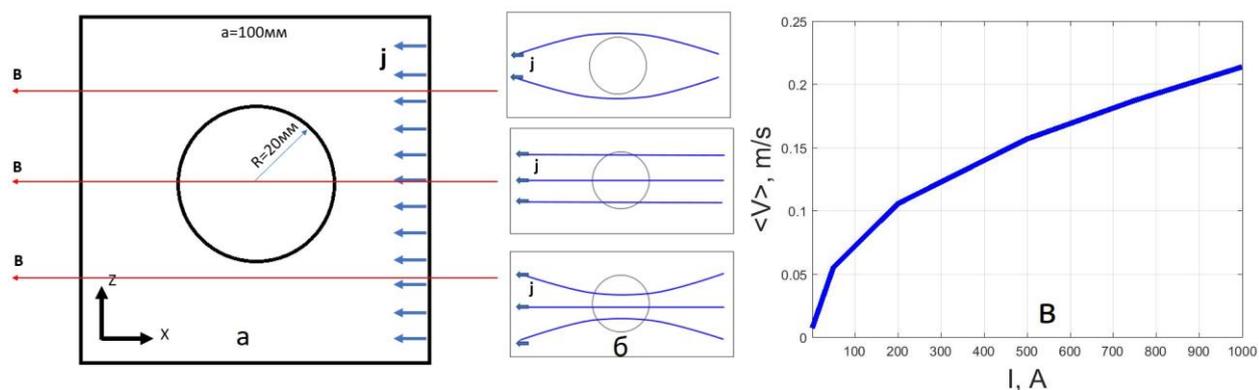
В.С. Озерных, Я.А. Шешуков, И.В. Колесниченко
Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь
ozernykh.v@icmm.ru

В настоящее время в промышленности возникает вопрос о чистоте используемых металлов. Очищенный металл обладает лучшими физико-механическими свойствами, по сравнению с металлом с примесями [1]. Во многом чистота жидкого металла определяет срок службы того или иного оборудования.

Важными вопросами металлургии являются как очистка металлов от примесей, так и измерение степени чистоты металла. Одним из наиболее удобных методов очистки металлов от примесей является воздействие на металл электромагнитными силами [2, 3], которые «вытолкнут» примеси на поверхность, откуда примеси возможно удалить механическим путем [4, 5]. Кроме того, электромагнитное воздействие может использоваться и для детектирования примесей в проводящей среде.

В рамках работы проводится серия численных экспериментов. Рассматривается ячейка жидкого металла со сферической частицей в центре (как показано на рисунке (а)). К системе подводится разность потенциалов, накладывается внешнее магнитное поле. В зависимости от величины проводимости частицы (меньше, равна или больше проводимости металла) возможны различные варианты растекания тока в ячейке (см. рисунок (б)).

В работе проведено исследование течения электропроводной жидкости в канале под действием постоянного магнитного поля с целью диагностирования особенностей течения жидкости.



Изучены особенности обтекания твердой электропроводной частицы проводящей жидкостью. Проведено исследование величины ЭДС, а также топологии растекания электрического тока в объеме электропроводной жидкости. Получено, что вблизи частицы образуются вихревые течения. При слабой электромагнитной силе течение стационарно, при существенном увеличении модуля силы течение жидкости приобретает сложный характер.

Получены поля скорости течения жидкости, распределение электромагнитных сил в рассматриваемом объеме. Построена зависимость средней скорости течения жидкости в выделенной точке пространства. Из рисунка (в) видно, что скорость течения возрастает по мере увеличения силы тока.

Изучены характерные частоты колебаний скорости вблизи частицы. С помощью вейвлет анализа определены как мелковолновые колебания, так и крупномасштабные пульсации скорости.

Работа выполнена при поддержке правительства Пермского края (проект поддержки ведущих научных школ С-26/788).

ЛИТЕРАТУРА

1. Мамыкин А.Д., Лосев Г.Л., Колесниченко И.В. Воздействие электромагнитных сил на двухфазную среду // Вестник Пермского университета. Физика. 2018. № 1 (39). С. 46–53. DOI: 10.17072/1994-3598-2018-146-53.
2. Han J., Xiao J., Qin W., Chen D., Liu W. Copper Recovery from Yulong Complex Copper Oxide Ore by Flotation and Magnetic Separation // JOM. 2017. V. 69. P. 1563–1569.
3. Xu Z., Li T., Zhou Y. Continuous removal of nonmetallic inclusions from aluminum melts by means of stationary electromagnetic field and DC current // Metallurgical and Materials Transactions A. 2007. V. 38. P. 1104–1110.
4. Leenov D., Kolin A. Theory of Electromagnetophoresis. I. Magnetohydrodynamic forces experienced by spherical and symmetrically oriented cylindrical particles // Journal of Chemical Physics. 1954. V. 22, № 4. 683–688.
5. Повх И.Л., Капуста А.Б., Чекин Б.В. Магнитная гидродинамика в металлургии. М.: Металлургия, 1974. 240 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗОН НАКОПЛЕНИЯ ЧАСТИЦ В НЕСТАЦИОНАРНЫХ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКАХ С ПОМОЩЬЮ ПОЛНОГО ЛАГРАНЖЕВА МЕТОДА

А.Н. Осипцов

НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва

osiptsov@imec.msu.ru

Течения разреженных двухфазных потоков типа «газ – инерционные частицы», как правило, описываются в рамках двухконтинуального подхода, при этом среда частиц моделируется континуумом, лишенным собственных напряжений. Такой континуум является чрезвычайно «сжимаемым», более того, в дисперсной среде возможно возникновение зон пересекающихся траекторий частиц, на границах которых возникают «каустики» - огибающие траекторий. Вблизи каустик, а также точек «сборки» континуума частиц происходит резкое возрастание числовой концентрации частиц. Данные особенности делают невозможным использование стандартных эйлеровых подходов для описания среды инерционных частиц. Альтернативой является полный лагранжев метод, предложенный автором ранее (см., например, [1]). В докладе представлены некоторые результаты, связанные с развитием методов моделирования структуры локальных зон накопления инерционной дисперсной фазы в запыленных потоках. Основное внимание уделено трем направлениям моделирования нестационарных и турбулентных двухфазных течений.

Первое направление связано с разработкой бессеточного метода численного моделирования нестационарных газодисперсных течений, основанного на комбинации метода вязких дискретных вихрей для несущей фазы и полного лагранжева метода для дисперсной фазы. Такой подход позволяет свести задачу расчета двумерных (плоских или осесимметричных) газодисперсных вихревых течений с вязкой несущей фазой к системам обыкновенных дифференциальных уравнений для вихревых доменов, координат пробных частиц и компонент якобиана перехода от эйлеровых к лагранжевым переменным в уравнениях движения частиц. Возможности данного подхода проиллюстрированы несколькими примерами расчета неоднородного распределения концентрации дисперсной фазы в импульсных двухфазных струях и вихревых кольцах [2].

Второе направление связано с развитием комбинированного эйлерово–лагранжева подхода для расчета зон предпочтительной аккумуляции частиц в однородных турбулентных полях. Несущая фаза моделируется с использованием метода крупных вихрей, а для среды частиц выводится лагранжев аналог уравнения конвективной диффузии, позволяющий рассчитывать концентрацию частиц в областях пересекающихся траекторий с учетом турбулентной диффузии частиц за счет мелкомасштабных пульсаций скорости несущей фазы. Данный подход проиллюстрирован расчетами сингулярных полей концентрации для ряда модельных пульсирующих одномерных течений и для трехмерного поля однородной турбулентности. Проведено сравнение развитого обобщенного эйлерово–лагранжева подхода с прямыми расчетами турбулентных полей несущей фазы и динамики большого числа пробных частиц [3].

Третье направление связано с проверкой гипотезы [4] о связи локальных зон накопления инерционных частиц в однородных турбулентных потоках с положениями точек нулевого ускорения несущей фазы. Для простых гармонических моделей поведения скорости несущей фазы в окрестности точек нулевого ускорения проведены расчеты локального распределения концентрации и найдены условия, когда такие точки могут быть точкам «притяжения» дисперсной фазы.

Работа выполнена по госбюджетному плану МГУ при частичной поддержке гранта РФФИ № 20-01-00103.

ЛИТЕРАТУРА

1. Osipov A.N. Lagrangian modeling of dust admixture in gas flows // *Astrophys. Space Sci.* 2000. V. 274. № 1–2. P. 377–386.
2. Лебедева Н.А., Осипцов А.Н. Комбинированный лагранжев метод для моделирования осесимметричных вихревых газодисперсных течений // *Изв. РАН. МЖГ.* 2016 № 5. С. 72–85.
3. Papoutsakis A., Rybdylova O.D., Osipov A.N., et al. Modelling of the evolution of a droplet cloud in a turbulent flow // *Intern. J. Multiphase Flow.* 2018. V. 104. P. 233–257.
4. Chen L., Goto S., Vassilicos J.C. Turbulent clustering of stagnation points and inertial particles // *J. Fluid Mech.* 2006. V. 553. P. 143–154.

ТЕПЛОВАЯ КОНВЕКЦИЯ В ДВУХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЕ С ДЕФОРМИРУЕМОЙ ГРАНИЦЕЙ РАЗДЕЛА И ФИКСИРОВАННЫМ ТЕПЛОВЫМ ПОТОКОМ НА ВНЕШНИХ ГРАНИЦАХ

Я.Н. Паршакова¹, Т.П. Любимова^{1,2}

¹Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

²Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь
parshakova@icmm.ru

В настоящей работе исследуется влияние отношения толщин слоев на возникновение и нелинейные режимы свободной тепловой конвекции в двухслойной системе жидкостей с деформируемой поверхностью раздела и заданным тепловым потоком на внешних границах. Задача исследуется в рамках обобщенного приближения Буссинеска, сформулированного Д.В. Любимовым в [1] и позволяющего корректно учесть деформации поверхности раздела в случае системы жидкостей с близкими плотностями. Расчеты показали, что в земных условиях неустойчивость механического равновесия системы всегда обусловлена развитием монотонных возмущений. При сильно отличающихся толщинах слоев наиболее опасными являются длинноволновые монотонные возмущения. Обнаружено также наличие области длинноволновой неустойчивости при близких толщинах слоев, что связано с сильной стабилизацией ячейистой неустойчивости в этих условиях. Порог устойчивости является самым высоким для близких толщин слоев. Колебательные возмущения в земных условиях не являются наиболее опасными ни при каких отношениях толщин слоев. Проведенное численное исследование возникновения и нелинейных режимов конвекции в системе муравьиная кислота – трансформаторное масло методом Volume of Fluid подтвердило, что значение критического перепада температуры максимально для близких толщин слоев. В этом случае конвекция в обоих слоях возникает одновременно, она имеет двухъярусную структуру, горизонтальный размер конвективных ячеек порядка толщины слоя (Рис. 1а). В случае, когда слой трансформаторного масла толще, чем слой муравьиной кислоты, конвекция возникает вначале в слое трансформаторного масла (Рис. 1б). В противоположном случае, когда толще слой муравьиной кислоты, конвекция возникает вначале в этом слое.

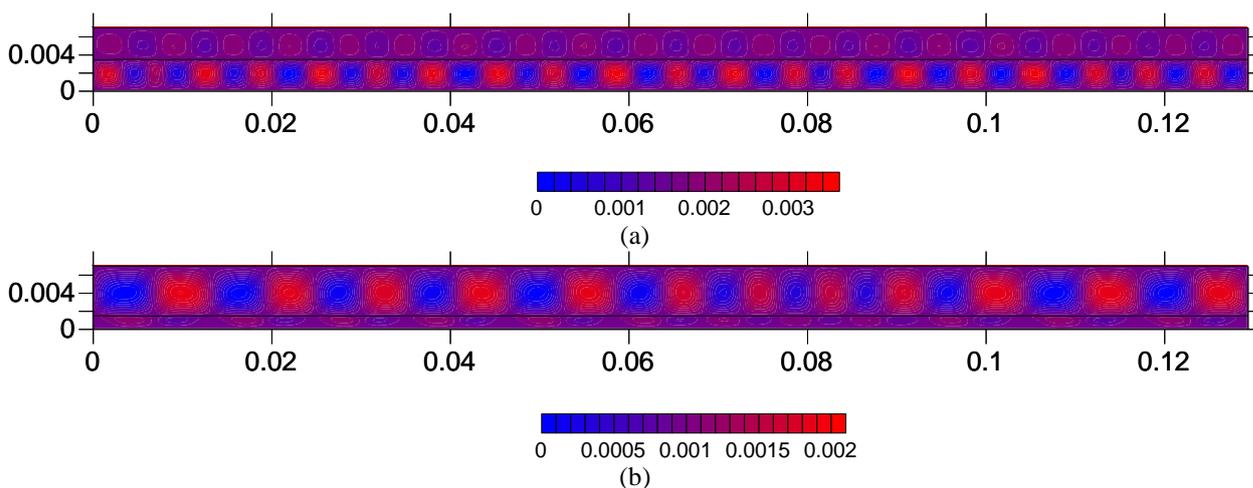


Рис.1. Поля функции тока для случая $Ga=-10^7$. (а) слои жидкостей одинаковой толщины; (б) толщина слоя муравьиной кислоты $h_1 = 0.42$, а слоя трансформаторного масла $h_2 = 1.58$, полная безразмерная толщина системы $h = 2$.

Работа проведена при поддержке Правительства Пермского края (Программа поддержки Научных школ Пермского края, Соглашение № С-26/788) и РФФИ (проект № 15-01-09069).

ЛИТЕРАТУРА

1. Лобов Н.И., Любимов Д.В., Любимова Т.П. Конвективная неустойчивость системы горизонтальных слоев несмешивающихся жидкостей с деформируемой границей раздела // Изв. РАН. МЖГ. 1996. № 2. С. 32–39.

К ПРОГНОЗУ СИЛЬНЫХ СМЕРЧЕЙ, СВЯЗАННЫХ С МОЩНОЙ КОНВЕКТИВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ В АТМОСФЕРЕ И ВОЗНИКНОВЕНИЕМ СИЛЬНЫХ ШКВАЛОВ И ШКВАЛЬНЫХ БУРЬ НА ДОСТАТОЧНО ОБШИРНОЙ ТЕРРИТОРИИ

Э.В. Переходцева

Российский технологический университет (МИРЭА), Гидрометцентр России, Москва
perekhod@mecom.ru

В данном докладе приводятся результаты прогноза и анализа возникновения сильных смерчей на Европейской территории России наряду с возникновением в их окрестности значительного количества сильных шквалов. Приводится сопоставление гидродинамико-статистического прогноза фактически наблюдаемых явлений с теорией их возникновения, изложенных в [1] и [2].

О разрушениях, вызываемых сильными шквалами и смерчами, написано достаточное количество статей и книг. Д.Н. Наливкин [3] собрал и обобщил обширный материал из наших и американских источников. Несмотря на то, что смерчи в России (торнадо в США) не достигают по классификации Т.Фуджиты категории 4 и 5, да и категории 3 (как, например, смерчи в гг. Костроме и Иванове в июне 1984 г.) достигают достаточно редко, они приносят не только огромные экономические потери в десятки миллионов рублей, но и порой человеческие жертвы. В синоптической практике в России прогноз этих явлений не дается не только в категорическом виде, но и в вероятностной форме. В США в основном дается сверхкраткосрочный прогноз этих явлений, основанный на использовании радиолокационных данных доплеровских локаторов, а также фактических данных (в основном, сведений очевидцев, т.к. торнадо часто проходят мимо метеорологических станций).

Смерчи и торнадо имеют вид вихрей с вертикальной осью, сопровождаются очень сильным ветром и гулом. Однако в России разрушения, связанные с сильным ветром (скоростью 22–30 м/с) вызываются также и явлениями – шквалами. Эти явления, как и смерчи, возникают при развитии мощной кучево-дождевой облачности, дают усиление ветра на фоне среднего ветра, также зачастую с изменением направления. Заблаговременное предсказание образования кучево-дождевой облачности, зависящей от сочетания многих параметров атмосферы и подстилающей поверхности, является до настоящего времени достаточно сложной и актуальной задачей.

Для предсказания шквалов у синоптиков уже к 1985 году были разработаны некоторые расчетные графические методы, зависящие от суммарной скорости ветра в слое от 850 гПа до 500 гПа, а также от прогнозируемой максимальной температуры у Земли. Известно также было, что шквалы возникают часто на холодных фронтах, на фронтах с волнами. Однако, несмотря на значительное развитие за последние годы гидродинамических прогнозов, прогноз шквалов и особенно шквалов со скоростью 25 м/с и более является субъективным, он в значительной степени зависит от синоптика.

В настоящее время уже в течение 20 лет в Гидрометцентре и в Управлениях по гидрометслужбе используется разработанный нами объективный статистический прогноз опасной скорости ветра ($V \geq 25$ м/с), представленный теперь в новой технологии расчерчивания карт, предсказывающий возникновение и развитие мощной кучево-дождевой облачности. Заблаговременное предсказание образования такой облачности, зависящей от сочетания многих параметров атмосферы и подстилающей поверхности, является до настоящего времени достаточно сложной и актуальной задачей. Этот метод прогноза шквалов и смерчей прошел испытания, рекомендован для использования в синоптической практике. В докладе приводятся примеры, в частности прогноз шквалов и смерча в Башкортостане в августе 2014 г. Смерч наблюдался в пос. Дюртюли Янаульского района, а вокруг и в Поволжье были зафиксированы на станциях 20 шквалов со скоростями более 20 м/с, а в шести пунктах – со скоростью более 24 м/с. Приводятся также и другие примеры прогноза смерчей наряду с сильными шквалами. Объяснение этому явлению дает солитонная теория возбуждения торнадо шквальными бурями, разработанная С.А. Арсеньевым и Н.К. Шелковниковым. Приводятся фактические данные параметров атмосферы и их пороговые значения, в соответствии с которыми при наличии неустойчивости в атмосфере и развитии кучево-дождевой облачности и образовании суперячеек [4] с большой вероятностью следует ожидать возникновения смерчей в окрестности пункта прогноза.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арсеньев С.А., Шелковников Н.К. Возбуждение торнадо шквальной бурей // Изв. РАН. Физика Земли, атмосферы и гидросферы. 2011. № 5. С. 70–74.
2. Арсеньев С.А., Шелковников Н.К. Солитонная теория шквальных бурь // Вестник Московского университета. Серия 3. 2010. № 5.
3. Д.В. Наливкин. Ураганы, бури и смерчи. Л.: Наука, 1969. 485 с.
4. Perekhodtseva E.V. On the hydronamic statistical forecast model of the tornades and of the severe squalls at the atmosphere with the instable stratification // Proceedings of the International Conference MSS-14 on Mode Conversion, Coherent Structures and Turbulence. Moscow. Nov. 24–27. 2014. P. 294–299.

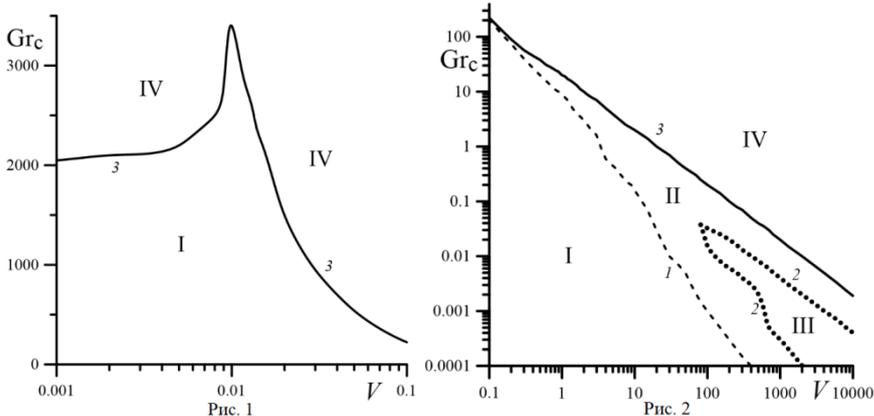
ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ВИБРАЦИЙ НА ЭВОЛЮЦИЮ КОНВЕКТИВНЫХ РЕЖИМОВ В ЗАМКНУТОЙ ПОЛОСТИ

А.В. Перминов¹, Т.П. Любимова²

¹Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь

²Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь
perminov1973@mail.ru

В работе изучается эволюция конвективного движения жидкости в замкнутой полости квадратного сечения при воздействии высокочастотных вибраций. На вертикальных границах полости, совершающей вибрации вдоль поля тяжести, поддерживаются постоянные разные температуры $\pm\theta$. На горизонтальных границах распределение температуры задается линейным законом. Задача рассматривается в приближении высокочастотных, малоамплитудных, но не акустических вибраций, осредненный по периоду вибраций тепло- и массоперенос в жидкости описывается уравнениями термовибрационной конвекции, полученными в [1]. Для описания воздействия вибраций вводится безразмерный параметр $V = a\omega\mu/(\rho gh^2)$, который, в отличие от традиционно используемого в задачах о термовибрационной конвекции вибрационного числа Грасгофа, не зависит от градиента температуры. Этот параметр фактически является безразмерной амплитудой скорости вибраций. Величина подъемной силы определяется обычным числом Грасгофа $Gr = g\beta\theta h^3\rho^2/\mu^2$. Задача решается численно, методом конечных разностей. Расчеты выполняются в широком диапазоне значений параметров V и Gr при числе Прандтля $Pr = 100$, характерном, например, для нефти и нефтепродуктов.



На рисунке 1 представлена карта режимов конвекции на плоскости вибрационный параметр V – число Грасгофа Gr при малых значениях вибрационного параметра. В области I реализуется стационарное одновихревое течение. При приближении к границам этой области, обозначенным символом 3, течение приобретает пограничный характер. При переходе через границы 3, в области IV, в

осредненном течении происходит переход к колебательному режиму конвекции. Пограничные стационарные режимы конвекции и переход к колебательным режимам в аналогичной постановке, но без вибраций впервые изучались в [2]. Результаты проведенных в настоящей работе расчетов при $V=0$ согласуются с результатами работы [2]. Как видно из рисунка 1, вибрации малой интенсивности стабилизируют пограничный режим течения, однако при $V = 0.01$ эффект стабилизации резко сменяется дестабилизацией.

На рисунке 2 приведена карта режимов конвекции в области V , больших 0.1. Как показали расчеты, при $V \approx 0.1$ пограничный режим конвекции не реализуется, в этом случае усиление термовибрационного механизма генерации движения приводит к появлению осредненного стационарного трехвихревого течения. Данное течение реализуется в области параметров II. При значениях параметров вблизи кривой 1, в противоположных углах полости появляются застойные зоны, где генерируется пара вихрей, которые с ростом Gr становятся интенсивнее, сжимая центральный вихрь. При переходе через кривую 3 осредненное течение становится колебательным. При $V > 80$ внутри области II появляется ограниченная кривой 2 область III, в которой реализуется симметричное стационарное четырехвихревое течение, обусловленное вибрационным механизмом генерации движения, являющимся доминирующим в условиях микрогравитации и невесомости [1]. При переходе через верхний участок кривой 2 при увеличении числа Грасгофа четырехвихревое течение трансформируется в описанное ранее трехвихревое течение, которое на границе 3 сменяется колебательным режимом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 15-01-09069).

ЛИТЕРАТУРА

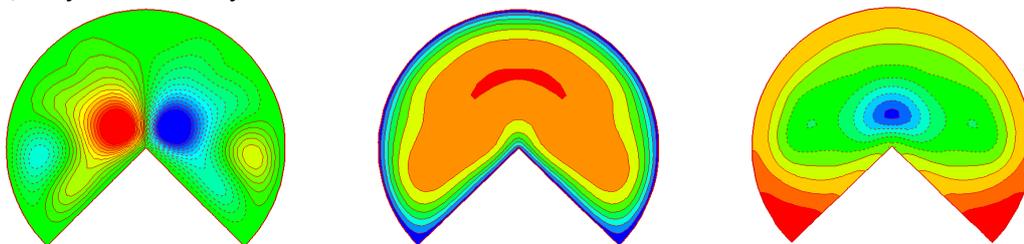
1. Gershuni G.Z., Lyubimov D.V. Thermal Vibrational Convection. N.Y.: Wiley, 1998. 358 p.
2. Тарунин Е.Л. Численное исследование свободной конвекции // Гидродинамика. Вып.1. Уч. Зап. Пермского гос. Университета. 1968. № 184. С. 135–168.

ПРЯМОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ ВДОЛЬ ВНЕШНЕГО УГЛА

Д.Е. Пивоваров, Н.В. Попеленская, Н.В. Никитин
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
nvnikitin@mail.ru

В турбулентных течениях в прямых трубах некруглого сечения среднее течение кроме продольной компоненты скорости имеет также и поперечные составляющие – вторичные течения Прандтля 2-ого рода. Поперечное движение амплитудой $O(1/Re)$ способно вызывать изменения в продольном движении и трении на стенке амплитудой $O(1)$. В подавляющем большинстве ранее рассматривались внутренние вторичные течения, т.е. течения, возникающие в потоках вдоль внутренних углов. Между тем, течения вдоль внешних углов являются не менее распространенными в технических приложениях, что диктует необходимость их изучения с целью разработки адекватных инженерных методик расчета.

В настоящей работе с целью изучения деталей течения вдоль внешнего угла проведены DNS расчеты течения в прямой длинной трубе с сечением в виде кругового сектора с углом раствора в 270° . Уравнения Навье-Стокса решаются численно конечно-разностным методом [1] в цилиндрической системе координат с условием прилипания на твёрдых стенках и условием периодичности вдоль трубы. Вычисления проводились при числе Рейнольдса $Re=U_b R/\nu=2000$ (U_b – средняя скорость, R – радиус круга) в трубе длиной $10R$ на сетке $64 \times 32 \times 64$ (по длине, по радиусу и по углу) и на сетке $128 \times 64 \times 128$. Стартуя со случайных начальных данных уравнения Навье-Стокса интегрируются по времени с условием постоянства расхода до выхода решения на статистически стационарный режим. Затем вычисляются средние поля осреднением по времени, по однородной продольной координате и осреднением относительно плоскости симметрии трубы. Результаты, полученные на двух сетках совпадают качественно и близки количественно.



На рисунках изображены (слева направо) линии тока вторичного течения (сплошные линии отвечают движению против часовой стрелки, пунктирные – по часовой стрелке), линии уровня средней скорости U/U_b (от 0 до 1.4 с шагом 0.2) и поле давления в осредненном течении (среднее по сечению равно 0, сплошные линии – положительные значения, пунктирные – отрицательные). В окрестностях углов в 90° вторичные течения имеют направление движения, аналогичное течениям в угловых областях труб прямоугольного сечения: жидкость движется в направлении угла и растекается вдоль стенок. Максимальная скорость вторичного течения в этих областях около 1.1% от U_b . В окрестности внешнего угла направление вторичного течения обратное – стекание к угловой точке вдоль стенок и выплёскивание наружу вдоль биссектрисы угла. Максимальная скорость вторичного течения здесь составляет около 4% от U_b . Описанное направление движения во вторичных течениях отражается в характерных деформациях линий уровня средней скорости.

Поведение вторичных течений легко объяснить, принимая во внимание преимущественное направление колебательного движения частиц жидкости в поперечном сечении трубы в пристенной области (эти колебания происходят вдоль линий, качественно близких к линиям уровня средней скорости, изображенных на среднем рисунке). Вблизи гладкой части окружности колебания происходят по дугам окружности (вблизи стенки радиальная компонента скорости много меньше тангенциальной), что вызывает центробежную силу, направленную к стенке и повышение давления на стенке. Это повышенное давление равномерно распределено вдоль окружности и не вызывает движения жидкости. Ситуация изменяется при приближении к угловым точкам. Кривизна траекторий колебательного движения повышается, соответственно, повышается и центробежная сила, и давление вблизи стенки. Возникающий вдоль стенок градиент давления вызывает растекание жидкости, что компенсируется затеканием из внешней области внутрь угла. В окрестности внешнего угла наблюдается обратная картина. Пульсационное обтекание внешнего угла вызывает центробежную силу, направленную от угла, понижение давления и обратное направление вторичного течения.

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверх-высокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова в соответствии с планом исследований НИИ механики МГУ (темы АААА-А16-11602110203-6; АААА-А19-119012990110-0) «Устойчивость гидродинамических течений и турбулентность».

ЛИТЕРАТУРА

1. Nikitin N. Finite-difference method for incompressible Navier-Stokes equations in arbitrary orthogonal curvilinear coordinates // J. Comput. Phys. 2006. V. 217. № 2. P. 759–781.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ ТЕЧЕНИЯ ПРИ ФИЛЬТРАЦИИ С ВЫДЕЛЕНИЕМ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ ВОДНОГО РАСТВОРА КИСЛОТЫ СКВОЗЬ ХИМИЧЕСКИ-АКТИВНЫЙ СКЕЛЕТ

Р.А. Плавник, И.Н. Завьялов, Е.В. Пляшков
Московский Физико-Технический Институт (НИУ), Долгопрудный
rinat-plavnik@yandex.ru

Среди методов увеличения добычи углеводородов одним из наиболее перспективных является метод кислотной обработки пласта, заключающийся в закачке в призабойную зону для растворения части породы растворов кислот. Авторами изучаются процессы, протекающие при изотермической фильтрации раствора кислоты сквозь пористую среду, содержащую химически-активные компоненты и насыщенную высоковязким флюидом. Данная фильтрация проходит с изменением фазового состава компонентов, а именно, в химической реакции между раствором кислоты и компонентами пласта выделяется газовая фаза.

При проведении численного моделирования [1] и лабораторного эксперимента [2] данного типа течения наблюдались колебания давления в области протекания химической реакции, при этом движение раствора кислоты и газовой фазы происходило волнами, названными «кислотными волнами». Целью данной работы являлся лабораторный поиск причин возникновения данных волн.

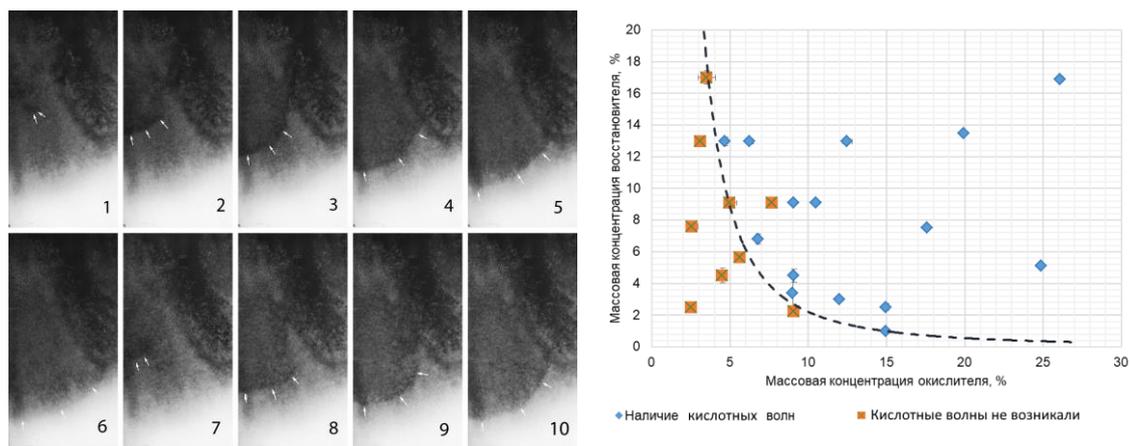
Для проведения эксперимента была собрана плоская прозрачная ячейка с внутренними размерами 350x160x15 мм, которая заполнялась пористой средой. Нижняя часть ячейки была закрыта сеткой, пропускающей раствор кислоты и не позволяющей пористой среде выпадать из ячейки, сверху располагались два отверстия, через одно из которых проводилась закачка флюидов в ячейку, а через другое – отвод избытков жидкости и газа для поддержания постоянного давления в ячейке. Вдоль одной из сторон ячейки были установлены 15 датчиков давления с шагом 20 мм.

В качестве модели химически-активной пористой среды использовался стеклобисер, смешанный с пищевой содой, в качестве окислителя – водный раствор лимонной кислоты, высоковязкого насыщающего флюида – минеральное масло. Раствор кислоты был подкрашен чернилами для лучшей видимости в ячейке.

Эксперимент проходил следующим образом. Вначале ячейка заполнялась пористой средой с определённой массовой концентрацией пищевой соды. Затем с помощью насоса пористая среда насыщалась маслом, после чего начиналась закачка раствора кислоты заданной массовой концентрацией.

Серии снимков с распространением волны представлены на рисунке слева. Фотоснимки следуют друг за другом с промежутком в одну секунду. Фильтрация раствора кислоты (подкрашен чёрными чернилами) проходит сверху вниз по ячейке. Белые зоны отвечают областям, где пористая среда насыщена только минеральным маслом. На кадрах видна чёрная контрастная граница, распространяющаяся в направлении фильтрации – «кислотная волна».

Результаты исследования возникновения волн в зависимости от концентрации химически активных компонент представлены на параметрической диаграмме (на рисунке справа), из которой можно сделать вывод, что зона возникновения «кислотных волн» лежит выше некоторой кривой похожей на гиперболу.



Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-08-01071).

ЛИТЕРАТУРА

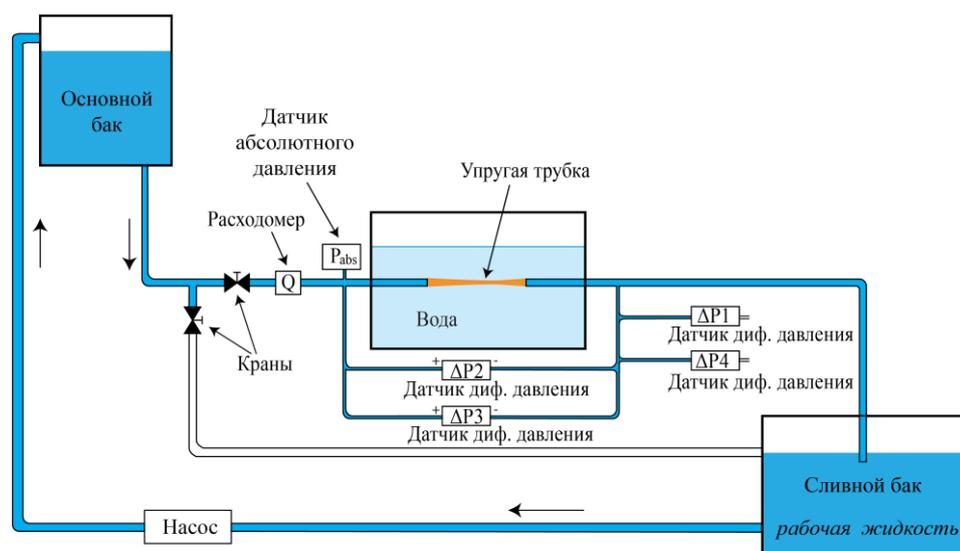
1. Konyukhov A.V., Zavalov I.N. Numerical investigation of oscillatory multiphase flow in porous medium with chemically active skeleton // Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing. 2016. V. 774. № 1. P. 012059.
2. Zavalov I., Varov A., Salikhov R., Antsiferov E., Konyukhov A. Laboratory modeling of flow with gas-producing reaction in porous media // Journal of Porous Media. 2018. V. 21. № 10.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ УПРУГИХ ТРУБОК С ПРОТЕКАЮЩЕЙ ВНУТРИ ЖИДКОСТЬЮ

А.Б. Подопросветова (Порошина), В.В. Веденеев
Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, Москва
poroshina@imec.msu.ru

Проблема взаимодействия кровотока со стенками кровеносных сосудов является важной проблемой сердечно-сосудистой системы. Теоретические и экспериментальные исследования устойчивости моделей кровеносных сосудов, транспортирующих жидкость, проводилось в течение нескольких десятилетий [1, 2].

Большая часть этих исследований проводилась только для турбулентных течений, и только несколько исследований было проведено для ламинарных течений [3]. Однако, в нормальных условиях кровь течет на турбулентном режиме лишь в небольшой части сердечно-сосудистой системы, тогда как преимущественно течение крови является ламинарным. Таким образом, влияние режимов течения на устойчивость упругой трубки представляет огромный интерес.



Экспериментальное исследование в данной работе проводилось на наиболее часто используемой для такого рода экспериментов установке, имеющей принципиальную схему «Starling resistor». Установка состоит из тонкостенной эластичной трубки (трубки Пенроуза), натянутой между двумя жёсткими трубками, и протекающей внутри жидкостью.

Сначала проводились эксперименты по определению диаметра упругой трубки для ламинарного и турбулентного потоков. В качестве рабочей жидкости при турбулентном режиме течения использовалась вода, а при ламинарном режиме – водные растворы глицерина.

Далее рассчитывалась вязкость (концентрация) водных растворов глицерина и скорость потока, которые обеспечивают тот же перепад давления в трубке при ламинарном и турбулентном течениях. Получено, что диапазон расхода от 2,2 л/мин до 2,8 л/мин и концентрация водных растворов глицерина от 40% до 44% при температуре 20°C являются необходимыми условиями для сравнения.

Наконец, проводились независимые эксперименты по изучению устойчивости упругой трубки для турбулентного и ламинарного потоков.

Были выявлены четыре типа колебаний для ламинарного и турбулентного потоков, наблюдаемые по датчикам перепада давления, датчику выходного давления, измерениям микрофона и визуализации режимов колебаний трубки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 18-29-10020).

ЛИТЕРАТУРА

1. Grotberg J.B., Jensen O.E. Biofluid mechanics in flexible tubes // Ann. Rev. Fluid Mech. 2004. V. 36. P. 121–147.
2. Heil M., Hazel A.L. Fluid-Structure Interaction in Internal Physiological Flows // Ann. Rev. Fluid Mech. 2011. V. 43. P. 141–162.
3. Bertram C.D., Tscherry J. The Onset of Flow-Rate Limitation and Flow-Induced Oscillations in Collapsible Tubes // J. Fluids Struct. 2006. V. 22. № 8. P. 1029–1045.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ

Н.В. Попеленская, Б.И. Краснопольский, Н.В. Никитин
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
nvnikitin@mail.ru

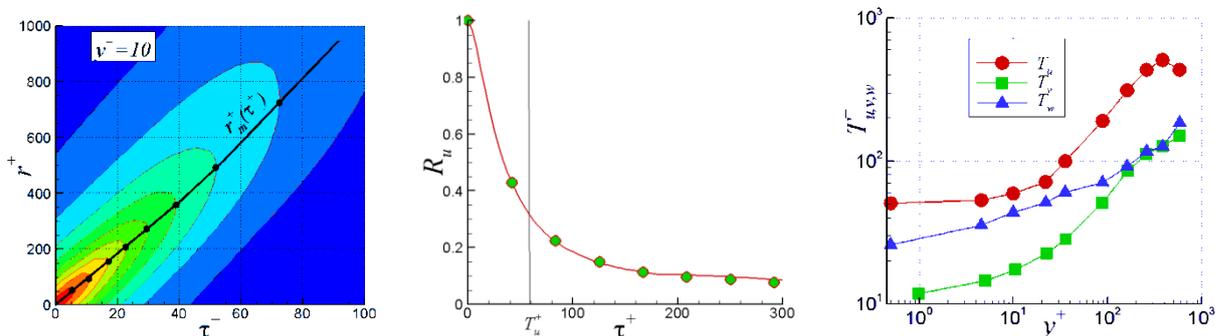
Пространственно-временная корреляция дает существенно больше информации о турбулентных структурах, чем просто пространственная или просто временная корреляция. Например, в сдвиговых потоках флуктуации скорости в фиксированной эйлеровой точке могут иметь малый временной масштаб когерентности, тогда как турбулентные структуры, переносимые течением, могут сохранять когерентность на больших временах. В частности, вопрос о времени жизни когерентных структур встает в связи с определением характерного периода декорреляции турбулентного потока, разделяющего статистически независимые состояния.

В настоящей работе определены характерные времена декорреляции турбулентного потока в плоском канале при трёх значениях числа Рейнольдса $Re \approx 4200, 10300, 16400$ ($Re_\tau \approx 180, 390, 590$) [1]. Здесь $Re = U_0 h / \nu$, $U_0 = 1.5 U_b$, U_b – средняя скорость, h – полуширина канала. С этой целью были проведены DNS расчеты и при каждом Re на диск были записаны по две серии ($s=1, 2$ – короткая и длинная серия) из 251 мгновенной реализации полного трёхмерного поля скорости установившегося потока, на отрезке времени $t=0 \dots 250 \Delta t_s$. Интервалы по времени между соседними реализациями составляли $\Delta t_1 = \Delta t(Re)$ и $\Delta t_2 = 10 \Delta t(Re)$ в короткой и длинной серии соответственно.

Пространственно-временная корреляция $R_i(r, \tau; y)$ пульсаций i -ой компоненты скорости в точках, разделённых расстоянием r вдоль канала и интервалом времени τ определяется по следующей формуле (угловые скобки означают осреднение по однородным координатам x и z , а также по доступному количеству реализаций по времени)

$$R_i(r, \tau; y) = \frac{\langle u'_i(x, y, z, t) u'_i(x+r, y, z, t+\tau) \rangle}{u_{i,rms}^2(y)}$$

Доступное количество реализаций определяется величиной τ : при $\tau=0$ это 251 реализация, при $\tau=250 \Delta t$ – только одна реализация.



На рисунках приведены результаты вычислений для $Re=16400$. Слева – линии уровня пространственно-временной корреляции (от 0.1 до 0.9, с шагом 0.1) для u -компоненты скорости при $y^+=10$. Линия $r_m^+(\tau^+)$ соединяет точки r , при которых достигается максимальная корреляция при каждом τ . Вдоль этой линии сохраняется наибольшая когерентность пульсаций скорости. Значения корреляции вдоль линии $r = r_m^+(\tau^+)$ для двух серий сохраненных реализаций (сплошная линия – короткая серия, круглые символы – длинная серия) приведены на среднем рисунке. Характерный временной масштаб декорреляции потока на каждом расстоянии y от стенки можно определить как интегральный масштаб:

$$T_i(y) = \int_0^\infty R_i(r_m(\tau), \tau; y) d\tau$$

Распределения интегрального масштаба поперек канала при $Re=16400$ для трех компонент скорости показаны на правом рисунке.

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова и с использованием вычислительных ресурсов ОВК НИЦ «Курчатовский институт», <http://computing.nrcki.ru/>, при поддержке гранта РФФ № 18-71-10075.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nikitin N. Characteristics of the leading Lyapunov vector in a turbulent channel flow // J. Fluid Mech. 2018. V. 849. P. 942–967.

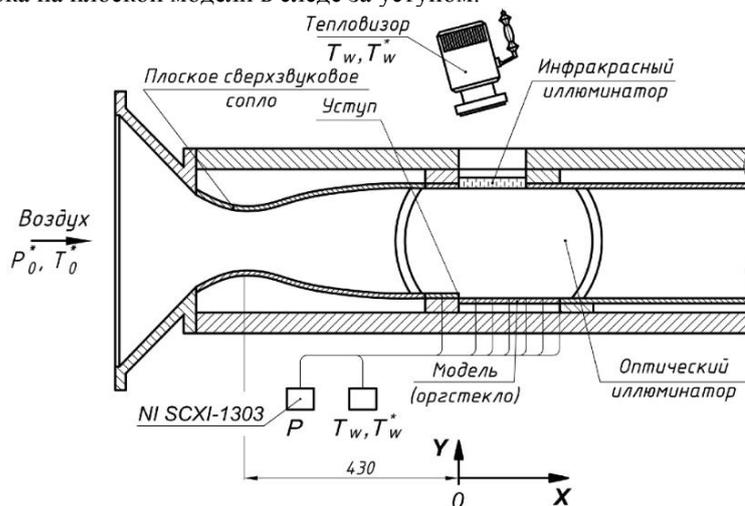
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АДИАБАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СТЕНКИ В СЛЕДЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА ЗА УСТУПОМ

С.С. Попович, А. Г. Здитовец, Н. А. Киселев, Ю.А. Виноградов
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
pss@imec.msu.ru

Известно, что поверхность, обтекаемая высокоскоростным потоком, разогревается до температуры близкой к локальной температуре торможения невозмущенного потока. Однако полного восстановления температуры до значения температуры торможения не происходит. Если поверхность тепло изолирована (непроницаема для теплового потока), то ее температура (адиабатная температура стенки – T_w^*) будет равна температуре пристенного слоя газа, в общем случае не равной температуре торможения потока. Мерой отклонения служит коэффициент восстановления температуры r , показывающий долю кинетической энергии потока, переходящей в тепло на стенке.

Во введении доклада сделан обзор литературных источников, откуда следует, что для воздуха коэффициент восстановления температуры r при турбулентном безотрывном обтекании пластины и тел вращения с гладкими образующими (цилиндр, конус), в согласии с многочисленными экспериментальными данными [1], составляет 0.89 ± 0.01 . Внешние воздействия (градиент давления, проницаемость стенки, изменение формы и рельефа поверхности, скачки уплотнения и отрывные течения) могут приводить как к повышению аэродинамического нагрева в локализованной области, так и к охлаждению стенки – снижению коэффициента восстановления температуры.

Данное исследование является продолжением экспериментального изучения ранее зафиксированного эффекта снижения адиабатной температуры стенки в следе за обтекаемой преградой в сверхзвуковом потоке [2]. Целью данной работы является исследование параметров аэротермодинамики при течении сверхзвукового потока на плоской модели в следе за уступом.



На рисунке показана схема сверхзвукового аэродинамического стенда AP-2. Число Маха набегающего потока $M_0=2.2$, температура торможения $T_0^*=293$ К (определяется температурой подаваемого компрессором воздуха), давление торможения $P_0^*=600$ кПа. Высота уступа варьировалась от 8 до 20 мм, толщина набегающего невозмущенного пограничного слоя – около 6 мм. Критерий Рейнольдса по длине динамического пограничного слоя – не менее $2 \cdot 10^7$ на срезе сопла перед уступом. Локальная температура поверхности за уступом фиксировалась инфракрасной камерой, распределение температуры в следе – термомпарами с термокомпенсацией. Визуализация картины течения производилось теньвым и масло-сажевым методом.

В заключение в докладе показано существование низких значений адиабатной температуры стенки в области рециркуляции, резкий рост с достижением максимума в области присоединения пограничного слоя и снижение в области следа до значений более низких по сравнению с безотрывным обтеканием плоской стенки. Эффект охлаждения стенки возрастает с увеличением высоты уступа и сохраняется на расстоянии до 20 калибров ниже по течению.

Работа выполняется при поддержке гранта РФФИ (проект №19-79-10213).

ЛИТЕРАТУРА

1. Леонтьев А.И. Газодинамические методы температурной стратификации (обзор) // Изв. РАН. МЖГ. 2002. № 4. С. 6–26.
2. Leontiev A.I., Popovich S.S., Strongin M.M., Vinogradov Y.A. Adiabatic wall temperature and heat transfer coefficient influenced by separated supersonic flow // EPJ Web of Conferences. 2017. V. 159. P. 1–5. DOI: 10.1051/epjconf/201715900030.

ИЗМЕРЕНИЕ АДИАБАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СТЕНКИ ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЫ, ОБТЕКАЕМОЙ СВЕРХЗВУКОВЫМ ВОЗДУШНО-КАПЕЛЬНЫМ ПОТОКОМ

С.С. Попович¹, А.Г. Здитовец¹, Н.А. Киселев¹, Ю.А. Виноградов¹, Н.В. Медвецкая²

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

²ОИВТ РАН, Москва

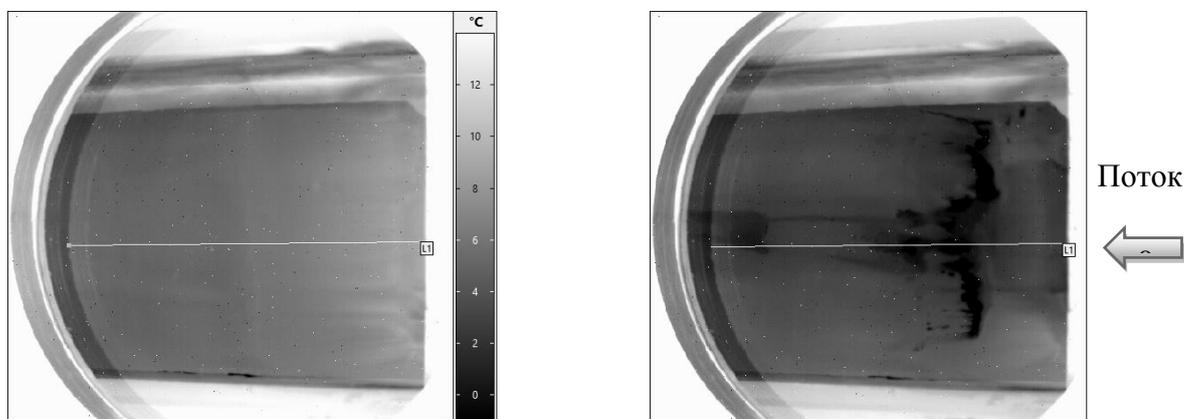
pss@imec.msu.ru

Исследованию взаимодействия двухфазных (дисперсных) потоков с обтекаемыми телами посвящено множество работ (см., например, обзор [1]). Наличие даже небольшого количества примеси (доли процента) в основном потоке может приводить к существенным изменениям его параметров на поверхности обтекаемого тела. В данной работе внимание сконцентрировано на влиянии примеси водных капель в сверхзвуковом воздушном потоке на температуру поверхности обтекаемого тела.

Известно, что поверхность, обтекаемая высокоскоростным потоком, разогревается до температуры близкой к локальной температуре торможения невозмущенного потока. Однако полного восстановления температуры до значения температуры торможения не происходит. Если поверхность тепло изолирована (непроницаема для теплового потока), то ее температура (адиабатная температура стенки – T_w^*) будет равна температуре пристенного слоя газа, в общем случае не равной температуре торможения потока.

Во многих прикладных задачах (теплозащита, безмашинное энергоразделение и т.п.) снижение адиабатной температуры стенки относительно температуры торможения приводит к существенному повышению положительного эффекта [4–10]. Например, данное обстоятельство может использоваться для повышения эффективности устройств безмашинного энергоразделения, работающих по схеме, предложенной в работе [4].

В настоящей работе представлены результаты измерения температуры поверхности плоской пластины, обтекаемой сверхзвуковым воздушно-капельным потоком. Пластина из дюралюминия устанавливалась вертикально в рабочем канале аэродинамической установки. Капли жидкости (дистиллированная вода) в воздушный поток распылялись в форкамере через центробежные форсунки. Массовая концентрация жидкости составляла $m \approx 0.36\%$, 0.27% средний диаметр капель по Заутеру – ≈ 110 мкм, число Маха набегающего потока $M = 2.5, 3.0$. Температура поверхности измерялась тепловизором. Результаты измерений температуры поверхности пластины для случая однофазного (без капель) воздушного потока сравнивались с результатами для воздушно-капельного потока при одинаковых параметрах (по воздуху) в форкамере. Также для интенсификации осаждения капель жидкости на пластину использовался генератор скачка уплотнения в виде клина, установленного вертикально перед пластиной.



Наибольшего снижения температуры поверхности пластины удалось добиться на режиме $M=2.5$, $m = 0.27\%$ и генератором скачка перед пластиной, рисунок справа. В этом случае, на поверхности пластины происходило выпадение осадка в виде льда, что приводило к локальному снижению температуры поверхности на 10–13 С по сравнению со случаем обтекания однофазным потоком.

Работа выполняется в рамках госбюджетной темы АААА-А16-116021110200-5 НИИ механики МГУ (<http://www.imec.msu.ru>) при частичной поддержке гранта РФФИ №17-08-00130.

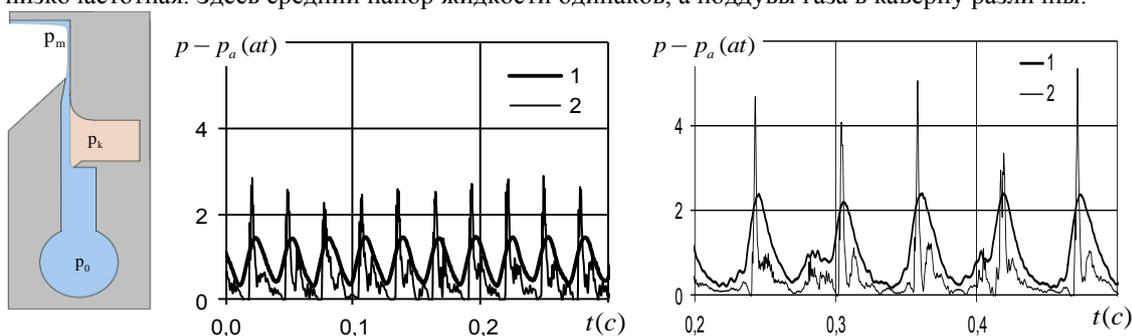
ЛИТЕРАТУРА

1. Вараксин А.Ю. Обтекание тел дисперсными газовыми потоками (обзор) // Теплофизика высоких температур. 2018. Т. 56. № 2. С. 282–305.
2. Леонтьев А.И. Газодинамические методы температурной стратификации (обзор). // Изв. РАН. МЖГ. 2002. № 4. С. 6–26.

КАВИТАЦИОННЫЙ ГЕНЕРАТОР ПЕРИОДИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСНЫХ СТРУЙ

В.В. Прокофьев, С.А. Очеретяный, Е.А.Яковлев
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
vlad.prokof@yandex.ru

В Институте механики МГУ проведено большое количество экспериментальных исследований автоколебательных режимов течения жидкости в гидравлической системе в присутствии вентилируемой каверны с повышенным давлением [1, 2]. Исследований, посвященных такого рода гидродинамическим колебаниям немного – кроме Института механики можно еще назвать группу профессора П.М. Шкапова (МГТУ им. Баумана), которая исследовала автоколебания в гидролинии с искусственной газовой каверной на выходе [3]. В настоящей работе изучается вопрос о возможности использования режима автоколебаний для создания на выходе периодических импульсных струй, которые могут быть использованы при гидродинамических способах разрушения, например, горных пород. Исследования способов разрушения материалов высоконапорными струями, проводимые различными научными коллективами, показали, что их эффективность сильно зависит от характера прилагаемых нагрузок. При прерывисто – переменных динамических нагрузках происходит интенсификация процессов целеобразования и раскалывания материала, следствием которых является рост производительности. Как правило, в таких установках используются механические устройства, обеспечивающие пульсирующую работу [4]. В рассматриваемом течении может быть реализован периодический режим прерывистого истечения жидкости при постоянных параметрах подаваемых в систему воды и газа, без применения каких-либо механических систем. Конкретно, исследовались автоколебательные режимы плоского течения в системе, состоящей из сопротивления (кавитатора), за которым образовывалась искусственная газовая каверна и сужающееся сопло, через которое жидкость и газ истекают в атмосферу (на рис. течение снизу-вверх, точки измерения давления в форкамере, каверне и в угловой точке на экране обозначены p_0 , p_k и p_m). Интенсивность ударного воздействия истекающей жидкости на экран оценивалось по осциллограмме давления в угловой точке (на рис. жирная линия (1) осциллограмма p_k , тонкая (2) - p_m). Левый график – высокочастотная мода, правый - низкочастотная. Здесь средний напор жидкости одинаков, а поддувы газа в каверну различны.



Экспериментально найдены режимы (помпажные), когда естественно возникающее автоколебательное течение сопровождается интенсивным ударным воздействием на препятствие. Наблюдались две частотные моды автоколебаний (их может быть и больше), причем высокочастотная мода, несмотря на меньшую амплитуду колебаний давления в каверне сопровождается весьма интенсивным ударным воздействием на экран и благодаря увеличению частоты ударов может быть даже предпочтительнее первой моды. Для развитого, помпажного режима, на основании уравнений одномерной нестационарной гидравлики предложена модель, позволяющая оценить скорость истечения порции жидкости из сопла. Проведена оценка влияния параметров установки на скорость истечения струй из сопла. Проведены оценки масштабного эффекта, а также эффекта перемешивания газа и жидкости в процессе «выстрела».

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 18-01-00040)

ЛИТЕРАТУРА

1. Козлов И. И., Очеретяный С.А., Прокофьев В. В. Экспериментальные исследования автоколебательных режимов при истечении жидкой струи в плоский вентилируемый канал // Изв. РАН. МЖГ. 2011. № 4. С. 47–58.
2. Козлов И.И., Очеретяный С.А., Прокофьев В.В. О различных модах автоколебаний в течениях с вентилируемой каверной и возможности их использования для формирования периодических импульсных струй. // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 3. С. 16–27.
3. Шкапов П.М., Благовещенский И.Г., Гартиг Е.Б., Дорошенко С.А. О гистерезисном характере развития автоколебаний в гидролинии с ограниченной искусственной газовой каверной на выходе // Наука и образование: электронное научно-техническое издание. № 10. октябрь 2013 г.
4. Фролов В.С. Исследование гидравлических способов разрушения горных пород стационарных и перемещающихся струй // Научные сообщения. М.: ИГД им. А.А. Скочинского, 1975. № 134.

ТРЕХМЕРНАЯ КАСКАДНАЯ МОДЕЛЬ ТУРБУЛЕНТНОСТИ С ВРАЩЕНИЕМ И ПОДОГРЕВОМ

М.Ю. Решетняк

Институт физики Земли имени О.Ю. Шмидта РАН, Москва

Институт земного магнетизма и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Москва
m.reshetnyak@gmail.com

Каскадные модели (КМ) являются удобным инструментом для изучения спектральных свойств турбулентности [1, 2]. КМ получаются из исходных уравнений конвекции, записанных в волновом пространстве в приближении изотропии и однородности физических полей. В КМ присутствует источник энергии, точная форма которого зависит от рассматриваемой задачи, диссипативный член, $-k^2 V_k$, где k – волновое число, V_k – скорость на масштабе $1/k$, а также нелинейный член, обеспечивающий зацепление гармоник в волновом пространстве. Такая запись подразумевает, что квадрат V_k соответствует кинетической энергии на волновом числе k . Задача сводится к решению системы однородных дифференциальных уравнений первого порядка по времени. Успех КМ связан с введением двух важных упрощений: взаимодействие полей в волновом пространстве описывается небольшим числом гармоник (как правило ближайших соседей), и вместо равномерной сетки в волновом пространстве используется сетка вида $k_n = Q k_{n-1}$, где Q – константа в диапазоне 1.5–2, а максимальное значение яруса n порядка 20–30. Именно эти два упрощения позволяют моделировать режимы конвекции при больших числах Рейнольдса Re , недоступных для 3D DNS.

Очевидно, что сложности в КМ начинаются при появлении анизотропии, когда вместо одной переменной V_k необходимо вводить уже вектор, впрочем, также, как и для самого волнового числа. В работе рассмотрена модификация псевдо-спектрального 3D кода тепловой конвекции в приближении Буссинеска с вращением с учетом вышеизложенных упрощений в КМ: простой формы нелинейного члена и растянутой сетки. Поскольку форма нелинейного члена не влияет на порог генерации конвекции, то можно утверждать, что получаемая КМ, дает правильный порог генерации. Ни одна современная КМ этого делать ранее не умела. Обратим внимание, что в случае с вращением, критическое число Рэлея Ra_{cr} зависит от угловой скорости вращения как $\sim \Omega^{1/3}$ [3] и в приложениях планетарной конвекции, где период суточного вращения меньше характерного времени тепловой конвекции, Ra_{cr} достигает больших значений. Этот эффект, также учтен в предложенной КМ.

При увеличении числа Рэлея, существенным становится форма нелинейного члена. В работе использованы простые модификации известных одномерных КМ, позволяющие удовлетворить закону сохранения кинетической энергии. Расчеты проведены для двух случаев: без вращения с числом Рэлея $Ra=3 \cdot 10^{10}$ и с вращением, для $Ra=6 \cdot 10^9$ и числа Экмана $E=10^{-7}$. Несмотря на то, что оба режима дают близкие к колмогоровскому спектры, наблюдаются и принципиальные отличия, связанные с переносом кинетической энергии в волновом пространстве [4, 5]. Если для случая без вращения большие масштабы являются донорами, отдавая кинетическую энергию малым, то для случая с вращением картина противоположная: существует обратный каскад энергии от малых масштабов к большим.

Предложенный метод построения КМ, конечно же, требует всестороннего изучения и улучшения форм нелинейных членов в уравнениях. Но одно то, что на каждом шаге существует возможность сравнить результат с исходными уравнениями конвекции и проверить правильность сделанных предположений, используя аналитику, как это было с оценками порогов генерации, или с результатами 3D DNS для уточнения строения нелинейного члена, позволяет надеяться на плодотворность этого метода. Ни что не мешает использовать данные идеи и для других нелинейных задач математической физики, в которых наблюдаются протяженные спектры. Такой процесс подгонки КМ, позволит не только перейти к моделированию турбулентности для больших Re , но и лучше понять механизм триадного взаимодействия.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-47-04110).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гледзер Е.Б., Должанский Ф.В., Обухов А.М. Системы гидродинамического типа и их применение. М.: Наука, 1981.
2. Фрик П.Г. Турбулентность: подходы и модели. Ижевск: РХД, 2010.
3. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. N.Y.: Dover Publications Inc., 1961.
4. Reshetnyak M. Yu., Hejda P. Direct and inverse cascades in the geodynamo // Nonlin. Proc. Geophys. 2008. V. 15. P. 873–880.
5. Hejda P., Reshetnyak M. Yu. Effects of anisotropy in the geostrophic turbulence // Phys. Earth Planet. Int. 2009. V. 177. P. 569–576.

ЛАМИНАРИЗАЦИЯ ТЕЧЕНИЯ В ТРУБЕ С ПОМОЩЬЮ ВХОДНЫХ УСТРОЙСТВ

А.И. Решмин, В.В. Трифонов, В.Г. Лущик, М.С. Макарова
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
alexreshmin@rambler.ru, trifonovvl@mail.ru

Для анализа возможности достижения ламинаризации течения в трубах проведено численное исследование развития течения с разными входными профилями скорости, которые можно создать с помощью специальных устройств. Рассмотрены три варианта входных устройств с неоднородным профилем скорости и мелкомасштабной турбулентностью на входе. Исследование показало возможность ламинаризации течения в трубах при числах Рейнольдса $Re > 10000$.

Для расчета неравновесных турбулентных течений использовалась трехпараметрическая модель сдвиговой турбулентности [1] с уравнениями переноса для трех параметров: энергии турбулентности $E = 0.5 \sum \langle u_i'^2 \rangle$, напряжения сдвига $\tau = -\langle u'v' \rangle$ и параметра $\omega = E/L^2$, содержащего масштаб турбулентности L . Результаты расчета ламинаризации течения сопоставлялись с экспериментальными данными, имеющимися в литературе.

При проведении численного исследования рассмотрено три варианта входных устройств:

- 1 – с U-образным профилем скорости;
- 2 – с Λ -образным профилем скорости
- 3 – с параболическим профилем скорости.

Во всех вариантах расчетов интенсивность турбулентности на входе, определенная по местной скорости u , принималась равной $e_0 = \sqrt{E_0}/u = 0.01$ (E_0 – энергия турбулентности), а масштаб турбулентности – $L_0/R = 0.05$ (R – характерный радиус канала). Достижение режима ламинаризации в расчетах определялось по изменению по длине трубы относительной скорости u/U и интенсивности турбулентности e на оси трубы, а также по изменению коэффициента сопротивления ξ . В расчетах отслеживалось изменение по длине трубы максимальной величины генерации турбулентности $P_m = (\rho \tau \cdot \partial u / \partial r)_m$.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что в случае ламинаризации генерация турбулентности подавляется и максимум ее смещается от стенки к оси трубы. При отсутствии ламинаризации течения максимум генерации турбулентности возрастает с выходом на режим развитого турбулентного течения, и положение максимума генерации r_m/R остается в пристеночной области.

Для трех рассмотренных вариантов входных устройств получены числа Рейнольдса ламинаризации $Re^* = 16000, 12000$ и 10000 . Дальнейшее повышение числа Рейнольдса ламинаризации может быть получено при уменьшении интенсивности и масштаба турбулентности на входе.

Работа выполнена в соответствии с планом исследований НИИ механики МГУ (темы АААА-А16-116021110203-6; АААА-А19-119012990110-0) «Устойчивость гидродинамических течений и турбулентность».

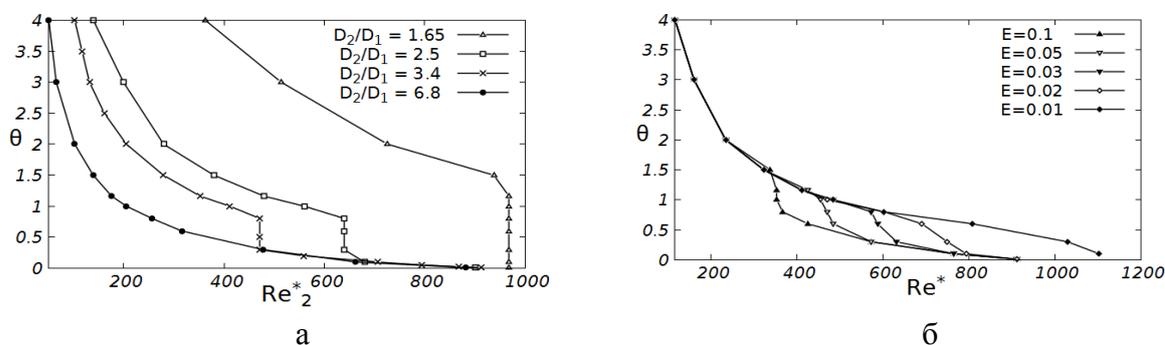
ЛИТЕРАТУРА

1. Лущик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е. Трехпараметрическая модель сдвиговой турбулентности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 3. С. 13–25.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ В КРУГЛОМ КОНИЧЕСКОМ КАНАЛЕ ПРИ МАЛЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

А.И. Решмин, В.В. Трифонов, С.Х. Тепловодский
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
trifonov@imec.msu.ru

В работе исследовалось явление ламинарно-турбулентного перехода в диффузоре в зависимости от угла раскрытия и степени расширения канала (отношения входного диаметра диффузора к выходному). При расчете использовалась трехпараметрическая модель сдвиговой турбулентности [1]. Расчеты проводились, при числах Рейнольдса на входе в канал от 100 до 4000. На вход в диффузор подавалось, либо развитое турбулентное течение, либо течение с равномерным профилем скорости и с разной энергией турбулентности. Угол раскрытия варьировался от 0.01° до 4° , при этом течение в канале происходило, при положительном, отрицательном или нулевом продольном градиенте давления. Полученные при расчете характеристики течения на выходе диффузора и различных сечениях вдоль диффузора сравнивались с экспериментальными данными [2]. При заданном угле раскрытия и степени расширения, течение в диффузоре зависит только от локального числа Рейнольдса и не зависит от условий на входе, пока эти условия достаточны для формирования турбулентного течения. Было показано, что при увеличении длины диффузора турбулентное течение затухает и плавно переходит в ламинарное.



На рисунке показана зависимость угла раскрытия от критического числа Рейнольдса, *а* – при разной степени расширения диффузора; *б* – при степени расширения канала 3.4 и разной энергии турбулентности на входе в диффузор.

Получены рис. а зависимости критического числа Рейнольдса от угла раскрытия для диффузоров с разной степенью расширения 1.65, 2.5, 3.4 и 6.8 (обозначение индексов: 1 – вход в диффузор, 2 – выход из диффузора). При угле раскрытия 0.01° , что очень близко к прямой круглой трубе, критическое число Рейнольдса для заданных степеней расширения лежит в диапазоне от ~ 900 до ~ 1000 . Также получены зависимости рис. б критического числа Рейнольдса от угла раскрытия со степенью расширения канала 3.4 и разной энергией турбулентности на входе в диффузор.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18-08-00074, РФФИ № 19-05-00028.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лущик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е. Трехпараметрическая модель сдвиговой турбулентности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 3. С. 13–25.
2. Reshmin A.I., Trifonov V.V., Teplovodskii S.Kh. Turbulent flow in a conical diffuser with a small divergence angle at Reynolds numbers less than 2000 // Proceedings of the ASME 2014. FEDSM2014–21597.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАСЧЁТНЫХ СЕТОК И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ МЕТОДОВ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПОТОКОВ НА СКЛОНАХ ГОР

Д.И. Романова
МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
romanovadi@gmail.com

Водоснежные и грязекаменные потоки, снежные лавины, сели и другие склоновые потоки представляют большую опасность для жителей предгорья и различных отраслей народного хозяйства на данных территориях. Для организации защиты строят направляющие сооружения (стенки, искусственные русла, лавинорезы, клинья), тормозящие и останавливающие сооружения (надолбы, холмы, траншеи, дамбы, пазухи), пропускающие сооружения (галереи, навесы, эстакады). Для расчёта таких защитных сооружений необходимо знать силу воздействия потока на препятствие, для изучения которой необходимо проводить трёхмерное численное моделирование. Расчёт силы давления набегающего потока на препятствие происходит, в том числе, из учёта профиля скорости. А значит, что для расчёта заградительных сооружений необходимо, чтобы полученный в расчётах профиль скорости, а также другие параметры потока хорошо описывали реальное движение потока по склону. Расчёт склоновых потоков затруднён из-за больших характерных размеров задачи в горизонтальной плоскости и относительно малых по вертикали.

В работах [1–4] представлены результаты моделирования различных склоновых потоков разными подходами. В работе [1] авторы производят расчёт комплекса заградительных сооружений. Для расчёта водоснежного потока непосредственно с места зарождения авторы используют пакет RAMMS 1.6 Avalanche который численно решает уравнения динамики, осреднённые по глубине. Пакет OpenFOAM используется авторами для 3D моделирования воздействия водоснежного потока с комплексом защитных сооружений. Из расчёта в пакете RAMMS авторы берут параметры на входе в расчётную область для 3D моделирования, что примерно на 20 метров выше первых заградительных сооружений (валов). В своей работе авторы приходят к выводу, что использование осреднённых по глубине уравнений динамики не позволяет корректно оценить взаимодействие потока с дамбой и смоделировать её переполнение.

В работе японских коллег Oda, Yamaguchi и соавторов [4] представлен численный метод расчета снежных лавин, основанный на стабилизированном методе конечных элементов SUPG/PSPG с неструктурированной сеткой. Учтена сложная геометрия склона и неньютоновская реология среды, но поток считается ламинарным и не учитывается захват материала.

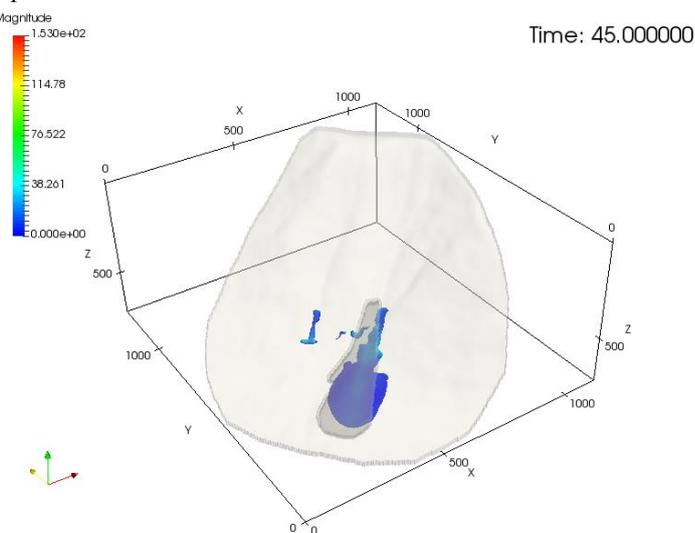
В докладе планируется привести обзор и сравнение использования различных вычислительных методов для моделирования потоков на склонах гор. А также произвести исследование параметров расчётной сетки для моделирования таких потоков.

На рисунке показан расчёт лавины на горе Юкспор (Хибины) с использованием метода конечного объёма в пакете с открытым исходным кодом OpenFOAM.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-31-90105.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hafþór Örn Pétursson, Kristín Martha Hákonardóttir, Áki Thoroddsen. Use of OpenFOAM and RAMMS Avalanche to simulate the interaction of avalanches and slush flows with dams // Proceedings to the International Symposium on Mitigative Measures against Snow Avalanches and Other Rapid Gravity Mass Flows. Siglufjörður, Iceland, April 3–5, 2019.
2. Hákonardóttir K.M., Ágústsdóttir K.H. The design of slushflow barriers: Laboratory experiments // Proceedings to the International Symposium on Mitigative Measures against Snow Avalanches and Other Rapid Gravity Mass Flows Siglufjörður, Iceland, April 3–5, 2019.
3. Jaedicke C., Kern M., Gauer P., Baillifard M.–A., Platzer K. Chute experiments on slushflow dynamics // Cold Reg. Sci. Technol. 2008. № 51. P. 156–167.
4. Yamaguchi Y., Takase S., Moriguchi S., Terada K., Oda K., Kamiishi I. Three-dimensional nonstructural finite element analysis of snow avalanche using non-newtonian fluid model // Transactions of the Japan Society for Computational Engineering and Science. 2017.



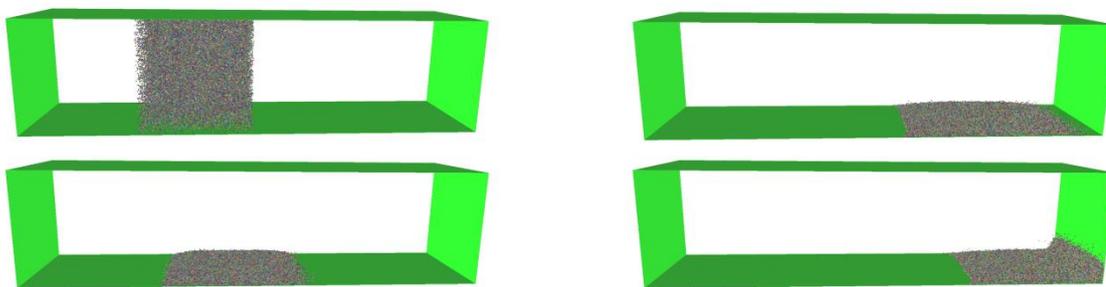
ДИНАМИКА СНЕЖНЫХ ЧАСТИЦ НА ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЕТРА

Д.И. Романова, С.В. Стрижак
Институт системного программирования имени В.П. Иванникова РАН, Москва
romanovadi@gmail.com

Изучение движения снежных частиц и их взаимодействия с твердой поверхностью важно с точки зрения безопасности движения автомобилей, поездов, самолетов, а также прогноза метеоусловий в районе аэропорта. При попадании снежных кристаллических частиц на стенку в зону с повышенной температурой в присутствии жидкой пленки, например, на входе потока в авиационный двигатель, возможно частичное плавление кристаллических частиц и образование влажного зернистого, пористого слоя льда.

В работе [1] проводился эксперимент в климатической трубе, и изучалось движение снега в набегающем потоке воздуха при взаимодействии частиц с твердой стенкой. В ходе эксперимента определялось распределение скорости снежных частиц по вертикальной оси. Также была определена критическая скорость ветра $U = 5$ м/с при которой наблюдалось разрушение частиц и их накопление на твердой поверхности. В работе [2] разработана модель, описывающая явления переноса тепла в прямоугольной области, заполненной частицами льда. Уравнения переноса решались численно с использованием открытого кода на базе метода конечных объемов. Модель применялась для описания развития обледенения на нагретых элементах самолета, и результаты сравнивались с имеющимися данными эксперимента. В работе [3] разработана модель гидротермодинамики жидкой пленки с кристаллами на поверхности тела, находящегося в потоке воздуха содержащего частицы льда.

В данной работе рассматривалась задача о динамике движения снежных частиц под действием ветра. Для моделирования динамики движения сферических снежных частиц на твердой поверхности использовался метод дискретного элемента (МДЭ), реализованный в открытом пакете Yade. Для расчета задавалось облако, состоящее из частиц с диаметром $d=1$ мм, плотностью $\rho_0=100$ кг/м³ и механическими свойствами, типичными для снега. Общее количество частиц выбиралось равным $N=50000$. На входе расчетной области в форме параллелепипеда с размерами $X=1$ м, $Y=0.1$ м, $Z=0.1$ м задавался профиль скорости воздушного потока с $V=2$ м/с при наличии заданных флуктуаций. На частицы действовали силы сопротивления, подъемная сила и сила тяжести. Рассчитывался следующий процесс: вначале частицы осаждаются под действием силы тяжести, после формирования скопления частиц начиналось моделирование воздействия ветра. В процессе счета определяются зоны аккумуляции снега на твердой поверхности, а также форма скопившейся снежной массы.



На рисунке изображён процесс осаждения и ветрового переноса снежных частиц.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-29-13016.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sato T., Kosugi K., Mochizuki S., Nemoto M. Wind speed dependences of fracture and accumulation of snowflakes on snow surface // Cold Reg. Sci. Tech. 2008. № 51. P. 229–239.
2. Kintea D.M, Roisman I.V., Tropea C. Transport processes in a wet granular ice layer: Model for ice accretion and shedding // I. J. Heat Mass Transfer. 2016. № 97. P. 461–472.
3. Кашеваров А.В., Стасенко А.Л. Гидротермодинамика жидкой пленки с кристаллами на поверхности тела в потоке воздуха, содержащем частицы льда // Прикладная механика и техническая физика. 2017. Т. 58. № 2. С. 103–114.

ВЛИЯНИЕ ВРАЩЕНИЯ НА ТЕПЛОВУЮ ВИБРАЦИОННУЮ КОНВЕКЦИЮ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ ПЛОСКОМ СЛОЕ

К.Ю. Рысин, В.Г. Козлов, А.А. Вяткин
Лаборатория вибрационной гидромеханики,
Пермский государственный гуманитарно-педагогический университет, Пермь
rysin@pspu.ru

Вибрационная тепловая конвекция – осредненная конвекция, возбуждаемая в неизотермической жидкости под действием осциллирующих силовых полей, к примеру – инерционных силовых полей в вибрирующей полости [1]. Вращение оказывает существенное воздействие на вибрационную тепловую конвекцию, поскольку сила Кориолиса влияет не только на осредненные потоки, но и непосредственно на осциллирующую компоненту скорости – генератор вибрационной конвекции [2]. Особый случай представляют собой вращающиеся в системе отсчета полости силовые поля. Они могут возбуждаться круговыми вибрациями полости, либо внешними статическими полями (в случае вращения полости). Не говоря уже об условиях невесомости, круговые вибрации способны вызвать интенсивную осредненную тепловую конвекцию даже в условиях сильного стабилизирующего влияния других конвективных механизмов, к примеру – в плоском слое, подогреваемом сверху [3].

Задачей настоящего исследования является изучение влияния равномерного вращения на порог возбуждения вибрационной тепловой конвекции в горизонтальном плоском слое (Рис.1.). Для исключения гравитационного механизма конвекции слой подогревается сверху, при этом гравитационное силовое поле играет исключительно стабилизирующую роль.

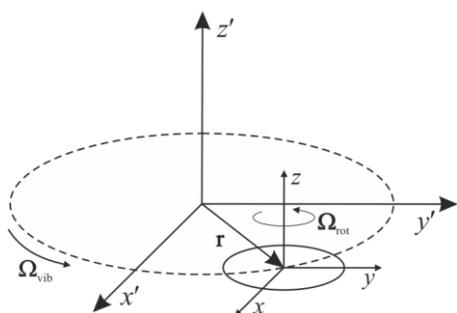


Рис.1. Постановка задачи.

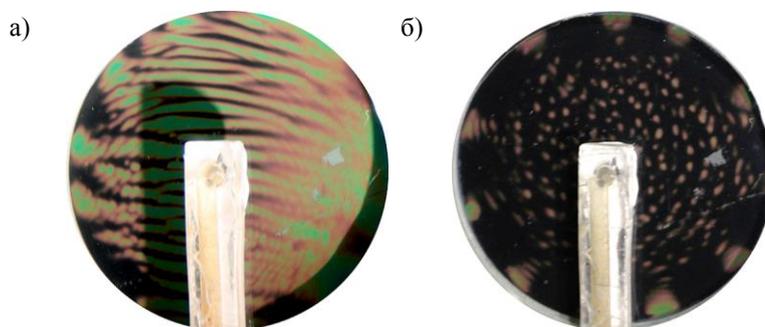


Рис.2. Фотографии конвективных структур.

Методика экспериментов была следующей. При заданной разности температур Θ и скорости вращения Ω_{rot} монотонно повышалась частота круговых вибраций Ω_{vib} с определенной амплитудой b . При этом измерялся теплоперенос через слой и изучалась структура конвективных потоков. Для этого на холодной нижней границе рабочего слоя наклеивалась термохромная пленка, цвет которой изменялся в зависимости от температуры. Температура верхней границы слоя задавалась прозрачным теплообменником, через который осуществлялась фоторегистрация конвективных потоков.

Экспериментально исследована вибрационная тепловая конвекция во вращающемся вокруг вертикальной оси горизонтальном плоском слое с изотермическими границами разной температуры. Жидкость устойчиво стратифицирована в поле силы тяжести – слой подогревается сверху. Конвекция возбуждается высокочастотными круговыми колебаниями полости в горизонтальной плоскости. Обнаружено, что в отсутствие вращения вибрационная тепловая конвекция возбуждается в виде двумерных валов (Рис. 2а), порог возбуждения хорошо согласуется с теоретическим ожиданием. Обнаружено, что при вращении виброконвективные структуры принимают вид регулярно расположенных ячеек (Рис.2б). При повышении безразмерной скорости критическое значение вибрационного параметра (при определенном числе Рэлея) возрастает, а вид конвективных ячеек изменяется. Действие вращения на виброконвективный механизм аналогично действию вращения на естественную конвекцию в горизонтальном плоском слое.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (проект № 18-71-10053).

ЛИТЕРАТУРА

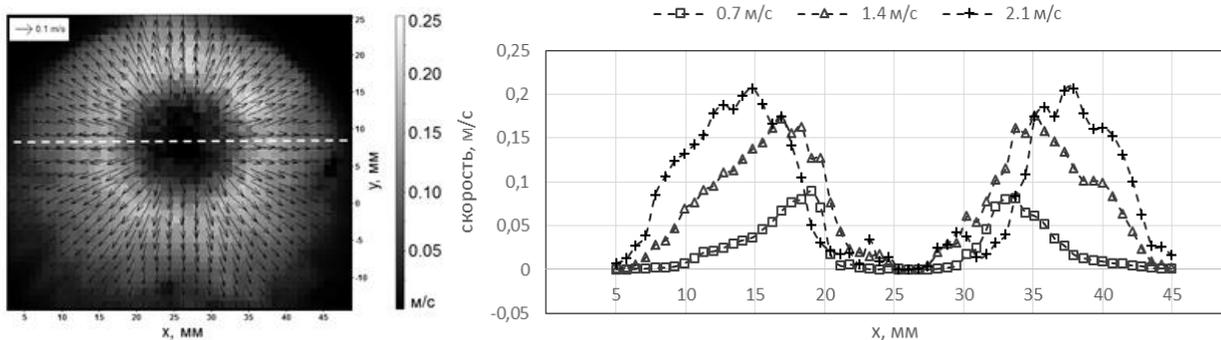
1. Gershuni G.Z., Lyubimov D.V. Thermal Vibrational Convection. N.Y.: Wiley, 1998.
2. Kozlov V.G. Thermal Vibrational Convection in Rotating Cavities // J. Fluid Dynamics. 2004. V. 39. P. 3–11.
3. Kozlov V.G., Rysin K.Y., Vjatkin A.A. Vibroconvective Stability of Liquid in Horizontal Plane Layer Subject to Circular Translational Vibrations // J. Microgravity Sci. Technol. 2019.

ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПЕРЕХОД В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ

П.А. Рязанов, Е.Ю. Коротеева, И.А. Знаменская
МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва
pa.ryazanov@physics.msu.ru

Применение термографической съемки и комбинация её с методами цифрового трассирования для изучения затопленных импактных струй уже доказали свою эффективность [1]. В то же время структура нестационарного течения в области пристенного пограничного слоя жидкости остается проблемой для экспериментальных и численных исследований [2], а аналитические решения задачи устойчивости в этой области - весьма сложными и дающими только примерное представление о структуре таких течений. В данной работе предложено экспериментальное определение ламинарно-турбулентного перехода в приповерхностном слое жидкости с помощью метода бесконтактной количественной визуализации, основанного на трассировании «тепловыми точками» (ТТТ) [3]. Отслеживание динамики течения при помощи определения сдвигов кластеров тепловых точек – элементов течения, сохраняющих свои начальные температуры при вихревом турбулентном перемешивании, – позволяет получать двумерные поля скорости пограничного слоя. Регистрация локальных температурных неоднородностей производится вблизи обтекаемой плоской поверхности, что позволяет вычислять поля скорости непосредственно в пограничном слое течения без использования физических трассирующих частиц. Анализ полученных полей скоростей позволяет выявить область перехода течения от ламинарного режима к турбулентному.

В работе методом ТТТ исследуется пристенное течение, образованное при взаимодействии затопленной импактной неизотермической струи с твердой стенкой. В полученном квазидвумерном поле скорости неразрешенная область, то есть область, где не определяются скорости потока, соответствует ламинарному режиму течения жидкости: в нем отсутствуют температурные неоднородности, и, следовательно, невозможно определить сдвиг кластеров тепловых точек. Область, в которой скорости течения определены, соответствует турбулентному режиму течения, где наличие температурных неоднородностей создаёт тепловые точки, подходящие для определения скорости потока. Таким образом, переход от неразрешимой области поля к разрешимой соответствует ламинарно-турбулентному переходу в приповерхностном слое жидкости.



На рисунке показан пример поля скорости, полученного методом ТТТ при взаимодействии неизотермической затопленной струи воды со стенкой. Для более точного определения размера неразрешенной области строится одномерный профиль вдоль прямой, проходящей через центр симметрии течения и параллельной оси Ox . Определяя в этом профиле точки, скорость в которых начинает превышать шумовое значение, можно определить и границу зоны ламинарного пристенного течения. В докладе дано сравнение размера зоны ламинарно-турбулентного перехода для струй с различными числами Рейнольдса.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-79-00162.

ЛИТЕРАТУРА

1. Carlomagno G.M., Ianiro A., Thermo-fluid-dynamics of submerged jets impinging at short nozzle-to-plate distance: a review // *Exp. Thermal Fluid Sci.* 2014. V. 58. P. 15–35.
2. Бойко А.В., Демьянко К.В., Нечепуренко Ю.М. О расчете положения ламинарно-турбулентного перехода в пограничных слоях с учетом сжимаемости // *Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша.* 2015. № 81. 21 с. URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2015-81>.
3. Коротеева Е.Ю., Знаменская И.А., Рязанов П.А. Измерения полей скорости в пограничном слое жидкости на основе высокоскоростной термографии // *Доклады Академии наук.* 2020. Принято в печать.

БИГАРМОНИЧЕСКИЕ АТТРАКТОРЫ ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Д.А. Рязанов^{1,2}, И.Н. Сибгатуллин^{1,2,3}, М.В. Крапошин¹, Е.В. Ерманюк⁴

¹Институт системного программирования имени В.П. Иванникова РАН

²МГУ имени М.В. Ломоносова

³Институт океанологии имени П.П. Ширшова Российской академии наук

⁴Институт гидродинамики имени М.А. Лаврентьева СО РАН

ryazanov@ispras.ru, sibgat@ocean.ru, ermanyuk@gmail.com

Природные и технические объемы стратифицированной жидкости могут находиться под действием разнообразных периодических воздействий. При наличии одного монохроматического внешнего воздействия в поле силы тяжести могут образоваться аттракторы внутренних гравитационных волн, на которых кинетическая энергия на порядок превышает кинетическую энергию на волнопродукторе. Исследования аккумуляции волновой энергии при одновременном воздействии от двух источников возмущений с разными частотами остаются практически не исследованными. Анализ с помощью прямого численного моделирования показал, что в случае двух воздействий с сильно разнесенными частотами результирующий волновой режим хорошо соответствует линейной теории и трассировке лучей отдельно для каждой частоты, а отличия от монохроматических режимов проявляются при развитии неустойчивости и переходе к турбулентности. При воздействии с двумя частотами, одна из которых при монохроматическом воздействии порождает аттрактор, а для второй аттрактора не образуется, результирующий режим показывает существование аттрактора, соответствующей первой частоте, но при этом максимальная амплитуда кинетической энергии значительно уменьшается. Для близких частот предсказания для линейной теории не соответствуют режимам с двумя внешними частотами, поскольку с одной стороны проявляются эффекты биений на волнопродукторах, и, с другой стороны, роль вязкости, формирующей ширину аттрактора при монохроматическом воздействии, становится менее очевидной. При этом при для одинаковых значений средней кинетической энергии ее пульсации могут на порядок отличаться в зависимости от того происходит ли рост или убывание огибающей амплитуды на волнопродукторе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сибгатуллин И.Н., Ерманюк Е.В. Аттракторы внутренних и инерционных волн (обзор) // Прикладная механика и техническая физика. 2019. № 2. С. 113–136.
2. Sibgatullin I., Ermanyuk E., Maas L., Xu X. Direct numerical simulation of three-dimensional inertial wave attractors // IEEE Conference Proceedings. 2017. P. 17526262.
3. Beckebanze F., Brouzet C., Sibgatullin I.N., Maas L.R. Damping of quasi-two-dimensional internal wave attractors by rigid-wall friction // Journal of Fluid Mechanics. 2018. V. 841. P. 614–635.
4. Brouzet C., Sibgatullin I.N., Ermanyuk E.V., Joubaud S., Dauxois T. Scale effects in internal wave attractors // Physical review fluids. 2017. V. 2. № 11. P. 114803.

НЕЛИНЕЙНОЕ УСИЛЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ВНЕШНЕЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ

Д.С. Сбоев, Т.Т. Нгуен

Московский физико-технический институт (государственный исследовательский университет),
Долгопрудный, t124@inbox.ru

В последние годы в работах по ламинарно-турбулентному переходу в пограничном слое при высокой степени внешней турбулентности получила известность идея о зарождении турбулентных пятен в верхней части пограничного слоя и последующем распространении турбулентных вспышек вниз к стенке. Предложенный механизм образования турбулентного пятна состоит во взаимодействии в верхней половине пограничного слоя высокочастотной части спектра внешней турбулентности и отрицательных пульсаций скорости большой амплитуды, возникающих при развитии внутри слоя полосчатых структур. В [1] была предпринята попытка оправдать такую модель в эксперименте. В качестве характеристики проникновения внешней турбулентности в пограничный слой и местоположения зарождающихся пятен в [1] было предложено положение по нормали к стенке минимума коэффициента асимметрии функций плотности вероятности пульсаций скорости S . Этот минимум расположен именно в верхней части пограничного слоя. Для этой длины (в терминологии [1] глубины проникновения PD) была предложена корреляция $PD = f(Re, Tu)$, здесь Tu – степень турбулентности.

В представленной работе экспериментально исследовались статистические характеристики возмущенного движения в пограничном слое с целью получения новой информации по данному вопросу. Используются данные экспериментов, проведенных с помощью термоанемометра на плоской пластине в аэродинамической трубе АТ-3 ФАЛТ МФТИ в нескольких режимах при $Tu = 2-4\%$ и данные [2] ($Tu = 1,15\%$). Среди других материалов экспериментов были изучены зависимости S от продольной и нормальной к стенке координат. Как и в [1], положение минимума S соответствовало появлению в сигналах больших выбросов мгновенной скорости в сторону ее уменьшения (так называемые "шипы вниз"). Однако оказалось, что предложенная в [1] корреляция для положения минимума S не имеет места и попросту неверна. Минимум S при развитии течения вниз по потоку либо следует постоянному значению автомоделной нормальной к стенке координаты, либо слегка смещается вверх.

Для выяснения роли параметра S при развитии возмущений, как и в [2], был проведен биспектральный анализ пульсаций. Этот тип анализа служит для выявления в случайном сигнале спектральных гармоник, имеющих квадратичную связь по фазе. Сумма реальных частей компонент биспектра равна третьему моменту функции плотности распределения вероятности для данного сигнала. Было установлено, что в областях минимальных значений S наблюдаются взаимодействия, демонстрирующие фазовый синхронизм низкочастотных гармоник и гармоник с более высокой, но всё ещё умеренной частотой. Последние можно отождествить с развивающейся вблизи стенки внешней турбулентностью. Эти процессы обычно начинаются после того, как среднеквадратичные пульсации в пограничном слое достигнут определенного уровня 2–5%. В данной работе, в отличие от [2], были подробно проанализированы фазовые части биспектров. В областях взаимодействия они практически точно соответствуют наблюдаемой в сигналах картине "шипов вниз". Таким образом, величина и положение минимума S характеризуют не область зарождения турбулентных пятен, как считают авторы [1], а скорее частоту появления полосчатых структур с экстремально (относительно среднего уровня пульсаций) высокой амплитудой. Было установлено, что при постоянном значении интегрального масштаба сеточной турбулентности параметр S/Tu линейно зависит от числа Re , рассчитанного по толщине вытеснения. Практически одновременно с началом нелинейных взаимодействий в верхней части пограничного слоя в его середине происходит перестройка спектров пульсаций, которые эволюционируют от линейного закона возрастания характерного масштаба полосчатых структур вниз по потоку к нелинейному. Эти нелинейные процессы начинаются в пограничном слое задолго до старта генерации турбулентных пятен.

Из известных теоретических моделей наблюдаемые в экспериментах процессы качественно могли бы быть описаны, по всей видимости, при помощи механизма [3] перехода через нелинейное развитие и взаимодействие с пограничным слоем наклонных волн во внешнем потоке или с позиций более общей теории [4] восприимчивости пограничного слоя к нелинейно развивающейся турбулентности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Herson D., Walsh E.J., McEligot D.M. Experimental investigation into the routes to bypass transition and the shear-sheltering phenomenon // J. Fluid Mech. 2007. V. 591. P. 461–479.
2. Сбоев Д.С. Нелинейное развитие возмущений в ламинарном пограничном слое при повышенной степени турбулентности внешнего потока // XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики, Казань, 20–24 августа 2015 года. С. 3369–3371.
3. Berlin S., Lundbladh A., Henningson D. Spatial simulations of oblique transition in a boundary layer // Phys. Fluids. 1994. V. 6. P. 1949–1951.
4. Устинов М.В. Восприимчивость пограничного слоя к нелинейно развивающейся турбулентности набегающего потока // Изв. РАН. МЖГ. 2013. № 5. С. 62–78.

УСТОЙЧИВОСТЬ И ПЕРЕХОД ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА 3 D КРЫЛЕ С УГЛОМ СКОЛЬЖЕНИЯ ПЕРЕДНЕЙ КРОМКИ $\chi=72^\circ$ ПРИ $M=2$

А.Н. Семенов¹, А.Д. Косинов^{1,2}, В.Л. Кочарин¹, Н.В. Семенов¹, С.А. Шипуль^{1,2}, Б.В. Смородский¹,
А.А. Яцких^{1,2}

¹Институт теоретической и прикладной механики имени С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск

semenov@itam.nsc.ru

Исследование ламинарно-турбулентного перехода на скользящем крыле при сверхзвуковых скоростях потока имеет практический интерес для развития высокоскоростной авиационной техники. Обзор современного состояния исследований ламинарно-турбулентного перехода на скользящих крыльях с дозвуковой и сверхзвуковой передней кромкой приводится в работах [1, 2]. В настоящей работе рассматриваются результаты исследований эволюции возмущений и ламинарно-турбулентного перехода в сверхзвуковых пограничных слоях на скользящем крыле с дозвуковой передней кромкой.

Эксперименты выполнены в малозумной сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН. Эксперименты проводились на модели скользящего крыла с 3% профилем у основания с изменяемой длиной хорды по размаху (хорда у основания – 498 мм и 200 мм в конце крыла). Угол скольжения передней кромки составляет 72 градуса, что при $M=2$ соответствует случаю дозвуковой передней кромки. Возмущения в потоке регистрировались термоанемометром постоянного сопротивления. Датчики термоанемометра изготавливались из вольфрамовой нити диаметром 10 мкм и длиной около 1,5 мм. Величина перегрева нити датчика устанавливалась 0,8, а измеренные возмущения преимущественно соответствовали пульсациям массового расхода.

Проведены исследования влияния единичного числа Рейнольдса на ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое скользящего крыла с дозвуковой передней кромкой. Показано, что ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое скользящего крыла с дозвуковой передней кромкой наступает раньше ($\approx 25\div 30\%$), чем на модели со сверхзвуковой передней кромкой при одних и тех же параметрах внешнего потока [1]. Увеличение единичного числа Рейнольдса Re_1 приводит к незначительному росту числа Рейнольдса перехода Re_{tr} . Изменение единичного числа Рейнольдса слабо влияет на ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое скользящего крыла с дозвуковой передней кромкой, в отличие от модели крыла со сверхзвуковой передней кромкой.

Показано, что изменение угла атаки оказывает влияние на число Рейнольдса перехода. Получено, что при изменении угла атаки приблизительно от -1 град. до $0,3$ град. происходит увеличение числа Рейнольдса перехода от $0,9 \times 10^6$ до $1,8 \times 10^6$ с ростом угла атаки. Изменение угла атаки более интенсивно влияет на ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое скользящего крыла с дозвуковой передней кромкой, в отличие от модели крыла со сверхзвуковой передней кромкой (на модели крыла с углом скольжения $\chi=45^\circ$ ранее было получено, что при изменении угла атаки приблизительно от -2° до $2,5^\circ$ происходит увеличение $Re_{пер}$ от $1,4 \times 10^6$ до $2,4 \times 10^6$ с ростом угла атаки [2]). Причиной такого влияния может быть определяющая роль стационарных возмущений в процессе ламинарно-турбулентного перехода на модели скользящего крыла с дозвуковой передней кромкой.

Для условий экспериментов на крыле с дозвуковой передней кромкой для нулевого угла атаки проведены расчеты среднего течения в сверхзвуковом пограничном слое и его устойчивости. Стационарное среднее течение определялось с помощью прямого численного моделирования в программном комплексе ANSYS Fluent. В результате прямого численного моделирования были получены распределения всех компонент скорости, температуры, давления, плотности по всему пограничному слою. Затем были проведены расчеты по линейной теории гидродинамической устойчивости (ЛТУ). Получены диаграммы устойчивости пограничного слоя на модели скользящего крыла. Для нулевого угла атаки получено согласование экспериментального числа Рейнольдса перехода с результатами расчета по методу e^N для $N=6$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19-08-00772) на оборудовании ЦКП «Механика».

ЛИТЕРАТУРА

1. Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Семенов А.Н., Семенов Н.В., Яцких А.А. Влияние единичного числа Рейнольдса на ламинарно-турбулентный переход на скользящем крыле при сверхзвуковых скоростях потока // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25. № 5. С. 685–692.
2. Kosinov A.D., Semionov N.V., Yermolaev Y.G., Smorodsky B.V., Kolosov G.L., Yatskikh A.A., Semenov A.N. The influence of moderate angle-of-attack variation on disturbances evolution and transition to turbulence in supersonic boundary layer on swept wing // J. of Aerospace Engineering: Part G. 2019. V. 234. № 1. P. 96–101.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ КОНТРОЛИРУЕМЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЫ

А.Н. Семенов, А.А. Яцких, Г.Л. Колосов, А.В. Панина
Институт теоретической и прикладной механики имени С.А. Христиановича
Сибирского отделения Российской академии наук
semenov@itam.nsc.ru

В работе исследуется развитие локализованных во времени и пространстве возмущений малой интенсивности от одного источника при числе Маха $M=2$, а также периодические пульсации в сверхзвуковом пограничном слое плоской пластины при числе Маха $M=2.5$ от одного или двух источников возмущений. В обоих случаях источники располагались на расстоянии 30 мм от передней кромки модели и 6 мм друг от друга в поперечном направлении в случае двух источников.

Расчет производился с помощью программного комплекса ANSYS Fluent, решались полные уравнения Навье–Стокса. Использовалась неструктурированная расчетная сетка размером 80 млн ячеек со сгущением к поверхности модели. Расчет проводился в два этапа: на первом этапе решалась стационарная задача. На втором этапе в пограничный слой вводились возмущения в случае локализованного во времени и пространстве от источника диаметром 0.4мм длительностью 25 и 75 мкс в виде массового расхода на уровне 2% от среднего течения. В случае периодически вводимых возмущений от источника или источников диаметром 0.4 мм с частотой 10 или 20 кГц, синхронной и асинхронной работой в виде массового расхода на уровне 1% от среднего течения.

Было установлено, что максимальные амплитуды возмущений продольного массового расхода наблюдались на уровне 0.55–0.65 от толщины пограничного слоя. Определены скорости распространения локализованных возмущений. Установлено, что скорость переднего фронта больше скорости заднего фронта в 2 раза. В случае одного источника возмущений установлено, что в области переднего фронта возникают колебания в процессе движения волнового пакета вниз по потоку, и их амплитуда возрастает в течении времени. Определены основные волновые характеристики развития волнового пакета и показано соответствие с расчетами по линейной теории. В случае двух источников возмущений, работающих синхронно и асинхронно, обнаружено их взаимодействие вниз по потоку и образование интерференционной картины с выделенными максимумами и минимумами.

Все расчеты проводились в сопровождении с экспериментом, выполненным в малошумной АДТ Т325 ИТПМ СО РАН. Установлено количественное и качественное соответствие. Было получено, что расчеты могут моделировать процессы развития возмущения и их взаимодействия, что позволяет получить данные, которые невозможно установить в результате эксперимента.

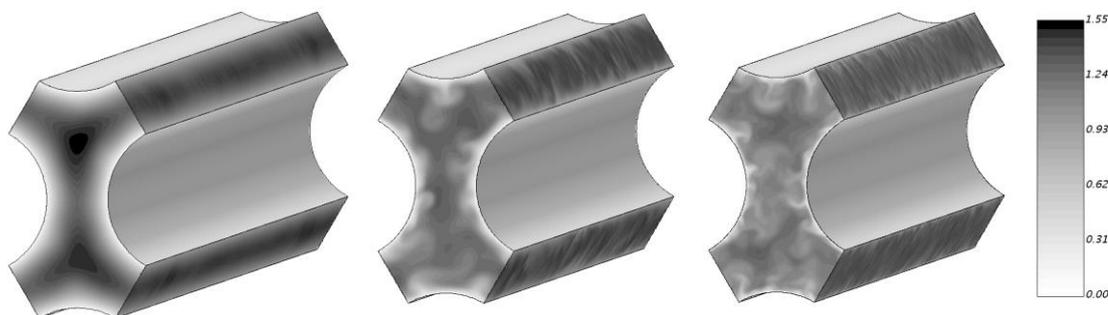
Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2017-2020 годы (проект № АААА-А17-117030610125-7, номер проекта: 0323-2019-0009).

ПРЯМОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕПЛОМАСООБМЕНА В ПУЧКЕ СТЕРЖНЕЙ

К.М. Сергеенко, А.Ю. Чулюнин, Б.И. Краснопольский
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова
km.sergeenko@gmail.com

Моделирование турбулентных течений и процессов теплообмена является одной из распространённых задач при конструировании различных изделий. В серийных расчётах широко используются упрощённые модели турбулентности, основанные на осреднённых по Рейнольдсу уравнениях Навье–Стокса (RANS-модели турбулентности), а для замыкания этих моделей вводится дополнительная эмпирическая информация. При этом, указанные модели часто требуют верификации и настройки введённых эмпирических параметров под конкретный класс исследуемых задач [1]. Настройка параметров моделей может быть проведена по результатам физического эксперимента или результатам численного моделирования на основе уже апробированных математических моделей. Для моделирования турбулентных течений таким апробированным алгоритмом расчёта может служить прямое численное моделирование [2].

В настоящей работе исследуются процессы турбулентного теплообмена при продольном обтекании пучка тепловыделяющих стержней. Рассматривается диапазон малых чисел Рейнольдса (от 2500 до 10000, где число Рейнольдса определено по средней скорости и гидравлическому диаметру канала) и диапазон чисел Прандтля от 0.0043 до 7. Для нижней границы выбранного диапазона чисел Рейнольдса характерно возникновение перемежающегося режима течения, который, в частности, затруднительно воспроизвести в расчётах по RANS-моделям (данный режим наблюдается на левой части рисунка, на котором представлено распределение мгновенного поля модуля скорости для трёх чисел Рейнольдса; слева направо 2500, 5000 и 10000). По результатам проведённой серии расчётов, выполненных методом прямого численного моделирования, определены основные параметры течения, такие как: профили средней скорости, кинетической энергии турбулентности, энергии пульсации температуры, турбулентного числа Прандтля, коэффициенты гидравлического сопротивления и теплоотдачи. Оценена динамика изменения характеристик течения при изменении определяющих параметров. Расчётные значения коэффициентов теплоотдачи аппроксимированы полуэмпирическим соотношением. Результаты расчётов сопоставлены с экспериментальными данными; показано хорошее согласие по распределению полей средней скорости и интенсивности пульсаций [3], а также по коэффициентам гидравлического сопротивления и теплоотдачи [4].



Исследуемая в работе задача характеризуется большим периодом осреднения по времени, требуемым для набора статистики. Данное обстоятельство позволяет рассматривать эту задачу в качестве одной из тестовых задач для итоговой оценки эффективности разрабатываемого подхода моделирования турбулентных течений на основе одновременного моделирования нескольких некоррелированных состояний турбулентного течения [5].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 18-71-10075.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shams A., Roelofs F., Baglietto E., Lardeau S., Kenjeres S. Assessment and calibration of an algebraic turbulent heat flux model for low-Prandtl fluids // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2014. V. 79. P. 589–601.
2. Kawamura H., Abe H., Matsuo Y. DNS of turbulent heat transfer in channel flow with respect to Reynolds and Prandtl number effects // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 1999. V. 20. P. 196–207.
3. Kashinsky O.N., Kulikov D.V., Lobanov P.D., Pribaturin N.A., Svetonosov A.I. // *Thermophys. Aeromech.* 2018. V. 25. № 2. P. 219–223.
4. Pacio J., Litfin K., Batta A., Viellieber M., Class A., Doolaard H., Roelofs F., Manservisi S., Menghini F., Böttcher M. Heat transfer to liquid metals in a hexagonal rod bundle with grid spacers: Experimental and simulation results // *Nuclear Engineering and Design*. 2015. V. 290. P. 27–39.
5. Krasnopolsky B. An approach for accelerating incompressible turbulent flow simulations based on simultaneous modelling of multiple ensembles // *Computer Physics Communications*. 2018. V. 229. P. 8–19.

АСИМПТОТИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ БОЛЬЦМАНА, СИСТЕМА ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ ГАЗОВ И ПРОБЛЕМЫ ЕЁ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ

С.А. Серов¹, С.С. Серова²

¹Институт теоретической и математической физики, Саров

²Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург
s.a.serov@inbox.ru

С увеличением числа Рейнольдса в газодинамических течениях экспериментально наблюдаются всё более ярко выраженные проявления турбулентности: например, на границе двух газов начинает интенсивно расти зона перемешивания, см., например, [1]. Система уравнений газовой динамики без диффузии, вязкости и теплопроводности (система уравнений Эйлера), которая легко выводится из законов сохранения массы, импульса и энергии, может описать только изэнтропические течения газов.

Теоретически обоснованная система уравнений газовой динамики с диффузией, вязкостью и теплопроводностью может быть получена в результате асимптотического решения уравнения Больцмана (системы уравнений Больцмана для многокомпонентной газовой смеси). Такая система газодинамических уравнений, полученная в теории Энскога–Чепмена, очень хорошо, с точностью до нескольких процентов, описывает ламинарные течения разреженных газов (при этом точность описания газодинамических течений определяется в основном точностью потенциалов взаимодействия молекул газов).

В наших статьях [2], [3], опубликованных вместе с другими материалами конференций после X Всероссийского съезда по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики и конференции Int'l Conference on Theoretical and Computational Physics (TCP-2016, China), показано, что метод Энскога асимптотического решения системы уравнений Больцмана для многокомпонентной газовой смеси нуждается в корректировке, но в асимптотическом пределе Энскога приводит к правильной системе уравнений многокомпонентной газовой динамики, соответствующей второму порядку в приближенном (асимптотическом) методе решения системы кинетических уравнений Больцмана. Эта система уравнений многокомпонентной газовой динамики, однако, не может описать турбулентные течения газов, потому что наработка энтропии определяется членами второго порядка малости этой системы уравнений и с ростом числа Рейнольдса вместо того, чтобы неограниченно расти, стремится к нулю.

Для описания турбулентных течений газов в [2], [3] мы предлагаем использовать *систему уравнений многокомпонентной (неравновесной) газовой динамики*, полученную как необходимое условие существования асимптотического решения системы интегральных уравнений первого порядка в *скорректированном методе асимптотического решения системы уравнений Больцмана* для многокомпонентной газовой смеси в асимптотическом пределе, предложенным Струминским в [4]. Рассмотренная Струминским в [4] аналогичная система уравнений содержала ошибки в аналитических вычислениях интегралов столкновений $J_{E,ij}^{(0)}$ и $J_{p,ij}^{(0)}$; метод асимптотического решения системы кинетических уравнений Больцмана у Струминского, по существу, тот же, что и у Энскога: в частности, как и Энског, Струминский использует необоснованное разложение частной производной по времени.

Интегралы столкновений $J_{E,ij}^{(0)}$ и $J_{p,ij}^{(0)}$; в предлагаемой нами системе уравнений многокомпонентной (неравновесной) газовой динамики имеют вид суммы произведений очень больших коэффициентов на разности средних скоростей и температур компонент в некоторой степени. Поэтому дифференциальные уравнения переноса импульса и энергии системы уравнений оказываются сингулярно возмущёнными (см., например, [5]) – имеют малый коэффициент при старшей производной (после деления всего уравнения на огромный коэффициент из интеграла столкновений), а сама система уравнений является жёсткой (см., например, [6]). Стандартный метод Гира (и его модификации) численного решения жёстких систем уравнений для предлагаемой нами системы уравнений *не работает*.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андронов В.А., Бахрах С.М., Мешков Е.Е., Никифоров В.В., Певницкий А.В., Толшмяков А.И. Экспериментальное исследование и численное моделирование турбулентного перемешивания в одномерных течениях // Докл. АН СССР. 1982. Т. 264. № 1. С. 76–82.
2. Серов С.А., Серова С.С. Асимптотические решения кинетического уравнения Больцмана, многокомпонентная неравновесная газовая динамика и турбулентность // Вестник Нижегородского Университета им. Н. И. Лобачевского. 2011. № 4 (03). С. 1106–1108.
3. Serov S.A., Serova S.S. Asymptotic Solutions of the Kinetic Boltzmann Equation and Multicomponent Non-equilibrium Gas Dynamics // Journal of Applied Mathematics and Physics. 2016. V. 4. № 8. P. 1687–1697.
4. Струминский В.В. Влияние диффузионной скорости на течение газовых смесей // ПММ. 1974. Вып. 38. С. 203–210.
5. Ломов С.А. Введение в общую теорию сингулярных возмущений. М.: Наука, 1981.
6. Hairer E., Wanner G. Solving Ordinary Differential Equations II: Stiff and Differential–Algebraic Problems. Berlin: Springer, 1996.

ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПЕРЕХОД В СВОБОДНОКОНВЕКТИВНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПЛАСТИНЕ ПРИ ВОЗМУЩАЮЩЕМ ДЕЙСТВИИ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ПРЕПЯТСТВИЙ

Е.М. Смирнов¹, Н.Г. Иванов¹, П.Е. Смирнов²

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ²ANSYS Germany GmbH
smirnov_em@spbstu.ru

Численно моделируются процессы ламинарно-турбулентного перехода (ЛТП) в свободно-конвективном пограничном слое воздуха ($Pr = 0,7$) на вертикальной нагретой пластине при возмущающем действии макро-шероховатости в виде поперечного ряда прямоугольных препятствий (рис.1а). Расчеты проведены для термических условий, соответствующих опытам с гладкой пластиной [1], в которых реализовывался «естественный» переход в пограничном слое: температура пластины $T_w = 60^\circ\text{C}$, температура внешней «покоящейся» среды $T_a = 16^\circ\text{C}$. Местное число Грасгофа определяется традиционно: $Gr_x = g\beta(T_w - T_a)x^3/\nu^2$. Исследовалось влияние формы препятствий и их местоположения, характеризуемого числом Грасгофа, $Gr_{x,0}$, которое оценивается по расстоянию препятствий ($x = x_0$) от нижней кромки пластины. Параметр $Gr_{x,0}$ изменялся в интервале от $0,3 \cdot 10^9$ до $1,4 \cdot 10^9$, что, при данных термических условиях, соответствует расстоянию $x_0 = 370 \dots 650$ мм. В качестве основного варианта трехмерной (3D) макро-шероховатости рассматривался периодический ряд параллелепипедов $l_x \times l_y \times l_z = 8 \times 8 \times 30$ мм, расположенных с шагом 60 мм, в качестве дополнительного – вариант $l_x \times l_y \times l_z = 8 \times 16 \times 30$ мм. Кроме того, рассматривался случай двумерного (2D) препятствия в виде поперечного выступа (стержня) 8×8 мм.

Плоскость ABCD на схеме расчетной области (рис.1а) – поверхность нагретой пластины, вертикальный размер которой $L = AB = DC = 2,5$ м. Сегмент AD соответствует нижней кромке пластины ($x = 0$). На поверхности ADHE накладывались условия непроницаемости и скольжения. Трансверсальный размер области составлял 0,48 м; на плоскостях ABFE и DCGH ставились условия периодичности. Внешняя (входная) граница области, параллельная пластине, отстояла на расстоянии 0,40 м. На ней и на выходной границе BCGF ставились условия постоянного давления с «мягкими» условиями по скорости, которые реализованы в использованном для расчетов «конечно-объемном» коде ANSYS Fluent 17.0. Вычисления проводились на основе уравнений Навье-Стокса (в приближении Буссинеска), с применением метода дробных шагов по времени и центральных схем второго порядка в части пространственной дискретизации. Для каждого из вариантов строилась гексаэдральная сетка, содержащая около 105 миллионов ячеек.

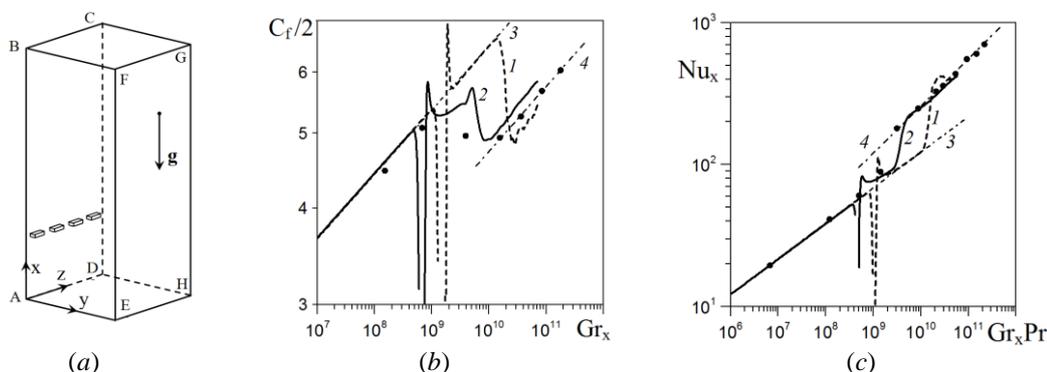


Рис.1. Расчетная область (а), осредненные по времени и размаху коэффициент трения (б) и число Нуссельта (с) в зависимости от местного числа Грасгофа: 1,2 – расчет при возмущающем действии 2D и 3D препятствий; 3,4 – корреляции для ламинарного и развитого турбулентного течения в слое; точки – опытные данные [1].

В качестве примера на рис.1 показаны отдельные результаты расчетов, полученные для случая двумерного препятствия в виде прямоугольного выступа 8×8 мм и для случая 3D макро-шероховатости, формируемой рядом параллелепипедов $8 \times 8 \times 30$ мм. Видно, что в случае двумерного выступа положение ЛТП сильно смещено в сторону больших значений Gr_x , притом, что двумерный выступ возмущает более неустойчивый ламинарный пограничный слой, чем в случае ряда 3D выступов: $(Gr_{x,0})^{2D} > (Gr_{x,0})^{3D}$. Полученная в случае 3D выступов согласованность с опытными данными [1] дает основание рассматривать представленную вычислительную модель как своего рода виртуальный аналог экспериментальной установки, на которой ЛТП в свободно-конвективном слое на вертикальной нагретой пластине происходит в «естественных» условиях, с неконтролируемыми внешними возмущениями.

Проведенное исследование поддержано Российским научным фондом (грант № 18-19-00082).

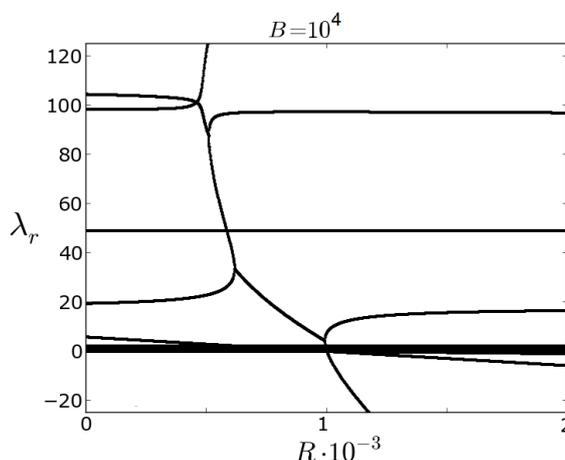
ЛИТЕРАТУРА

1. Tsuji T., Nagano Y. Characteristics of a turbulent natural convection boundary layer along a vertical flat plate // Int. J. Heat Mass Transfer. 1988. V. 31. P. 1723–1734.

СПЕКТР ВОЗМУЩЕНИЙ И КОНВЕКТИВНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ РАВНОВЕСИЯ КОЛЛОИДНОЙ СУСПЕНЗИИ

Б.Л. Смородин, И.Н. Черепанов, Б.И. Мызникова
Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь
bsmorodin@yandex.ru

Рассмотрена задача конвективной устойчивости коллоидной суспензии со средней концентрацией наночастиц \bar{C} , заполняющей плоский горизонтальный слой высотой h . Рассмотрение проведено для случая подогрева слоя снизу. Спектрально-амплитудная задача о малых возмущениях механического равновесия кроме чисел Рэлея, Прандтля, Льюиса и параметра термодиффузионного разделения смеси ψ , характеризуется безразмерной длиной седиментации $l=l_{sed}/h$ и числом Больцмана $B=g\beta\bar{C}h^4/\nu\chi l_{sed}$ (l_{sed} – высота на которой равновесная концентрация наночастиц убывает в e раз, β , ν , χ – коэффициенты теплового расширения, кинематической вязкости и температуропроводности суспензии) [1–3]. Построены спектры декрементов задачи, в том числе в случае, когда длина седиментации имеет порядок высоты ячейки. Поведение уровней, отвечающих за конвективную неустойчивость, проанализировано для различных значений параметра разделения, числа Больцмана и безразмерной длины седиментации. Границы конвективной неустойчивости и характеристики нейтральных возмущений определены как для нормальной термодиффузии наночастиц (стабилизация суспензии поверхностно-активным веществом), так и для аномальной термодиффузии (стабилизация с помощью двойного электрического слоя). В случае, когда $B < R_{0c} \psi = 1708 \psi$, неустойчивость связана с монотонными возмущениями.



На рисунке приведен спектр декрементов в случае нормальной термодиффузии, при наборе параметров: $B=10^4$, $l=30$, $Pr=10$, $Le=1,5 \cdot 10^{-4}$, $\psi=10$, $k=3.14$ (волновое число возмущений). Широкая полоса соответствует большому количеству концентрационных уровней, которые расположены близко друг к другу и сливаются на рисунке. Видно, что умеренных значениях числа Рэлея пара вещественных уровней порождает комплексно-сопряженную пару, которая с дальнейшим ростом числа Рэлея R распадается на два новых вещественных уровня, соответствующих монотонным возмущениям, одно из которых вызывает конвективную неустойчивость ($\lambda_r < 0$). При числах Больцмана $B > R_{0c} \psi = 1708 \psi$ критические возмущения соответствуют комплексно-сопряженной паре декрементов, порождая колебательную неустойчивость.

В случае отрицательного параметра разделения смеси ($\psi < 0$), конвекция возникает только колебательным образом. Наночастицы в состоянии равновесия собираются у горячей нижней границы слоя, и для наступления неустойчивости требуется большая разность температур (большее число Рэлея), чем для однородной жидкости. С другой стороны, для фиксированного значения числа Больцмана B , рост длины седиментации, l , означает увеличение средней концентрации, что ведет к повышению границы устойчивости (числа Рэлея).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 20-01-00491).

ЛИТЕРАТУРА

1. Shliomis M.I., Smorodin B.L. Onset of convection in colloids stratified by the gravity // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. P. 036312.
2. Smorodin B.L., Cherepanov L.N., Myznikova B.I., Shliomis M.I. Travelling-wave convection in colloids stratified by gravity // Phys. Rev. E. 2011. V. 84. P. 026305.
3. Cherepanov I.N., Smorodin B.L. Convection of Strong Stratified Colloidal Suspension // Microgravity Science and Technology. 2019. V. 31. P. 517–525.

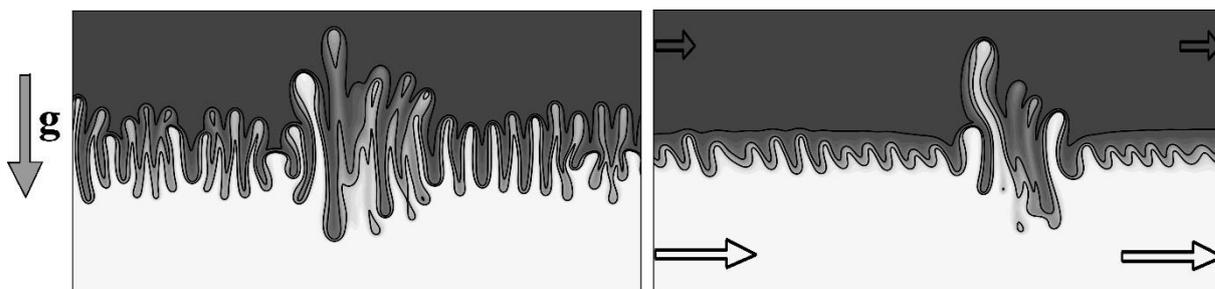
ЕСТЕСТВЕННО–КОНВЕКТИВНЫЕ И СДВИГОВЫЕ ТЕЧЕНИЯ РАСТВОРОВ ПЕРЕМЕННОЙ ВЯЗКОСТИ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Е.Б. Соболева

Институт проблем механики имени А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
soboleva@ipmnet.ru

В природных процессах и при использовании геосреды человеком часто возникают задачи о фильтрационных течениях подземных вод с растворенной примесью. Если имеется горизонтальный градиент давления ∇P , то развивается вынужденное течение, скорость которого U зависит от вязкости раствора μ : $U \sim -1/\mu \nabla P$. Таким образом, в среде переменной вязкости наблюдаются сдвиговые течения, в которых может возникать неустойчивость Кельвина–Гельмгольца. Если тяжелая жидкость оказывается над легкой, то под действием силы тяжести развивается естественная концентрационная конвекция. В настоящей работе проанализирована возможность развития неустойчивости сдвигового течения при реальных геологических параметрах, а также исследовано влияние сдвигового течения на эволюцию естественной концентрационной конвекции.

Рассматривается часть бесконечной в горизонтальном направлении пористой области, одна половина которой заполнена чистой водой, вторая – водным раствором солей. Плотность и вязкость раствора увеличиваются с количеством растворенной примеси. Пусть легкий слой располагается над тяжелым, в этом случае проведены оценки возможности развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца для фильтрации Дарси на основе критерия [1]. Рассмотрены экспоненциальная и линейная зависимости μ от плотности растворенной примеси ρ_c , построенные по данным о вязкости водного раствора каменной соли [2]. Найдено, что течение остается устойчивым.



Для случая, когда тяжелый слой находится над легким, выполнено численное моделирование движения жидкости с помощью авторского кода [3, 4]. Математическая модель включает уравнения неразрывности, Дарси и переноса примеси. На рисунке показаны поля плотности примеси в один и тот же момент времени при отсутствии (слева) и наличии (справа) горизонтального сдвигового течения. Расчеты проведены при значениях чисел Рэлея–Дарси $Ra = k\alpha\rho_c^*gH/(\mu\phi D) = 8.79 \cdot 10^3$ и Пекле $Pe = k\Delta P/(\mu\phi D) = 0$ (слева), $5.51 \cdot 10^3$ (справа). Здесь k , ϕ , α , ρ_c^* , D , ΔP , H , g – проницаемость, пористость, параметр уравнения состояния, плотность соли в насыщенном растворе, коэффициент диффузии, разность давлений на боковых границах области, высота области и ускорение силы тяжести Земли. Видно, что из-за сдвигового течения: 1) солевые «пальцы» распространяются вниз под углом к силе тяжести, т.к. сносятся потоком чистой воды; 2) размер солевых «пальцев» оказывается меньше – течение тормозит развитие концентрационной конвекции. Расчеты показали, что при более интенсивных горизонтальных потоках солевые «пальцы» сильно деформируются и распадаются на части.

Автор благодарит Г.Г. Цыпкина за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (проект № 16-11-10195).

ЛИТЕРАТУРА

1. Bau Naim H. Kelvin–Helmholtz instability for parallel flow in porous media: A linear theory // *Phys. Fluids*. 1982. V. 25. № 10. P. 1719–1722.
2. Александров А.А., Джураева Е.В., Утенков В.Ф. Вязкость водных растворов хлорида натрия // *Теплофиз. высоких темп.* 2012. Т. 50. № 3. С. 378–383.
3. Soboleva E.B. Density–driven convection in an inhomogeneous geothermal reservoir // *Int. J. Heat and Mass Transfer*. 2018. V. 127 (part C). P. 784–798.
4. Soboleva E.B. A method for Numerical Simulation of Haline Convective Flows in Porous Media Applied to Geology // *Comp. Mathematics and Math. Physics*. 2019. Т. 59. № 11. P. 1893–1903.

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ ТЕЛА ОБТЕКАНИЯ НА ГИДРОДИНАМИЧЕСКУЮ УСТОЙЧИВОСТЬ ПОТОКА И ВОСПРИИМЧИВОСТЬ К ВНЕШНИМ ВОЗМУЩЕНИЯМ

Д.А. Созинов^{1,2}, В.О. Рыженьков^{1,2}, Р.И. Мулладжанов^{1,2}

¹Институт теплофизики имени С. С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск
sozinovdenis@mail.ru

Актуальным является широкий спектр задач управления характеристиками течения при обтекании потоком жидкости или газа тел различной формы, а также ее модификации. В данной работе мы рассматриваем режимы течения вокруг цилиндра и эллипса, с различным отношением главных осей, а также различным углом по отношению к натекающему потоку. Характеристики режимов рассчитываются при помощи прямого численного моделирования уравнений Навье–Стокса. Мы используем линейный анализ устойчивости и восприимчивости для анализа осредненных полей скорости [1, 2], что позволяет верифицировать эти инструменты против данных прямого моделирования, а также выявить как изменяется область восприимчивости потока к внешним возмущениям при изменении геометрии и ее ориентации в пространстве. Численные двумерные расчеты выполняются при помощи вычислительного кода Nek5000 [3], основанного на методе спектральных элементов [4]. Эти результаты, полученные при достаточно низком числе Рейнольдса в диапазоне 100–1000, построенном по гидравлическому диаметру, будут представлены в виде диаграммы в зависимости от угла ориентации и отношения главных полуосей эллипса, что позволит получить интуитивное понимание процессов, происходящих в некоторых задачах энергетики и аэродинамики.

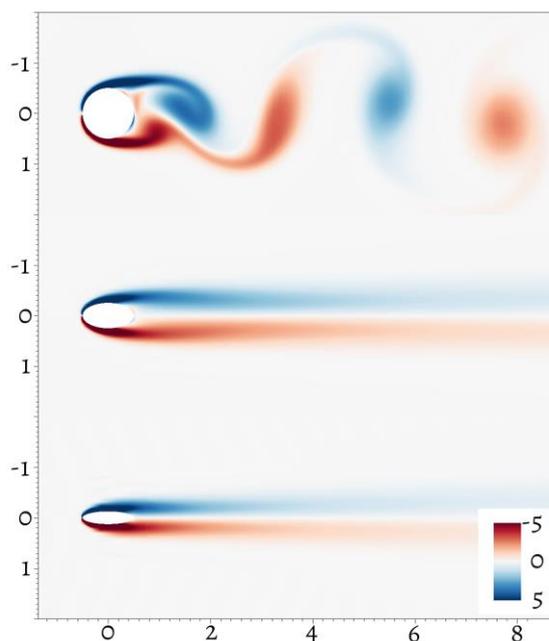


Рис. 1. Поле завихренности за телом обтекания при числе Рейнольдса 200.

Работа частично поддержана грантами РФФИ № 18-38-20167, № 19-48-543036, разработка вычислительного кода выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН. Авторы выражают благодарность Е.И. Дауэнгауэр, Е.В. Палкину за помощь в подготовке данного материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Giannetti F., Luchini P. Structural sensitivity of the first instability of the cylinder wake // J. Fluid Mech. 2007. V. 581. P. 167–197.
2. Barkley D. Linear analysis of the cylinder wake mean flow // Europh. Lett. 2006. V. 75. № 5. P. 750–756.
3. Fischer P., Lottes J., Kerkemeier S. 2008. Nek5000 website. URL: [https:// nek5000.mcs.anl.gov](https://nek5000.mcs.anl.gov).
4. Patera A. A spectral element method for fluid dynamics: Laminar flow in a channel expansion // J. Comp. Phys. 1984. V. 54. № 3. P. 468–488.

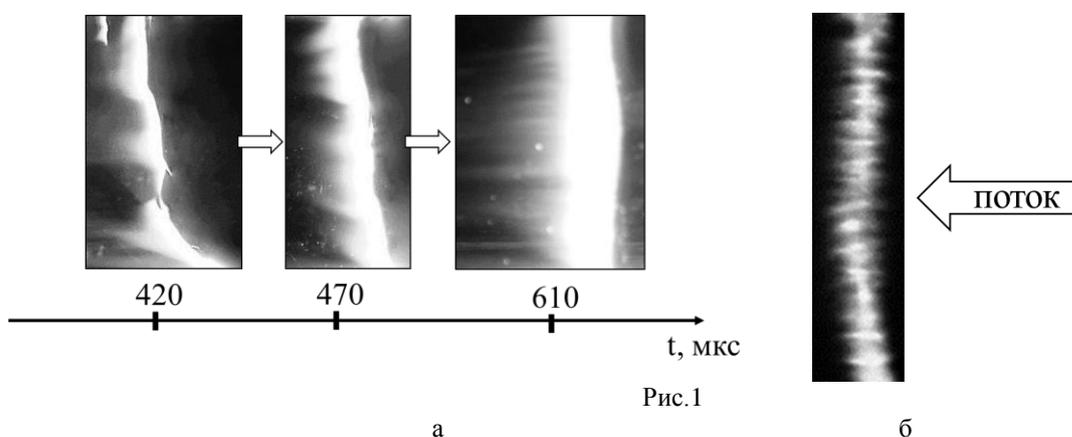
ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА СТЕКЛЯННОЙ ПОВЕРХНОСТИ КАНАЛА ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

Д.И. Татаренкова, И.А. Знаменская, Ф.Н. Глазырин, Т.А. Кули-заде, И.А. Дорощенко
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва
tatarenkova.darya@yandex.ru

Обнаружено, что свечение разряда, локализованного в область отрыва на поверхности стекла, имеет вид правильных структур, отражающих турбулентный характер течения в пограничном слое. Для визуализации этого явления был использован объемный импульсный разряд с ультрафиолетовой предьонизацией, который реализуется в разрядной камере с прямоугольным сечением [1]. На верхней и нижней стенках камеры иницируются два параллельных плазменных электрода. Плазменные листы предьонизировали поток газа в камере прямоугольного сечения, способствуя образованию объемного разряда между ними. Режим объемного разряда устанавливается через 20–30 нс после зажигания поверхностного разряда; суммарный ток разряда длился 150–250 нс. Оборудование синхронизации обеспечивает запуск разряда в потоке в любой момент нестационарного газодинамического процесса в трубе. Длительность тока разряда значительно меньше характерных газодинамических времен для данной экспериментальной установки, таким образом разряд визуализирует мгновенные неоднородности плотности в течении газа. Гелий используется как толкающий газ, а воздух – как рабочий. Скорость ударной волны измеряется датчиками давления, установленными вдоль трубы. Иницирование разряда в потоке в ударной трубе помогает определить область ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое и исследовать динамику развития турбулентности.

При иницировании объемного разряда за фронтом ударной волны на стадии, когда поток ламинарный, свечение разряда является однородным. При контракции объемного разряда пробой происходит в виде цилиндрического плазменного образования, генерирующего цилиндрическую ударную волну [2]. Пробой вдоль стекла происходит после ламинарно-турбулентного перехода в зоне неоднородного приповерхностного течения (см. рисунок 1а, поток справа налево). Послесвечение плазмы разряда около 1–2 мкс, поэтому на изображении пограничного слоя мы можем видеть полосчатые структуры, характерные для турбулентного пограничного слоя [3]. Видно, что по мере развития пограничного слоя интенсивность возмущения уменьшается, но увеличивается частота этих возмущений в результате «каскадного переноса» энергии все более и более мелким вихрям [4].

Импульсный объемный разряд также визуализирует полосчатые структуры в турбулентной зоне пересечения скачка уплотнения с пограничным слоем на стекле (рис. 1 б). Для визуализации турбулентного пограничного слоя использовался также теневой метод и цифровое трассирование (PIV).



Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 18-19-00672).

ЛИТЕРАТУРА

1. Znamenskaya I.A., Koroteeva E.Y., Timokhin M.Y., Mursenkova I.V., Glazyrin F.N., Tatarenkova D.I. Experimental investigation of the flow dynamics and boundary layer in a shock tube with discharge section based on digital panoramic methods // AIP Conference Proceedings. 2018. V. 2027. P. 030161.
2. Koroteeva E.Yu., Znamenskaya I.A., Doroshchenko I.A. Experimental and numerical investigation of a flow induced by a pulsed plasma column // Physics of Fluids. 2018. V. 30. № 8. P. 086103.
3. Липатов И.И., Тугазаков Р.Я. Нелинейная неустойчивость в области перехода от ламинарного к турбулентному движению газа при сверхзвуковом пространственном обтекании пластины // Изв. РАН. МЖГ. 2018. № 2. С. 1–7.
4. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ВНЕШНИХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПЕРЕХОД В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ГАЗА

Р.Я. Тугазаков

Центральный аэрогидродинамический институт имени профессора Н.Е. Жуковского
renatsan@yandex.ru

Влияние интенсивности внешних возмущений и многих других факторов на турбулизацию потока газа при сверхзвуковом обтекании пластины описано в монографии [1], где изложены теоретические подходы на решение данной проблемы с точки зрения неустойчивости пограничного слоя и результаты эксперимента. В настоящей работе анализ результатов известных численных исследований по турбулизации сверхзвукового потока при обтекании пластины [2–3] показал, что существуют два сценария турбулизации потока в зависимости от интенсивности внешних возмущений в виде волн. При достаточно сильной интенсивности внешних возмущений $\approx 1-2\%u_\infty$ [2] для малых чисел Re реализуется нелинейная неустойчивость, образуется пакет интенсивных волн, распадающихся на когерентные структуры. Внешние возмущения, движущиеся над пограничным слоем, "забивают" внутренние пульсации, а турбулизация потока происходит в результате взаимодействия и диффузии боковых продольных вихрей при росте Re . В данной работе в рамках уравнений Навье–Стокса без привлечения моделей турбулентности показано, что при воздействии на пластину внешними возмущениями в виде гармонических волн малой интенсивности $\approx 0.01\%u_\infty$ наблюдается этап линейной неустойчивости, переходящий в нелинейную, приводящий к турбулизации потока с внутренними масштабами задачи, реализуется хаотическое движение газа. Получено, что при "отключении" внешних возмущений реализуется самоподдерживающаяся турбулентность, когда диссипируемая энергия компенсируется её поступлением из основного потока.

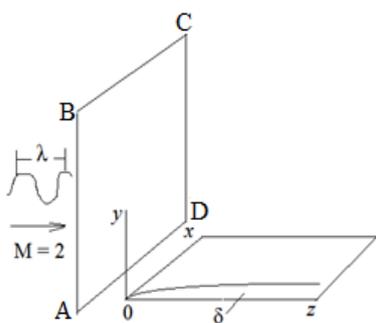


Рис.1

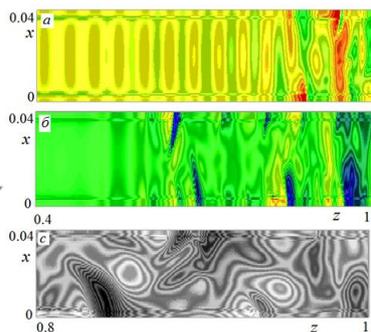


Рис.2

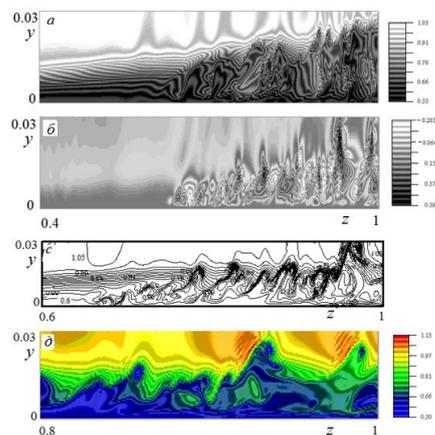


Рис.3

На рис. 1 представлена схема расчетной области обтекания пластины. Картины полей давления на поверхности пластины представлены на рис. 2: *a* – начальная стадия турбулизации потока, разрушение первоначальных внешних возмущений в виде гармонических волн, *b* – развитая картина турбулентного течения, *c* – турбулентные пятна на пластине. На рис. 3 приведены картины течения внутри пограничного слоя (мгновенные значения в продольном центральном сечении): *a* – поле плотности, *b* – значения нормальной компоненты скорости, *c* – квазипериодические выбросы вязкой жидкости из пристенной области – берстинги, *d* – излучение волн энтропии при взаимодействии берстинга с внешней границей пограничного слоя.

На рис. 3 виден ламинарный пограничный слой, переходящий в турбулентный, состоящий из разнообразных пульсирующих областей. Часть этих возмущенных областей стремится вырваться из зоны пограничного слоя в набегающий сверхзвуковой поток, что приводит к образованию вне пограничного слоя наклонных волн.

Работа поддержана грантом РФФИ (№ 20-01-00184).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гапонов С.А., Маслов А.А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 143 с.
2. Липатов И.И., Тугазаков Р.Я. Нелинейная неустойчивость в области перехода от ламинарного к турбулентному движению газа при сверхзвуковом пространственном обтекании пластины // Изв. РАН. МЖГ. 2018. № 2. С. 178–196.
3. Кудрявцев А.Н., Хотяновский Д.В. Прямое численное моделирование перехода к турбулентности в сверхзвуковом пограничном слое // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22. № 5.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПЕРЕМЕЖАЕМОСТИ ПРИ ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОМ ПЕРЕХОДЕ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

М.В. Устинов

Центральный аэрогидродинамический институт имени профессора Н.Е. Жуковского, Жуковский
ustinov@tsagi.ru

Методы теории случайных функций использованы для вычисления коэффициента перемежаемости при двух основных видах ламинарно-турбулентного перехода, вызванного волнами Толлмина–Шлихтинга (ТШ) и стационарными вихрями неустойчивости поперечного течения (вихрями CF) на стреловидном крыле. При этом предполагалось, что возмущения в переходной области имеют узкий спектр и описываются почти периодическими случайными функциями. Также считалось, что пакеты волн ТШ распространяются вдоль линий тока внешнего течения. Их форма при этом не меняется, а амплитуда возрастет экспоненциально с инкрементом нарастания κ_{TS} . Форма огибающей амплитуды вихрей CF также предполагалась неизменной, а их амплитуда – возрастающей по экспоненте с показателем κ_{CF} . Также считалось, что при превышении амплитудой возмущений порогового значения a_c зарождается турбулентность. В дальнейшем она распространяется внутри турбулентного пятна (при переходе, вызванном волнами ТШ), либо турбулентного клина (в случае нарастания вихрей CF).

Показано, что частота появления турбулентных пятен ν_s и количество турбулентных клиньев ν_w , приходящиеся на единицу площади поверхности, определяется следующими выражениями

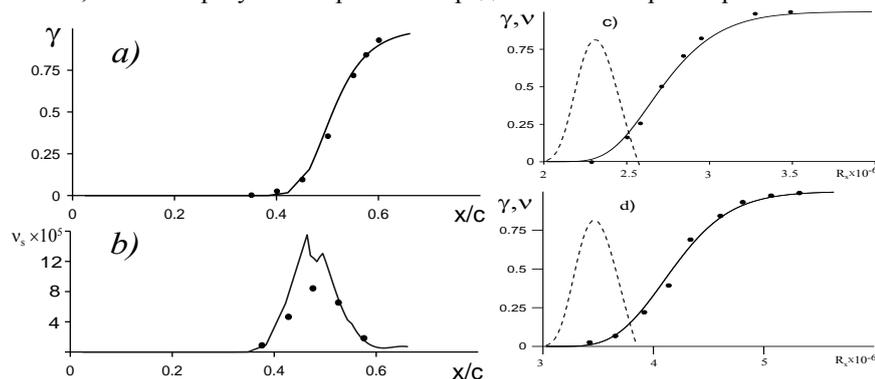
$$\nu_s = \frac{\kappa_{TS} \Delta_\omega \Delta_\beta}{\sqrt{2\pi^3}} F(a_*); \quad \nu_w = \frac{\kappa_{CF} \Delta_\beta}{\sqrt{2\pi}} F(a_*); \quad F(a_*) = \frac{1}{a_*} \left(\frac{1}{a_*^2} - 1 \right) e^{-\frac{1}{2a_*^2}} \quad (1)$$

Из них следует, что эти структуры наиболее часто появляются при определенном отношении среднеквадратичной амплитуды возмущений к пороговому значению $a_* = (2 + \sqrt{3})^{1/2}$. Это обосновывает гипотезу [1] о том, что турбулентные пятна появляются вблизи определенного расстояния от передней кромки. При достаточно больших инкрементах нарастания из (1) получаются простые выражения для коэффициентов перемежаемости γ_{TS} и γ_{CF} при переходе, вызванном волнами ТШ и вихрями CF

$$\gamma_{TS} = 1 - \exp \left[- \left(\frac{x - x_t}{\Delta_{TS}} \right)^2 \right]; \quad \Delta_{TS} = \left(\frac{\sqrt{2\pi^3} e}{B_s \Delta_\omega \Delta_\beta} \right)^{1/2}; \quad \gamma_{CF} = 1 - \exp \left[- \left(\frac{x - x_t}{\Delta_{TS}} \right) \right]; \quad \Delta_{CF} = \frac{\sqrt{2\pi e}}{B_w \Delta_\beta} \quad (2)$$

В них B_s , B_w – константы, зависящие от формы турбулентного пятна и клина. Эти выражения показывают, что длина переходной области определяется шириной спектра возмущений. Первая формула (2) соответствует известной квадратичной зависимости функции перемежаемости от x [1].

Сравнение коэффициента перемежаемости и числа турбулентных клиньев, появляющихся на единице площади поверхности при переходе на стреловидном крыле измеренных в эксперименте [2] с расчетом показано на сюжетах (а) и (б) рисунка соответственно. Аналогичные результаты для перехода на плоской пластине исследованного в [3, 4] представлены на сюжетах (с) (d). Точками обозначены данные эксперимента, линиями результаты расчета. Предложенная теория хорошо описывает данные эксперимента.



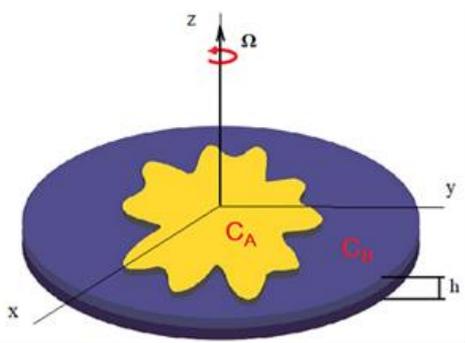
ЛИТЕРАТУРА

1. Narasimha R. On the distribution of intermittency in the transition region of a boundary layer // J. Aero. Sci. 1957. V. 24. № 9. P. 711–712.
2. Dagenhart J.R., Saric W.S. Crossflow stability and transition experiments in swept-wing flow // NASA TP-1999-209344. 1999.
3. Schubauer G.B., Skramstad H.K. Laminar boundary layer oscillations and transition on a flat plate // NACA TN 909. 1948.
4. Филиппов В.М. Экспериментальное исследование влияния градиента давления на переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный // Ученые зап. ЦАГИ. 1975. Т. 6. № 6. С.114–118.

НЕУСТОЙЧИВОСТИ И СТРУКТУРЫ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ СИСТЕМЕ ДВУХ РЕАГИРУЮЩИХ СМЕШИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЕЙ

В.Ю. Уточкин, Д.А. Брацун, Р.Р. Сираев
Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь
vladimir.utochkin.97@mail.ru, DABracun@pstu.ru, RRSiraev@pstu.ru

Задача о конвективной устойчивости двухслойной системы смешивающихся реагирующих жидкостей ранее активно изучалась в статическом поле тяжести [1–3], а также в переменном по амплитуде вибрационном поле [4]. Были обнаружены разнообразные виды неустойчивостей, которые могут возникать при определенных соотношениях управляющих параметров. В данной работе рассматривается поведение хемо-конвективной системы в еще одном виде инерционного поля: слой с жидкостью повешается в неинерциальную систему координат, которая совершает равномерные вращения с постоянной с угловой скорости, направленной перпендикулярно плоскости слоя. Важное отличие этого случая заключается в том, что инерционное поле меняется по пространству, а не по времени.



Две смешивающиеся жидкости заполняют центральный и периферийный слои в ячейке, имеющей форму сплюснутого цилиндра с высотой $h \ll R$, схематично изображенного на рисунке. Центральная область заполнена водным раствором кислоты HNO_3 с концентрацией C_A , а периферийная — раствором основания NaOH , с концентрацией C_B . Предполагается, что начальные концентрации одинаковы и равны A_0 . Исходя из гипотезы о том, что возможные неустойчивости жидкости будут развиваться только вдоль градиента инерционного поля, можно быть принято приближение Хеле–Шоу о квази-двумерности возникающих в ячейке структур (независимость всех полей от координаты z). В данной задаче влиянием тепла пренебрегается ввиду тонкости стенок кюветы, обуславливающей быстрый теплоотвод. Переход в неинерциальную вращающуюся вместе с телом систему отсчета сопровождается включением в уравнения движения центробежной силы. Статическая компонента инерционного поля в виде постоянного поля тяжести, которое направлено перпендикулярно диску вращения, в задаче считается несущественной.

В работе получено основное невозмущенное состояние реакция–диффузия, которое при заданных условиях является осесимметричным. Представлен анализ его линейной устойчивости по отношению к малым монотонным нестационарным возмущениям. Демонстрируются результаты численного моделирования полной нелинейной задачи. Показано, что, как и в статическом случае, режим регулярных хемоконвективных ячеек, располагающихся вдоль фронта реакции, сменяется волной плотности, быстро распространяющейся по направлению к краю вращающейся системы. Обнаружен эффект ускорения скорости распространения волны с ростом частоты вращения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда, грант № 19-11-00133.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bratsun D., Kostarev K., Mizev A., Mosheva E. Concentration-dependent diffusion instability in reactive miscible fluids // *Phys. Rev. E*. 2015. V. 92. P. 011003.
2. Аитова Е.В., Брацун Д.А., Костарев К.Г., Мизев А.И., Мошева Е.А. Конвективная неустойчивость в двухслойной системе реагирующих жидкостей с диффузией, зависящей от концентрации компонентов // *Вычислительная механика сплошных сред*. 2015. Т. 8. № 4. С. 345–358.
3. Брацун Д.А. Внутренние волны плотности ударного типа, индуцированные хемоконвекцией в смешивающихся реагирующих жидкостях // *Письма в ЖТФ*. 2017. Т. 43. Вып. 20. С. 69–77.
4. Bratsun D.A., Stepkina O.S., Kostarev K.G., Mizev A.I., Mosheva E.A. Development of concentration-dependent diffusion instability in reactive miscible fluids under influence of constant or variable inertia // *Microgravity Science and Technology*. 2016. V. 28. № 6. P. 575–585.

ВЛИЯНИЕ СМАЧИВАЕМОСТИ ПОВЕРХНОСТИ НА ДИНАМИКУ ПАРОГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ ВБЛИЗИ ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАЗВУКА

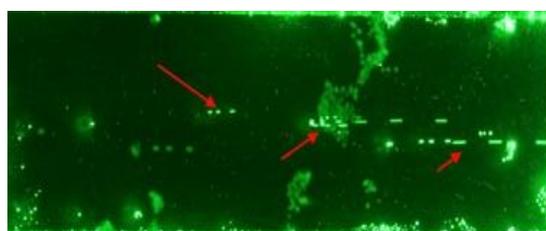
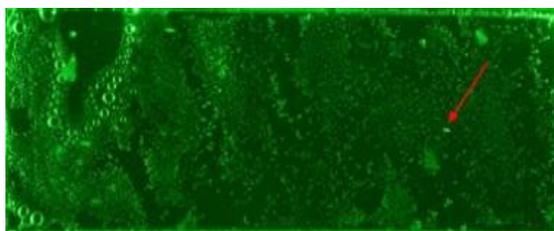
О.О. Фатталов¹, Т.П.Любимова^{1,2}, К.А.Рыбкин¹

¹Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь

²Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь
fattalov@mail.ru

Динамика возникающих кавитационных пузырьков в жидкости зависит от различных факторов, могут наблюдаться как коллапс пузырьков, так и их коалесценция и длительное существование относительно крупных пузырьков, как в объеме жидкости, так и вблизи твердых поверхностей [1, 2]. Коллапс пузырьков создает локальные экстремальные давления и температуры, а также ударные волны в жидкости, которые оказывают существенное влияние на поверхности. УЗ способен также увеличить вероятность прикрепления твердой частицы к пузырьку за счет средних сил, действующих между пузырьком и твердой частицей в акустическом поле [3, 4]. В работе [5] обсуждается динамика двух пузырьков, когда действие вторичной силы Бьеркнеса способствует движению пузырьков навстречу друг другу. В результате сближения, при определенных значениях параметров, происходит их коалесценция. Решение уравнения Рейля–Плессе предполагает изменение диаметра пузырька в жидкости под действием ультразвука со временем, в результате, вокруг пульсирующего пузырька образуются области с низким давлением, что способствует удержанию пузырька вблизи твердой поверхности, в этом случае на пузырек действует вторичная сила Бьеркнеса. В итоге разреженная область вокруг пульсирующего пузырька вовлекает в себя другие пузырьки, что способствует их коалесценции. Для достижения резонансной частоты пульсаций пузырька необходимо, чтобы эффект коалесценции пузырьков позволил им вырасти до резонансных размеров, что и наблюдалось в экспериментах. Перечисленные выше эффекты могут способствовать закреплению и удержанию пузырьков вблизи твердых поверхностей.

В настоящей работе экспериментально исследована динамика парогазовых пузырьков, возникающих в дистиллированной воде под действием ультразвука (УЗ), вблизи и на поверхности твердых пластин с различными поверхностными свойствами. Эксперименты показали значительное влияние свойств поверхности на динамику пузырьков, осциллирующих вблизи и на твердой поверхности, под действием УЗ. В дистиллированной воде под действием УЗ образуются неинерционные пузырьки. В случае гидрофобной поверхности тефлона пузырьки растут со временем и остаются прикрепленными к поверхности на всех этапах эксперимента, в том числе и после отключения УЗ (фотография слева – пластина из тефлона, фотография справа - пластина из кварца).



Динамика парогазовых пузырьков на гидрофильной поверхности кварца качественно отличается от динамики пузырьков на гидрофобной поверхности тефлона. В этом случае одиночные пузырьки, образующиеся в областях пучности акустической волны, осциллируют вблизи твердой поверхности до момента выключения УЗ, а при выключении УЗ всплывают.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-31-90138) и Правительства Пермского края (Программа поддержки Научных школ Пермского края, Соглашение № С-26/788).

ЛИТЕРАТУРА

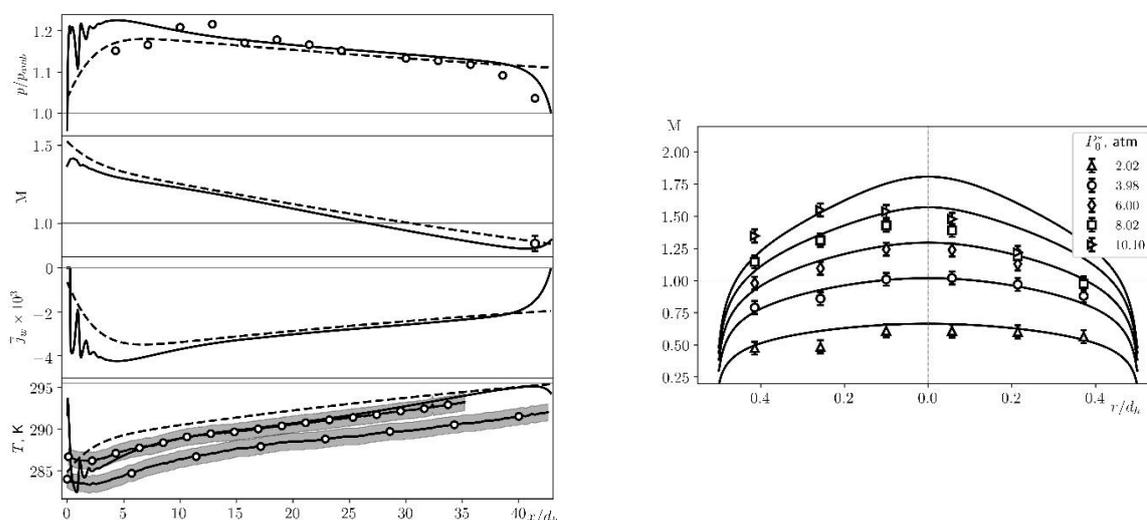
1. Rybkin K., Bratukhin Y., Lyubimova T., Fattalov O., Filippov L. Experimental study of formation and dynamics of cavitation bubbles and acoustic flows in NaCl, KCl water solutions // Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing. 2017. V. 879. № 1. P. 012026.
2. Bremond N., Arora M., Dammer S., Lohse D. Interaction of cavitation bubbles on a wall // Physics of fluids. 2006. V. 18. № 12. P. 121505.
3. Cui Z., Li Y., Ge Y., Fan L. Bubble modulation using acoustic standing waves in a bubbling system // Chemical engineering science. 2005. V. 60. № 22. P. 5971–5981.
4. Lyubimov D., Klimentenko L., Lyubimova T., Filippov L. The interaction of a rising bubble and a particle in oscillating fluid // Journal of Fluid Mechanics. 2016. V. 807. P. 205–220.
5. Ida M. Alternative interpretation of the sign reversal of secondary Bjerknes force acting between two pulsating gas bubbles // Physical Review E. 2003. V. 67. № 5. P. 056617.

ОБ ОДНОМ СЛУЧАЕ БЕЗСКАЧКОВОГО ТОРМОЖЕНИЯ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА В КАНАЛЕ

Д.Е. Хазов

НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
dkhazov@mail.ru

Проблема торможения вязкого сверхзвукового потока в каналах вызывает интерес исследователей и инженеров в связи с важностью этой задачи для современных и перспективных воздушно-реактивных двигателей и аэродинамических труб. В случае канала постоянного сечения с непроницаемыми стенками сверхзвуковой поток тормозится через сложную структуру скачков и областей отрывного пристеночного течения, называемую в целом псевдоскачком [1]. В работе [2] проницаемые (перфорированные) границы использовались для разгона потока от звуковых до сверхзвуковых скоростей, а также для выравнивания неравномерности сверхзвукового потока. Авторы работы [3] провели экспериментальное исследование течения в проницаемой трубке постоянного сечения, установленной в сверхзвуковое сопло. Эксперименты показали, что внутри трубки реализуется переход от дозвукового течения к сверхзвуковому (расходное сопло). В настоящей работе рассмотрено сверхзвуковое течение в канале постоянного сечения с проницаемыми стенками. Построены одномерная и двумерная (осесимметричная) математические модели. Проведено сравнение с экспериментальными данными [4].



На рисунке слева показаны сопоставления экспериментальных и расчётных данных (статическое давление p ; среднemasовое число Маха M ; относительный массовый поток через стенку \bar{J}_w и температура стенки канала T) по длине цилиндрического канала при давлении в форкамере $P_0^* = 3.98$ атм. Перед каналом установлено профилированное сопло $M_{is} = 1.4$. По знаку относительного массового потока через стенку ($\bar{J}_w < 0$) можно судить о том, что по всей длине канала реализуется отсос рабочего тела. Как видно из рисунка, обе модели (штриховые линии – 1D и сплошные линии – 2D) демонстрируют схожее поведение и предсказывают безскачковое торможение ($x/d_h \approx 30$) до дозвуковых скоростей. На рисунке справа показаны радиальные распределения числа Маха в сечении $x/d_h \approx 41.4$ при различных давлениях в форкамере. Как видно расчёты (2D) хорошо согласуются с экспериментом.

Из представленных результатов можно видеть, что при определённом давлении в форкамере возможен безскачковый переход от сверхзвуковых скоростей к дозвуковым при течении в канале с проницаемыми стенками.

Работа выполнена в рамках госбюджетной темы АААА-А16-116021110200-5 НИИ механики МГУ при частичной поддержке гранта РФФИ (проект № 18-08-00413).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуськов О.В., Копченков В.И., Липатов И.И., Острась В.Н., Старухин В.П. Процессы торможения сверхзвуковых течений в каналах. М.: Физматлит, 2008. 168 с.
2. Гродзовский Г.Л., Никольский А.А., Свищев Г.П., Таганов Г.П. Сверхзвуковые течения газа в перфорированных границах. М.: Машиностроение, 1967. 142 с.
3. Виноградов Ю.А., Ермолаев И.К., Леонтьев А.И. Течение газа в сверхзвуковом осесимметричном сопле с проницаемой вставкой // Изв. РАН. МЖГ. 1999. № 5. С. 205–208.
4. Leontiev A.I., Zditovets A.G., Kiselev N.A., Vinogradov Yu.A., Strongin M.M. Experimental investigation of energy (temperature) separation of a high-velocity air flow in a cylindrical channel with a permeable wall // Experimental Thermal and Fluid Science. 2019. V. 105. P. 206–215.

ЯВЛЯЕТСЯ ЛИ ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС В СИСТЕМАХ АВТОНОМНЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ, ТИПА СИСТЕМЫ ЛОРЕНЦА, СТОХАСТИЧЕСКИМ ПРОЦЕССОМ

О.Н. Хатунцева

Публичное акционерное общество «Ракетно-космическая корпорация
«Энергия» имени С.П. Королёва», г. Королев
ol-khatun@yandex.ru

При численном интегрировании систем автономных дифференциальных уравнений (АДУ) довольно часто сталкиваются с неустойчивостями, проявляющимися в виде вычислительного хаоса. Причем, уменьшение временного шага не приводит к устранению такой «неустойчивости». Обычно, для объяснения явления детерминированного хаоса приводятся исследования по определению чувствительности решений к точности задания начальных условий. Эти исследования показывают экспоненциальную расходимость изначально близких траекторий решений и невозможность подобрать столь малую достижимую погрешность вычисления, чтобы «победить» неопределенность в системах АДУ типа Лоренца.

Из этого делается заключение, что поскольку принципиальные трудности не позволяют достичь необходимой точности вычислений, то задумываться о детерминированности не имеет смысла. Однако такой подход не решает проблему детерминированности решений безотносительно возможности или невозможности получения информации об эволюции рассматриваемой системы. С этими вопросами, в частности, сопрягаются вопросы предопределенности в замкнутых системах, в частности, в такой замкнутой системе, как Вселенная.

В работе (см. также [1-2]) подняты вопросы о принципиальной возможности возникновения стохастического процесса в системах, описываемых детерминированными системами АДУ, подчиняющимися теореме Коши о существовании и единственности.

Показано, что в системах АДУ, типа Лоренца, возможно возникновение не только детерминированного хаоса, имеющего сложную для анализа и интерпретации структуру, а истинной недетерминированности - «стохастичности», обусловленной несовместностью дифференциальных уравнений из-за конечности временного шага и неустойчивостью системы. Причем, это явление может возникнуть на любом сколь угодно малом, но конечном шаге по времени. Это может свидетельствовать об отсутствии детерминированности процессов в некоторых замкнутых системах.

Стохастичность таких систем определяется стационарными распределениями и плотностями вероятности и отличается от стохастических процессов, обусловленных нестационарными плотностями вероятности и, соответственно, производством энтропии, такими, как например, турбулентность [3-4]. Однако дополнительно накладываемые гармонические граничные условия при решении УНС методом прямого численного моделирования, совместно со стационарной «стохастикой», обусловленной несовместностью дифференциальных уравнений, могут порождать возмущения и на масштабах промежуточных между масштабом гармонических граничных условий и сеточным масштабом вычислений, что, в конечном счете, может приводить к появлению решений, близких к «турбулентным». Такой метод может рассматриваться, в некотором смысле, как аналоговое моделирование турбулентности.

ЛИТЕРАТУРА.

1. Хатунцева О.Н. О природе детерминированного хаоса в математике // «Естественные и технические науки». 2017. № 11. С. 255–257.
2. Хатунцева О.Н. О стохастических свойствах динамического хаоса в системах автономных дифференциальных уравнений, типа системы Лоренца// Труды МАИ. 2020. № 112. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=116313>
3. Хатунцева О.Н. Аналитический метод определения профиля скорости турбулентного течения жидкости в плоской задаче Пуазейля // Труды МАИ. 2019. № 106. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=105673>
4. Хатунцева О.Н. Определение критического числа Рейнольдса ламинарно-турбулентного перехода в плоской задаче Пуазейля на основе метода «разрывных функций» // Труды МАИ. 2019. № 108. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=109382>

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ДВИЖУЩЕЙСЯ ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА ПРИ РАСПОЛОЖЕНИИ ЛЕГКОЙ ЖИДКОСТИ НАД ТЯЖЕЛОЙ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Г.Г. Цыпкин

Институт проблем механики имени А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
tsyarkin@ipmnet.ru

Рассматривается задача об устойчивости движущейся горизонтальной поверхности раздела $z = Z(t)$ между жидкостью и газом в пористой среде. Предполагается, что верхний слой ($0 < z < Z(t)$) насыщен газом меньшей плотности и располагается над слоем ($Z(t) < z < L$), насыщенным жидкостью. Пусть на глубине $z = L$ располагается высокопроницаемый слой, проницаемость которого на порядки выше, чем в слое $0 < z < L$. Решение задачи будет рассматриваться в приложении к движению грунтовых вод и движению нефти в резервуаре с газовой шапкой. Тогда, в первом случае высокопроницаемый слой соответствует водоносному горизонту, а во втором – высокопроницаемому пропластку, трещине гидроразрыва или горизонтальной добывающей скважине. При падении давления в высокопроницаемом слое $z = L$ поверхность раздела опускается по некоторому закону. Для простоты полагаем, что давление в области газонасыщенного слоя постоянно. Для грунтов постоянство давление обеспечивается связью с атмосферой, а в случае газовой шапки связью с объемным газовым резервуаром. Таким образом, в рамках сформулированной задачи, движение газа не учитывается и давление на поверхности раздела полагается заданным.

Для описания фильтрации жидкости используется классическое приближение несжимаемой жидкости в изотермическом случае. Тогда движение описывается уравнением несжимаемости и законом Дарси с массовой силой. В результате в квазистационарном приближении задача сводится к решению уравнения Лапласа в полосе $Z(t) < z < L$, где $Z(t)$ – закон движения поверхности раздела, на которой давление в жидкости равно сумме давления газа и капиллярного давления $P_w = P_g + P_c$, $P_c = P_g (a_c + b_c z)$.

Пусть в некоторый момент времени давление в высокопроницаемом слое резко меняется от значения P_{L0} до значения P_L . Распределение давления, определяемое из уравнения Лапласа, подставляем в закон движения границы $\frac{dZ(t)}{dt} = -\frac{k}{\phi\mu_w} [\text{grad}(P - \rho_w g z)]_n$, который следует из закона сохранения массы жидкости.

Расчеты показывают, что траектории движения границы разбиваются на два класса. Первый класс решений соответствует незначительному падению давления, когда траектория границы стремится к предельному положению, определяемому из гидростатики. Если падение давления P_L происходит до значения, которое ниже давления в газе, то траектория достигает высокопроницаемого слоя за конечное время.

Исследование устойчивости поверхности раздела относительно малых возмущений проводилось обобщенным методом нормальных мод. Возмущения поверхности раздела и давления задавались в виде [1], соответственно, $\delta\eta = \eta'(t) \exp(iKx)$ и $\delta P = P'(z)\eta'(t) \exp(iKx)$. В результате для амплитуды $\eta'(t)$ получено обыкновенное дифференциальное уравнение, описывающее ее эволюцию со временем

$$\frac{1}{\eta'(\tau)} \frac{d}{d\tau} \eta'(\tau) = \frac{1 + a_c + b_c L - \Pi_L}{1 - \Gamma_{st}(\tau)} K \coth[K(1 - \Gamma_{st}(\tau))], \quad \Gamma = \frac{Z}{L}, \quad G = \frac{\rho g L}{P_g}, \quad \omega = \frac{k P_g}{\phi \mu}, \quad \tau = \frac{t \omega}{L^2}, \quad \Pi_L = \frac{P_L}{P_g}$$

Отсюда следует, что возмущение границы растет, если правая часть уравнения больше нуля $1 + a_c + b_c L - \Pi_L > 0$. Поскольку в грунте давление в квазистационарном случае совпадает с атмосферным, то в естественных условиях для случае смачиваемого грунта поверхность всегда устойчива. Неустойчивость возникает в несмачиваемом грунте при низких значениях давления в водоносном горизонте, близких к атмосферному давлению. В нефтяных месторождениях характерные значения давления значительно превышают значения капиллярного давления. Тогда критерий неустойчивости упрощается и имеет вид $1 - \Pi_L > 0$. Следовательно, при отборе нефти из высокопроницаемого пропластка неустойчивость возникает в месторождениях с газовой шапкой, когда давление P_L в пропластке падает ниже давления P_g в газовой шапке. Если $P_L \sim P_g$, то разница $P_L - P_g$ соизмерима с величиной капиллярного давления и анализ устойчивости аналогичен анализу для грунтовых вод.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 16-11-10195.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shargatov V.A., Il'ichev A.N., Tsyarkin G.G. Dynamics and stability of moving fronts of water evaporation in a porous medium // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2015. V. 83. P. 552 – 561.

КОНВЕКЦИЯ КОНЦЕНТРИРОВАННОГО КОЛЛОИДНОГО РАСТВОРА ПРИ НАГРЕВЕ СНИЗУ

И.Н. Черепанов, Б.Л. Смородин

Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь

che-email@yandex.ru

Изучены линейная устойчивость механического равновесия и нелинейная эволюция конвективного течения коллоидной суспензии с объемной долей наночастиц φ_0 , заполняющей горизонтальный плоский слой с непроницаемыми твердыми границами. Рассмотрение проведено для случая подогрева слоя снизу. Предполагается, что изменение концентрации наночастиц может происходить за счет диффузии, гравитационного оседания или благодаря конвективному переносу. Причем, поток частиц, связанный с диффузией и гравитационной седиментацией наночастиц, определяются соотношением [1] $\mathbf{j}_\varphi = -D[(1+p\varphi)\nabla\varphi + \varphi(1-\varphi)\mathbf{n}_g/l]$, где D – коэффициент диффузии, p – отношение объема наночастицы к объему молекулы несущей жидкости, l – безразмерная длина седиментации, \mathbf{n}_g – направленный вверх единичный вектор.

Нелинейные по φ слагаемые играют роль, если объемная доля не малая величина. Они приводят к искажению барометрического распределения частиц по высоте в состоянии механического равновесия коллоидной суспензии. Распределение частиц выражается через функцию Ламберта. При этом профиль концентрации (а, следовательно, и ее градиент) становятся зависимыми от средней концентрации φ_0 и параметра p , характеризующего взаимодействие частиц примеси и молекул несущей среды. Получены зависимости максимальной разности концентраций (разности концентраций между границами) в слое неподвижной коллоидной суспензии от длины седиментации и средней концентрации наночастиц φ_0 .

Задача о линейной устойчивости решена методом Галеркина. Показано, что, как и в случае малых значений концентрации наночастиц [2], конвекция возникает колебательным образом. Получены зависимости числа Рэлея, критического волнового числа возмущений и частоты нейтральных колебаний от средней концентрации наночастиц φ_0 . Обнаружено, что линейные зависимости числа Рэлея от числа Больцмана [2], соответствующие границе устойчивости, понижаются с ростом средней объемной доли частиц φ_0 . Это может быть связано с тем, что увеличение φ_0 приводит к понижению градиента концентрации по сравнению с идеальным раствором.

Задача о нелинейной эволюции конвективного течения решалась методами конечных разностей на основе подхода, применённого в [2, 3]. Начальное неоднородное распределение концентрации соответствовало состоянию механического равновесия. В ходе роста колебательных возмущений на начальном этапе эволюции формируется режим стоячей волны, который в результате спонтанного нарушения симметрии переходит в бегущую волну. При этом наблюдается существенное отличие рассматриваемого нами случая от того, что происходит при малых концентрациях наночастиц $\varphi_0 \ll 1$ [2]. Показано, что при умеренных средних объемных долях φ_0 сформировавшийся профиль распределения наночастиц в бегущей волне имеет слабый пространственный ангармонизм.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 20-01-00491).

ЛИТЕРАТУРА

1. Cherepanov I.N., Krauzin P.V. On the thermodynamic theory of colloidal suspensions // *Physica A*. 2020. V. 540. P. 123247.
2. Smorodin B.L., Cherepanov I.N., Myznikova B.I., Shliomis M.I. Travelling-wave convection in colloids stratified by gravity // *Phys. Rev. E*. 2011. V. 84. P. 026305.
3. Cherepanov I.N. Flow of colloid liquid in horizontal cell under heating from sidewall // *Journal of applied mechanics and technical physics*. 2017. V. 58. P. 1181–1191.

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДОВ ЛАГРАНЖЕВОЙ МЕХАНИКИ В АЭРОКУСТИКЕ

С.А. Чернышев, В.Ф. Копьев

Центральный аэрогидродинамический институт имени Н.Е. Жуковского, Акустическое отделение, Москва
chernyshev01@mail.ru

Аэродинамическая генерация шума является сложной проблемой, включающей в себя как распространение звуковых волн в неоднородном потоке, так и взаимодействие звукового поля с гидродинамическими пульсациями. Перспективным направлением в исследовании этой проблемы является использование методов лагранжевой механики. Хотя методы лагранжевой и гамильтоновой механики с успехом применяются во многих областях механики жидкости и газа [1, 2], их использование в аэроакустике до сих пор ограничено.

В настоящей работе предложено описание динамики возмущений течений идеального газа в рамках формализма лагранжевой механики. Ключевым моментом в лагранжевом представлении непрерывных систем является выбор обобщенных координат, наиболее естественным образом описывающих динамику системы. В этой работе в качестве основной переменной выбрано поле смещения, которое представляет собой эйлерову переменную, определяемую через разность траекторий жидких частиц в возмущенном и невозмущенном течениях [3, 4].

В первой части доклада рассмотрен случай несжимаемой жидкости. В этом случае методы лагранжевой механики использованы для решения задачи о сохранении квадрупольного момента вихревого течения. С использованием теоремы Нетер получены условия на стационарное течение, при выполнении которых квадрупольный момент малых возмущений этого течения является интегралом движения [5]. Показано, что эти условия выполняются для струйных течений, однородных вдоль продольной координаты. Полученный результат имеет важное значение в аэроакустике течений с малым Махом, в связи с тем, что квадрупольный момент такого вихревого течения, полученный в несжимаемом приближении, представляет собой главный член разложения компактного акустического источника по числу Маха [6, 7].

Во второй части доклада проводится обобщение предложенного подхода на случай изэнтропических возмущений сжимаемого газа. При этом гидродинамические возмущения так же, как и в несжимаемом случае описываются полем смещения, а для акустических возмущений используется скалярная переменная, которая совпадает с потенциалом скорости в области потенциального течения [8, 9]. Сведение уравнений движения к лагранжевой форме и получение плотности лагранжиана дает возможность применения результатов общей теории лагранжевой механики полевых систем [10–12] к задаче генерации и распространения звуковых волн в неоднородных потоках. В настоящей работе эти методы используются для получения уравнения баланса акустической энергии через первые вариации возмущений для течений с ненулевой завихренностью. Полученные результаты могут быть использованы для энергетического анализа звукового излучения течений с локализованными вихрями, струйных течений и течений в каналах.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 17-11-01271-П).

ЛИТЕРАТУРА

1. Захаров В.Е., Кузнецов Е.А. Гамильтоновский формализм для нелинейных волн // УФН. 1997. Т. 167, № 11. С. 1137–1167.
2. Гончаров В.П., Павлов В.И. Гамильтонова вихревая и волновая динамика, М.: ГЕОС, 2008. 431 с.
3. Chandrasekhar S., Ellipsoidal Figures of Equilibrium. New Haven and London: Yale Univ. Press, 1969.
4. Drazin P.G., Reid W.H. Hydrodynamic Stability. Cambridge: Cambridge University Press, 1981. 605 p.
5. Копьев В.Ф., Чернышев С.А. Развитие методов лагранжевой и гамильтоновой механики применительно к задачам аэроакустики // Акуст. журн. 2018. Т. 64, № 6. С. 677–688.
6. Crow S.C., Aerodynamic sound emission as a singular perturbation problem // Studies in Applied Mathematics. 1970. V. 49. № 1. P. 21–44.
7. Копьев В.Ф., Чернышев С.А. О разложения звукового поля по числу Маха в проблеме генерации звука локализованными вихрями // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 4. С. 622–627.
8. Goldstein M.E., Unsteady vortical and entropic distortions of potential flows round arbitrary obstacles // J. Fluid Mech. 1978. V. 89. № 3. P. 433–468.
9. Bergliaffa S.E.P., Hibberd K., Stone M., Visser M. Wave equation for sound in fluids with vorticity // Physica D. 2004. V. 191, P. 121–136.
10. Hayes W.D. Conservation of action and modal wave action // Proc. Roy. Soc. Lond. A. 1970. V. 320. P. 187–208.
11. Andrews D.G., McInyre M.E. On wave-action and its relatives // J. Fluid Mech. 1978. V. 89. № 4. P. 647–664.
12. Brazier J.P. Acoustic Energy for Sheared Flows // 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. V. 2010. P. 3862.

РАЗВИТИЕ ТЕОРИИ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО КВАЗИОДНОРОДНОГО МЕЖМАСШТАБНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПРИСТЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

С.И. Чернышенко

Department of Aeronautics, Imperial College London, London, UK

s.chernyshenko@imperial.ac.uk

Современное понимание пристенных турбулентных течений было построено на основе классической гипотезы об универсальности, согласно которой при больших значениях числах Рейнольдса Re характеристики турбулентных течений вблизи стенок, будучи выраженными в единицах стенки, оказываются независимыми от Re . Однако исследования, проведенные с начала 21-го века, показали, что классическая гипотеза об универсальности по меньшей мере неточна. При умеренных значениях Re в турбулентных течениях наблюдается только один, «внутренний», пик в профиле кинетической энергии турбулентности. Этот пик располагается в буферном подслое вблизи стенки. Недавние исследования (см., например, [1]) показали, что есть еще один, «внешний», пик, появляющийся только при больших Re . Внешний пик создается турбулентными флуктуациями, характерный размер которых много больше характерного размера флуктуаций, соответствующих внутреннему пику. Крупномасштабные и мелкомасштабные флуктуации взаимодействуют [2]. Поскольку параметры крупномасштабных флуктуаций, выраженные в единицах стенки, зависят от Re , явление межмасштабного взаимодействия опровергает классическую гипотезу об универсальности. Теория квазистационарного квазиоднородного взаимодействия крупномасштабных и мелкомасштабных структур [3–5], уже получившая ряд подтверждений [6–9], описывает влияние крупномасштабных структур на мелкомасштабные структуры. В настоящей работе эта теория распространяется на все три компоненты скорости. Теория подразумевает, что всякое скалярное или векторное поле может быть представлено как сумма крупномасштабной и мелкомасштабной составляющих. В частности, трение на стенке $\tau^*(t, x, z) = \tau_L^*(t, x, z) + \tau_S^*(t, x, z)$. Далее используются безразмерные единицы на основе кинематической вязкости и осредненного значения крупно-масштабной составляющей трения на стенке $\langle u_{\tau L}^* \rangle = (\sqrt{|\tau_L^*(t, x, z)|} / \rho^*)$. Здесь ρ^* – плотность жидкости, а угловые скобки обозначают осреднение. В этих единицах $\langle u_{\tau L}^* \rangle = 1$. Системы координат, показанные на рисунке, связаны следующими формулами: $x_\theta = x \cos \theta - z \sin \theta$, $y_\theta = y$, $z_\theta = x \sin \theta + z \cos \theta$, $u = u_\theta \cos \theta + w_\theta \sin \theta$, $v = v_\theta$ и $w = -u_\theta \sin \theta + w_\theta \cos \theta$. Предлагаемая расширенная версия постулирует, что если $u_\theta(t, x_\theta, y_\theta, z_\theta, Re) = u_{\tau L} \tilde{u}(\tilde{t}, \tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$, $v_\theta(t, x_\theta, y_\theta, z_\theta, Re) = u_{\tau L} \tilde{v}(\tilde{t}, \tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$, $w_\theta(t, x_\theta, y_\theta, z_\theta, Re) = u_{\tau L} \tilde{w}(\tilde{t}, \tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$, и $\tilde{t} = tu_{\tau L}^2$, $\tilde{x} = x_\theta u_{\tau L}$, $\tilde{y} = y_\theta u_{\tau L}$, $\tilde{z} = z_\theta u_{\tau L}$, то $\tilde{u}(\tilde{t}, \tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$, $\tilde{v}(\tilde{t}, \tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$ и $\tilde{w}(\tilde{t}, \tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$ статистически независимы от $u_{\tau L}$ и θ , и не зависят от Re . В общем случае $u_{\tau L} = u_{\tau L}(\tilde{t}, \tilde{x}, \tilde{z})$ и $\theta = \theta(\tilde{t}, \tilde{x}, \tilde{z})$. Если бы $u_{\tau L}$ и θ не зависели от времени, то $u_{\tau L}$ было бы равно единице, крупномасштабная составляющая трения на стенке была бы равна среднему трению на стенке, а \tilde{u} , \tilde{v} , \tilde{w} совпадали бы с составляющими скорости в единицах стенки, \tilde{t} , \tilde{x} , \tilde{y} , \tilde{z} совпадали бы с t^+ , x^+ , y^+ , z^+ . Это проясняет физический смысл теории: пристенное течение подстраивается к крупномасштабной составляющей трения на стенке, как если бы эта составляющая не зависела от времени и координат, параллельных стенке. В докладе будет дан первый пример результата, полученного с помощью предлагаемого расширения теории: дано объяснение того, почему $u_{rms}^2 = \langle u'^2 \rangle$ и $w_{rms}^2 = \langle w'^2 \rangle$ изменяются при изменении Re значительно сильнее, чем $U(y) = \langle u \rangle$, $v_{rms}^2 = \langle v'^2 \rangle$ и $\langle u'v' \rangle$.

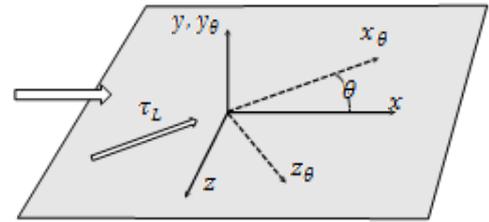


Рис. 1: Ось x направлена вдоль осредненной скорости, ось x_θ – вдоль крупномасштабной составляющей трения на стенке, а оси y и y_θ ортогональны стенке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Smits A.J., McKeon B.J., Marusic I. High-Reynolds number wall turbulence // Annu. Rev. Fluid Mech. 2011. V. 43. P. 353–375.
2. Mathis R., Hutchins N., Marusic I. Large-scale amplitude modulation of the small-scale structures in turbulent boundary layers // J. Fluid Mech. 2009. V. 628. P. 311–337.
3. Chernyshenko S.I., Marusic I., Mathis R. Quasi-steady description of modulation effects in wall turbulence. 2012. arXiv:1203.3714.
4. Zhang C. Chernyshenko S.I. Quasisteady quasihomogeneous description of the scale interactions in near-wall turbulence // Phys. Rev. Fluids. 2016. V. 1. P. 014401.
5. Chernyshenko S.I., Zhang C., Butt H., Beit-Sadi M. A large-scale filter for applications of QSQH theory of scale interactions in near-wall turbulence // Fluid Dyn. Res. 2019. V. 51. № 1. P. 011406.
6. Baars W.J., Hutchins N., Marusic I. Spectral stochastic estimation of high-Reynolds-number wall-bounded turbulence for a refined inner-outer interaction model // Phys. Rev. Fluids. 2016. V. 1. P. 054406.
7. Agostini L., Leschziner M. On the validity of the quasi-steady-turbulence hypothesis in representing the effects of large scales on small scales in boundary layers // Phil. Trans. R. Soc. Lond. 2017. V. 375. P. 20160077.
8. Howland M.F., Yang X.I.A. Dependence of small-scale energetics on large scales in turbulent flows // J. Fluid Mech. 2018. V. 852. P. 641–662.
9. Lozier M., Midya S., Thomas F.O., Gordeyev S. Experimental studies of boundary layer dynamics using active flow control of large-scale structures. TSFP11, Southampton, UK, 2019.

ВЛИЯНИЕ ЭНТРОПИЙНОГО СЛОЯ НА ТУРБУЛИЗАЦИЮ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В СЛЕДЕ ЗА ИЗОЛИРОВАННЫМИ НЕРОВНОСТЯМИ

П.В. Чувахов^{1,2}, И.О. Погорелов^{2,1}

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

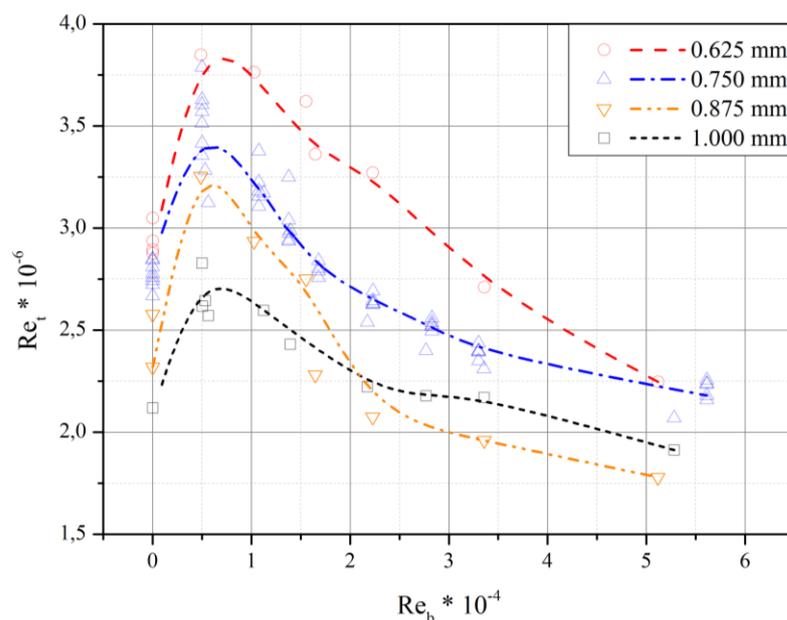
²Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный
ilya.pogorelov@phystech.edu, pavel_chuvahov@mail.ru

При проектировании сверхзвукового летательного аппарата (СЛА) необходимо знать положение ламинарно-турбулентного перехода (ЛТП) на его поверхности. Крупные неровности могут привести к раннему переходу по «байпасному» сценарию; при этом положение ЛТП проблематично предсказать теоретически с удовлетворительной точностью [1]. Передние кромки СЛА делают притупленными для ограничения их температуры. Притупление порождает энтропийный слой горячего газа низкой плотности, который также влияет на процесс развития ЛТП.

Настоящая работа является продолжением экспериментальной работы [2], где исследовано влияние притупления на ЛТП в следе за неровностью фиксированной высоты. Приводятся результаты экспериментов для неровностей различной высоты над затупленной плоской пластиной в гиперзвуковом пограничном слое; анализируются известные корреляционные зависимости для ЛТП за неровностью, полученные ранее на заостренных телах или при неизменном их притуплении. Эксперименты выполнены при числе Маха 6 и различных единичных числах Рейнольдса Re_1 . В качестве неровностей использовались цилиндры переменной высоты 0–2 мм и фиксированного диаметра 1 мм. Использовались притупления радиусом $R = 0–2$ мм. Положение ЛТП определялось по распределению коэффициента теплового потока на поверхности модели, определённого по методу люминесцентных преобразователей температуры.

Проведены сравнения с известными эмпирическими зависимостями. Явление реверса ЛТП с ростом величины притупления в следе за неровностью [2] подтверждено на различных режимах течения: на рисунке показана реверсивная зависимость числа Рейнольдса начала перехода $Re_t = Re_1 \cdot x_t$ от числа Рейнольдса притупления $Re_b = Re_1 \cdot 2R$ за неровностями различной высоты, x_t — координата ЛТП. Ранее реверс наблюдался на гладких затупленных пластинах и конусах [3], но до сих пор остаётся необъяснённым. Настоящая работа указывает на то, что реверс может быть следствием микрошероховатости поверхности вблизи притупленного носка, где зарождается пограничный слой.

Работа выполнена в ЦАГИ при поддержке РФФИ (проект № 17-79-10433). Расчёты проведены на базе кодов, разрабатываемых в МФТИ при поддержке РФФИ (проект № 19-79-10132) и адаптированных для целей настоящей работы.



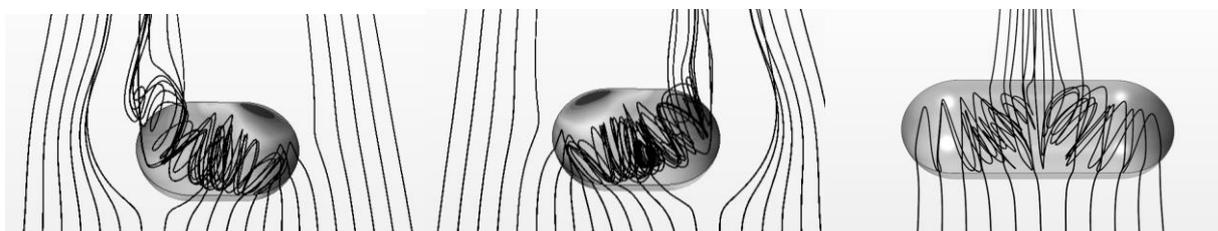
ЛИТЕРАТУРА

1. Morkovin M.V., Reshotko E., Herbert Th. Transition in open flow systems: a reassessment // Bull. Am. Phys. Soc. 1994. V. 39. № 9. P. 1–31.
2. Чувахов П.В. Энтропийный эффект при ламинарно-турбулентном переходе сверхзвукового пограничного слоя в следе за изолированной неровностью // Изв. РАН. МЖГ. 2020. № 1.
3. Stetson K.F., Rushton G.H. Shock tunnel investigation of boundary-layer transition at $M=5.5$ // AIAA J. 1967. V. 5. № 5. P. 899–906.

О КЛАССИФИКАЦИИ ТРЕХМЕРНЫХ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ОБТЕКАНИИ ОВАЛЬНЫХ ЛУНОК

А.Ю. Чулюнин
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
chulyu-n@mail.ru

Исследование взаимодействия турбулентных потоков вязкой несжимаемой жидкости с луночными рельефами различной формы была и остается важной задачей механики. Подобные углубления являются хорошими интенсификаторами теплообмена и не вызывают при этом существенного роста гидравлического сопротивления [1, 2]. В зависимости от отношения максимальной глубины H и диаметра пятна D принято различать мелкие ($H/D < 0.125$), умеренные ($0.125 < H/D < 0.25$) и глубокие ($H/D > 0.25$) лунки. В мелких лунках течение безотрывное, а в умеренных – возникают характерные вихревые структуры в виде симметричной двухъячеистой области рециркуляционного течения. В глубоких лунках стационарные схемы течения оказываются неустойчивыми, наблюдается формирование нестационарного течения с неперiodическим чередованием «левостороннего» и «правостороннего» несимметричных режимов [3]. В последнее время все больше работ посвящено исследованию характеристик овално-траншейных лунок. В частности, в [4] показано, что суммарная теплоотдача от участка с наклонной овалной траншеей умеренной глубины более чем в три раза превышает теплоотдачу от участка со сферической лункой с одинаковой площадью пятна.



В настоящей работе на базе численного моделирования исследуется структура течения в глубоких овално-траншейных лунках, расположенных перпендикулярно потоку на нижней стенке плоскопараллельного канала. Траншея представляет собой две половинки полусферической лунки радиуса R , соединенных между собой полуцилиндрической вставкой, длина которой L варьируется от 0 до $6R$. Для дискретизации расчетной области применялась неструктурированная сетка размером до 25 млн. элементов. Число Рейнольдса вычисленное по скорости потока на входе в канал и диаметру начального пятна лунки равняется $Re = 8 \cdot 10^4$. На выходной границе канала ставятся «мягкие» граничные условия, на стенках условия прилипания.

Выполненная серия расчетов показывает, что с увеличением длины цилиндрической части лунки от 0 до $L=R$ происходит стабилизация течения, при этом возможны два устойчивых стационарных состояния с ярко выраженными наклонными одноядерными вихревыми структурами, начинающимися на внутренних стенках концевых сферических скруглений траншеи и выходящих во внешнюю пристеночную область течения в районе противоположных концов траншеи. Конкретный вид установившегося течения зависит от предыстории установления, в частности – от начальных условий задачи, таким образом наблюдается своеобразный гистерезис структуры течения внутри лунки. Данный результат получен численно в рамках URANS и DES технологий моделирования, а также в рамках физического эксперимента в НИИ механики МГУ. При дальнейшем увеличении длины лунки гистерезисный характер течения пропадает. Так при $L=3R$ устанавливается единственное стационарное течение, но существенно иной конфигурации: формируется симметричная двухядерная структура, берущая начало на внутренних стенках концевых скруглений лунки и выходящая во внешний поток над подветренной кромкой центральной части траншеи (показана на рисунке справа). Полученное течение можно интерпретировать как столкновение двух встречных закрученных струй от противоположных концов траншеи.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-01-00242).

ЛИТЕРАТУРА

1. 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. М.: ФГУП «ЦНИИАТОМИНФОРМ». 2008. с цв. вкладкой.
2. Быстров Ю.А., Исаев С.А., Кудрявцев Н.А., Леонтьев А.И. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб. СПб.: Судостроение, 2005. 398 с.
3. Voskoboinick V., Kornev N., Turnow J. Study of Near Wall Coherent Flow Structures on dimpled surfaces using un-steady pressure measurements // Flow Turbulence Combust. 2013. V. 90. № 4. P. 709–722.
4. Isaev S.A., Leontiev A.I., Milman O.O., Popov I.A., Sudakov A.G., Influence of the depth of single-row oval-trench dimples inclined to laminar air flow on heat transfer enhancement in a narrow micro-channel // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2019. V. 134. P. 338–35.

УСТОЙЧИВОСТЬ ДВИЖЕНИЯ ТОНКОГО ТЕЛА В ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

В.И. Шалаев, Зуи Хиеу Вьонг
 Московский физико-технический институт, Москва
 vi.shalaev@yandex.ru

Проблема движения тонких тел в потоке жидкости или газа, а также их взаимодействие между собой, со свободными или твердыми границами представляет значительный практический интерес и является предметом многочисленных исследований, обзор которых представлен в [1]. Такое движение является достаточно сложным и содержит различные собственные моды, реализация которых определяется параметрами задачи. В настоящей работе исследуется задача движения тонкого тела в однородной среде с постоянной скоростью в продольном направлении (ось OX) под действием поперечных (в направлениях OY и OZ) аэродинамических сил и моментов, а также силы тяжести в вертикальном направлении OY .

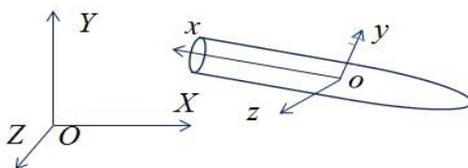


Рис. 1 Схема задачи

Для анализа используются системы координат: неподвижная $OXYZ$ и связанная с центром масс тела $oxuz$. Предполагается, что тело тонкое, его относительная толщина $\delta \ll 1$, радиус, отнесенный к длине тела $l_0 \delta a(x) \ll 1$, углы атаки $\delta\alpha(t) \ll 1$ и рысканья $\delta\beta(t) \ll 1$ (t – безразмерное время). Поперечные аэродинамические силы и моменты в таких предположениях хорошо описываются потенциальной теорией тонкого тела. Тогда движение тела в вертикальной плоскости при отсутствии восходящего потока представляется уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{d^2W}{dt^2} - 2\gamma \frac{dW}{dt} + \kappa W + c_1 &= 0, \quad \frac{d^2\omega}{dt^2} - 2\gamma \frac{d\omega}{dt} + \kappa\omega + c_2 = 0, \quad W = V(t) - \alpha(t), \quad \omega = \frac{d\alpha}{dt} \\ \gamma &= \frac{c_m \pi a_e^2}{2\Delta_0} \left[x_e^2 - \frac{c_l}{c_m} + \pi c_l (x_e^2 g_0 - 2x_e g_1 + g_2) \right], \quad \kappa = \frac{c_m \pi}{\Delta_0} \left[g_0 - a_e^2 x_e - c_l \pi a_e^2 (g_0 x_e - g_1) \right], \\ g_0 &\equiv \int_{x_0}^{x_e} a^2(x) dx, \quad g_1 \equiv \int_{x_0}^{x_e} a^2(x) x dx, \quad g_2 \equiv \int_{x_0}^{x_e} a^2(x) x^2 dx, \quad c_g = \frac{g l_0}{\delta u_\infty^2}, \quad c_l = \frac{\pi \rho_\infty l_0^3 \delta^2}{m}, \quad c_m = \frac{\pi \rho_\infty l_0^5 \delta^2}{I}, \\ c_1 &= \frac{c_m c_g \pi}{\Delta_0} (g_1 - x_e a_e^2), \quad c_2 = \frac{c_m c_g \pi}{\Delta_0} (g_0 - x_e a_e^2), \quad \Delta_0 = (1 + c_l \pi g_0)(1 - c_m \pi g_2) + c_l c_m \pi^2 g_1^2. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь x_e и x_0 – координаты кормы и вершины тела, m и I – его масса и момент инерции, a_e – радиус кормы, ρ_∞ – плотность невозмущенной среды тела, g – ускорение силы тяжести, $V(t)$ – скорость вертикального движения центра масс. Аналогичными уравнениями с $c_1 = c_2 = 0$ описывается боковое движение. Решение уравнений (1) описывает 6 возможных видов движения, которые подразделяются в зависимости от значений параметров $\lambda_1 = \gamma + i\Omega$, $\lambda_2 = \gamma - i\Omega$, $\Omega = \sqrt{\kappa - \gamma^2}$. Для $\kappa - \gamma^2 > 0$ движение содержит колебательную составляющую с растущей ($\gamma > 0$), уменьшающейся ($\gamma < 0$) или постоянной ($\gamma = 0$) амплитудой. Пример влияния продольной скорости на характер движения с постоянной амплитудой приведен на рис 2. Для мнимой Ω имеет место экспоненциальная релаксация к отсутствию вращения ($\lambda_1, \lambda_2 < 0$), либо его рост (λ_1 или $\lambda_2 > 0$).

Работа поддерживается грантом РФФИ № 19-29-1306.

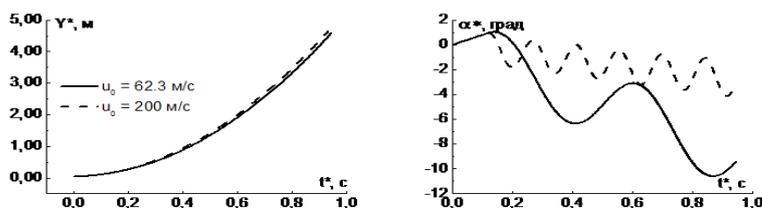


Рис.2

ЛИТЕРАТУРА

1. Шалаев В.И. Применение аналитических методов в современной аэромеханике. Гидродинамическое взаимодействие тел. Ч. 2. М.: МФТИ, 2013. 173 с.

УСТОЙЧИВОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПО ОТНОШЕНИЮ К КОНЕЧНЫМ ВОЗМУЩЕНИЯМ ПРИ ИСПАРЕНИИ И ФИЛЬТРАЦИИ ВОДЫ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

В.А. Шаргатов

Институт проблем механики имени А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва
shargatov@mail.ru

Рассматривается динамика конечных возмущений плоской поверхности фазового перехода в задаче об испарении жидкости внутри низкопроницаемого слоя пористой среды. Высокопроницаемый водный горизонт (область I на рис. 1) ограничен снизу плоскостью $z = 0$ (ось z направлена вниз). Давление воды при $z = 0$ постоянно и равно P_0 . Порода в слое $0 < z < L$ имеет низкую проницаемость, а на поверхности $z = L$ она обдувается воздухом с влажностью v_a , которая меньше влажности насыщенного пара при заданном значении температуры T . В этом случае пористая среда в области Ω_1 при $0 < z < s(x,t)$ содержит воду, а в области Ω_2 при $0 < z < s(x,t)$ насыщена смесью воздуха и водяного пара (см. рис. 1).

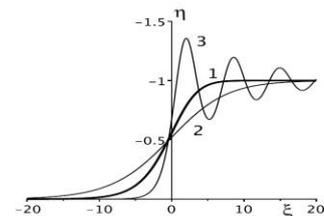
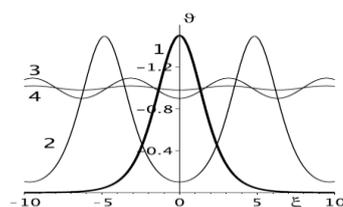


Рис.1. Схема течения.

Рис.2. Стационарные решения.

Рис.3. Бегущие волны.

Согласно [1] система уравнений, описывающих изучаемый процесс, совместно с граничными условиями имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \Delta P &= 0 \text{ при } 0 < z < s(x, t), \quad P = P_0 \text{ при } z = 0, \quad P = P_a + P_c \text{ при } z = s(x, t), \\ \Delta v &= 0 \text{ при } s(x, t) < z < L, \quad v = v^* \text{ при } z = s(x, t), \quad v = v_a \text{ при } z = L, \\ V_n &= -k (\mu_w)^{-1} [\text{grad}(P - \rho_w g z)]_n + D \rho_a \rho_w^{-1} [\text{grad}(v)]_n \text{ при } z = s(x, t), \end{aligned} \quad (1)$$

где m – пористость, k – проницаемость, μ_w – вязкость воды, g – ускорение свободного падения, ρ_w и ρ_a – плотности воды и воздуха, P_a – давление воздуха в области Ω_2 , P_c – капиллярное давление, индекс n обозначает нормаль к поверхности фазового перехода $s(x,t)$, направленную из области воды, D – коэффициент диффузии, V_n – нормальная компонента скорости поверхности фазового перехода.

В [1] показано, что если пористая среда несмачиваема, то могут существовать два стационарных решения с плоским фронтом фазового перехода. Известно (см. [1]), что конечные локализованные возмущения нижнего спектрально устойчивого решения могут приводить к тому, что фронт за конечное время достигает верхней границы низкопроницаемого слоя при $z=0$, граничные условия перестают выполняться, и постановка задачи должна быть изменена. Такой сценарий рассматривается как катастрофическая перестройка течения. В докладе исследуются причины, по которым одни возмущения приводят к такой эволюции решения, а другие – нет. Кроме того, предметом изучения является возможность существования таких стационарных решений задачи (1), для которых фронт фазового перехода отличается от плоского. Еще одна проблема, которая исследована в данной работе, – это существование решений задачи (1) в виде бегущей волны и глобальная устойчивость таких решений.

Указанные цели исследования были достигнуты путем аналитического решения приближенного уравнения, описывающего эволюцию фронта фазового перехода, и проверки сделанных на основе этих решений выводов с помощью численного решения задачи (1). В слабонелинейном приближении уравнение для эволюции фронта фазового перехода удается свести к уравнению Колмогорова–Петровского–Пискунова: $\partial \eta / \partial \tau = \partial^2 \eta / \partial \xi^2 + \eta - \eta^2$. Это уравнение предсказывает существование стационарных решений (см. рис.2) и решений в виде бегущей волны (см. рис. 3) в основной задаче. Стационарными решениями являются два решения с плоским фронтом, одно из которых спектрально устойчиво, солитоноподобное решение и семейство линейно неустойчивых периодических решений, описываемых эллиптическими функциями (см. рис.2). Бегущая волна с монотонным профилем (линии 1 и 2 на рис. 3) асимптотически устойчива относительно быстро затухающих возмущений, а бегущие волны с немонотонным профилем (линия 3 на рис. 3) – неустойчивы. Сформулировано и доказано достаточное условие убывания конечных возмущений устойчивой плоской поверхности фазового перехода в зависимости от положения возмущения по отношению к стационарным решениям и решениям в виде бегущих фронтов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда № 16-11-10195.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shargatov V.A., Il'chev A.T., Tsyarkin G.G. Dynamics and stability of moving fronts of water evaporation in a porous medium // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2015. V. 83. P. 552–561.

АСИМПТОТИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ, ОПИСЫВАЮЩИЕ СГЛАЖЕННЫЕ РАЗРЫВЫ

А.И. Шафаревич

Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, Москва
shafarev@yahoo.com

Поле скоростей релятивистского газа описывается уравнениями релятивистской газовой динамики. В докладе описаны асимптотические решения этих уравнений, представляющие собой сглаженные разрывы (слабые пределы соответствующих функций терпят разрыв первого рода на трехмерной поверхности в четырехмерном пространстве-времени). Показано, что, в случае простейшего уравнения состояния, такие решения можно разделить на два класса. Решения первого типа описывают сильные разрывы (скачок в старшей части асимптотики), причем поверхность скачка и поле скоростей вне этой поверхности удовлетворяют задаче со свободной границей. Решения второго типа описывают слабые скачки, причем поверхность скачка переносится внешним потоком (медленно меняющейся старшей частью асимптотики), а амплитуда сглаженного разрыва находится из линейного уравнения, которое явно интегрируется. Приводятся конкретные примеры указанных решений и обсуждается возможность роста малого возмущения.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект № 16-11-10069).

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ, СОЗДАВАЕМОГО НЕСТАЦИОНАРНЫМ ТЕЧЕНИЕМ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ ВЫХЛОПНЫХ ГАЗОВ РАКЕТЫ VEGA

М.В. Шацкий^{1,2}, М.В. Крапошин²

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва

²Институт системного программирования РАН имени В.П. Иванникова, Москва

max.shatsky@ispras.ru

Основным источником акустического поля при старте ракеты являются нестационарные силы, порождаемые гидродинамическими неустойчивостями (в первую – Кельвина–Гельмгольца) и действующие со стороны потока газа на окружающую среду. Масштаб, частота и пространственное распределение возникающих структур при развитии гидродинамической неустойчивости позволяют спрогнозировать характеристики излучаемого звука. Условно источники шума струи газа в свободном пространстве разделяются на следующие группы [1]:

- крупномасштабные турбулентные структуры;
- мелкомасштабная турбулентность;
- взаимодействие неизобарической струи с гидродинамическими неустойчивостями;
- резонансный режим течения между ударно-волновыми структурами неизобарических струй и гидродинамическими неустойчивостями.



Рис.1. Классификация источников шума.

Дополнительным фактором, оказывающим влияние на шум, является взаимодействие потока с твердыми поверхностями. В работе рассматривалась задача численного моделирования акустического поля при старте ракеты Vega [2], которая включает в себя расчеты: а) газодинамики и взаимодействия высокоскоростных турбулентных струй с окружающей средой, б) воздействия водо-капельных струй, предназначенных для снижения механических нагрузок на потоки газа, и в) распространения акустических колебаний в исследуемой области пространства. Для расчетов использовалась зональная модель [3], реализованная средствами открытого программного обеспечения OpenFOAM (течение газа и капельных струй в газоходе) и AMReX (развитие неустойчивостей при в струях газа на поверхности) – см. Рис. 2.

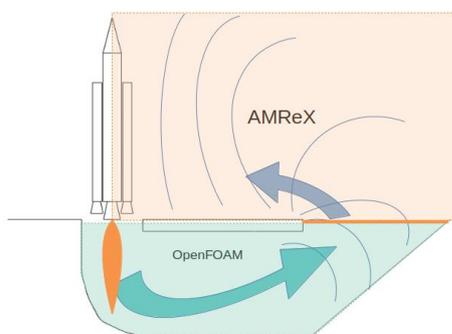


Рис. 2. Зональная модель решения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schlinker, Robert H. and Reba, Ramons A. and Simonich, John C. and Colonius, Tim and Gudmundsson, Kristjan and Ladeinde, Foluso (2010), Towards Prediction and Control of Large Scale Turbulent Structure Supersonic Jet Noise // Proceedings of the ASME Turbo Expo 2009. Vol. 1. American Society of Mechanical Engineers, New York, NY, P. 217–230. ISBN 978-0-7918-4882-1.
2. Компания Arianespace: [сайт]. URL: <https://www.arianespace.com/>.
3. Крапошин М.В. Многомасштабный подход к моделированию сложных переходных процессов движения жидкостей в технических системах // Труды Института системного программирования РАН. 2018. Т. 30. Вып. 6. С. 275–292. DOI: 10.15514/ISPRAS-2018-30(6)-15.

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛООВОГО ВОЗМУЩЕНИЯ НА РЕЖИМ СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ТЕЛА С КОЛЬЦЕВОЙ КАВЕРНОЙ

А.С. Шишаева^{1,2}, М.М. Симоненко¹, С.В. Гувернюк¹, А.А. Аксенов²

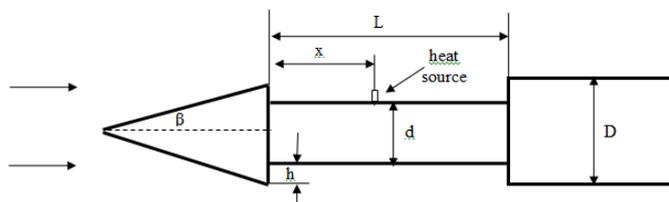
¹НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва

²ООО «ТЕСИС», Москва

anastasiashishaeva@rambler.ru

Сверхзвуковые турбулентные течения около кольцевых каверн представляют большой практический интерес, так как реализуются в областях между выступами и около всевозможных выемок и полостей на корпусах различных летательных аппаратов. В зависимости от отношения длины каверны к ее глубине течение может быть двух видов: с открытым и замкнутым типами взаимодействия [1, 2]. Когда отношение длины каверны к глубине велико, реализуется замкнутое течение. В этом случае внешний сверхзвуковой поток заходит в каверну и присоединяется к поверхности дна каверны. При этом около переднего и заднего уступов каверны формируются две изолированные области отрыва потока. Когда соотношение между длиной и глубиной каверны мало, реализуется только открытое течение, при котором всю каверну от передней до задней стенки занимает дозвуковое отрывное течение, отделенное от внешнего потока турбулентным слоем смешения. На определенном интервале соотношений между длиной и глубиной каверны в зависимости от предыстории течения может реализовываться как открытый, так и замкнутый режим обтекания каверны. При этом, сопротивление обтекаемого тела с замкнутым режимом течения в каверне может существенно превышать сопротивление аналогичного тела с открытым режимом течения в каверне [1, 3]. Важной практической задачей является поиск способов управления режимами течения в каверне.

Целью настоящего исследования является определение условий, при которых происходит перестройка от замкнутой схемы течения в каверне к открытой под воздействием теплового возмущения. С использованием программного комплекса FlowVision численно исследуется осесимметричное сверхзвуковое обтекание цилиндрического тела с коническим наконечником и кольцевой каверной прямоугольного осевого сечения (см. рисунок). Угол полураствора конуса $\beta = 20^\circ$, диаметр тела и основания конуса $D = 45$ мм, глубина каверны $h = 8$ мм, длина каверны L изменяется в диапазоне от 64 мм до 117 мм. Параметры набегающего потока соответствуют условиям: $M_\infty = 3$, $Re(D) = 1.58 \times 10^6$. Согласно предыдущим исследованиям [3], в области $7.8 < L/h < 11.3$ возможен как открытый, так и замкнутый режим течения. В области $L/h > 11.3$ при отсутствии внешних возмущений реализуется только замкнутый режим течения.



В качестве начального состояния течения в каверне берется решение [3], соответствующее замкнутому режиму. Возмущение вносится посредством теплового источника, расположенного на дне каверны. Источник представляет собой кольцевую область пространства, в которой включается тепловыделение различной мощности [4]. Определена величина пороговой мощности источника, необходимая для перестройки течения из замкнутого режима в открытый режим, в зависимости от положения источника для различных длин каверны.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 19-01-00242).

ЛИТЕРАТУРА

1. Чжен П. Отрывные течения. Т. II. М.: Мир, 1973. 280 с.
2. Гувернюк С.В., Зубков А.Ф., Симоненко М.М. Экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания осесимметричной кольцевой каверны // Инженерно-физический журнал. 2016. Т. 89. № 3. С. 670–679.
3. Шишаева А.С., Симоненко М.М., Гувернюк С.В., Аксенов А.А. Численное моделирование аэродинамического гистерезиса при сверхзвуковом обтекании осесимметричного тела с каверной в программном комплексе FlowVision // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2017. Т. 18. № 1.
4. Шишаева А.С., Симоненко М.М., Гувернюк С.В., Аксенов А.А. Численное моделирование управления потоком с помощью теплового импульса при сверхзвуковом обтекании осесимметричного тела с каверной в условиях аэродинамического гистерезиса // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2019. Т. 20. № 3.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОНВЕКЦИИ РЭЛЕЯ–БЕНАРА В ОГРАНИЧЕННОЙ ОБЛАСТИ

О.В. Щерица, О.А. Шатров, О.С. Мажорова
Институт прикладной математики имени М.В. Келдыша РАН, Москва
shchery@keldysh.ru

Представлены результаты численного исследования тепловой конвекции в плоском горизонтальном слое жидкости, подогреваемом снизу. Математическое моделирование осуществлялось в трехмерном приближении. Основу модели составляли уравнения Навье–Стокса и уравнение конвективного теплопереноса. Расчеты проводились для областей размера $16 \times 16 \times 1$, $32 \times 32 \times 1$, $64 \times 64 \times 1$, для значения числа Прандтля $Pr = 1$ и надкритичности $\varepsilon \in [0, 9]$, где $\varepsilon = (Ra - Ra_{cr}) / Ra_{cr}$, Ra – число Рэлея, Ra_{cr} – критическое число Рэлея. Расчеты проводились на подробных пространственных сетках и временных интервалах до 300 конвективных времен. Результаты расчетов позволили проиллюстрировать сценарий потери устойчивости валиковых структур, возникновение хаоса спиральных дефектов и появление колебательных режимов [1]. Проведено исследование результатов расчетов на основе Фурье-анализа картины течения. Результаты анализа пространственно-временных характеристик структуры течений и сопоставление с известными из классической теории гидродинамической устойчивости течениями приведены на рисунке 1.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-01-00436.

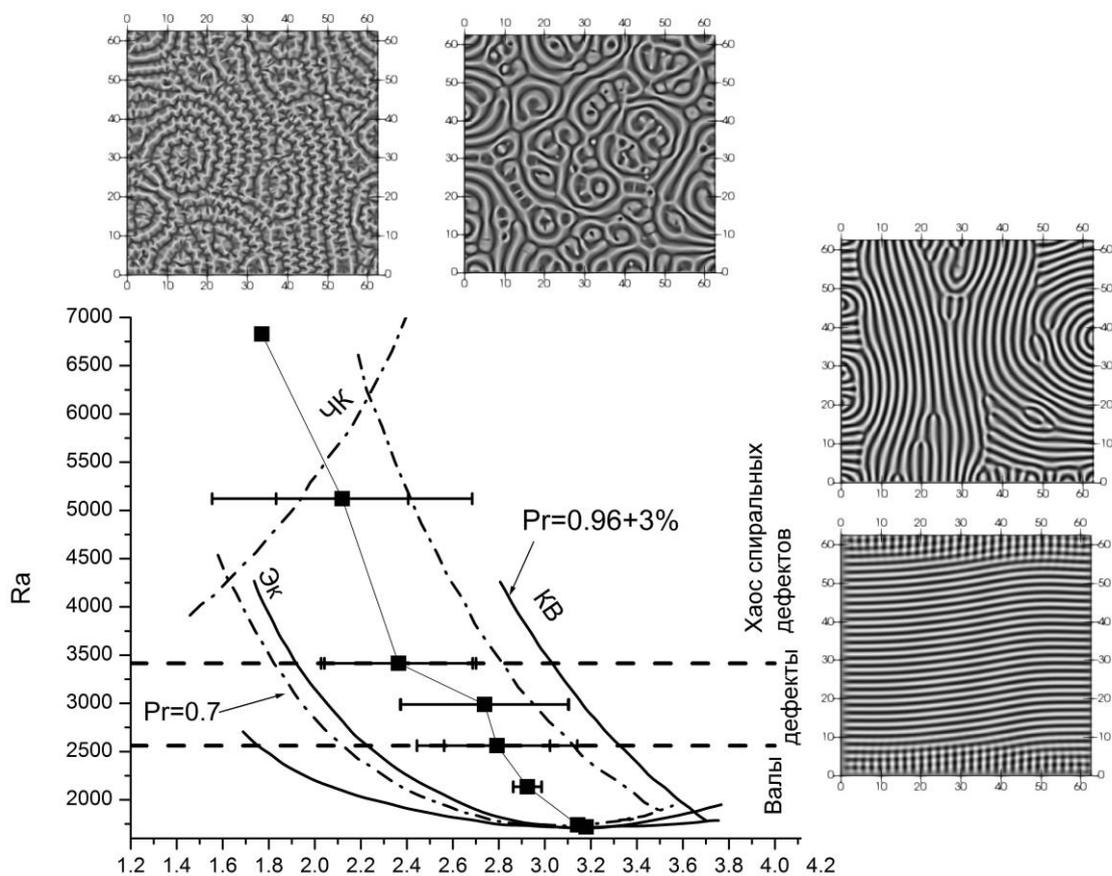


Рис. 1. Область устойчивости бесконечных пространственно-периодических систем валов на плоскости (k, Ra) . Черная пунктирная линия – граница баллона Буссе для $Pr=0.7$, черная сплошная линия – граница баллона Буссе для $Pr=0.96$. ЧК – четная колебательная неустойчивость. Эк – неустойчивость Экхауза. КВ – косоварикозная неустойчивость. Квадраты – результаты расчетов, волновые числа полученных течений.

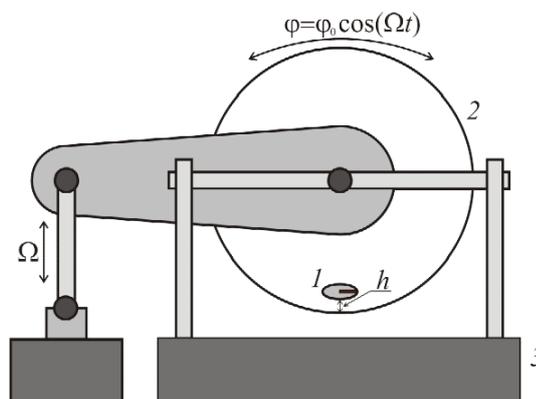
ЛИТЕРАТУРА

1. Шатров О.А., Щерица О.В., Мажорова О.С. Численное исследование конвекции Рэлея–Бенара в области большого размера // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2019. № 128. 19 с. URL: <http://doi.org/10.20948/prepr-2019-128>; <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2019-128>.

ХАРАКТЕР КОЛЕБАНИЙ НЕОСЕССИМЕТРИЧНОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ТЕЛА В ЗАПОЛНЕННОЙ ЖИДКОСТЬЮ ПОЛОСТИ, СОВЕРШАЮЩЕЙ ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ

В.Д. Шипицын, Г.М. Лебедева, Ю.Р. Миндиярова
Лаборатория вибрационной гидромеханики,
Пермский государственный гуманитарно-педагогический университет, Пермь
schipitsyn@pspu.ru

В работе представлены результаты экспериментального исследования вибрационной динамики неосесимметричного цилиндрического тела в полости с жидкостью, совершающей вращательные высокочастотные осцилляции. В ходе опытов цилиндр эллиптического сечения 1 помещается в горизонтально расположенную цилиндрическую оргстеклянную кювету 2 , полностью заполненную вязкой несжимаемой жидкостью и закрепляется на столике электродинамического вибратора 3 (см. рис.). Кювета может совершать вращательные колебания по гармоническому закону $\varphi = \varphi_0 \cos(\Omega t)$, где φ_0 – амплитуда угловых колебаний полости, $\Omega \equiv 2\pi f$ – циклическая частота вибраций. Плотность исследуемого тела ρ_s больше плотности жидкости ρ_L (относительная плотность $\rho \equiv \rho_s / \rho_L > 1$). Опыты проводятся в постановке, ранее описанной в работе [1]. В ходе всех экспериментов эллиптический цилиндр ориентируется строго параллельно относительно оси симметрии полости. Обнаружено, что вращательные колебания стенки полости приводят к генерации вибрационной подъемной силы, обеспечивающей квазистационарный подвес тяжелого неосесимметричного цилиндра на некотором расстоянии h от дна стенки в поле силы тяжести.



Осцилляционная динамика тела исследуется с применением высокоскоростной видеосъемки процесса с ее последующей покадровой обработкой и анализом посредством специализированного программного обеспечения. Получены траектории колебаний тела относительно полости для его характерных положений: у дна полости, до его отрыва от нижней границы и на некотором расстоянии от дна полости, после его всплытия.

Для изучения сдвиговых колебаний жидкости и осредненных потоков, генерируемых относительными колебаниями тела и жидкости, применяется метод PIV (Particle Image Velocimetry). Изучается влияние параметров вибраций и параметров жидкости на структуру и интенсивность возбуждаемых течений. Эксперименты выполнены при варьировании в широком диапазоне частоты и амплитуды колебаний полости.

Данное исследование является логическим продолжением и находится в хорошем согласии с результатами экспериментов, проводимых с осесимметричным цилиндрическим телом кругового сечения при поступательных вибрациях, представленных авторами в работе [2].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (проект № 18-71-00122).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ivanova A., Kozlov V., Schipitsyn V., Stambouli M. Lift force acting on solid in liquid near the boundary performing tangential oscillations // Proc. 64th Intern. Astronautical Congress (IAC 2013). Beijing, China. 8 p. (CD).
2. Schipitsyn V.D., Kozlov V.G. Oscillatory and steady dynamics of a cylindrical body near the border of vibrating cavity filled with liquid // Microgravity Sci. Technol. 2018. V. 30. № 1–2. P. 103–112. DOI: <https://doi.org/10.1007/s12217-017-9583-4>.

РАЗВИТИЕ СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ЗАВИХРЕННОСТИ ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОГО СЛОЯ В ДВУМЕРНОЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ КАК ВОЗМОЖНАЯ ПРИЧИНА ТУРБУЛИЗАЦИЯ ВИХРЕВОГО КОЛЬЦА

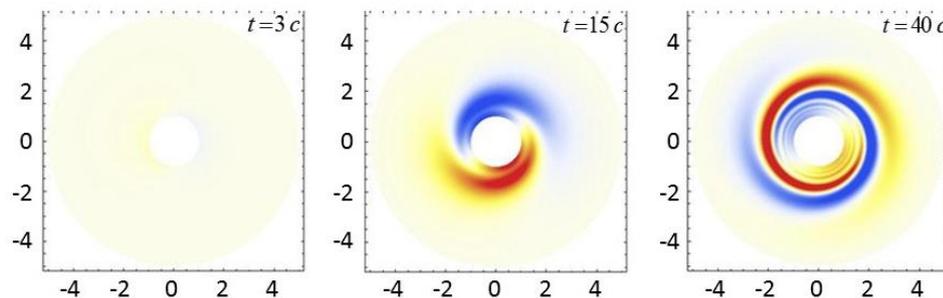
М.А. Юдин, В.Ф. Копьев, С.А. Чернышев

Центральный аэрогидродинамический институт имени Н.Е. Жуковского, Акустическое отделение, Москва
mikleudin@yandex.ru, vkopiev@mktsagi.ru

Предметом исследования настоящей работы является сдвиговая неустойчивость, которая рассматривается как возможный механизм турбулизации вихревого кольца [1]. Данный тип неустойчивости связан с передачей энергии из критического слоя, на котором фазовая скорость возмущений совпадает со средней скоростью течения, к колебаниям остального течения. Вихревое кольцо обладает большим количеством различных собственных мод с близкими собственными частотами [2] и около вихревого ядра образуется множество близких критических слоев, сгущающихся к границе ядра, из которых энергия передается к колебаниям вихревого кольца. Взаимодействие возмущений в близких критических слоях является предполагаемой причиной турбулизации «атмосферы» вихревого кольца. Предложенный механизм турбулизации вихревого кольца хорошо согласуется с наблюдаемой в экспериментальных исследованиях [3] резкой границей между ламинарным ядром и турбулентной атмосферой вихревого кольца.

Для анализа данной неустойчивости и процессов, происходящих в критическом слое, удобно рассмотреть гидродинамическую систему, обладающую лишь одним критическим слоем. Такая система состоит из внутреннего незакрепленного цилиндра, внешнего жестко закрепленного цилиндра и циркуляционного потока невязкой несжимаемой жидкости с монотонно убывающей завихренностью между ними. Были получены собственные моды колебаний данной системы в линейном приближении [4], и было показано, что возмущения завихренности содержат особенность в области критического слоя.

Для исследования процесса образования особенности в критическом слое из изначально гладких условий была поставлена начальная задача: в начальный момент времени цилиндры расположены коаксиально, стационарное течение между цилиндрами имеет монотонно меняющуюся завихренность, возмущения завихренности в течении отсутствуют, внутреннему цилиндру придана некоторая начальная скорость [5]. Было получено, что в районе критического слоя происходит интенсификация возмущений завихренности и образование спиралевидной структуры завихренности, как показано на рисунке.



Возникновение данной особенности для возмущений завихренности является возможной причиной сложной слоистой структуры поля завихренности в турбулентном течении. На нелинейной стадии взаимодействие завихренности в близких критических слоях может приводить к транспорту завихренности поперек линий тока и турбулизации течения. Так, для колебательной системы типа вихревого кольца, спектр которого отличается наличием точек сгущения, область возникновения множественных близко расположенных критических слоев расположена вне вихревого ядра, с резкой границей между этой областью, занимающей всю атмосферу кольца, и ядром, течение в котором остается ламинарным.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 17-11-01271-П).

ЛИТЕРАТУРА

1. Копьев В.Ф., Чернышев С.А. Колебания вихревого кольца, возникновение в нем турбулентности и генерация звука // УФН. 2000. № 7. С. 713–742.
2. Kopiev V.F., Chernyshev S.A. Vortex ring eigen-oscillations as a source of sound // Journal of Fluid Mechanics. 1997. V. 341. P. 19–47.
3. Владимиров В.А., Луговцов Б.А., Тарасов В.Ф. Подавление турбулентности в ядрах концентрированных вихрей // Прикладная математика и техническая физика. 1980. № 5. С. 69–76.
4. Копьев В.Ф., Чернышев С.А., Юдин М.А. Развитие начальных возмущений в задаче о движении цилиндра, обтекаемого циркуляционным потоком // Изв. РАН МЖГ. 2019. № 6. С. 75–83.
5. Юдин М.А. Майлсовская (сдвиговая) неустойчивость циркуляционного вихревого течения и ее выделение на фоне других типов неустойчивостей. Диссертация кандидата физико-математических наук. Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова. М., 2019. 108 с.

СПЕКТР НИЗКОЧАСТОТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ И КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

В. П. Юшков

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
yushkov@phys.msu.ru

Гидродинамическая теория атмосферной турбулентности традиционно использует один из двух подходов: модель изотермической турбулентности, в которой флуктуациями температуры пренебрегают полностью [1], и приближение Буссинеска для турбулентности в стратифицированной жидкости, когда малые флуктуации плотности линейно связываются с флуктуациями температуры при заданной стратификации среднего течения.

Кроме этих ключевых приближений, для замыкания осредненных уравнений гидродинамики требуется определить статистические свойства случайных флуктуаций. В рамках гидродинамического подхода эти статистические свойства являются дополнительными условиями, и это не позволяет связать изменение свойств турбулентного течения (энергии и скорости диссипации) с изменением статистических характеристик: пространственных и временных масштабов случайных сил [2].

Ключевую роль в этом взаимодействии несжимаемой турбулентности и случайных флуктуаций градиентов давления и энтропии играют адиабатические процессы и нелинейность уравнений гидродинамики [3]. При этом, кроме классической нелинейности в адвективном члене уравнений движения, принципиальным моментом является «термодинамическая нелинейность» флуктуаций сил градиента давления.

Чтобы показать принципиальное отличие флуктуаций давления в модели несжимаемой турбулентности [4] и в вероятностной модели гильбертова пространства турбулентных флуктуаций [5], мы сопоставили наблюдения турбулентности в атмосферном пограничном слое с измерениями спектра низкочастотных флуктуаций давления.

В докладе представлена постановка эксперимента и поведение спектров низкочастотных флуктуаций давления в турбулентной атмосфере как по измерениям чувствительным микробарографом (ИФА РАН), так и компенсированным низкочастотным микрофоном Brüel&Kjaer 4964 в полосе «ближнего инфразвука»: 10^{-2} –1 Гц. Показано, что временной ход среднеквадратических флуктуаций давления весьма точно совпадает с временным ходом кинетической энергии турбулентных флуктуаций. Это позволяет использовать измерения флуктуаций давления в этой полосе частот в качестве удобного «прокси» для измерения энергетики турбулентных флуктуаций в АПС. Флуктуации давления демонстрируют изменение «наклона» спектров от значения -3 до -1.5. Проведенный анализ показал, что это изменение связано с наличием в спектре двух компонент: «локальной», связанной с местным значением кинетической энергии турбулентности, и «глобальной», связанной со спектром внутренних гравитационных волн в толще всей атмосферы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 19-05-00028 и № 18-08-00074).

ЛИТЕРАТУРА

1. Обухов А.М. Пульсации давления в турбулентном потоке // Докл. АН СССР. 1949. Т. 66. № 1. С. 17–20.
2. Forster D., Nelson D.R., Stephen M.J. Large-distance and long-time properties of a randomly stirred fluid // *Physical Review A*. 1977. V. 16. № 2. P. 732–749.
3. Захаров В.Е. Гамильтоновский формализм для волн в нелинейных средах с дисперсией // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17. № 4. С. 431–453.
4. Batchelor G.K. Pressure fluctuations in isotropic turbulence // *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*. 1951. V. 47. № 2. P. 359–374.
5. Юшков В.П. Гамильтонов формализм и квантово-механическая аналогия в вероятностном описании турбулентности // Вестник Моск. универ. Физика, астр. 2015. № 4. С. 3–11.

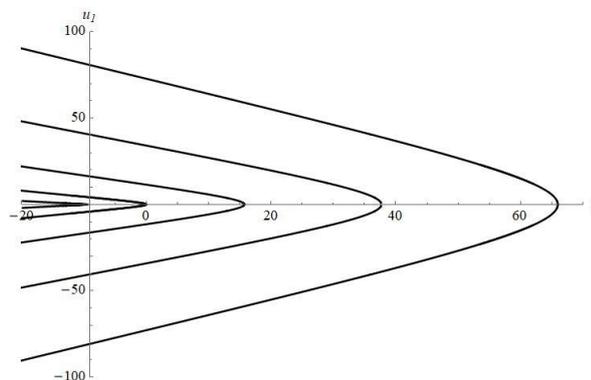
ТОЧНОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ УСТОЙЧИВОСТИ ДЛЯ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА И ТЕЧЕНИЕ ДЖЕФФРИ-ГАМЕЛЯ

Н.И. Яворский

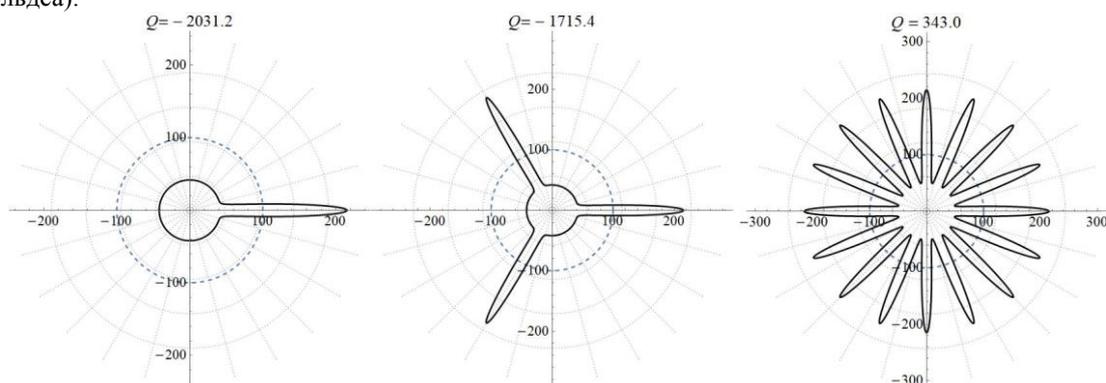
Институт теплофизики СО РАН, Новосибирский государственный университет, Новосибирск
nick@itp.nsc.ru, yavorsky@sesc.nsu.ru

Течение Джеффри–Гамеля более 100 лет изучается разными авторами и содержится в учебниках, но полное ее решение до сих пор не получено, хотя с самого начала было известно, что она имеет аналитическое решение в виде эллиптических функций. Особенностью задачи является неединственность решений, которые носят многоячеистый характер [1].

В настоящей работе получено бесконечное семейство точных решений задачи Джеффри–Гамеля для класса конических течений, соответствующих течению от точечного источника. Решения возникают в результате обратных бифуркаций поля скорости точечного источника при критических значениях интенсивности источника $q = \pi\nu(n^2 - 4)$, $n = 1, 2, 3, \dots$ [2], и при каждом q существует бесконечное число решений [3]. Ниже приведены бифуркационные кривые, u_1 – безразмерная производная радиальной скорости по азимутальной координате φ в точке $\varphi=0$.



При этом, как показано в настоящей работе, поле скорости приобретает характер n -струйного течения от источника, а решения отличаются количеством этих струй и n меняется от 1 до ∞ . Ниже на рисунках приведены профили радиальной скорости для $n = 1, 3, 16$ (пунктирная линия соответствует нулевому значению радиальной компоненты скорости), $Q = q/\nu$ – безразмерная обильность источника (число Рейнольдса).



Получено точное решение задачи устойчивости для поля скорости точечного источника в виде квадратур от гипергеометрических функций. Показано, что течение от точечного источника неустойчиво при всех числах Рейнольдса, при этом неустойчивость в отличие от имеющихся ранее приближенных результатов имеет степенной или логарифмический характер.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 18-31-20036) и проекта ФНИ ГАН 2017-2020 (проект III.22.7.3).

ЛИТЕРАТУРА

1. Shtern V.N. Counterflows: paradoxical fluid mechanics phenomena. Cambridge; New York: Cambridge University Press, 2012. 470 p.
2. Гольдштик М.А., Штерн В.Н., Яворский Н.И. Вязкие течения с парадоксальными свойствами. Новосибирск: Наука, 1989. 336 с.
3. Шверак В. О решениях Ландау уравнений Навье–Стокса // Проблемы математического анализа. 2011. Вып. 61. С. 175–191.

ВЛИЯНИЕ ВТОРИЧНОГО ТЕЧЕНИЯ НА ПЕРЕНОС ИМПУЛЬСА И ТЕПЛА В ПЛОСКОМ ТУРБУЛЕНТНОМ КАНАЛЕ

A. Stroh¹, L. von Deyn¹, K. Schäfer¹, P. Forooghi², and B. Frohnafel¹

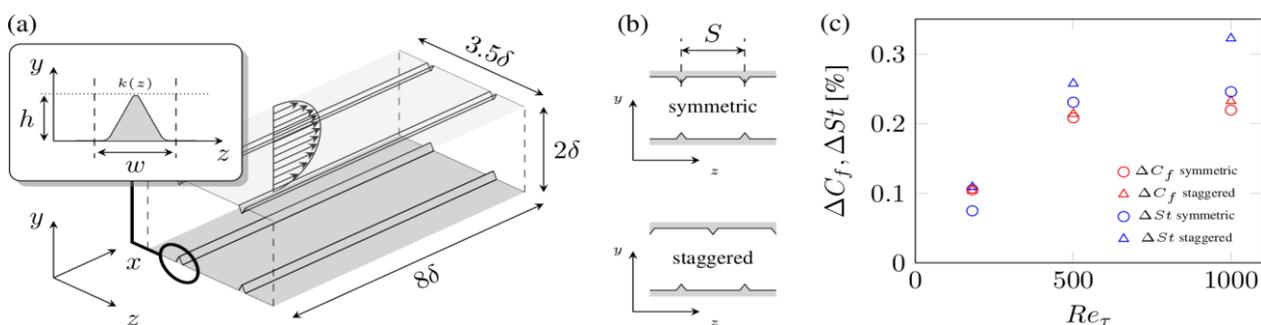
¹Institute of Fluid Mechanics, Karlsruhe Institute of Technology, Karlsruhe, Germany

²Department of Engineering, Aarhus University, Aarhus, Denmark
alexander.stroh@kit.edu

Вторичные течения Прандтля 2-ого рода возникают в турбулентном пограничном слое при наличии неоднородности в пристенном поле течения в направлении размаха [1]. Эта неоднородность изменяет локальные свойства турбулентности потока, что порождает градиенты напряжений Рейнольдса и приводит к возникновению крупномасштабных продольных вихрей, занимающих всю толщину пограничного слоя и существенно изменяющих профиль средней скорости [2]. Наличие вторичного течения приводит к усилению тепло- и массообмена, что представляет большой интерес с атмосферной, геологической и технической точек зрения. Текущее исследование представляет подробный анализ вторичных течений, образующихся в канале с продольными ребрами, и связанной с ними модификацией теплообмена.

Анализ проводится на основе прямого численного моделирования (DNS) в плоском турбулентном канале с потоком, приводимым в движение постоянным градиентом давления (CPG) при трех числах Рейнольдса $Re_\tau = 180, 500$ и 1000 . Реализация кода основана на использовании параллельного спектрального решателя [3]; код и конфигурация симуляции (рис. а) идентична той, которая использовалась в работе Stroh et al. [4]. Температура моделируется с помощью пассивного скаляра ($Pr=0.71$) с постоянной температурой на нижней ($T=0$) и верхней ($T=1$) стенках канала в качестве граничного условия. Геометрия продольных ребер получена с помощью фотограмметрии структурированной поверхности, изготовленной для соответствующего экспериментального исследования. Продольные ребра размещены на обеих стенках канала в симметричном (symmetric) или смещенном (staggered) расположении, при котором ребра на верхней стенке смещены на половину длины разделения элементов ($S=1.75$) по отношению к ребрам на нижней стенке (рис. б).

Изменение коэффициента трения (C_f), и числа Стэнтона (St) относительно гладкого канала показано на рисунке (с). Увеличение C_f составляет от 10% до 23% в зависимости от числа Рейнольдса и расположения структуры. В то же время, St увеличивается от 7,5% до 32% и это увеличение показывает более существенную зависимость от расположения ребер, чем увеличение C_f , который едва меняется при одном числе Рейнольдса. Наибольшая вариация теплообмена между различными расположениями ребер наблюдается при $Re_\tau = 1000$, где St увеличивается на 25% или 32% для симметричного и смещенного расположения, соответственно. Эта вариация отчасти связана с изменением топологии вторичного течения [4]. Тройное разложение [5] в сочетании с декомпозицией (FIK-identity) [6] для C_f и St на дисперсионную (связанную со вторичным потоком) и турбулентную составляющую показывает, что смещенное расположение ребер показывает лучшую теплопередачу при более высоком Re_τ за счет более выраженной дисперсионной составляющей. Подробный статистический анализ турбулентных свойств потока в отношении импульса и теплопередачи будет представлен в докладе.



ЛИТЕРАТУРА

1. Bradshaw P. Turbulent secondary flows // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1987. V. 19. № 1. P. 53–74.
2. Stroh A., Schäfer K., Frohnafel B., Forooghi P. Rearrangement of secondary flow over spanwise heterogeneous roughness // *J. Fluid Mech.* 2020. V. 885. № 5.
3. Chevalier M., Schlatter P., Lundbladh A., Henningson D.S. Simson – A pseudo-spectral solver for incompressible boundary layer flows. Technical Report TRITA-MEK 2007-07, KTH Stockholm, Sweden, 2007.
4. Stroh A., Schäfer K., Forooghi P., Frohnafel B. Secondary flow and heat transfer in turbulent flow over streamwise ridges // *Int. J. Heat Fluid Fl.* 2020. V. 81. P. 108518.
5. Reynolds W., Hussain A. The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. Part 3. Theoretical models and comparisons with experiments // *J. Fluid Mech.* 1972. V. 54. № 2. P. 263–288.
6. Fukagata K., Iwamoto K., Kasagi N. Contribution of Reynolds stress distribution to the skin friction in wall-bounded flows // *Phys. Fluids.* 2002. V. 14. № 11. P. 73–76.

SCALE-DEPENDENT SKEWNESS OF LONGITUDINAL VELOCITY DERIVATIVE IN ISOTROPIC AND ANISOTROPIC TURBULENCE

S. Sukoriansky, E. Barami

Department of Mechanical Engineering, Ben-Gurion University of the Negev, Beer-Sheva, Israel
semion@bgu.ac.il

In isotropic turbulence longitudinal velocity-derivative skewness is directly proportional to the rate of enstrophy generation, and hence is a key parameter for characterizing vortex stretching and energy transfer. In addition, the skewness is used for qualitative assurance of turbulence measurements, for example, level of noise and unsteadiness. Obtaining of skewness requires accurate measurements at the finest scales in the dissipation subrange, which is an onerous task. We define scale-dependent derivative skewness that is readily accessible experimentally, and derive its value in the inertial range analytically [1]. The results depend on the filtering procedure of small scales. Analytically derived inertial range skewness is compared with those computed by high resolution numerical simulations and obtained in laboratory experiments and in the MATERHORN field campaign. The MATERHORN data were acquired under nocturnal conditions in a mountain terrain. An obvious advantage is that these data belong to high Reynolds numbers typical of environmental turbulence, and the Taylor microscale of the field data used was of the order of 1300 [2]. The computed and measured values were very close to the theoretical prediction. An alternative definition of the derivative skewness in the full and the inertial range scales is examined to identify the effects of intermittency.

Real turbulent flows are often affected by external body forces that act differently on different scales. Buoyancy and Coriolis in geophysical flows, or Joule forces in magneto-hydrodynamic (MHD) flows cause flow anisotropization and strongly modify turbulence dynamics. The derivative skewness of the filtered velocity field with moving filtration cut-off may shed light on modification of spectral energy transport and vorticity dynamics by external forces. This modification was tested numerically in MHD flows with low magnetic Reynolds number. Results of direct numerical simulations will be presented.

REFERENCES

1. Sukoriansky S., Kit E., Zemach E., S. Midya and H.J.S. Fernando. Inertial range skewness of the longitudinal velocity derivative in locally isotropic turbulence // *Physical Review Fluids*. 2018. № 3. P. 114605.
2. Kit E., Hocut C., D. Liberzon, H.J.S. Fernando. Fine-scale turbulent bursts in stable atmospheric boundary layer in complex terrain // *J. Fluid Mech.* 2017. V. 833. P. 745.

ON THE TURBULENCE ENERGY PRODUCTION IN A LOCALIZED PUFF IN A PIPE

A. Yakhot

Department of Mechanical Engineering, Ben-Gurion University,
Beersheva 84105, Israel
yakhot@bgu.ac.il

In recently published paper [1], we analyzed turbulence in a localized puff for a threshold Reynolds number of $Re_m=2250$ before it expands in the streamwise direction into a slug. Direct numerical simulations have been carried out for an axially periodic pipe of the length $L=25D$. We assimilated a *snapshot-ensemble* of 10,000 snapshots to study the flow field inside a narrow moving window (co-moving reference frame) linked with a puff. At each time step, the center of the 4D-width window ($z=0$) has been associated with the location of the maximum energy of the transverse (turbulent) motion. In the current study, we present the results at the puff upstream edge vicinity, that is a sharp interface between the almost laminar and turbulent regions.

The cross-plane motion plays an important role in turbulence production. In the framework of the Reynolds decomposition turbulence modeling approach, the leading terms of the Reynolds-stress budget equations are:

$$P_{\overline{w}u_r} \approx -\overline{u_r^2} \frac{\partial \overline{w}}{\partial r}, \quad P_{\overline{w}^2} \approx -2\overline{w}u_r \frac{\partial \overline{w}}{\partial r}, \quad (1)$$

where $P_{\overline{w}u_r}$ and $P_{\overline{w}^2}$ denote the production of the Reynolds stress $\overline{w}u_r$ and the kinetic energy of the streamwise fluctuations \overline{w}^2 , respectively. Thus, from the point of view of sustaining the turbulence, the cross-plane radial motion, u_r , indicates the onset of turbulence energy production. Our results show that u_r -intensity and its pattern change very rapidly along the puff. In particular, at a distance of two diameters upstream of the puff trailing edge, u_r is almost zero. Downstream of the location of the maximum energy, within 2 diameters, in accordance with Eq. (1), the strong radial motion and high mean shear led to a rapid conversion of the kinetic energy from the fast almost laminar upstream flow into turbulence. Upstream of the puff interface, near the wall, for $y_+ < 14$, both, the radial movement and the Reynolds stresses are practically absent near the wall; this is also in accordance with the first equation in Eq. (1). On the other hand, the streamwise fluctuations (w_{rms}^+) decay insignificantly upstream from the puff trailing edge. Figures 1 and 2 show typical contours of the instantaneous radial (u_r) and fluctuating streamwise (w) velocity components. From figure 1, upstream of the puff trailing edge, at $z = -4D$, u_r is negligibly small. Further downstream, within a short pipe section of 2 diameters, $-2D \leq z \leq 0$, the strong radial motion (figure 3) and, apparently, high mean shear, led to a rapid conversion of kinetic energy from the fast, almost laminar upstream flow into turbulence. The radial motion decays very quickly, for the velocity profile flattens and it is no longer possible to extract energy from the mean flow. The streamwise fluctuations (w) decay insignificantly upstream from the puff (figures 2). On the other hand, the Reynolds stress practically absent near the wall (figure 4, $z = -4D$ and $z = 12D$ curves; the latter is due to the periodicity). Conceivable interpretation of this is that near the wall, at the final stage of laminarization, streamwise fluctuations and radial motion weakly correlate (small $\overline{w}u_r$), but the maintenance of streamwise turbulent fluctuations is possible due to a very high mean shear.

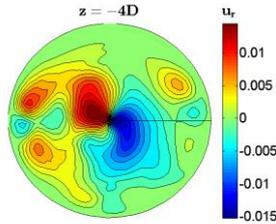


Figure 1

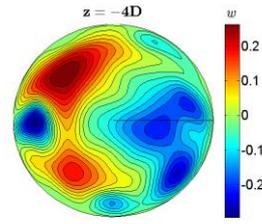


Figure 2

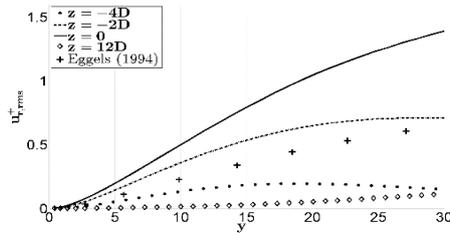


Figure 3

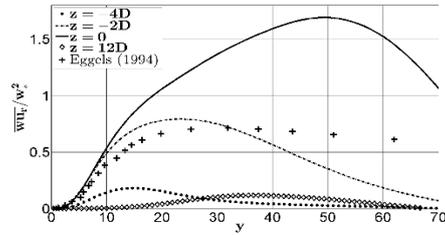


Figure 4

REFERENCES

1. Yakhot A., Feldman Y., Moxey D., Sherwin S., Karniadakis G. E. Turbulence in a localized puff in a pipe. *Flow, Turbulence and Combustion*. 2019. V. 103. P. 1–24.

Научное электронное издание

**Тезисы докладов, представленные на XXIV Международную конференцию
«Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и
турбулентность».**

Ответственные редакторы Н.В. Никитин, Н.В. Попеленская

Подписано в печать 20.10.2020 г.

Издательство Московского Университета, 2020.
119991, Москва, Ленинские горы, д.1, стр. 15 (ул. Академика Хохлова, 11).
Веб-сайт: <http://msupress.com>
Тел.: (495) 939-32-91. E-mail: secretary@msupress.com

http://hit-conf.imec.msu.ru/books/NeZaTeGiUs_2020.pdf