

Федеральное агентство научных организаций
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ МЕХАНИКИ
ИМ. С.А. ХРИСТИАНОВИЧА СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
(ИТПМ СО РАН)

УДК 532.526 : 533.6.011.55
№ госрегистрации 01201351885
Инв. № 16/16



УТВЕРЖДАЮ
Директор ИТПМ СО РАН
чл.-корр. РАН

А.Н. Шиплюк
«29» декабря 2016 г.

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ И НЕРАВНОВЕСНЫХ
ЯВЛЕНИЙ В ТЕЧЕНИЯХ ПРИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ
(заключительный)

Номер проекта в ИСГЗ ФАНО 0323-2014-0010

Приоритетное направление III.22. Механика жидкости, газа и плазмы,
многофазных и неидеальных сред, механика горения, детонации и взрыва

Программа ФНИ СО РАН III.22.6. Исследование физических проблем
управления до- сверх- и гиперзвуковыми течениями неравновесных газовых
и плазменных сред

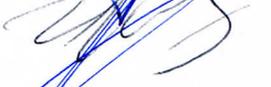
Протокол Ученого совета ИТПМ СО РАН
№ 12 от 01 декабря 2016 г.

Руководитель проекта
д.ф.-м.н.

А.Д. Косинов

Новосибирск 2016

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Г.Н.С., зав. лаб.		А.Д. Косинов (п.п. 2.3)
Г.Н.С.		С.А. Гапонов (п.п. 2.1, 2.2)
Г.Н.С.		<u>А.М. Харитонов</u> (п.п. 2.6, 2.7)
В.Н.С.		В.И. Лысенко (п.п. 2.5)
В.Н.С.		Н.В. Семёнов (п.п. 2.4)
В.Н.С.		Н.М. Терехова (п.п. 2.1)
С.Н.С.		Ю.Г. Ермолаев (п.п. 2.4, 2.5)
С.Н.С.		А.А. Желтоводов (п.п. 2.8, 2.9)
С.Н.С.		Б.В. Смородский (п.п. 2.1, 2.5)
С.Н.С.		А.М. Шевченко (п.п. 2.6)
Н.С.		Н.П. Адамов (п.п. 2.7)
Н.С.		Е.А. Пимонов (п.п. 2.9)
Н.С.		А.И. Семисынов (п.п. 2.4)
М.Н.С.		Г.Л. Колосов (п.п. 2.3)
М.Н.С.		А.В. Панина (п.п. 2.3)
М.Н.С.		А.С. Шмаков (п.п. 2.6)
вед. инж.		Е.А. Часовников (п.п. 2.7)
аспирант		А.Д. Дрясов (п.п. 2.4)
аспирант		А.Н. Семенов (п.п. 2.2)
аспирант		А.А. Яцких (п.п. 2.4, 2.5)

РЕФЕРАТ

Объем отчета: 136 стр., 109 рис., 3 табл., 3 прил.

Ключевые слова и словосочетания: устойчивость сверхзвукового пограничного слоя бинарной смеси, нелинейное взаимодействие возмущений, ламинарно-турбулентный переход, вихревой след за крылом в сверхзвуковом потоке, характеристики демпфирования конусов, активизация смещения спутных струй, взаимодействие скачков уплотнения с турбулентным пограничным слоем, пористость и шероховатость поверхности.

Объект исследования: нестационарные и неравновесные явления в течениях при обтекании элементов летательных аппаратов сверхзвуковым потоком.

Целью данного проекта является: исследование ламинарно-турбулентного перехода в сверхзвуковых пограничных слоях (ПС), отрыва турбулентного ПС, а также вопросов разрушения свободных сдвиговых слоев (следов и струй) при взаимодействии с ударными волнами (скачками уплотнения) и определение характеристик демпфирования спускаемых аппаратов.

В рамках проекта (2013-2016 гг.) выполнялись теоретические и экспериментальные исследования влияния свойств газа, поверхности и характера обтекания моделей на устойчивость и переход сверхзвуковых ПС, изучалось воздействие скачков уплотнения и энергоподвода на турбулентные сдвиговые слои, взаимодействие следов и струй с ударными волнами, совершенствовались методы нестационарной аэродинамики возвращаемых летательных аппаратов.

В результате выполнения работ по проекту впервые: исследовано влияние неоднородности течения на ламинарно-турбулентный переход сверхзвукового пограничного слоя; определены механизмы взаимодействия волн в трехмерном сверхзвуковом пограничном слое; изучена структура течения при взаимодействии вихревого следа за крылом с ударной волной, определены параметры смены режимов, выявлены критерии подобия и различия в процессах взаимодействия; исследованы характеристики пространственного турбулентного отрыва в окрестности аэродинамических управляющих поверхностей и на входе в воздухозаборники пространственного сжатия сверхзвуковых летательных аппаратов; развиты способы и обоснованы эффективные схемы активизации смещения сверхзвуковых струйных течений, с помощью локализованного импульсно-периодического энергоподвода, применительно к элементам ГПВРД и энергетическим установкам; развита методика испытаний по определению характеристик демпфирования спускаемых аппаратов.

Важнейший результат 2016 года. Впервые теоретически исследована устойчивость сверхзвукового пограничного слоя бинарной смеси. Установлено, что при вдуве в сверхзвуковой пограничный слой тяжелого газа можно увеличить число Рейнольдса перехода в несколько раз.

Важнейший результат проекта. Впервые в России создана уникальная динамическая установка свободных колебаний для определения аэродинамического демпфирования моделей возвращаемых космических аппаратов и моделирования критических режимов полета при антидемпфировании и автоколебаниях. На установке получены аэродинамические характеристики конуса и модели возвращаемого аппарата при сверхзвуковых скоростях. Произведена оценка погрешностей измерений.

Содержание

РЕФЕРАТ	3
Содержание	4
1. Введение	5
2. Основная часть отчета	11
2.1. Теоретическое исследование устойчивости пограничного слоя двухкомпонентной газовой смеси	11
2.2. Прямое численное моделирование взаимодействия продольной звуковой волны со сверхзвуковым пограничным слоем.	15
2.3. Экспериментальное исследование развития контролируемых возмущений в неоднородном пограничном слое на скользящем крыле при числе Маха $M=2, 2,5$	19
2.4. Экспериментальное исследование влияния числа Маха на восприимчивость сверхзвукового пограничного слоя на скользящем крыле.	27
2.5. Исследование совместного влияния пористости и шероховатости поверхности на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя к искусственным возмущениям	33
2.6. Исследование влияния числа Маха и угла атаки на распределение интегральных и пульсационных характеристик течения в вихревом следе за крылом в сверхзвуковом потоке.	40
2.7. Совершенствование методов экспериментального исследования в аэродинамических трубах демпфирующих характеристик моделей возвращаемых аппаратов.	47
2.8. Верификация численных расчетов методом LES пространственного отрыва турбулентного пограничного слоя в окрестности скользящего вдоль поверхности скачка уплотнения при числе Маха $M = 5$	70
2.9. Численные исследования возможностей активизации смешения спутных струй со сверхзвуковыми потоками в каналах с помощью локализованного импульсно-периодического энергоподвода	87
3. Заключение	99
4. Список использованных источников	101
5. Список работ, опубликованных по данному этапу	110
Приложение 1. Перечень статей, опубликованных по тематике проекта в 2016 г. в соответствии с государственным заданием	116
Приложение 2. Калибровочные измерения по поверке термоанемометра постоянного сопротивления СТА 2016 (v.2)	117
Приложение 3. Копия плана НИР	126

1. Введение

Настоящий отчет является заключительным по теме: **«Исследование нестационарных и неравновесных явлений в течениях при сверхзвуковых скоростях»**, по которой были представлены отчеты по этапам 2013, 2014, 2015 годов.

Современный этап развития авиакосмических летательных аппаратов (ЛА) существенно зависит от накопления знаний о нестационарных и, как правило, неравновесных явлениях, возникающих на разных фазах полета. Это связано, с одной стороны, с повышенными требованиями к безопасности их эксплуатации, и, с другой стороны, с особенностями проектирования таких аппаратов и достижением необходимых летных характеристик по надежности и экономичности. Как правило, этому соответствуют комплексные, расчетно-экспериментальные исследования, однако сложность возникающих проблем не всегда позволяет следовать каким-то испытанным путем.

ИТПМ СО РАН является единственным институтом ФАНО, обладающим аэродинамической базой для изучения нестационарных эффектов, возникающих при обтекании элементов летательных аппаратов. В частности, в области сверхзвуковых скоростей потока коллектив проекта имеет приоритеты в теоретико-экспериментальном исследовании задач гидродинамической устойчивости и перехода не только в стране, но и в Мире и до сих пор находится в числе лидеров по этим вопросам.

В предыдущие годы успешно решались как фундаментальные задачи, так и вопросы, связанные с практикой. Однако это не снимает остроту некоторых из них. Вопросы, связанные с переходом и турбулентностью в трехмерных течениях, усложняются при взаимодействии скачков уплотнения с пристенным течением, а воздействие внешних возмущений (вихревых или энтропийных) на головные ударные волны приводят к проблемам в оценке аэродинамических характеристик, управляемости или нерасчётным режимам работы силовых частей ЛА.

Внимание исследователей проблеме перехода при сверхзвуковых скоростях уделяется уже около 60-ти лет. Тем не менее, она исследована недостаточно из-за ее сложности. Известно, что возникновение турбулентности связано с устойчивостью исходного ламинарного течения. Асимптотическая линейная теория устойчивости сверхзвуковых пограничных слоев сформулирована еще в конце сороковых годов прошлого столетия Линем. В работах Мэка (США, 1969), Гапонова С.А., Маслова А.А.

(СССР, в 70-х гг.), Жигулева В.Н., Тумина А.М. (СССР, в 80-х гг.), получены численные результаты по линейной устойчивости, и относительно недавно, по нелинейной устойчивости (Гапонов С.А., РФ, Тумин А.М., Фазель Г., оба – США, в 90-х гг.). Первые в СССР детальные эксперименты по изучению линейной устойчивости в сверхзвуковых пограничных слоях на плоских пластинах и конусах поставлены в ИТПМ СО АН Масловым А.А. в 80-х гг. В 90-х гг. Косиновым А.Д., выполнены первые эксперименты по нелинейной устойчивости двухмерного сверхзвукового пограничного слоя, а Левченко В.Я., Косиновым А.Д. и Семеновым Н.В. начато экспериментальное изучение устойчивости трехмерных сверхзвуковых пограничных слоев.

В последние полтора десятилетия, наряду с традиционным волновым подходом в расчетно-экспериментальном исследовании возникновения турбулентности в экспериментах стал применяться статистический метод анализа развития пульсаций, который позволяет рассматривать проблему возникновения турбулентности и само турбулентное течение с одних позиций. Эти два подхода удачно дополняют друг друга. Использование статистического метода позволило впервые установить смену режимов линейного и нелинейного развития возмущений при ламинарно-турбулентном переходе пограничных слоёв по анализу плотности распределений для амплитуд естественных пульсаций. Таким образом, экспериментально была доказана важность использования подходов линейной теории гидродинамической устойчивости при анализе процессов естественного перехода в пограничных слоях. Однако до сих пор, эти пионерские исследования не привели к установлению необходимых для практики критериев предсказания перехода, поскольку в них использовались упрощенные модели, достаточные для развития и проверки теории устойчивости, но не позволяющие дать нужный по точности прогноз по числам Рейнольдса перехода на актуальных натуральных объектах.

С практической точки зрения важно изучить неустойчивость сверхзвукового пространственного пограничного слоя, который возникает при обтекании поверхностей летательных аппаратов, в частности, стреловидных крыльев. Исследований по устойчивости сверхзвукового трехмерного пограничного слоя все еще мало. В рамках проекта удалось скоординировать усилия для построения надежной модели нелинейного взаимодействия волн в трехмерных сверхзвуковых пограничных слоях. Получены новых результаты по нелинейной неустойчивости трехмерного сверхзвукового пограничного слоя мирового уровня.

В последнее время большое внимание уделяется влиянию свойств поверхности модели на ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое. Нами изучалась устойчивость на пористой поверхности, и начаты ее исследования на гибкой поверхности, которые продолжались в рамках настоящего проекта. Нас интересует новый раздел гидродинамической устойчивости: устойчивость пограничного слоя при наличии химических реакций. Как первый шаг в этом направлении выполнено исследование устойчивости течений в пограничном слое двухкомпонентного газа.

Отрыв турбулентного пограничного слоя, а также разрушение свободных сдвиговых слоев (следов и струй) при взаимодействии со скачками уплотнения существенно влияют на эффективность органов управления, на процессы смешения в камерах сгорания, аэродинамическое сопротивление, тепловые и динамические нагрузки. Отсутствие надежных методов прогнозирования пространственного турбулентного отрыва и сложных турбулентных течений, возникающих в окрестности элементов летательных аппаратов и компоновок в целом остается сложной задачей, решению которой было уделено много внимания в данном проекте.

Актуальными признаются исследования турбулентных отрывных течений, возникающих в окрестности скачков уплотнения, а также поиск эффективных способов управления ими и свободными сдвиговыми слоями с целью интенсификации их смешения с внешним сверхзвуковым потоком. Это один из принципиальных вопросов, определяющих перспективу дальнейшего развития гиперзвуковых прямоточных воздушно-реактивных двигателей (ГПВРД), а также повышения эффективности энергетических установок.

Общепризнана сложность предсказания свойств именно пространственного турбулентного отрыва. Расчеты на основе осредненных по Рейнольдсу (или Фавру) уравнений Навье–Стокса (RANS) с полуэмпирическими моделями турбулентности – пока единственный реальный математический подход для решения прикладных задач при высоких числах Рейнольдса, поскольку прямое численное моделирование крупных вихрей (LES) и гибридные методы (RANS/LES) применимы лишь при низких его значениях.

Предложенная в предыдущем проекте идея использования локализованного импульсно-периодического энергоподвода с реализацией эффекта неустойчивости Рихтмаера–Мешкова на скачках для интенсификации смешения свободных сдвиговых слоев со сверхзвуковыми потоками является альтернативой известным способам, исследуемым в мире.

Отмеченные выше задачи относятся к числу приоритетных направлений, успешно развиваемых в ИТПМ СО РАН, а полученные в этой области результаты получили мировое признание.

Актуальность исследования взаимодействия ударных волн с различного типа неоднородностями потока определяется эффектами существенного изменения газодинамической структуры течения. При взаимодействии вихревой системы, образующейся в следе за элементами летательного аппарата, с ударными волнами это изменение при определенных условиях сопровождается разрушением вихревой схемы, включая взрыв вихря, что может приводить к неблагоприятным последствиям при эксплуатации летательного аппарата. Одним из результатов взаимодействия сильных ударных волн с локальными неоднородностями потока является разрушение течения с появлением дозвуковой области и возможным образованием рециркуляционной зоны. Эти явления могут оказывать негативное воздействие, например, на эффективность сжатия потока в воздухозаборнике авиационного двигателя. С другой стороны, они могут быть использованы для управления процессами стабилизации пламен и для интенсификации смешения топлива с воздухом.

Создаваемые возвращаемые космические аппараты, при выходе или сходе с орбиты должны обладать статической и динамической устойчивостью. Достоверную информацию о характеристиках динамической устойчивости возвращаемых космических аппаратов можно получить путем испытаний моделей в аэродинамических трубах. Определение аэродинамического демпфирования моделей спускаемых аппаратов при сверх-, и особенно, при гиперзвуковых скоростях, связано с большими трудностями, обусловленными малым демпфированием моделей, большим лобовым сопротивлением, малыми размерами и другими факторами. Для создания такой методики с оценкой погрешностей эксперимента в проекте использована эталонная модель с известными аэродинамическими характеристиками. В качестве модели был выбран конус и изучено влияние числа Маха, угла атаки на демпфирующие характеристики.

Целью данного проекта являлось:

Исследование ламинарно-турбулентного перехода в сверхзвуковых пограничных слоях, отрыва турбулентного пограничного слоя, а также вопросов разрушения свободных сдвиговых слоев (следов и струй) при взаимодействии с ударными волнами (скачками уплотнения) и определение характеристик демпфирования спускаемых аппаратов.

Все исследования в рамках проекта условно разделены на два блока:

1. Теоретические и экспериментальные исследования влияния свойств газа, поверхности и характера обтекания моделей на устойчивость и ламинарно-турбулентный переход сверхзвуковых пограничных слоев. (2013–2016).

2. Исследование воздействия скачков уплотнения и энергоподвода на турбулентные сдвиговые слои. Взаимодействие следов и струй с ударными волнами. Нестационарная аэродинамика возвращаемых летательных аппаратов. (2013-2016).

Цель проекта имеет научное и прикладное значение и соответствует направлению п.7. из перечня «Приоритетные направления развития науки, технологий и техники в Российской Федерации», а её достижение способствует развитию критических технологий 23 и 24 из Перечня критических технологий Российской Федерации (утв. Указом Президента РФ от 7 июля 2011 г. N 899).

Содержание работы и задачи этапа 2016 года тесно связаны с предыдущими этапами. Решались следующие задачи.

По первому блоку:

1. Теоретически исследовать устойчивость пограничного слоя двухкомпонентной газовой смеси.
2. Провести прямое численное моделирование взаимодействия продольной звуковой волны со сверхзвуковым пограничным слоем
3. Экспериментальное исследование развития контролируемых возмущений в неоднородном пограничном слое на скользящем крыле при числе Маха $M=2, 2,5$.
4. Экспериментальное исследование влияния числа Маха на восприимчивость сверхзвукового пограничного слоя на скользящем крыле.
5. Исследование совместного влияния пористости и шероховатости поверхности на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя к искусственным возмущениям.

По второму блоку:

1. Исследовать влияние числа Маха и угла атаки на распределение интегральных и пульсационных характеристик течения в вихревом следе за крылом в сверхзвуковом потоке.
2. Совершенствование методов экспериментального исследования в аэродинамических трубах демпфирующих характеристик моделей возвращаемых аппаратов.

3. Провести верификацию численных расчетов методом LES пространственного отрыва турбулентного пограничного слоя в окрестности скользящего вдоль поверхности скачка уплотнения при числе Маха $M = 5$.
4. Провести численные исследования возможностей активизации смешения спутных струй со сверхзвуковыми потоками в каналах с помощью локализованного импульсно-периодического энергоподвода.

2. Основная часть отчета

Основная часть отчета посвящена преимущественно отчету по этапу 2016 года с итоговым обобщением по всему проекту.

2.1. Теоретическое исследование устойчивости пограничного слоя двухкомпонентной газовой смеси.

(Гапонов С.А., Смородский Б.В., Терехова Н.М.)

Аннотация. Проведено теоретическое исследование линейной устойчивости сверхзвукового пограничного слоя бинарной смеси при числах Маха $M = 2$ и 3 . Предполагалось, что газы различных молекулярных масс вдувались в пограничный слой воздуха через пористую поверхность. Установлено, что малые нормы вдува легкого газа с умеренными теплоемкостями дестабилизируют поток. Показано, что действие впрыска тяжелого газа подобно действию охлаждения стенки, и приводит к повышению устойчивости пограничного слоя и затягиванию ламинарно-турбулентного перехода. На основе N -метода установлено, что при вдуве в сверхзвуковой пограничный слой тяжелого газа можно увеличить число Рейнольдса перехода в несколько раз. Например, при числе Маха $M = 2$ и расходе тетрахлорметана, составляющем менее $0,005\%$ относительно внешнего массового воздушного потока, протяженность ламинарного участка увеличивается примерно в 5 раз.

Впервые проведено теоретическое исследование влияния инъекции в сверхзвуковой пограничный слой различных газов на его устойчивость и ламинарно-турбулентный переход при числе Маха $M = 2$.

Полученные результаты заполняют пробел в исследованиях по устойчивости сверхзвукового пограничного слоя бинарной смеси газов и опубликованы в серии работ [1-6].

Коэффициенты вязкости и теплопроводности чистых газов, а также коэффициент диффузии инжектируемого газа рассчитывались с помощью потенциала Леннарда-Джонса в рамках кинетической теории. Вязкость и теплопроводность смеси были определены по правилу смеси Вильке. В расчетах теплопроводности, кроме того, учитывалась поправка Эйкина. Краевая задача для уравнений пограничного слоя бинарной смеси решалась численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка. Решение линеаризованных безразмерных уравнений движения вязкой теплопроводной бинарной газовой смеси искалось в виде $q' = \tilde{q}(\bar{y}) \exp[i\alpha(X - C\tau) + i\beta Z]$. В результате были получены уравнения на амплитуды возмущений:

$$i\alpha(\bar{U} - C)\tilde{\rho} + \frac{d\bar{\rho}}{d\bar{y}}\tilde{v} + \bar{\rho}\left(i(\alpha\tilde{u} + \beta\tilde{w}) + \frac{d\tilde{v}}{d\bar{y}}\right) = 0, \quad \bar{\rho}\left(i\alpha(\bar{U} - C)\tilde{u} + \frac{d\bar{U}}{d\bar{y}}\tilde{v}\right) = -\frac{i\alpha\tilde{p}}{\gamma_e M_e^2} + \frac{\bar{\mu}}{\text{Re}} \frac{d^2\tilde{u}}{d\bar{y}^2},$$

$$\bar{\rho}i\alpha(\bar{U} - C)\tilde{v} = -\frac{1}{\gamma_e M_e^2} \frac{d\tilde{p}}{d\bar{y}}, \quad \bar{\rho}i\alpha(\bar{U} - C)\tilde{w} = -\frac{i\beta\tilde{p}}{\gamma_e M_e^2} + \frac{\bar{\mu}}{\text{Re}} \frac{d^2\tilde{w}}{d\bar{y}^2},$$

$$i\alpha(\bar{U} - C)\tilde{c} + \frac{d\bar{c}}{d\bar{y}}\tilde{v} = \frac{\bar{\mu}}{\text{Re Sm}} \frac{d^2\tilde{c}}{d\bar{y}^2},$$

$$\bar{\rho}\left(i\alpha(\bar{U} - C)\tilde{h} + \frac{d\bar{h}}{d\bar{y}}\tilde{v}\right) = \frac{\gamma_e - 1}{\gamma_e} i\alpha(\bar{U} - C)\tilde{p} + \frac{\bar{\mu}}{\text{Re Pr}} \frac{d^2\tilde{h}}{d\bar{y}^2} + \frac{\bar{\mu}}{\text{Re}} (\bar{h}_1 - \bar{h}_2) \left(\frac{1}{\text{Sm}} - \frac{1}{\text{Pr}}\right) \frac{d^2\tilde{c}}{d\bar{y}^2}.$$

Система уравнений решалась со следующими однородными граничными условиями:

$$\left(u, w, h, f_w c - \bar{\rho}_w \bar{D}_{12} \frac{dc}{dY}\right) = 0 \text{ при } Y=0, \quad (u, w, h, c) \rightarrow 0 \text{ при } (Y \rightarrow \infty).$$

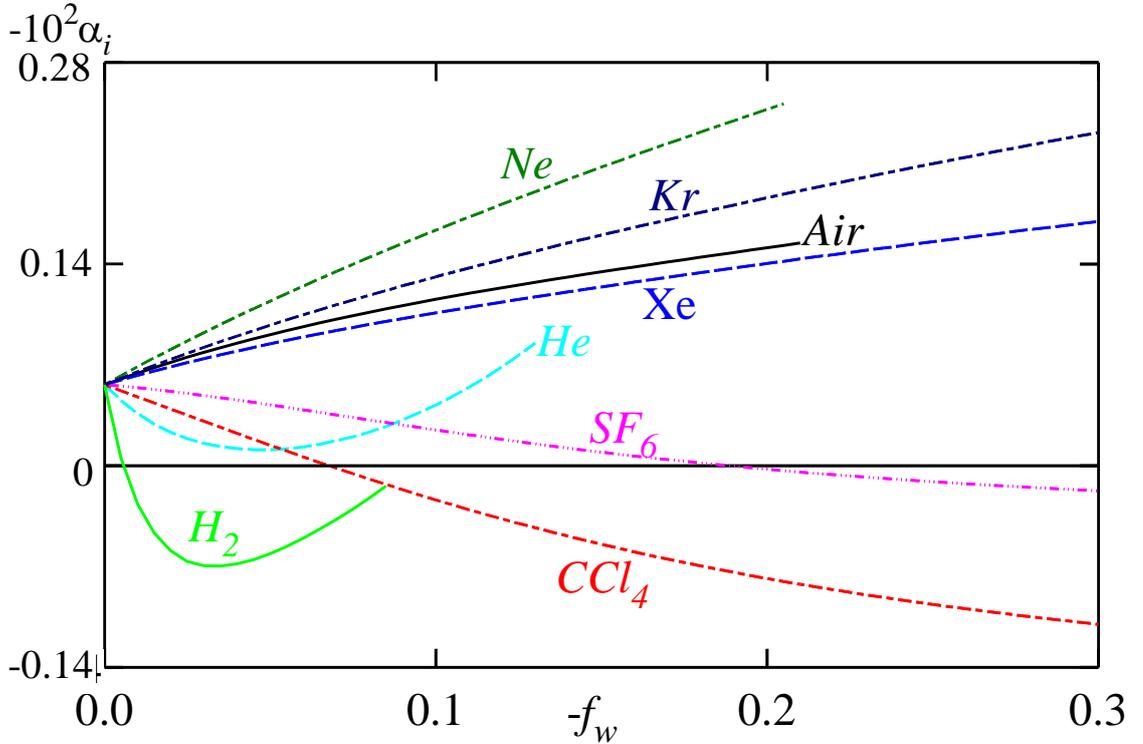


Рис. 1: Степень пространственного усиления в зависимости от степени вдува различных газов; $Re = 720$, $F = 35 \times 10^{-6}$. $H_2(2)$, $He(2)$, $Ne(20)$, $Air(29)$, $Kr(84)$,

$$Xe(131), SF_6(146), CCl_4(154). \text{ Здесь } -f_w = \frac{\rho_w V_w}{\rho_\infty V_\infty} \sqrt{Re_{x,tr}}.$$

Зависимости степеней усиления двумерных возмущений от нормы вдува различных газов для $M = 2$ показаны на рис. 1, в скобках приведен молекулярный вес соответствующего газа. Можно заметить, вдув воздуха и легких газов, таких как неон (Ne) приводит к монотонному увеличению темпов роста возмущений с увеличением впрыска, что говорит о

дестабилизации течения. Инъекция тяжелых инертных газов, таких как ксенон (Xe) также дестабилизирует течение. Причиной этого является низкая удельная теплоемкость ксенона по сравнению с теплоемкостью воздуха, что приводит к существенному росту температуры у стены. При норме вдува $f_w < 0,05$ газов с низкими молекулярными массами, например, гелия (He) или водорода (H₂), наблюдается стабилизация течения. Дальнейший рост степени впрыска приводит к дестабилизации. Такое поведение объясняется противоположным действием двух факторов – низкого молекулярного веса вдуваемого газа и его высокой удельной теплоемкости. Из этих данных можно заметить, что инъекция тяжелого газа с удельной теплоемкостью близкой к теплоемкости воздуха, например, тетрахлорметана (CCl₄) или серы гексафторида (SF₆), приводит к монотонному снижению степени усиления возмущений, т. е. к стабилизации пограничного слоя.

Таким образом, можно сделать вывод, что при одинаковой теплоемкости с воздухом вдув тяжелого газа способствует стабилизации пограничного слоя, а вдув легкого газа способствует дестабилизации пограничного слоя.

Пространственные степени усиления трехмерных возмущений для $M = 3$ при разных значениях нормы вдува CCl₄ показаны на рис. 2. Видно, что степени усиления трехмерных возмущений в отсутствие инъекции (верхняя кривая) выше степеней усиления при вдуве CCl₄, и достигают максимального значения при угле наклона волнового вектора 63 градуса. Степени роста этой волны почти в 18 раз выше, по сравнению со случаем двумерных волн. Увеличение степени впрыска CCl₄ приводит к монотонному снижению степеней усиления возмущений для всех значений угла ориентации. Из рис. 2 можно увидеть, что при $-f_w = 0,2$ достигается полная стабилизация пограничного слоя независимо от ориентации волнового вектора.

Теория линейной устойчивости дает возможность оценить положение ламинарно-турбулентного перехода с помощью хорошо известного e^N -метода. Согласно этому методу переход происходит в положении, где коэффициент усиления возмущений достигает определенного порога e^N , где

фактор $N = - \int_{Re_0}^{Re_r} 2 \operatorname{Im}(\alpha) d Re$ имеет определенное значение. Так как амплитуды

и спектры внешних возмущений различаются в разных аэродинамических трубах и в полете, переход появляется при разных значениях N . Поэтому расчеты числа Рейнольдса перехода проводились для различных значений N .

Результаты таких расчетов при вдуве тетрахлорметана (CCl₄) представлены на рис. 3. Можно увидеть, что изменение коэффициента впрыска от нуля до $-f_w = 0,2$ приводит к увеличению числа Рейнольдса

перехода Re_{tr} больше, чем в два раза (независимо от значения N). Это соответствует пятикратному увеличению протяженности ламинарного участка.

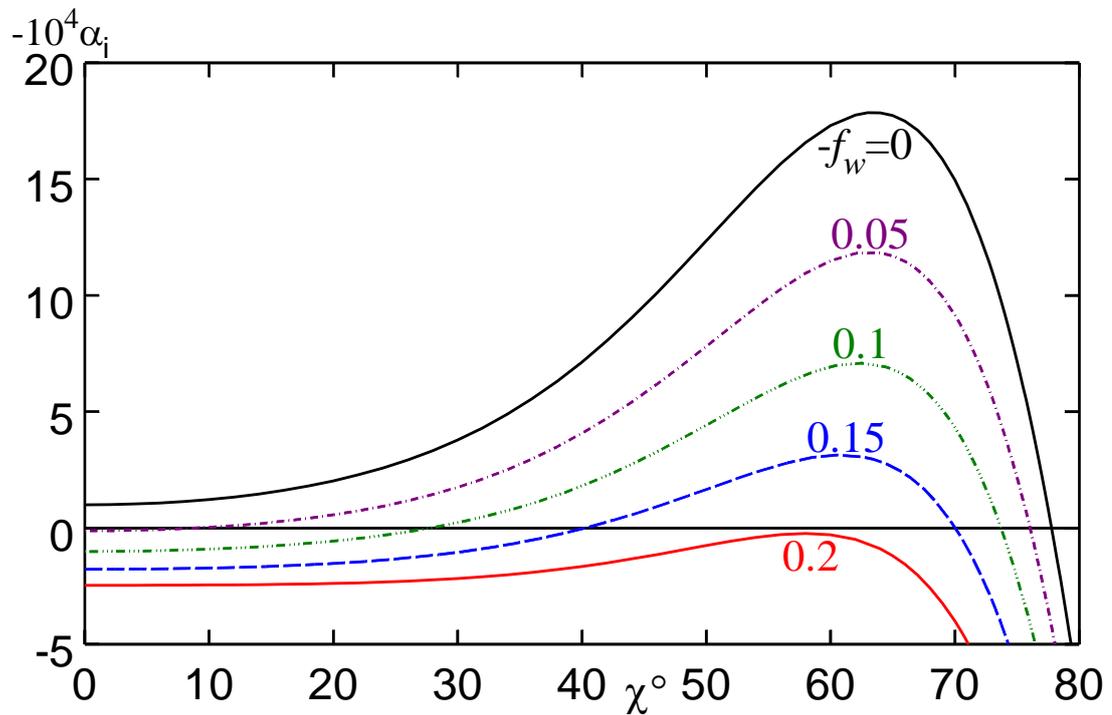


Рис. 2. Пространственные степени усиления трехмерных возмущений для $M = 3$ при разных значениях нормы вдува CCl_4 .

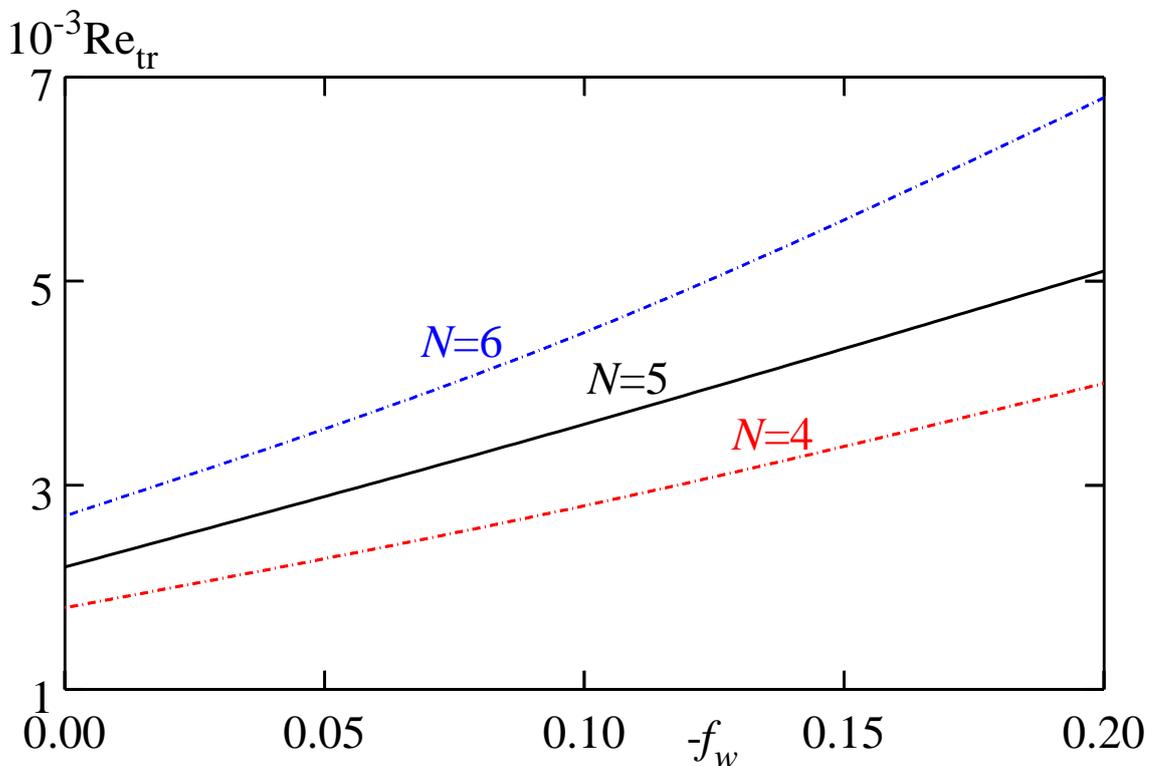


Рис. 3. Число Рейнольдса перехода в зависимости от нормы вдува тетрахлорметана, $M = 2$.

2.2. Прямое численное моделирование взаимодействия продольной звуковой волны со сверхзвуковым пограничным слоем.

(Гапонов С.А., Семенов А.Н.)

Аннотация. Проведено прямое численное моделирование взаимодействия продольной звуковой волны со сверхзвуковым пограничным слоем при числе Маха 2. Задача решена в линейном приближении относительно возмущений, возбужденных акустической волной. Численное моделирование было проведено с использованием программного комплекса ANSYS. Проведено сопоставление результатов численного моделирования с данными линейной теории гидродинамической устойчивости в плоскопараллельном приближении и получено хорошее согласование результатов вблизи стенки. Установлено, что фазовая скорость возбужденных в пограничном слое колебаний соответствует волнам Толлмина-Шлихтинга. Наиболее интенсивные колебания пограничного слоя возбуждаются наклонными волнами.

Результаты численного моделирования взаимодействия пограничного слоя с акустическими волнами получены при числе Маха $M_\infty = 2$, числе Прандтля $Pr = 0,72$, коэффициенте адиабаты $\gamma = 1,4$. Зависимость динамической вязкости от температуры была принята в соответствии с законом Сазерленда.

Взаимодействие скользящей вдоль поверхности монохроматической звуковой волны с пограничным слоем схематично показано на рис. 4.

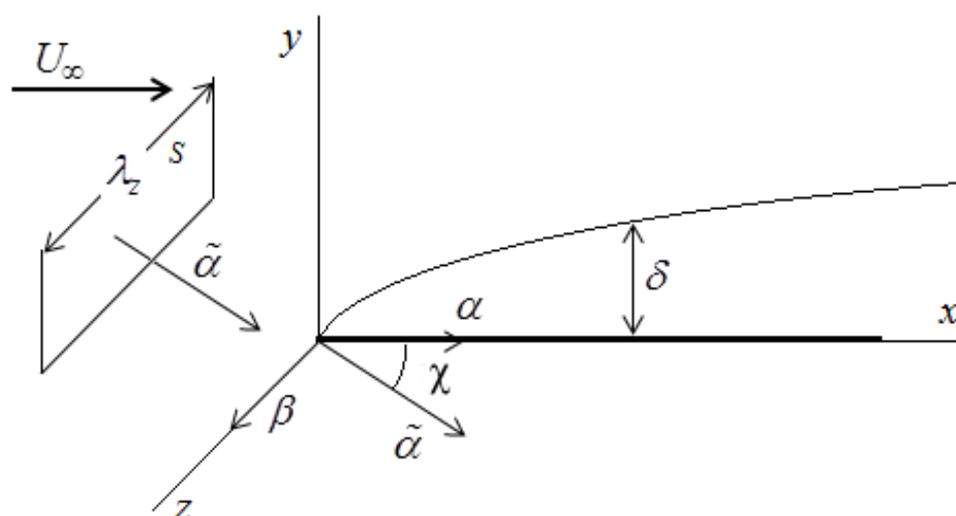


Рис. 4. Постановка задачи.

На входе и на верхней стороне расчетной области параметры возмущений задавались в виде:

$$p^* = p_\infty^* + A p_\infty^* \cos(\alpha x + \beta z - \omega t)$$

$$T^* = T_\infty^* + AT_\infty^* \frac{\gamma - 1}{\gamma} \cos(\alpha x + \beta z - \omega t)$$

$$u^* = u_\infty^* + A \sqrt{\frac{RT_\infty^*}{\gamma}} \cos(\chi) \cos(\alpha x + \beta z - \omega t)$$

$$v^* = A \sqrt{\frac{RT_\infty^*}{\gamma}} \sin(\chi) \cos(\alpha x + \beta z - \omega t)$$

$$M_\infty = \sqrt{(u^{*2} + v^{*2})/\gamma RT^*}$$

Волновые числа компонент волнового вектора задавались в виде:

$$\alpha = \tilde{\alpha} \cos(\chi), \beta = \tilde{\beta} \sin(\chi)$$

$$\tilde{\alpha} = \omega / [(M_\infty \cos(\chi) - 1) \sqrt{\gamma RT_\infty^*}]$$

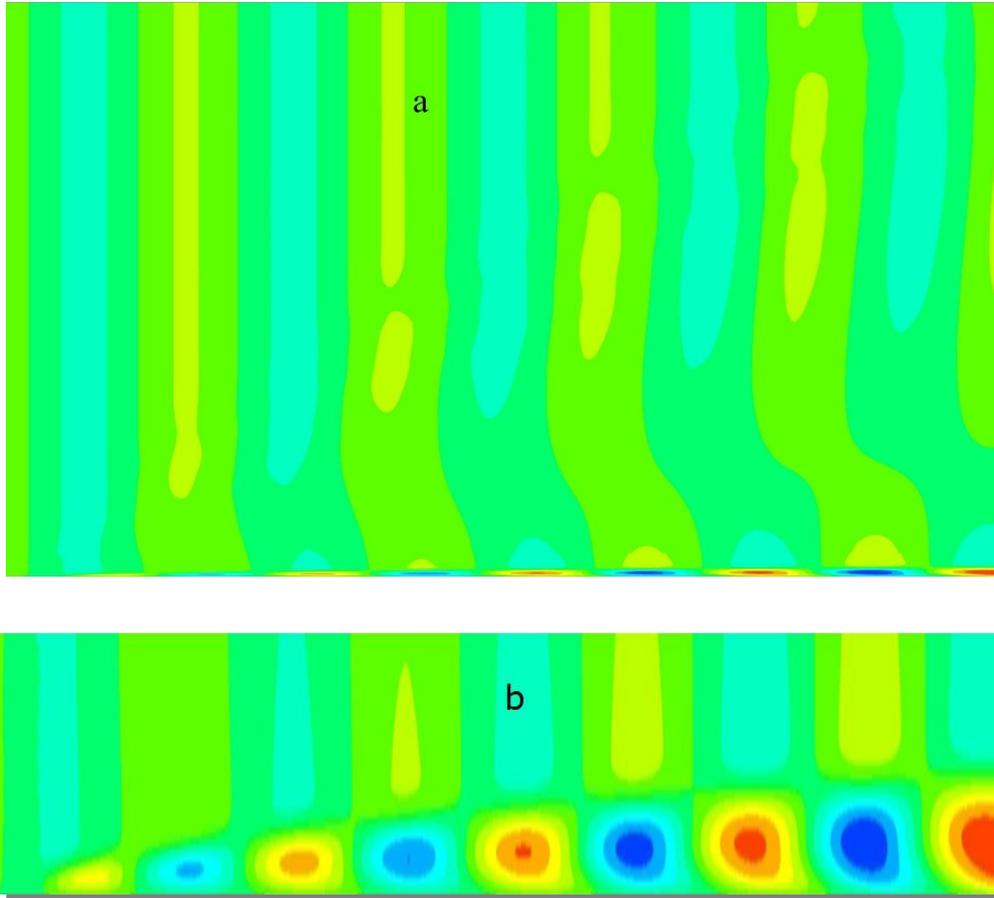


Рис. 5. Диаграмма мгновенной скорости возмущения, вызванной плоской внешней акустической волной

На рис. 5а показана диаграмма мгновенной скорости возмущений, вызванных плоской внешней акустической волной ($F = 0,445 \cdot 10^{-4}$) и углом наклона волны равным нулю в области между поверхностью пластины и верхней границей расчетной области.

Более подробно структура вблизи пластины показана на рис. 5b. Можно увидеть, что на некотором расстоянии от начала пластины периодическая структура под ударной волной практически совпадает со структурой выше ударной волны. Это говорит о слабом влиянии ударной волны на акустику. В пограничном слое (рис. 5b) наблюдается почти периодическая структура с периодом немного большим в сравнении с периодом внешней волны. Из этого следует, что фазовая скорость превышает значение $u_e^* \left(1 - \frac{1}{M_e}\right)$, что соответствует собственным колебаниям (волны Толлмина-Шлихтинга). Наряду с сильным изменением интенсивности возмущений скорости в пограничном слое наблюдается слабая зависимость амплитуды возмущений в области между ударной волной и внешней границей пограничного слоя.

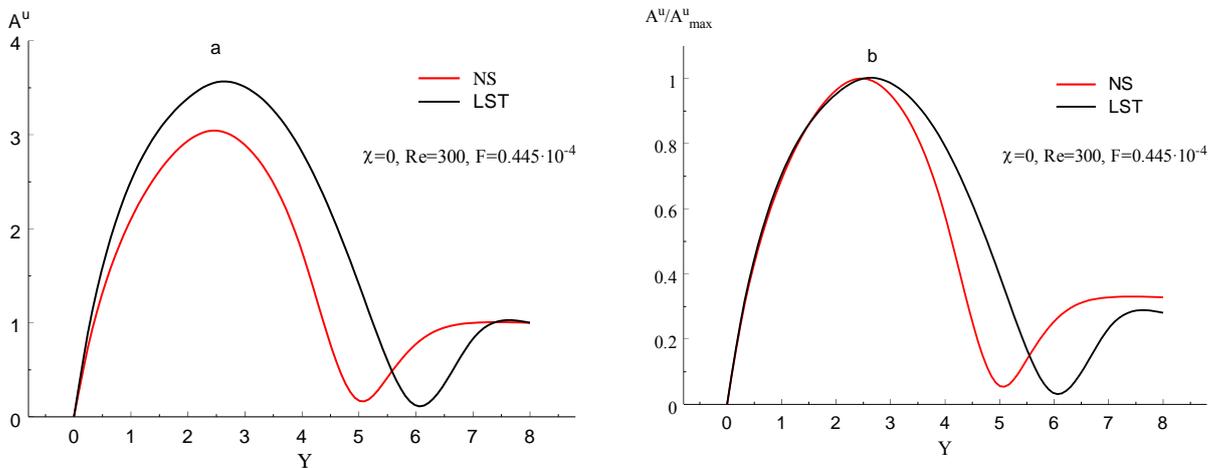


Рис. 6. Распределение амплитуды колебаний продольной скорости, отнесенные к ее значению при $Y^* = 8$ (a) и максимуму (b).

В целях подтверждения надежности расчетной схемы проводилось сопоставления численных результатов с данными линейной теории гидродинамической устойчивости в плоскопараллельном приближении. Такое сравнение для амплитуды колебаний продольной скорости, отнесенной к значению на границе пограничного слоя $Y^* = \frac{y}{\delta} = 8$ при $Re = 300$, $F = \frac{\omega \rho_\infty^* u_\infty^{*2}}{\mu_\infty^*} = 0,445 \cdot 10^{-4}$ показано на рис. 6a. В целом, соответствие результатов приближенного метода (на основе уравнений устойчивости для низких частот колебаний) с данными прямого численного моделирования можно считать удовлетворительным. Если нормализовать решения на соответствующие максимумы (рис. 6b), можно говорить о хорошем совпадении результатов возле стены.

Зависимость амплитуды максимального возмущения полной скорости $\tilde{u}'^* = u'^* \cos(\chi) + w'^* \sin(\chi)$ в пограничном слое A_{max}^u от числа Рейнольдса

при разных углах наклона волн показана на рис. 7 ($F = 0,445 \cdot 10^{-4}$). При небольших углах наклона волн амплитуда монотонно увеличивается, по крайней мере, до $Re = 500$. С увеличением угла наклона волн ($\chi = 30^\circ$) существует максимум в этой зависимости. Он смещен к передней кромке пластины с увеличением угла χ . Увеличение амплитуды в области Рейнольдса чисел $Re > 450$ связано с неустойчивостью пограничного слоя.

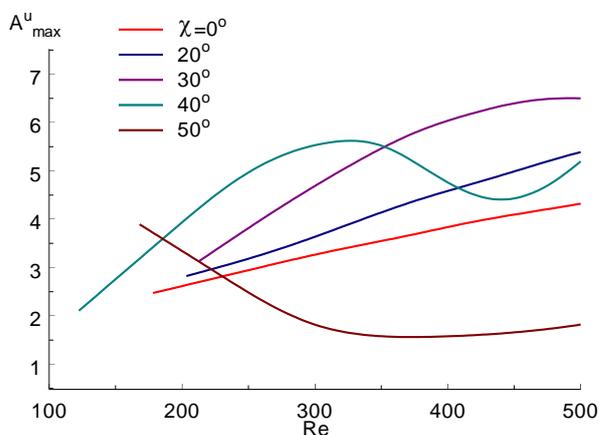


Рис. 7. Зависимость максимальной амплитуды полной скорости от числа Рейнольдса (разные углы наклона волн)

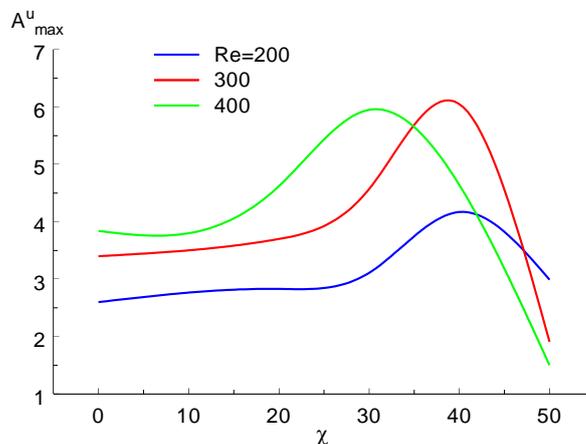


Рис. 8. Зависимость максимальной амплитуды от угла наклона волн при разных числах Рейнольдса

Зависимость максимальной амплитуды от угла наклона волн при фиксированных числах Рейнольдса показана на рис. 8. Из этих данных отчетливо видно, что наклонные волны приводят к возбуждению более интенсивных колебаний в пограничном слое в сравнении со случаем прямой волны.

Результаты исследования опубликованы в серии работ [7-9].

2.3. Экспериментальное исследование развития контролируемых возмущений в неоднородном пограничном слое на скользящем крыле при числе Маха $M=2, 2,5$.

(Косинов А.Д., Панина А.В., Колосов Г.Л.)

Аннотация. В результате технических мероприятий по модернизации аэродинамической трубы Т-325 удалось улучшить качество потока в рабочей части при числе Маха 2,5. Это позволило впервые экспериментально в одних и тех же условиях контролируемого эксперимента исследовать порождение и развитие волнового поезда в поперечно-модулированном трехмерном сверхзвуковом пограничном слое при числах Маха 2 и 2,5. Показана возможность стабилизации развития возмущений в сверхзвуковом поперечно-модулированном пограничном слое скользящего крыла.

Постановка экспериментов.

Эксперименты выполнялись в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН при числах Маха 2 и 2,5 на скользящем крыле с углом скольжения 45° [10]. Модель жестко крепилась по горизонтали в центральной плоскости рабочей части трубы под нулевым углом атаки. Модель тонкого крыла имела плоско-выпуклый профиль.

Для введения в сверхзвуковой пограничный слой контролируемых возмущений применялся локализованный источник. Отверстие для введения контролируемых возмущений находилось на расстоянии $56,6 \pm 0,25$ мм от передней кромки вдоль центральной линии модели. Регулируемое расстояние между двумя электродами позволяло изменять как мощность тлеющего разряда, так и спектральный состав начальных возмущений.

Для измерений средних и пульсационных характеристик потока использовался термоанемометр постоянного сопротивления [11]. Датчики термоанемометра изготавливались из вольфрамовой нити диаметром 10 мкм и длиной 1,5 мм. Величина перегрева нити была приблизительно равна 0,8, вследствие этого можно утверждать, что более чем на 90% пульсационная составляющая сигнала состояла из пульсаций массового расхода. Движение датчика по поперечной координате происходило при фиксированном удалении от поверхности модели. В крайнем положении датчика по поперечной координате проверялось выполнение условия постоянства массового расхода.

Исследования проводились при единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 5 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ для числа Маха 2 и при единичном числе Рейнольдса $Re_1 = (5 \text{ и } 8,5) \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ для числа Маха 2,5. Такие условия выбраны с целью

получить: в первом случае одинаковые единичные числа Рейнольдса в сравнении с числом Маха 2, что соответствует полету с набором скорости и высоты, а во втором случае одинаковые величины статического давления в сравнении с числом Маха 2, что соответствует полету с набором скорости на одной высоте. В каждом из выбранных режимов течения эксперименты проводились как на гладком крыле (без шероховатостей), так и на крыле с шероховатостями.

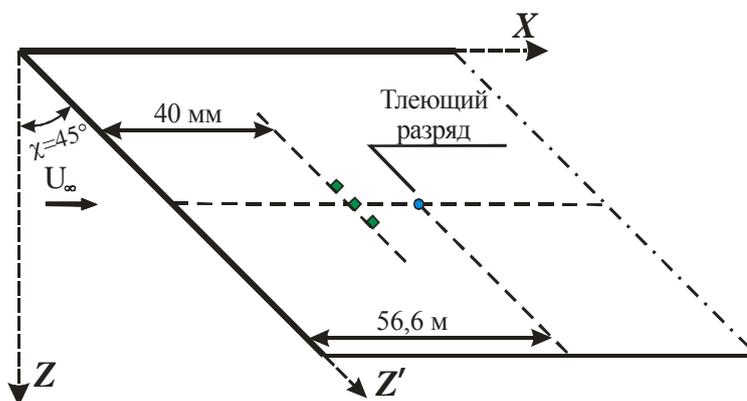


Рис. 9. Схема эксперимента.

Постановка экспериментов показана на рис. 9. Для создания поперечной неоднородности течения в пограничном слое скользящего крыла использовались три квадратных элемента шероховатости $3 \text{ мм} \times 3 \text{ мм}$, толщиной 60 микрон, расстояние между центрами наклеек 6 мм [12]. Центральный элемент шероховатости находился на линии разряда. Ранее получено, что в экспериментах с шероховатостями, расположенными с шагом 6 мм, наблюдается наименьшая скорость роста возмущений основной и субгармонической частоты, поэтому размер и расстояние между центрами наклеек были аналогичны [13]. Электрическая мощность источника возмущений была одинаковой во всех сериях экспериментов, как на гладком скользящем крыле, так и на скользящем крыле с шероховатостями.

Результаты на гладком скользящем крыле.

Сравнения распределений амплитуды пульсаций массового расхода контролируемых возмущений субгармонической и основной частоты в зависимости от координаты z' в начальном сечении $x' = 14,1 \text{ мм}$ приведены на рис. 10 и 11. Из этих данных можно видеть, что при фиксированном единичном числе Рейнольдса с увеличением числа Маха эффективность источника возмущений уменьшается приблизительно в 1,5 раза для возмущений субгармонической частоты и приблизительно в 2 раза для пакета волн основной частоты.

Сравнения распределений амплитуды пульсаций массового расхода контролируемых возмущений субгармонической и основной частоты в зависимости от координаты z' в контрольном сечении $x' = 35,4$ мм приведены на рис. 12 и 13. Из этих графиков можно видеть, что волновой пакет на субгармонической и основной частоте развивается вниз по потоку почти линейно для случаев $M = 2$ и $2,5$ и $Re_1 = 5 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$. При данной электрической мощности разряда для случая $M = 2,5$ и $Re_1 = 8,7 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ волновой пакет на субгармонической и основной частоте не наблюдался.

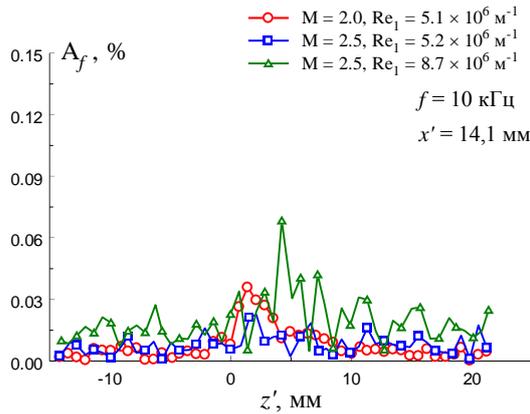


Рис. 10. Сравнение распределений амплитуды пульсаций по z' для частоты 10 кГц в начальном сечении. Гладкое скользящее крыло.

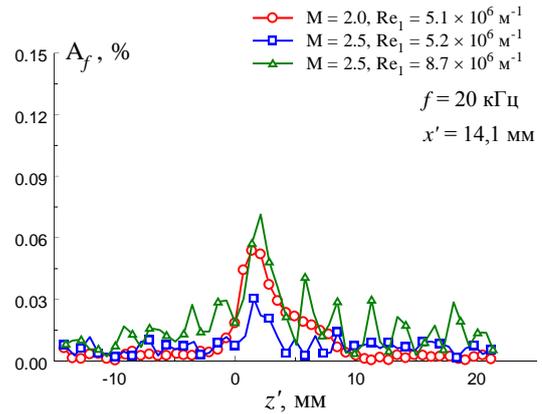


Рис. 11. Сравнение распределений амплитуды пульсаций по z' для частоты 20 кГц в начальном сечении. Гладкое скользящее крыло.

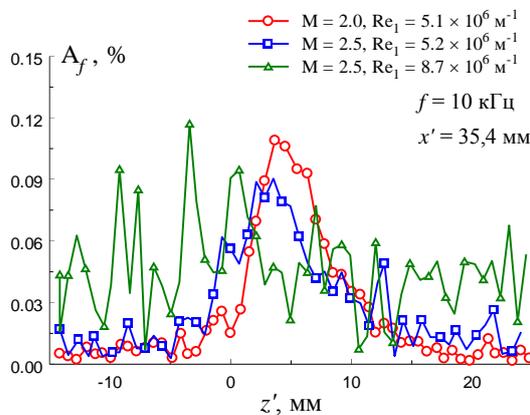


Рис. 12. Сравнение распределений амплитуды пульсаций по z' для частоты 10 кГц в контрольном сечении. Гладкое скользящее крыло.

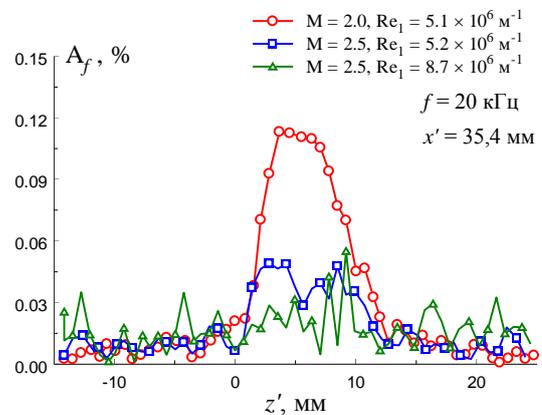


Рис. 13. Сравнение распределений амплитуды пульсаций по z' для частоты 20 кГц в контрольном сечении. Гладкое скользящее крыло.

Результаты на скользящем крыле с элементами шероховатости.

Сравнение искажения среднего течения в поперечном направлении в контрольном сечении $x' = 35,4$ мм приведено на рис. 14. Обнаружено, что шероховатости одинаково влияют на среднее течение для чисел Маха 2 и 2,5 при фиксированном статическом давлении [14]. При фиксированном числе

Маха с уменьшением статического давления амплитуда искажения среднего течения уменьшается.

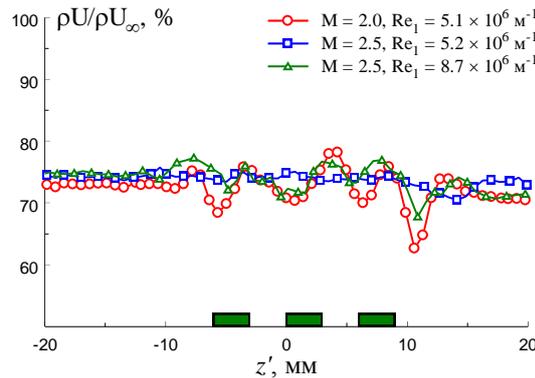


Рис. 14. Сравнение зависимостей $\rho U / \rho U_\infty$ от z' при $x' = 35,4$ мм. Скользящее крыло с тремя элементами шероховатости.

Сравнение распределений амплитуды пульсаций массового расхода контролируемых возмущений субгармонической и основной частоты в зависимости от координаты z' в начальном сечении $x' = 14,1$ мм приведены на рис. 15 и 16. Из этих данных можно видеть, что при данной электрической мощности разряда волновой пакет удается выделить лишь для $M = 2$, в данном случае в пограничный слой вводятся возмущения преимущественно основной частоты. При числе Маха 2,5 волновой пакет не удается выделить на фоне внешних возмущений.

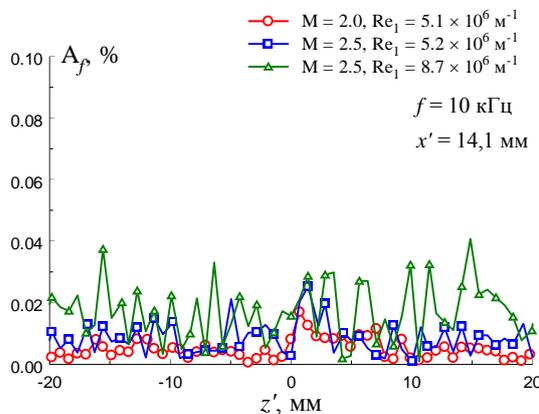


Рис. 15. Сравнение распределений амплитуды пульсаций по z' для частоты 10 кГц в начальном сечении. Скользящее крыло с тремя элементами шероховатости.

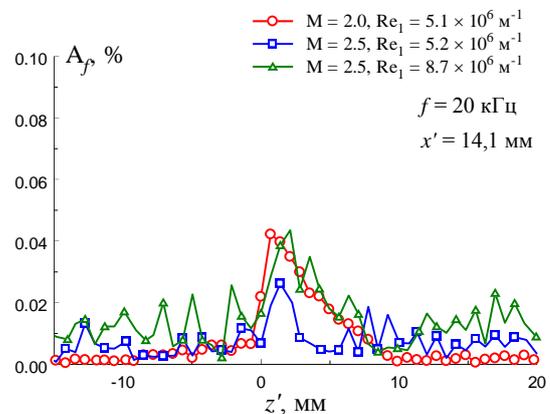


Рис. 16. Сравнение распределений амплитуды пульсаций по z' для частоты 20 кГц в начальном сечении. Скользящее крыло с тремя элементами шероховатости.

Сравнение распределений амплитуды пульсаций массового расхода контролируемых возмущений субгармонической и основной частоты в зависимости от координаты z' в контрольном сечении $x' = 35,4$ мм приведены на рис. 17 и 18. Из результатов, представленных на этих графиках, получено,

что для случая $M=2$ развитие волнового пакета субгармонической и основной частоты качественно схоже со случаем гладкого крыла. Вниз по потоку при числе Маха 2,5 волновой пакет на субгармонической и основной частоте также не наблюдался.

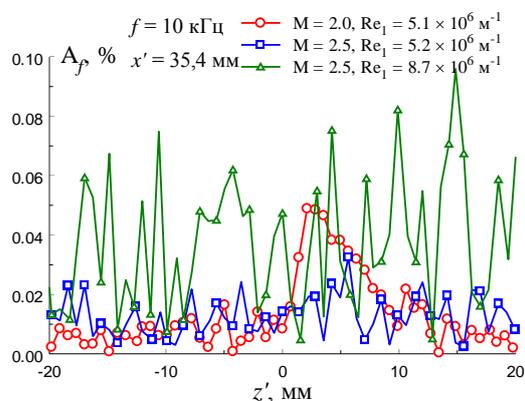


Рис. 17. Сравнение распределений амплитуды пульсаций по z' для частоты 10 кГц в контрольном сечении. Скользящее крыло с тремя элементами шероховатости.

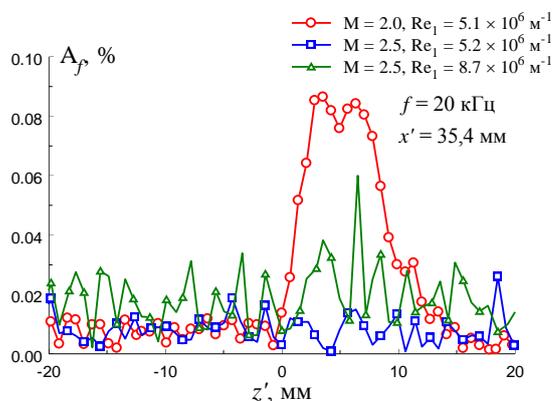


Рис. 18. Сравнение распределений амплитуды пульсаций по z' для частоты 20 кГц в контрольном сечении. Скользящее крыло с тремя элементами шероховатости.

Сравнение результатов, полученных в пограничном слое гладкого скользящего крыла и скользящего крыла с шероховатостями.

Сравнение приводится только для экспериментов при числах Маха 2 и 2,5 и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 5 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$. Результаты для случая $M=2,5$ и $Re_1 = 8,5 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ не приводятся, поскольку при данной электрической мощности разряда волновой пакет субгармонической и основной частоты не удалось выделить как на гладком крыле, так и на крыле с шероховатостями.

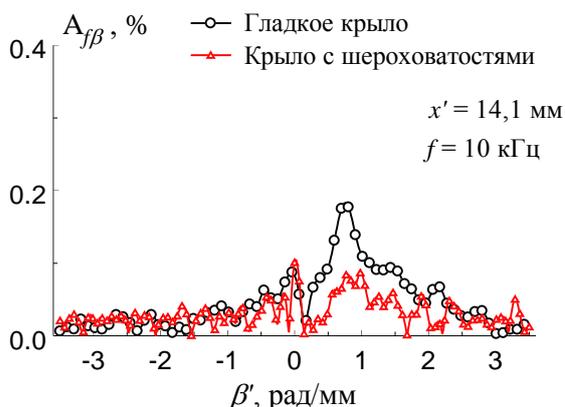


Рис. 19. Сравнение амплитудных спектров по β' для частоты 10 кГц на гладком скользящем крыле и на крыле с шероховатостями в начальном сечении при $M=2$.

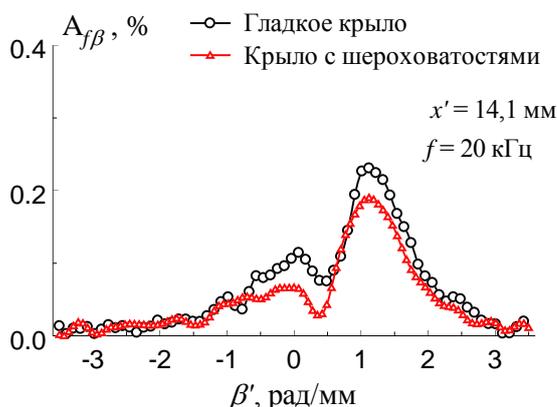


Рис. 20. Сравнение амплитудных спектров по β' для частоты 20 кГц на гладком скользящем крыле и на крыле с шероховатостями в начальном сечении при $M=2$.

На рис. 19-22 приведены сравнения волновых амплитудных спектров пульсаций по поперечному волновому числу β' для контролируемых возмущений субгармонической и основной частоты в начальном сечении $x' = 14,1$ мм (рис. 19 и 20) и контрольном сечении $x' = 35,4$ мм (рис. 21 и 22). Получено, что при числе Маха 2 присутствие шероховатостей приводит к уменьшению эффективности источника возмущений приблизительно в 2 раза на субгармонической частоте, и приблизительно в 1,3 раза на основной частоте. Однако вниз по потоку скорость роста возмущений одинакова как для гладкого крыла, так и для крыла с шероховатостями. Также следует отметить, что присутствие элементов шероховатости не влияет на спектральный состав возмущений.

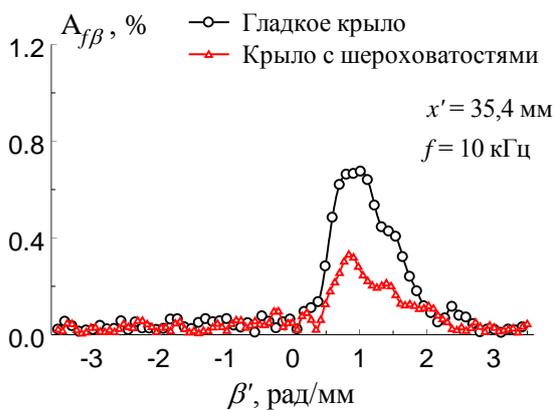


Рис. 21. Сравнение амплитудных спектров по β' для частоты 10 кГц на гладком скользящем крыле и на крыле с шероховатостями в контрольном сечении при $M = 2$.

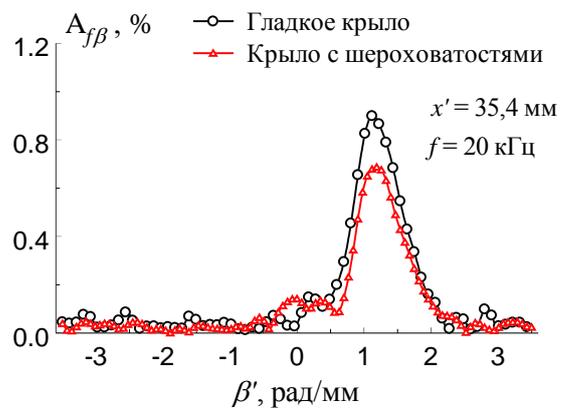


Рис. 22. Сравнение амплитудных спектров по β' для частоты 20 кГц на гладком скользящем крыле и на крыле с шероховатостями в контрольном сечении при $M = 2$.

На рис. 23-26 приведены сравнения волновых амплитудных спектров пульсаций по поперечному волновому числу β' для контролируемых возмущений субгармонической и основной частоты в начальном сечении $x' = 14,1$ мм (рис. 23 и 24) и контрольном сечении $x' = 35,4$ мм (рис. 25 и 26). Получено, что при числе Маха 2,5 присутствие шероховатостей не изменяет эффективность источника возмущений, волновой пакет на субгармонической и основной частоте вводится одинаково как для гладкого крыла, так и для крыла с шероховатостями. Однако вниз по потоку развитие возмущений существенно отличается для этих двух случаев. Волновой пакет на обеих частотах в пограничном слое гладкого крыла растет линейно вниз по потоку. Тогда как в случае крыла с шероховатостями развития волнового пакета не происходит, наблюдается стабилизация развития пакета волн субгармонической и основной частоты.

Впервые экспериментально в одних и тех же условиях контролируемого эксперимента получены результаты по порождению и развитию волнового поезда в поперечно модулированном сверхзвуковом пограничном слое скользящего крыла при числах Маха 2 и 2,5. Исследования проводились при единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 5 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ для числа Маха 2 и при единичном числе Рейнольдса $Re_1 = (5 \text{ и } 8,5) \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ для числа Маха 2,5. В экспериментах использовались квадратные наклейки, установленные параллельно передней кромке. Высота наклеек была 60 микрон. Электрическая мощность источника контролируемых возмущений была одинаковой во всех сериях экспериментов, как на гладком крыле, так и на крыле с шероховатостями [15].

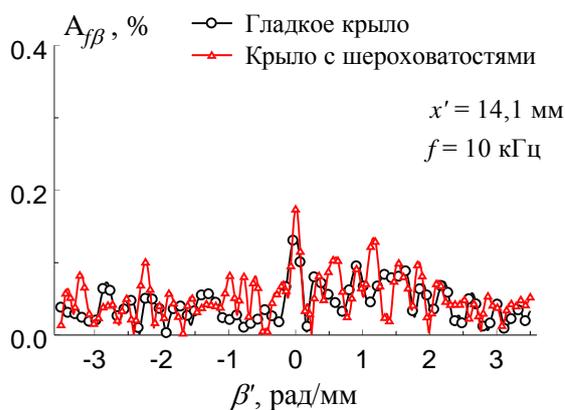


Рис. 23. Сравнение амплитудных спектров по β' для частоты 10 кГц на гладком скользящем крыле и на крыле с шероховатостями в начальном сечении при $M = 2,5$, $Re_1 = 5 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$.

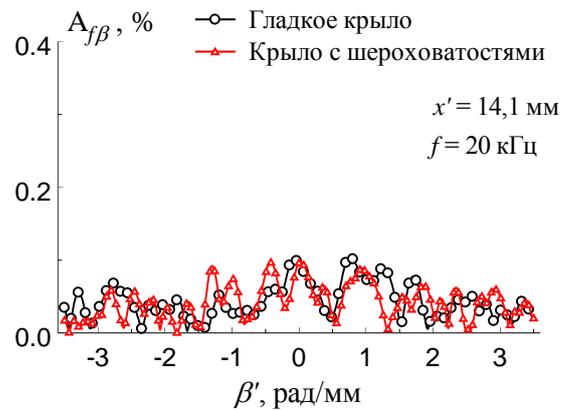


Рис. 24. Сравнение амплитудных спектров по β' для частоты 20 кГц на гладком скользящем крыле и на крыле с шероховатостями в начальном сечении при $M = 2,5$, $Re_1 = 5 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$.

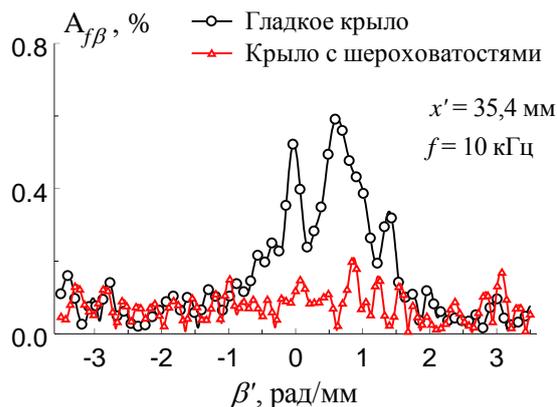


Рис. 25. Сравнение амплитудных спектров по β' для частоты 10 кГц на гладком скользящем крыле и на крыле с шероховатостями в контрольном сечении при $M = 2,5$, $Re_1 = 5 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$.

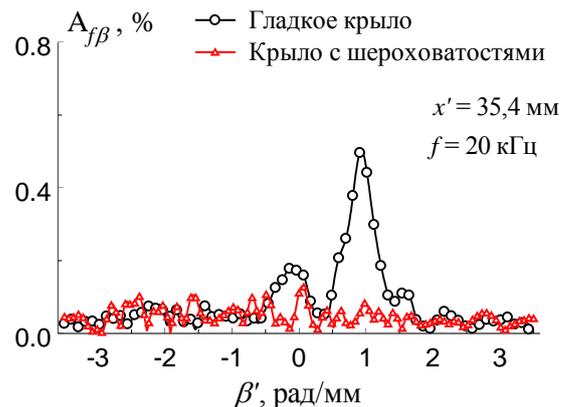


Рис. 26. Сравнение амплитудных спектров по β' для частоты 20 кГц на гладком скользящем крыле и на крыле с шероховатостями в контрольном сечении при $M = 2,5$, $Re_1 = 5 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$.

Выводы.

На основе полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Получено, что в трехмерном пограничном слое при фиксированном статическом давлении шероховатости оказывают одинаковое влияние на среднее течение для $M = 2$ и $2,5$. При фиксированном числе Маха с уменьшением статического давления амплитуда искажения среднего течения уменьшается.
2. Обнаружено, что при числе Маха 2 присутствие шероховатостей приводит к уменьшению эффективности источника возмущений приблизительно в 2 раза на субгармонической частоте, и приблизительно в $1,3$ раза на основной частоте. Однако скорость роста возмущений одинакова как для гладкого крыла, так и для крыла с шероховатостями.
3. Показано, что для случая $M = 2,5$ и $Re_1 = 5,2 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ наблюдается стабилизация развития волнового пакета в поперечно-модулированном пограничном слое скользящего крыла.

Результаты являются уникальными и могут служить базой для развития теории перехода в неоднородных сверхзвуковых пограничных слоях.

2.4. Экспериментальное исследование влияния числа Маха на восприимчивость сверхзвукового пограничного слоя на скользящем крыле. (Семенов Н.В., Ермолаев Ю.Г., Семисынов, А.И., Дрясов А.Д., Яцких А.А.)

Данные исследования проводятся с целью изучения процесса возникновения турбулентности в пространственных пограничных слоях, одной из наименее изученных фундаментальных проблем механики жидкости и газа. Такой интерес вызван наличием практических приложений, в частности, подобные пограничные слои имеют место при обтекании стреловидного крыла самолета. Исследования влияния внешних возмущений на устойчивость и ламинарно-турбулентный переход пограничного слоя на скользящем крыле проводились вплоть до настоящего времени только для случая дозвуковых скоростей. Подобных исследований при сверхзвуковых скоростях потока ранее не проводилось. Как следует из работ, приведенных в обзорах [16-18], вихревые возмущения из форкамеры слабо влияют на положение перехода. Но существует работа [19], где наблюдалось сильное влияние на переход для $M \leq 2,5$, а при больших значениях чисел Маха влияние было незначительным. Отметим, что все описанные в работах [16-18] эксперименты проводились в шумных установках, а в экспериментах [19] шум был незначительно меньше. Поэтому вопрос о влиянии вихревых возмущений на процесс возникновения турбулентности в сверхзвуковых пограничных слоях остаётся открытым.

Эксперименты выполнены в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН при числе Маха 2,5 и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 5 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ и при $M = 3,5$ и $Re_1 = 6,7 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ (аналогичные эксперименты, но при $M = 2$ выполнены в 2015 г.). В экспериментах использовалась модель крыла с чечевицеобразным профилем и углом скольжения передней и задней кромки $\chi = 45^\circ$, которая устанавливалась под нулевым углом атаки. Длина модели 0,38 м, ширина 0,2 м, максимальная толщина 12 мм, относительная толщина 3%. Кромки модели имели различный радиус притупления (приблизительно 0,1 и 1 мм). Возмущения в потоке регистрировались термоанемометром постоянного сопротивления. Вихревые возмущения создавались с помощью проволоки, натянутой перед сопловыми вставками. В экспериментах использовалась проволока, диаметром $d = 0,63, 0,95, 1,9$ и 3 мм. Для всех диаметров проволоки в свободном потоке отмечено превышение возмущений над естественным фоном и зафиксирован рост интенсивности вихревых возмущений с увеличением диаметра проволоки. Источник вихревых возмущений описан в отчете за 2014 год.

Выполнено экспериментальное исследование восприимчивости трехмерного сверхзвукового пограничного слоя на модели скользящего крыла с острой и затупленной передней кромкой к вихревым возмущениям и влияния уровня внешних возмущений на ламинарно-турбулентный переход при числе $M = 2,5$. Для этого были получены зависимости амплитуды пульсаций от продольной координаты (кривые нарастания возмущений), от нормальной координаты (профили) и от поперечной координаты z' , параллельной передней кромки модели. Измерения были выполнены как для всех диаметров проволоки, так и для случая отсутствия источника вихревых возмущений. Измерения в пограничном слое скользящего крыла по поперечной координате z' в сечении $x = 50$ мм параллельно передней кромки модели выполнялись в критическом слое, где пульсации массового расхода $\langle m' \rangle$ максимальны. Результаты измерений $\langle m' \rangle$ для затупленной передней кромки и различных диаметров проволоки представлены на рис. 27. Максимальные возмущения в пограничном слое получены для случая $d = 3$ мм, а в случае $d = 0,63$ мм порожденные возмущения практически не выделяются на фоне естественных пульсации.

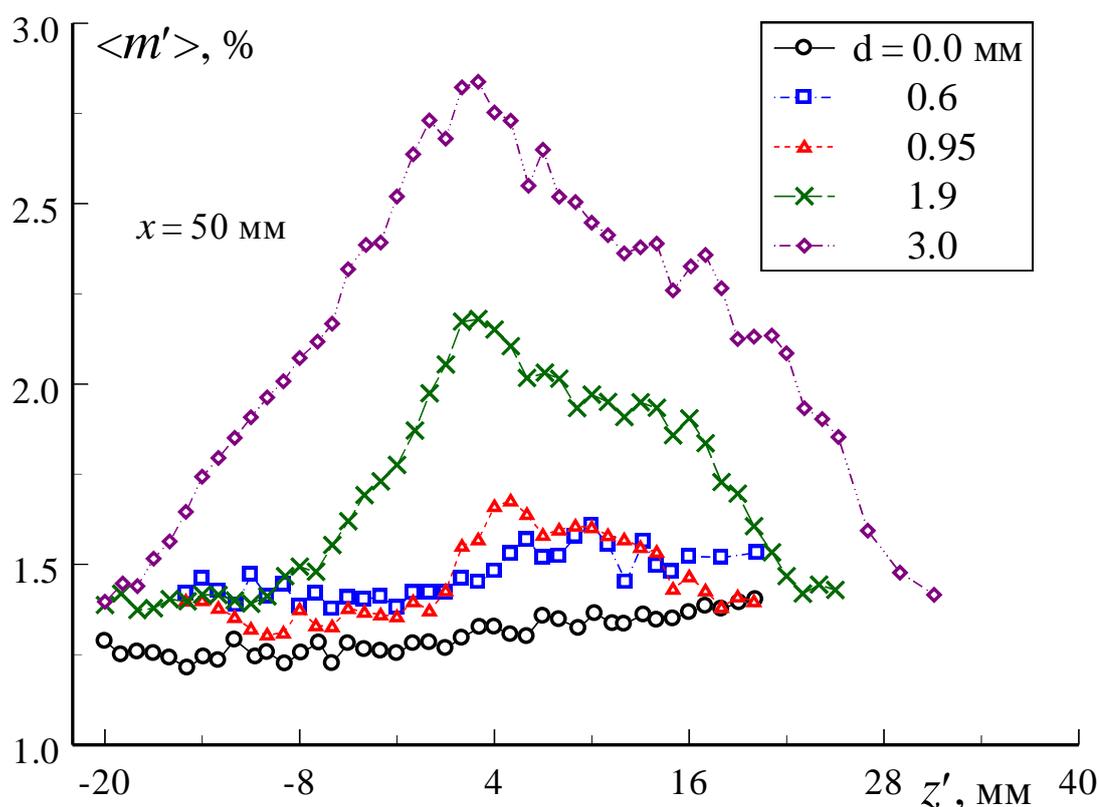


Рис. 27. Распределения амплитуды пульсаций в пограничном слое скользящего крыла в зависимости от поперечной координаты для различных диаметров проволоки

Если для плоской пластины зависимость амплитуды порожденных возмущений от трансверсальной координаты z симметрична, то для скользящего крыла максимум амплитуды зафиксирован при $z' = 4$ мм. Обращает на себя внимание тот факт, что для случая невозмущенного потока, уровень возмущений в пограничном слое при $M = 2,5$ приблизительно на 30% выше, чем при аналогичных измерениях при $M = 2$. Это объясняется повышением естественных пульсаций в свободном потоке с ростом числа Маха [18, 20].

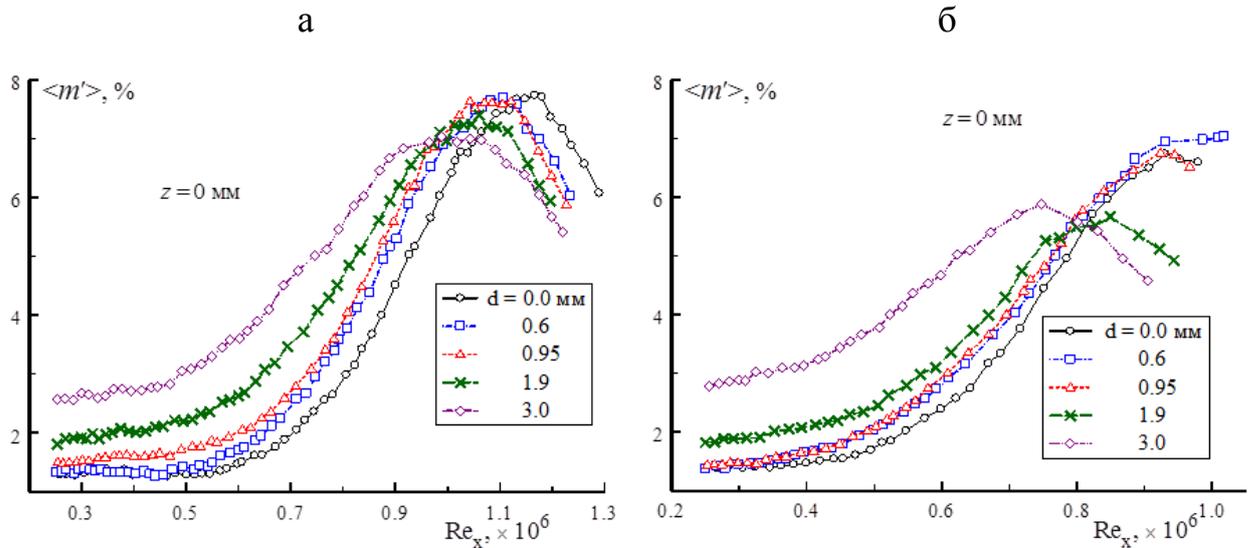


Рис. 28. Кривые нарастания возмущений для различных диаметров проволоки при $M=2,5$. (а) острая передняя кромка, (б) затупленная передняя кромка

Определены положения ламинарно-турбулентного перехода для всех источников внешних возмущений. Для этого были измерены кривые нарастания возмущений в следе за проволокой. На результаты измерений положения перехода сильно влияет, каким способом он определялся. Результаты измерений при $Re_1 = 5 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ для различных диаметров проволоки при $M = 2,5$ представлены на рис. 28. Для $d = 3$ мм отмечено максимальное влияние вихревых возмущений на положение перехода. Получена более сильная дестабилизация пограничного слоя для затупленной модели (рис. 28б), чем для случая острой передней кромки (рис. 28а). Уменьшение диаметра проволоки приводит к увеличению числа Рейнольдса перехода. И уже при $d = 0,63$ мм влияния вихревых возмущений на положение перехода не отмечено. Аналогичные результаты были получены и при $M = 2$. Но если при $M = 2$ число Рейнольдса перехода, полученное в случае невозмущенного потока превосходило число $Re_{пер}$, полученное в

случае максимальных вихревых возмущений ($d = 3$ мм) приблизительно в 2 раза, то при $M = 2,5$ эта разница составляет приблизительно 30%.

До начала этих исследований считалось, что вихревые возмущения из форкамеры слабо влияют на положение перехода. Во всех экспериментах, где исследовалось влияние вихревых возмущений, создаваемых с помощью сеток, установленных в форкамере, на положение ламинарно-турбулентного перехода (за исключением работы [19]), было получено, что вихревые возмущения из форкамеры слабо влияют на положение перехода. Данные исследования показали, что вихревые возмущения из форкамеры оказывают сильное дестабилизирующее влияние на положение ламинарно-турбулентного перехода. Числа Рейнольдса перехода $Re_{пер}$ могут отличаться более чем в 2 раза для различных источников вихревых возмущений. Анализ данных по развитию возмущений в пограничном слое, полученных в рамках выполнения данных исследований, объясняет причину такого несоответствия по влиянию вихревых возмущений на положение перехода. Это - высокий уровень шума в аэродинамических трубах. Так статистический анализ показал, что при наличии источника возмущений слабонелинейные процессы при $d = 0,95$ мм и сильнонелинейные процессы при $d = 3$ мм наблюдаются в начальном сечении $x = 50$ мм. Нелинейные процессы в трехмерном пограничном слое на скользящем крыле вызывают механизм вторичной неустойчивости, что и приводит к раннему переходу. И при высоком уровне шума в рабочей части увеличение внешних возмущений уже не влияет на положение перехода.

Известно влияние единичного числа Рейнольдса на положение перехода [21, 22]. В данных экспериментах использовались два метода определения положения ламинарно-турбулентного перехода с помощью термоанемометра: в первом методе измерения проводились при фиксированном положении датчика, а изменялось значение Re_1 , во втором - выбиралось $Re_1 = const$, а датчик перемещался вдоль координаты x . В [21, 22] показано, что максимальное число Рейнольдса перехода достигается при использовании первого метода, и могут превосходить число $Re_{пер}$, полученное с помощью второго метода при $Re_1 = 5 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ на 80% при $M = 2$ и на 40% при $M = 2,5$. Аналогичные результаты получены в данных исследованиях в случае естественных возмущений. А при $d = 3$ мм, числа Рейнольдса перехода, полученные двумя различными методами совпадают, и нелинейные процессы фиксируются в начальном сечении при $x = 50$ мм. Отметим, что данные исследования и результаты [21, 22] получены на одной и той же модели в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325.

На основе имеющихся наших данных по влиянию числа Маха, внешних возмущений и единичного числа Рейнольдса на положение перехода в сверхзвуковом пограничном слое можно утверждать, что вихревые возмущения при числах Маха $M \geq 3$ не влияют на положение перехода в сверхзвуковом пограничном слое на скользящем крыле при проведении экспериментов в АДТ Т-325. Так как при числах Маха $M \geq 3$ нелинейные процессы фиксируются в начальных сечениях при $x = 50$ мм в случае естественных возмущений.

Для проверки этого вывода были проведены измерения положения перехода при $M = 3,5$ (из-за недостаточного финансирования эксперименты были проведены только при $M = 3,5$ и для случаев отсутствия источника возмущений и случая $d = 3$ мм, когда вихревые возмущения максимальны). Результаты измерений положения перехода при $M = 3,5$ представлены на рис. 29. Как видно из представленных данных положение перехода при максимальных вихревых возмущениях и в случае отсутствия источника возмущений практически совпадает, и, следовательно, влияние вихревых возмущений на положение перехода не фиксируется. На фоне высокого уровня шума в рабочей части АДТ Т-325 при $M = 3,5$ [23] вклад вихревых возмущений незначителен.

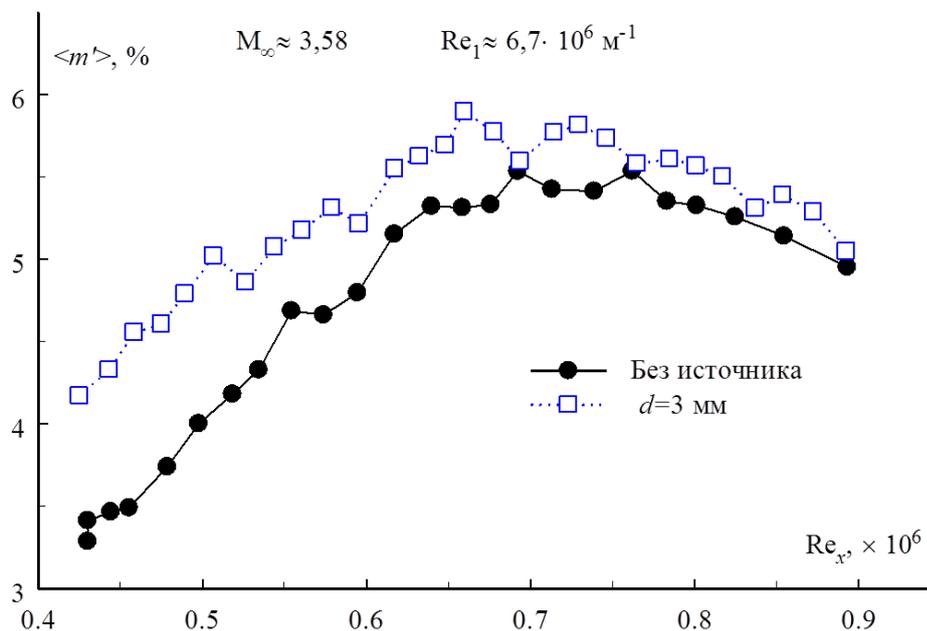


Рис. 29. Кривые нарастания возмущений при $M=3,5$.

Заключение.

Проведено исследование восприимчивости сверхзвукового пограничного слоя на остром и затупленном скользящем крыле к вихревым возмущениям при числах Маха $M = 2$ и $M = 2,5$. Определены положения

ламинарно-турбулентного перехода для всех источников внешних возмущений. Показано влияние диаметра проволоки на интенсивность порождаемых в пограничном слое возмущений и положение перехода. Измерены кривые нарастания, профили пульсаций массового расхода и профили средних напряжений, получены амплитудно-частотные спектры и выполнен статистический анализ.

Получено, что источник возмущений с проволокой, диаметром $d = 0,6$ мм не влияет на интенсивность порождаемых в пограничном слое модели возмущений и положение ламинарно-турбулентного перехода. Увеличение диаметра проволоки приводит к увеличению интенсивности порождаемых возмущений и раннему проявлению нелинейных процессов, что в свою очередь приводит к дестабилизации пограничного слоя. Показано, что вихревые возмущения оказывают сильное влияние на положение ламинарно-турбулентного перехода при $M = 2$. При $M = 2,5$ влияние вихревых возмущений на положение перехода, но в меньшей степени, также зафиксировано. Уменьшение влияния вызвано ростом возмущений в рабочей части аэродинамической трубы с увеличением числа Маха. При $M = 3,5$ из-за высокого уровня шума в рабочей части влияние вихревых возмущений на положение перехода не фиксируется.

Результаты данных исследований опубликованы в работах [22-24].

2.5. Исследование совместного влияния пористости и шероховатости поверхности на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя к искусственным возмущениям.

(Лысенко В.И., Смородский Б.В., Ермолаев Ю.Г., Яцких А.А.)

Пористые покрытия являются шероховатыми по природе. Ввиду этого их влияние на устойчивость пограничного слоя и переход связано как с проницаемостью (нестационарное течение газа внутри пористого покрытия), так и с воздействием шероховатости.

Методика эксперимента. Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН при числе Маха набегающего потока $M = 2$, температуре торможения $T_0 \approx 290$ К и значении единичного числа Рейнольдса $Re_{1\infty} = 5 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ [11].

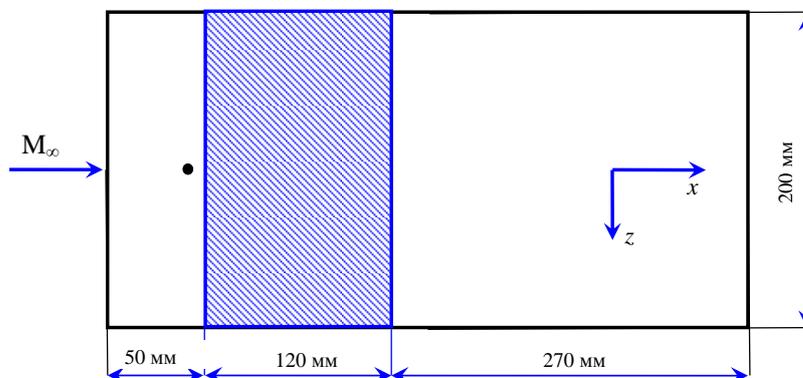


Рис. 30. Экспериментальная модель в плане. Штриховкой показана пористая/шероховатая вставка. Положение генератора возмущений показано кружком: $x_{\text{source}} = 37$ мм.

В качестве модели использовалась плоская пластина, выполненная из нержавеющей стали, длиной 440 мм, толщиной 10 мм и шириной 200 мм, с острой передней кромкой, скошенной под углом 14° , и радиусом притупления $r_b < 0,05$ мм. Схема модели приведена на рис. 30. Продольная координата x (в направлении потока) отсчитывается от передней кромки модели. На рабочей поверхности модели на участке от 50 до 170 мм в пластине был проделан паз на всю ширину модели глубиной 4,3 мм. В этот паз помещались различные взаимозаменяемые вставки-пластинки с различными значениями пористости, толщины пористого покрытия, размером пор и шероховатости.

В дополнение к пористым вставкам мы пользовались также шероховатыми вставками (покрытыми наждачной бумагой) с шероховатостью и размером зерна, близкими к шероховатости и размеру зерна на пористых вставках.

Целью настоящей работы является исследование совместного влияния проницаемости и шероховатости покрытия. Поэтому мы объединили все вставки с пористой и шероховатой поверхностями в один набор исследуемых объектов, для чего понадобилось систематизировать их по тем или иным параметрам и, прежде всего, идентифицировать по размеру зерна и шероховатости. Понятно, что в таком объединении присутствует определенная субъективность, однако это было необходимо для того, чтобы сравнить характеристики пористых и шероховатых вставок. В настоящей работе мы рассматриваем шероховатую поверхность как тонкий проницаемый слой с толщиной пористости, равной толщине абразивного слоя (порядка одного-двух диаметров зерен). На рис. 31 показана схема пористой и шероховатой вставок (зерна представлены в виде идентичных сфер).



Рис. 31. Схематическое представление пористой и шероховатой вставок.
(а) вид в плане, (б) поперечное сечение.

Для измерений были изготовлены семь вставок: (а) непроницаемая пластинка из нержавеющей стали (вставка 0); (б) вставка с коэффициентом пористости 39%, изготовленная из пористой нержавеющей стали ПНС-8 с чистотой фильтрации (аналогом размера пор) 10 мкм и толщиной 0,4 мм (вставка 2); (в) вставка пористостью 39% из пористой нержавеющей стали ПНС-8 с чистотой фильтрации 10 мкм и толщиной 2,5 мм (вставка 3); (г) вставка пористостью 32%, изготовленная из пористого титана ТПП-5-МП с чистотой фильтрации 40 мкм и толщиной 2,5 мм (вставка б); (д) непроницаемая вставка 1, покрытая наждачной бумагой Р220 с приблизительно тем же самым размером зерна и той же шероховатостью, что и вставки 2, 3 (размер зерна $D = 70$ мкм, шероховатость $R_z \approx 12$ мкм); (е) непроницаемая вставка 5, покрытая наждачной бумагой Р60 с размером зерна и величиной шероховатости, соответствующими вставке б ($D = 270$ мкм, $R_z \approx 40$ мкм); (ж) непроницаемая вставка 4, покрытая наждачной бумагой Р120 с шероховатостью $R_z \approx 18$ мкм. Вставки 2, 3 и б изготовлены из пористых материалов, произведенных Выксунским металлургическим заводом путем проката и спекания металлических

порошков с различным размером зерна. Параметры использовавшихся в настоящей работе вставок приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры вставок.

№	0	1	2	3	4	5	6
D , мкм	0	70	70	70	125	270	270
d , мкм	0	10	10	10	20	40	40
R_z , мкм	0	12	12	12	18	30	30
h , мм	0	0,1	0,4	2,5	0,15	0,2	2,5

Необходимо отметить, что мы пользовались вставками из пористого материала конечной толщины. Однако под проницаемой вставкой была непроницаемая подложка из нержавеющей стали. Таким образом, среднее течение поперек пористого слоя было нулевым. И только нестационарные пульсации давления проникали в поры и в этих тонких каналах пор подвергались вязкому затуханию. Таким образом, в наших экспериментах мы исследовали только влияние пористости и шероховатости на устойчивость пограничного слоя с нулевым средним течением через пористую поверхность.

Экспериментальная модель жестко крепилась к боковым стенкам рабочей части трубы под нулевым углом атаки. Искусственные возмущения вводились в пограничный слой модели при помощи точечного гармонического по времени источника возмущений на основе искрового разряда в камере. Положение ламинарно-турбулентного перехода пограничного слоя и его устойчивость относительно как естественных, так и искусственно возбуждаемых возмущений исследовались при помощи одноточечного термоанемометра постоянного сопротивления. Нить датчика термоанемометра длиной 1,5 мм имела диаметр 10 мкм и была изготовлена из вольфрама. Степень перегрева нити термоанемометра составляла 0,8, в результате чего датчик был настроен на измерение пульсаций преимущественно массового расхода. Исследования развития возмущений вниз по потоку выполнялись в слое максимальных пульсаций по y , при $E = const$ (где E – среднее напряжение моста термоанемометра), т.е. вдоль линии постоянного значения массового расхода. Измерения пульсаций потока проводились в окрестности линии симметрии модели ($z = 0$), при $|z| \leq 15$ мм, т.е. достаточно далеко от боковых стенок рабочей части трубы,

расположенных при $|z| = 100$ мм, чтобы уменьшить возможное паразитное влияние стенок на результаты измерений.

Параметры среднего течения, а также его возмущения измерялись при помощи автоматизированной системы сбора данных, которой оборудована аэродинамическая труба Т-325. Пульсационное напряжение с термоанемометра вводилось в компьютер с помощью АЦП с частотой 750 кГц. Длина реализации 65536 отсчетов. Средний сигнал термоанемометра фиксировался цифровым вольтметром Agilent 34401А. Измерения вниз по потоку производились с шагом 2 мм. Частотно-волновые спектры $A(f, \beta, x)$ рассчитывались после осреднения измеренных спектров мощности.

Теория линейной устойчивости. В настоящей работе расчеты проводились на основе линейной теории устойчивости. Рассматривался пограничный слой воздуха в предположении совершенного газа с показателем адиабаты $\gamma = 1,4$ и числом Прандтля $Pr = 0,72$. Зависимость вязкости от температуры учитывалась по формуле Сазерленда. Среднее течение в пограничном слое на плоской пластине рассчитывалось в приближении локальной автомодельности. Уравнения локальной линейной устойчивости взяты в приближении Лиза-Линя. Однородные граничные условия для компонент вектора возмущения на проницаемой поверхности должны быть заменены на следующее условие $v(0) = Kp(0)$, т.е. нормальная компонента возмущения скорости на стенке пропорциональна возмущению давления. При этом коэффициент пропорциональности K представляет собой акустическую проницаемость пористого покрытия и зависит как от свойств самого проницаемого покрытия (пористости n , диаметра пор d и толщины h), так и от свойств потока и параметров распространяющейся в пограничном слое волны. В рамках пространственной задачи устойчивости комплексное продольное волновое число $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$ рассчитывалось путем численного интегрирования задачи на собственные значения с помощью метода ортогонализаций.

Результаты. В работе исследовалось совместное влияние проницаемости и шероховатости на устойчивость и переход пограничного слоя. Сначала было изучено влияние шероховатости на устойчивость пограничного слоя по отношению к контролируемым возмущениям. На рис. 32 приведены экспериментальные степени пространственного роста возмущений в зависимости от трансверсального волнового числа для вставок: (0) непроницаемой; (1) шероховатой: наждачная бумага Р220, размер зерна $D = 70$ мкм, шероховатость $R_z \approx 12$ мкм; (4) шероховатой:

наждачная бумага P120, $D = 125$ мкм, $R_z \approx 18$ мкм; (5) шероховатой: наждачная бумага P60, $D = 270$ мкм, $R_z \approx 30$ мкм. Из рис. 32 видно, что с увеличением шероховатости поверхности устойчивость пограничного слоя снижается, т.е. растут инкременты возмущений.

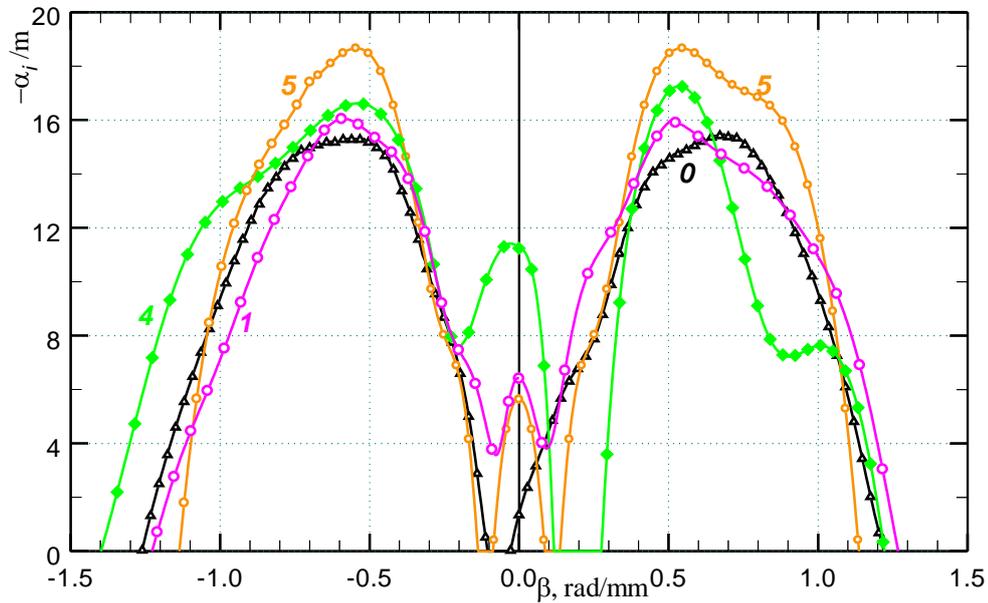


Рис. 32. Степени пространственного роста возмущений $-\alpha_i$ в зависимости от трансверсального волнового числа β для вставок: (0) непроницаемая; (1) шероховатая, $D = 70$ мкм, $R_z \approx 12$ мкм; (4) шероховатая, $D = 125$ мкм, $R_z \approx 18$ мкм; (5) шероховатая, $D = 270$ мкм, $R_z \approx 30$ мкм; $f = 14$ кГц, $Re_1 = 5 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$, $x = 95$ мм.

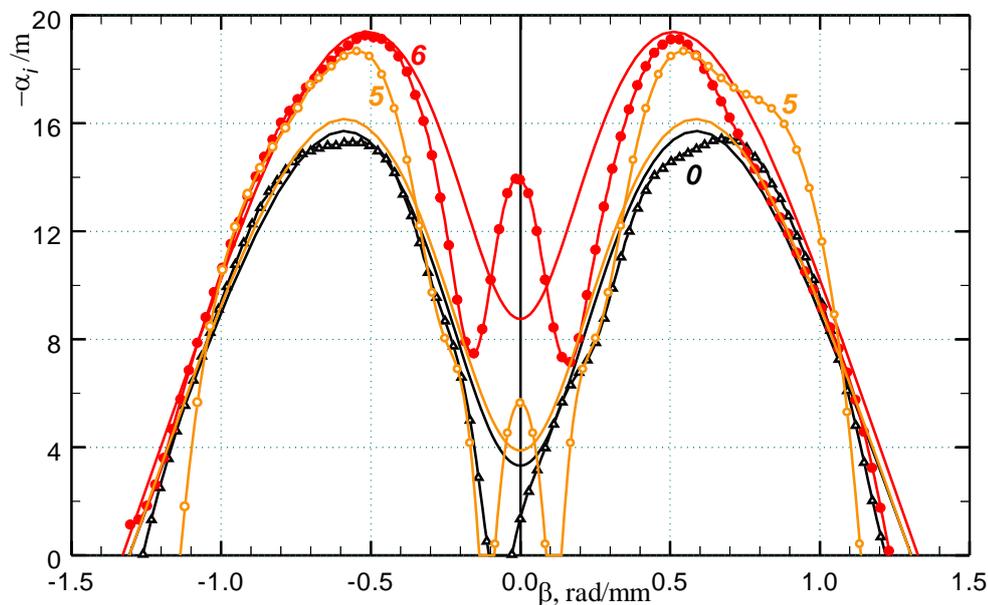


Рис. 33. Степени пространственного роста возмущений $-\alpha_i$ в зависимости от трансверсального волнового числа β для вставок: (0) непроницаемая; (5) шероховатая, $R_z \approx 30$ мкм, $d = 40$ мкм, $h = 0,2$ мм; (6) пористая, $R_z \approx 30$ мкм, $d = 40$ мкм, $h = 2,5$ мм; $f = 14$ кГц, $Re_1 = 5 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$, $x = 95$ мм. Сравнение теории (сплошные линии) и эксперимента (символы).

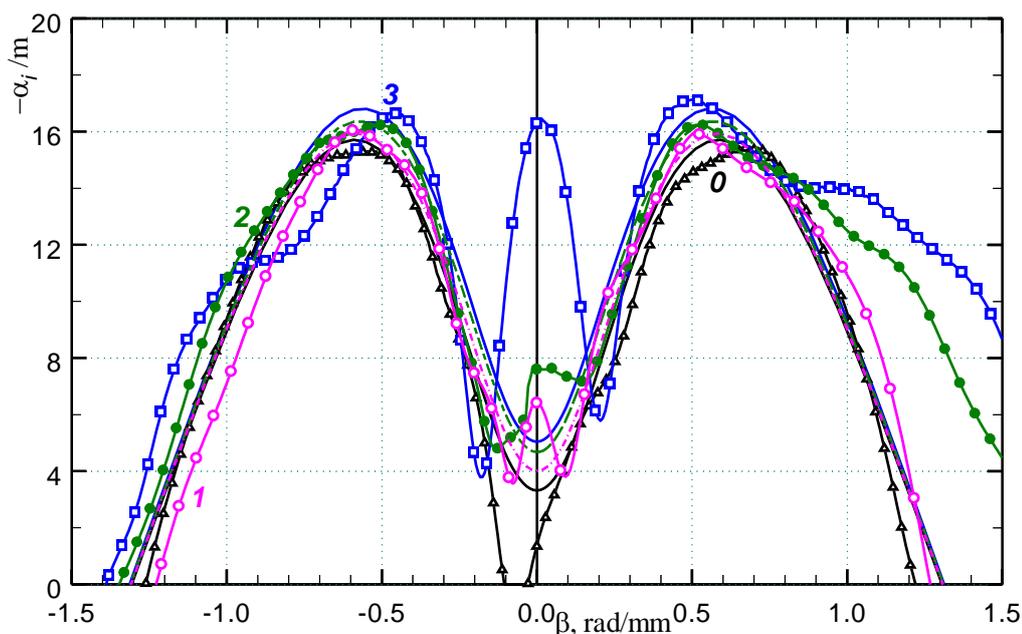


Рис. 34. Степени пространственного роста возмущений $-\alpha_i$ в зависимости от трансверсального волнового числа β для вставок: (0) непроницаемая; (1) шероховатая, $R_z \approx 12$ мкм, $d = 10$ мкм, $h = 0,1$ мм; (2) пористая, $R_z \approx 12$ мкм, $d = 10$ мкм, $h = 0,4$ мм; (3) пористая, $R_z \approx 12$ мкм, $d = 10$ мкм, $h = 2,5$ мм; $f = 14$ кГц, $Re_1 = 5 \times 10^6$ м⁻¹, $x = 95$ мм. Сравнение теории (сплошные линии) и эксперимента (символы).

Рис. 33 (для размера пор $d = 40$ мкм) и рис. 34 (для $d = 10$ мкм) показывают совместное влияние проницаемости и шероховатости на устойчивость пограничного слоя. Рис. 33 демонстрирует степени пространственного роста возмущений в зависимости от трансверсального волнового числа для вставок: (0) непроницаемой, $h = 0$; (5) шероховатой, $R_z \approx 30$ мкм, $d = 40$ мкм, $h = 0,2$ мм; (6) пористой, $R_z \approx 30$ мкм, $d = 40$ мкм, $h = 2,5$ мм. На рис. 34 приведены аналогичные данные для вставок: (0) непроницаемой, $h = 0$; (1) шероховатой, $R_z \approx 12$ мкм, $d = 10$ мкм, $h = 0,1$ мм; (2) пористой, $R_z \approx 12$ мкм, $d = 10$ мкм, $h = 0,4$ мм; (3) пористой, $R_z \approx 12$ мкм, $d = 10$ мкм, $h = 2,5$ мм.

Из рис. 33 и 34 видно, что для шероховатого и пористого покрытий (с одинаковым размером зерна и шероховатостью) с ростом толщины покрытия устойчивость пограничного слоя уменьшается.

Таким образом, совместное воздействие проницаемости и шероховатости поверхности модели на устойчивость пограничного слоя исследовано теоретически и экспериментально. Показано, что по достижении определенной величины шероховатости, при увеличении толщины шероховатого и пористого покрытия устойчивость пограничного слоя уменьшается.

Выводы.

Впервые проведено экспериментальное и теоретическое исследование совместного влияния пористости и шероховатости поверхности на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя на плоской пластине к искусственным (контролируемым) возмущениям первой моды неустойчивости при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 2$ (использовались непористая и пористые поверхности с одними и теми же размером зерна и шероховатостью). Показано, что при достижении определенного критического значения величины шероховатости, с ростом толщины шероховатого и пористого покрытия устойчивость пограничного слоя уменьшается.

Для различных пористых покрытий было достигнуто хорошее количественное согласование расчетных данных на основе линейной теории устойчивости и экспериментальным данным по степеням пространственного роста возмущений.

При необходимости дестабилизации течения на отдельных участках сверхзвукового летательного аппарата может быть использована пористая поверхность, причем с помощью изменения толщины пористого покрытия можно варьировать степень этой дестабилизации.

Результаты данных исследований опубликованы в работах [25-27].

2.6. Исследование влияния числа Маха и угла атаки на распределение интегральных и пульсационных характеристик течения в вихревом следе за крылом в сверхзвуковом потоке.

(Харитонов А.М., Шевченко А.М., Шмаков А.С.)

***Аннотация.** Представлены результаты экспериментального исследования течения в следе за крылом. Эксперименты выполнены в аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН. В качестве генератора вихревого следа использовалось прямоугольное полукрыло с острыми кромками с хордой 30 мм и полуразмахом 95 мм. Экспериментальные данные получены для сечения, расположенного на расстоянии в 6 хорд крыла при числах Маха 2,5 и 4 для углов атаки 4 и 10 градусов. Для измерений использовался термоанемометр постоянного сопротивления. Датчик термоанемометра изготавливался из вольфрамовой нити диаметром 10 мкм и длиной 1,5 мм. Была выполнена теневая визуализация течения. В результате были определены размеры и положение вихревого ядра, формирующегося при обтекании прямоугольного полукрыла. Впервые было получено распределение массового расхода и его пульсаций в ядре сверхзвукового продольного вихря.*

Введение.

Исследование вихревых следов, формирующихся позади летательных аппаратов, является одной из важнейших задач аэродинамики. Именно поэтому для дозвуковых скоростей имеется очень большое количество экспериментальных данных. Для сверхзвуковых скоростей ($M = 2,5, 4$) известно ограниченное количество экспериментальных данных [28-32]. Следствием малого количества экспериментальных данных являются ограниченные возможности численного моделирования. Более того, экспериментальные исследования течения в следе за крылом могут рассматриваться как базис для изучения более сложного явления – взаимодействия вихревого следа с ударной волной на входе в воздухозаборник. Поэтому получение таких экспериментальных данных является чрезвычайно важным. Главной целью данной работы стало получение данных о массовом расходе и его пульсациях в вихревом следе за прямоугольным полукрылом.

Методика эксперимента.

Эксперименты выполнены в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН.

Схема эксперимента представлена на рис. 35. Прямоугольное полукрыло

с острыми передней и задними кромками использовалось для генерации вихревого следа. Хорда крыла – 30 мм, полуразмах – 95 мм, толщина профиля в районе концевой хорды – 0,4 мм. Установка угла контролировалась посредством фотографирования относительного положения хорды и вертикального отвеса. Угол измерялся по фотографии с точностью до 0,1°.

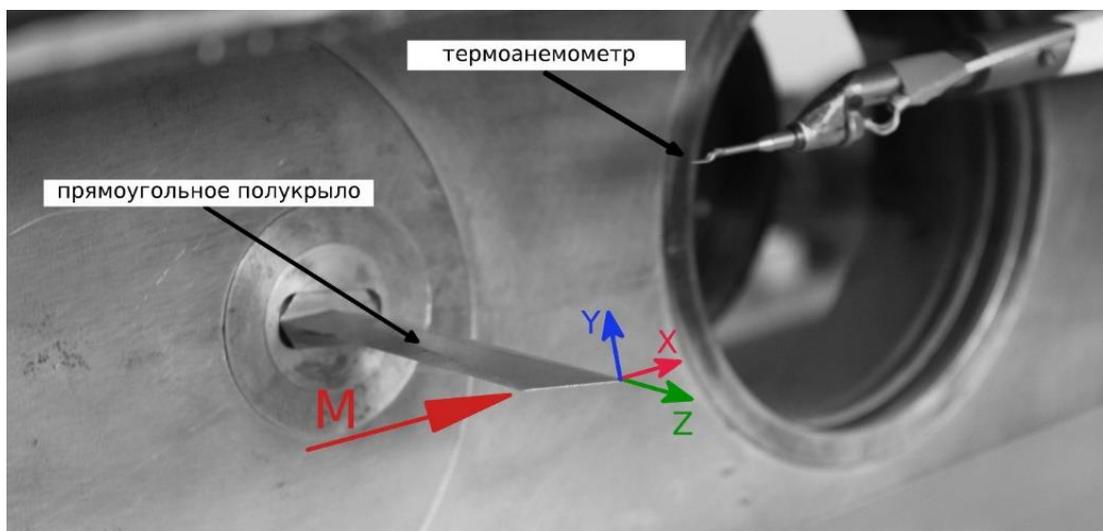


Рис. 35. Схема эксперимента в аэродинамической трубе Т-325.

Для измерения средних и пульсационных характеристик течения использовался термоанемометр постоянного сопротивления [11]. Термоанемометр закреплялся на координатное устройство трубы Т-325. Точка $(X, Y, Z) = (0, 0, 0)$ соответствует нижней по потоку точке концевой хорды (рис. 35). Для визуализации течения использовался метод на основе адаптивных визуализирующих транспарантов на эффекте насыщения поглощения (АВТ НП) [33]. Экспериментальные данные получены в сечении, расположенном шестью хордами ниже по потоку от задней кромки крыла ($X = 180$ мм) при числах Маха $M=2,5$ и 4 и углах атаки крыла 4 и 10 градусов. Эксперименты выполнены при единичных числах Рейнольдса в диапазоне $Re_1 = (9 \div 17) \times 10^6 \text{ м}^{-1}$.

Датчик термоанемометра изготавливался из вольфрамовой нити диаметром 10 мкм и длиной 1,5 мм. Перегрев датчика составлял 0,75. Измеренные термоанемометром пульсации в основном состоят из пульсаций массового расхода (m') [11]. Схема подключения, показанная на рис. 36, позволяет осуществлять разделение средней и пульсационной составляющей сигнала термоанемометра. Постоянная составляющая E регистрировалась с помощью цифрового вольтметра «Agilent 34401A». Пульсационная составляющая $e'(t)$ сигнала была оцифрована с помощью 12-разрядного АЦП. Частота дискретизации составляла 750 кГц. Длина регистрируемой

реализации по времени была около 83 миллисекунд или 2^{16} отсчётов.

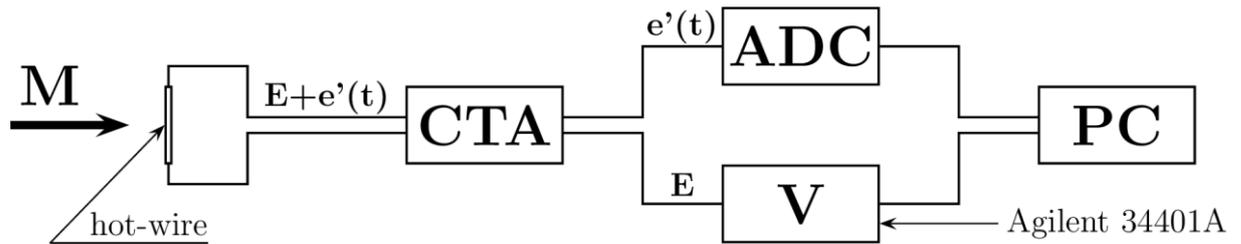


Рис. 36. Схема подключения термоанемометра постоянного сопротивления.

Полученные пульсационные данные отфильтрованы с помощью полосового фильтра с полосой пропускания в диапазоне от 100 Гц до 300 кГц. Для определения спектров использовалось быстрое преобразование Фурье. Безразмерная величина пульсаций массового расхода определялась по методу, описанному в [11]. Из измеренного напряжения E оценивались средние значения массового расхода ρU [11, 12, 14].

Результаты.

На рис. 37 показана типичная фотография положения датчика термоанемометра в вихревом ядре, представляющая собой интерферограмму в бесконечной полосе. Хорошо видно, что зонд достаточно мал и не вызывает разрушения вихревого ядра.

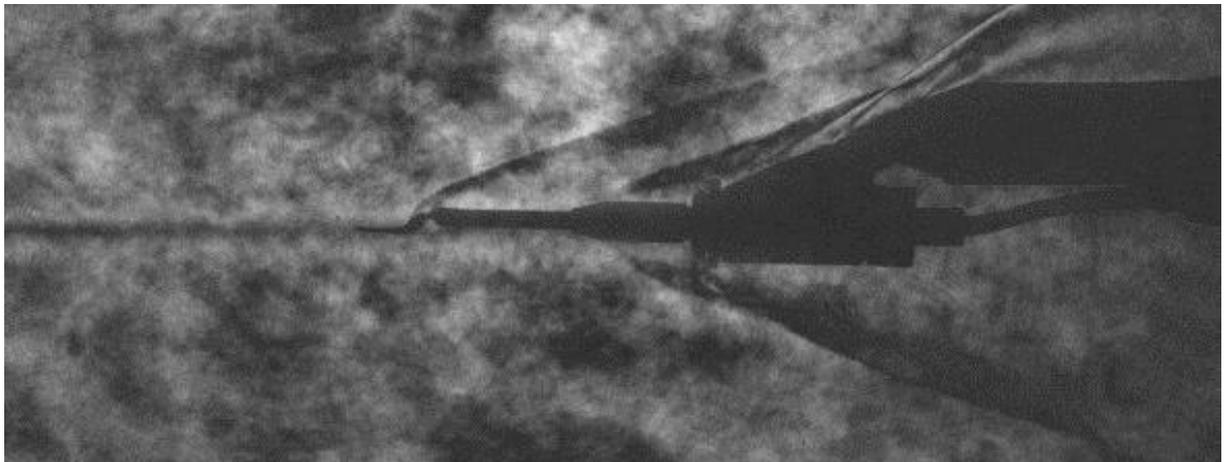


Рис. 37. Типичная фотография (АВТ НП) зонда термоанемометра в вихревом ядре.

Во всех представленных результатах (рис. 38–46) координаты нормированы на хорду крыла $b = 30$ мм. Для всех исследованных режимов (рис. 38-46) результаты представлены в одинаковом виде. Слева на графике с двумя осями ординат представлены распределения массового расхода и его пульсаций поперек вихревого ядра. Справа представлены спектры пульсаций: в ядре вихревого ядра (красный цвет), на границе вихревого ядра (чёрный цвет) и в невозмущенном потоке (фиолетовый цвет). На графике слева

вертикальными линиями соответствующего цвета показаны точки, где зарегистрированы эти пульсации. Для всех режимов представлено два профиля, проходящих через центр вихревого ядра: $Z=\text{const}$ и $Y=\text{const}$.

На рис. 38 и 39 представлены данные полученные при числе Маха $M = 2,5$ и угле атаки крыла $\alpha = 4^\circ$. Хорошо виден дефицит средних значений массового расхода в ядре вихревого ядра (чёрные кривые на рис. 38а и 39а). Также хорошо заметен увеличенный уровень пульсаций массового расхода по сравнению с их величиной в свободном потоке (синие кривые на рис. 38а и 39а). Интенсивность вихря для этого режима не слишком велика, так что довольно трудно различить разность уровня пульсаций для вихревого ядра и его границ. Тем не менее, в ядре вихря наблюдается повышенный уровень пульсаций относительно пульсаций в свободном потоке и ещё более высокие их значения на границе вихревого ядра.

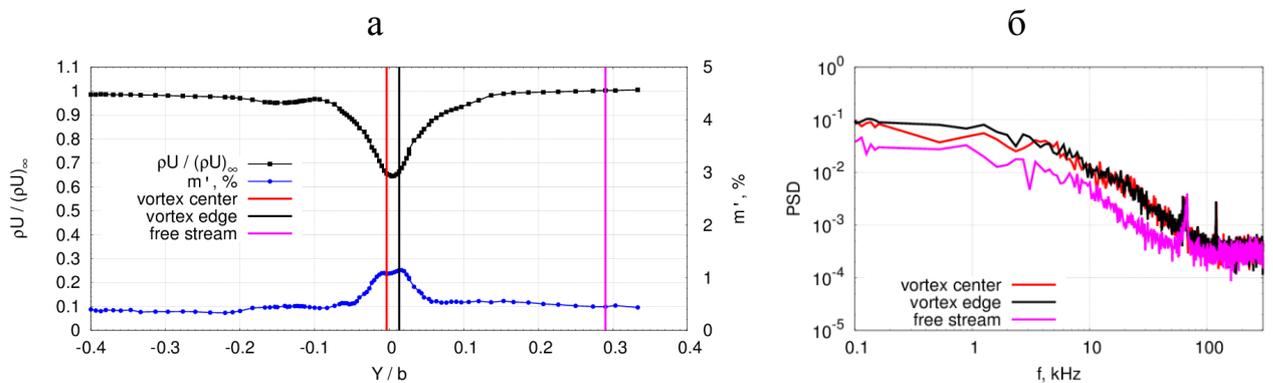


Рис. 38. Распределения массового расхода и его пульсаций вдоль оси Y (а) и спектры пульсаций массового расхода (б): $M = 2,5$, $\alpha = 4^\circ$, $Z = -1,4$ мм.

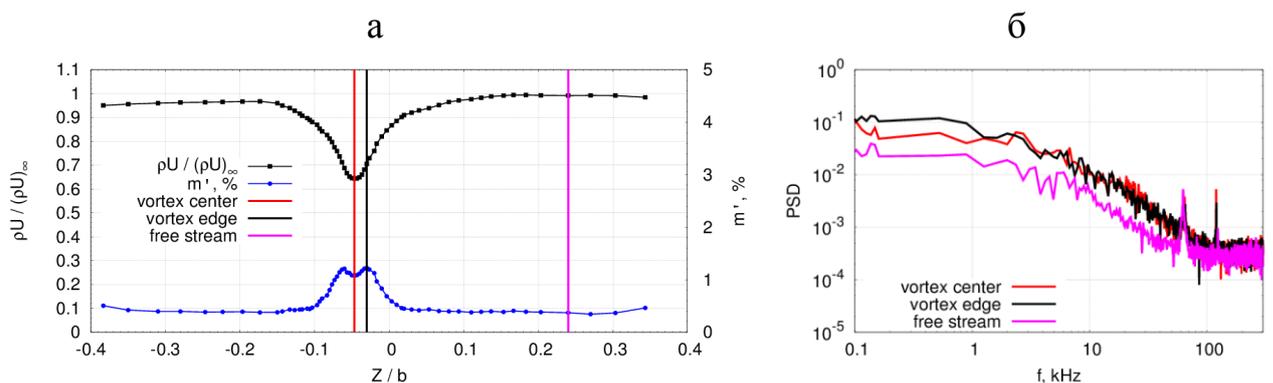


Рис. 39. Распределения массового расхода и его пульсаций вдоль оси Z (а) и спектры пульсаций массового расхода (б): $M = 2,5$, $\alpha = 4^\circ$, $Y = 0,3$ мм.

С ростом угла атаки до 10 градусов провал в значениях средних значений массового расхода и его пульсаций усиливается (рис. 40а и 41а). Пульсации достигают максимума на границе вихревого ядра, которые значительно выше пульсаций в центре вихревого ядра, которые в свою

очередь, превышают пульсации в свободном потоке. В этом случае разница между уровнем пульсаций в центре вихревого ядра и на его границах значительно больше, чем для случая $\alpha = 4^\circ$.

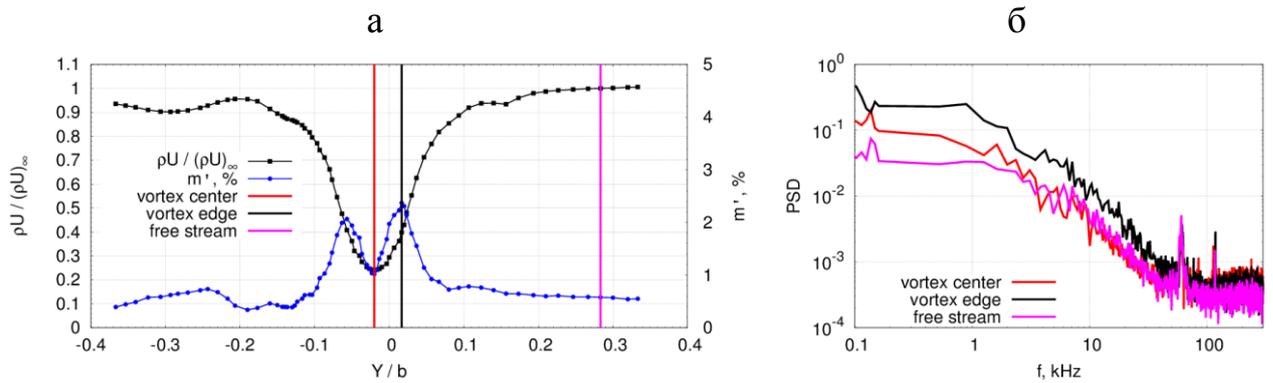


Рис. 40. Распределения массового расхода и его пульсаций вдоль оси Y (а) и спектры пульсаций массового расхода (б): $M = 2,5$, $\alpha = 10^\circ$, $Z = -1,3$ мм.

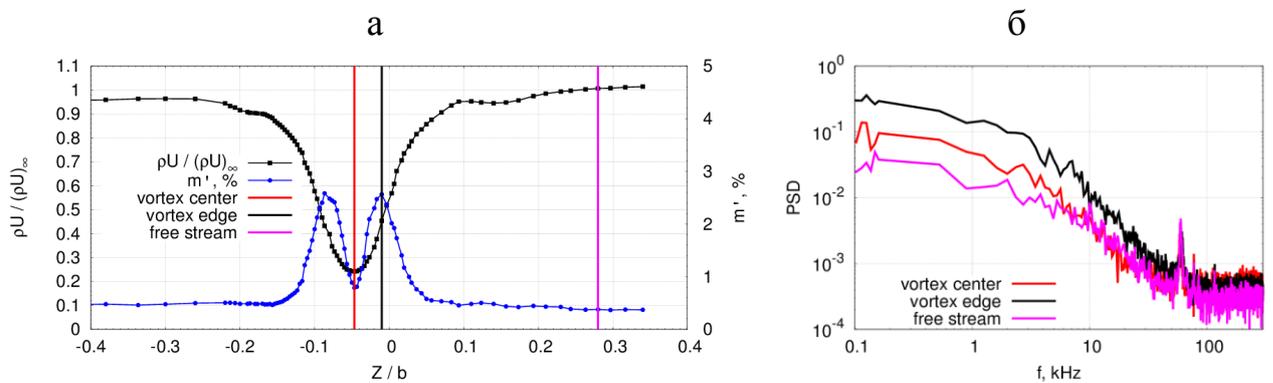


Рис. 41. Распределения массового расхода и его пульсаций вдоль оси Z (а) и спектры пульсаций массового расхода (б): $M = 2,5$, $\alpha = 10^\circ$, $Y = -1,0$ мм.

Увеличение числа Маха также приводит к увеличению дефицита средних значений массового расхода в ядре вихря (чёрные кривые на рис. 42а и 43а). Максимальные значения пульсаций массового расхода также зафиксированы на границах вихревого ядра (синие кривые на рис. 42а и 43а), где согласно [28] зафиксированы максимальные значения окружной скорости.

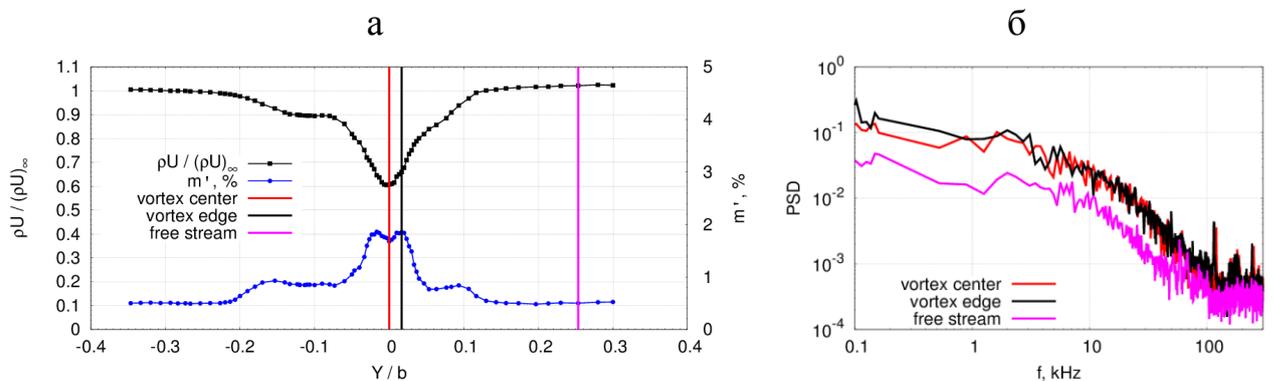


Рис. 42. Распределения массового расхода и его пульсаций вдоль оси Y (а) и

спектры пульсаций массового расхода (б): $M = 4,0$, $\alpha = 4^\circ$, $Z = -0,6$ мм.

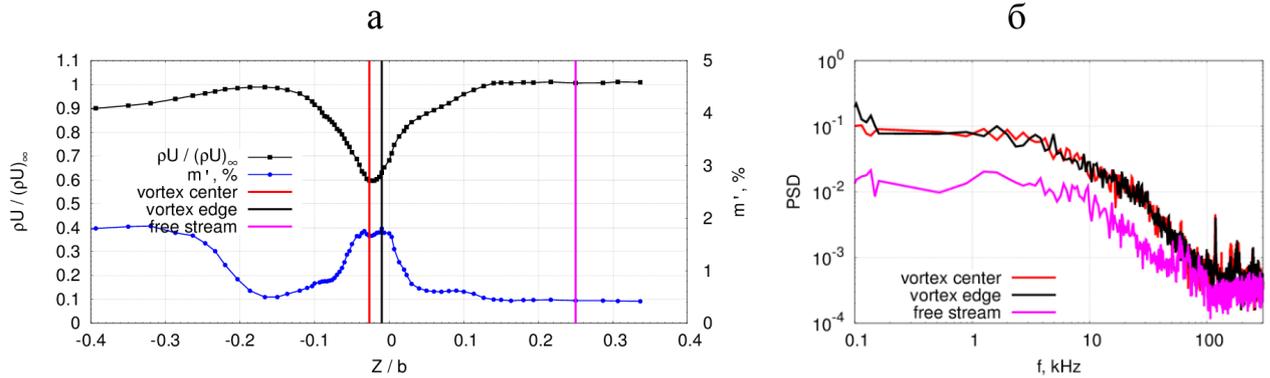


Рис. 43. Распределения массового расхода и его пульсаций вдоль оси Z (а) и спектры пульсаций массового расхода (б): $M = 4,0$, $\alpha = 4^\circ$, $Y = 0$ мм.

На рис. 44 и 45 представлены данные, полученные при числе Маха $M = 4$ и угле атаки крыла $\alpha = 10^\circ$. Наблюдаются результаты аналогичные полученным при $M = 2,5$.

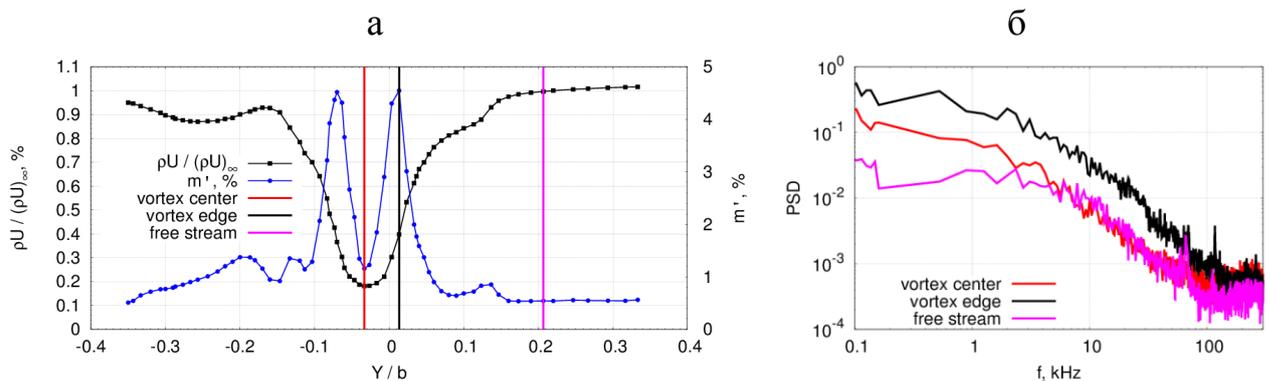


Рис. 44. Распределения массового расхода и его пульсаций вдоль оси Y (а) и спектры пульсаций массового расхода (б): $M = 4,0$, $\alpha = 10^\circ$, $Z = -1,2$ мм.

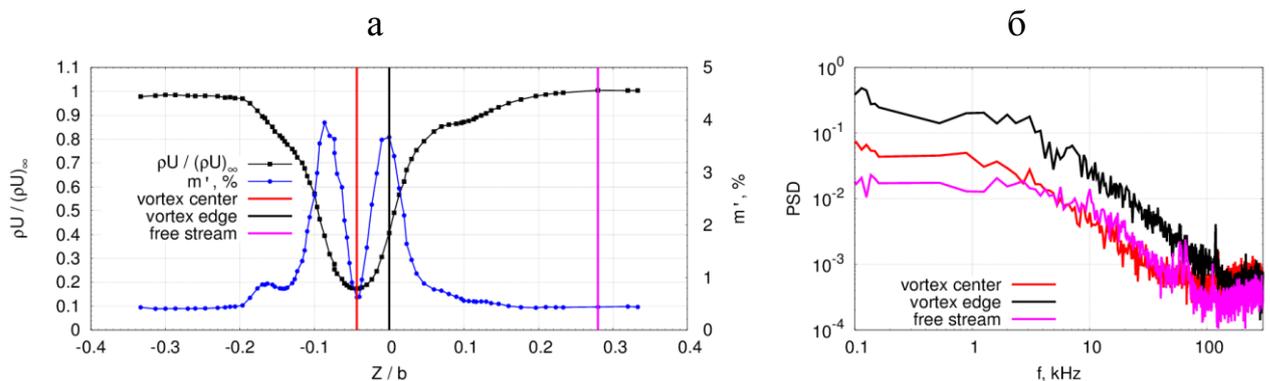


Рис. 45. Распределения массового расхода и его пульсаций вдоль оси Z (а) и спектры пульсаций массового расхода (б): $M = 4,0$, $\alpha = 10^\circ$, $Y = -1,0$ мм.

Для результатов, полученных при числе Маха $M = 4$ и угле атаки $\alpha = 10^\circ$, было выполнено сравнение с результатами измерений пятиканальным пневмонасадком в трубе Т-313 ИТПМ СО РАН [31]. Для этого результаты

измерения пятиканальным пневмонасадком были пересчитаны в значения ρU . Результат сравнения представлен на рис. 46. Видно хорошее соответствие в размерах вихревого ядра и его положении.

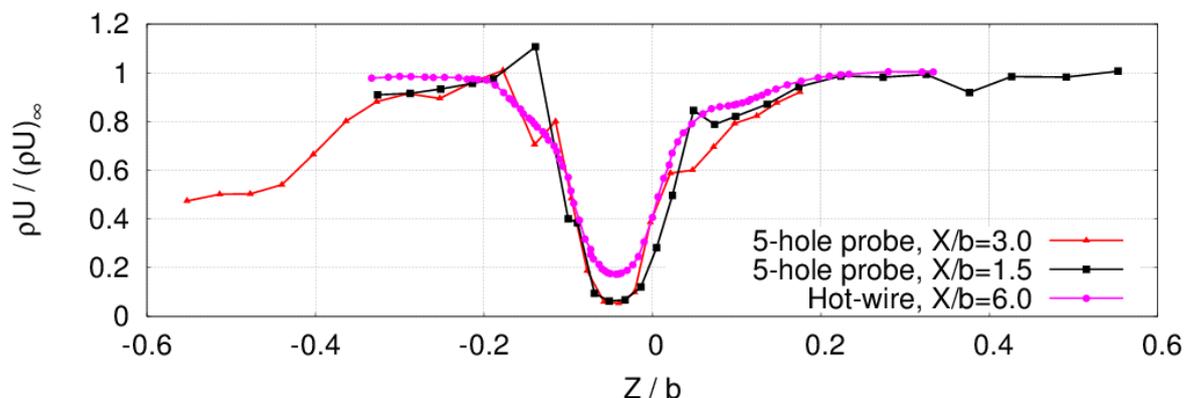


Рис. 46. Сравнение с пересчитанными результатами измерения пятиканальным пневмонасадком [31] ($M = 4$, $\alpha = 10^\circ$).

Заключение.

При числах Маха 2,5 и 4 и углах атаки крыла 4 и 10 градусов выполнено экспериментальное исследование вихревого течения в следе за прямоугольным полукрылом. Впервые при сверхзвуковых скоростях получены данные о распределении средних значений массового расхода и его пульсаций в ядре продольного концевой вихря. Зафиксирован дефицит средних значений массового расхода в ядре вихря, который усиливается с ростом угла атаки и числа Маха. Пульсации массового расхода достигают максимума на границе вихревого ядра для всех исследованных режимов. Уровень пульсаций растёт с ростом угла атаки и незначительно возрастает с ростом числа Маха. Результаты опубликованы в работе [34].

2.7. Совершенствование методов экспериментального исследования в аэродинамических трубах демпфирующих характеристик моделей возвращаемых аппаратов.

(Адамов Н.П., Харитонов А.М., Часовников Е.А.)

Введение.

Возвращаемые космические летательные аппараты (ВА) при полёте в атмосфере должны обладать статической и динамической (колебательной) устойчивостью, что необходимо для обеспечения их безопасного движения. Динамическая устойчивость ВА определяется, прежде всего, их аэродинамическим демпфированием по углу тангажа, поэтому в течение длительного времени в различных аэродинамических центрах изучаются демпфирующие характеристики различных конфигураций моделей ВА [35 – 42]. Заслуживает внимания всеобъемлющий обзор (68 работ) [35] экспериментальных и численных методов исследований, выполненных разными авторами по изучению демпфирующих характеристик затупленных тел при сверхзвуковых скоростях. Следует отметить, что характеристики аэродинамического демпфирования определяются, как правило, экспериментальными методами в аэродинамических трубах на моделях ВА при их вращательных колебаниях. Определение аэродинамического демпфирования ВА при сверх и гиперзвуковых скоростях имеет свою специфику, так как структура обтекания, характеризуемая формой и расположением скачков уплотнения, может существенно зависеть от критериев подобия и от кинематических параметров движения (числа Маха, амплитуды и приведенной частоты колебаний и т.д.). Кроме того, измерения связаны со значительными трудностями, обусловленными малым аэродинамическим демпфированием, большим лобовым сопротивлением, малыми размерами моделей ВА и т.п., которые, зачастую, приводят к большим погрешностям. Для совершенствования методов измерения демпфирующих характеристик ВА на этих режимах и повышения точности эксперимента весьма актуально получение и накопление данных для различных моделей, в том числе для моделей простой формы, которые бы послужили базой для валидации экспериментальных и расчетных методов исследования. В качестве таких моделей простой формы могут быть взяты круговые конуса, исследованию демпфирования тангажа которых при сверхзвуковом обтекании посвящено значительное число расчетных работ [35, 37, 41–45]. Известны и экспериментальные работы [35, 37]. Однако результаты систематических сопоставлений различных экспериментов и расчетных методов по таким моделям в литературе практически отсутствуют.

Цель работы на 2013-2016 гг: Совершенствование методов экспериментального исследования в аэродинамических трубах демпфирующих характеристик моделей возвращаемых аппаратов.

Задачи:

- 1) Конструирование и изготовление установок свободных колебаний с различными поддерживающими устройствами и моделей.
- 2) Разработка методик и программ обработки результатов испытаний.
- 3) Проведение испытаний в аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ и валидация полученных экспериментальных данных.

Цель этапа 2016 г.: Экспериментальное определение аэродинамического демпфирования моделей возвращаемых космических аппаратов и острого кругового конуса при колебаниях по углу тангажа на установке свободных колебаний с поперечной державкой и валидация полученных данных.

Задачи этапа 2016 г.:

- 1) Проектирование установки свободных колебаний с поперечной державкой и моделей.
- 2) Изготовление установки свободных колебаний с поперечной державкой и моделей.
- 3) Разработка новых методик и программ обработки результатов испытаний.
- 4) Проведение испытаний в аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ.
- 5) Обработка результатов испытаний, анализ полученных данных и сравнение с имеющимися экспериментальными и расчетными данными.

В основе этапа 2016 года были заложены испытания на установке свободных колебаний с поперечной державкой. Это обусловлено следующим. Установка свободных колебаний с поперечной державкой обладает рядом принципиальных и технических преимуществ по сравнению с установкой с донной державкой, а именно:

- поддерживающие устройства меньше влияют на донное течение, что повышает точность моделирования такого важнейшего явления, как потеря демпфирования;
- нет ограничений по амплитуде колебаний, что позволяет адекватно моделировать автоколебания;
- возможность измерения угла тангажа модели при помощи датчика, встроенного в вилку (для модели с донной державкой очень сложно решить эту проблему).

Измерительное оборудование, модели и режимы испытаний.

Экспериментальные исследования проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе периодического действия Т-313 ИТПМ СО РАН с размером рабочей части $0,6 \times 0,6 \text{ м}^2$ [46].

Характеристики аэродинамического демпфирования моделей были получены на установке свободных колебаний с поперечной державкой на подшипниках качения. Конструктивная схема установки представлена на рис. 47.

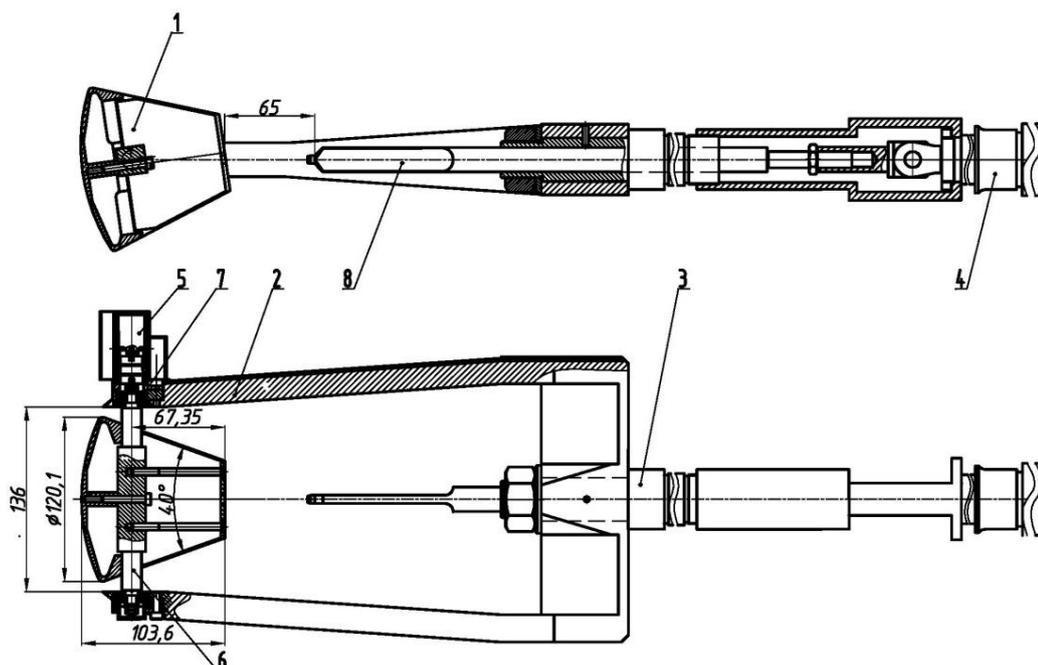


Рис. 47. Конструктивная схема установки свободных колебаний.

1 – модель, 2 – вилка, 3 – державка, 4 – пневмоцилиндр, 5 – датчик угла, 6 – ось вращения, 7 – подшипники, 8 – арретир.

На вилке 2 закреплен узел колебаний, включающий в себя два подшипника качения 7 и ось 6. Модель 1 неподвижно зафиксирована на оси. Державка 3 вилки монтируется в саблевидную подвеску "α"-механизма механических весов в трубном положении модели (с углом крена 180°). Система фиксации и освобождения модели состоит из пневмоцилиндра 4, закрепленного на хвостовой части державки, и арретира 8. Шток пневмоцилиндра перемещает арретир соответственно в переднее или заднее положения. В переднем положении арретир фиксирует модель в стационарном положении с заданным углом тангажа. При выходе трубы на рабочий режим арретир переводится в заднее положение, освобождая модель. После затухания переходного процесса (выхода модели на балансировочный угол атаки) производится остановка трубы Т-313.

На рис. 48, 49 дан общий вид установки.

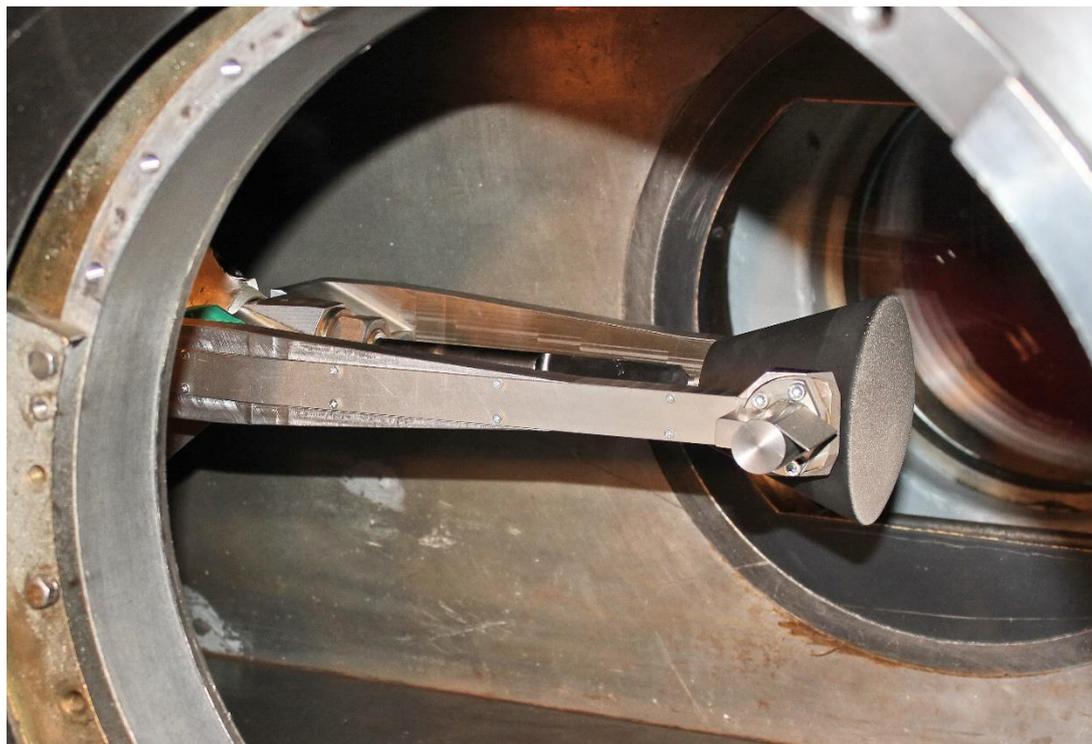


Рис. 48. Общий вид установки свободных колебаний с моделью возвращаемого аппарата в аэродинамической трубе

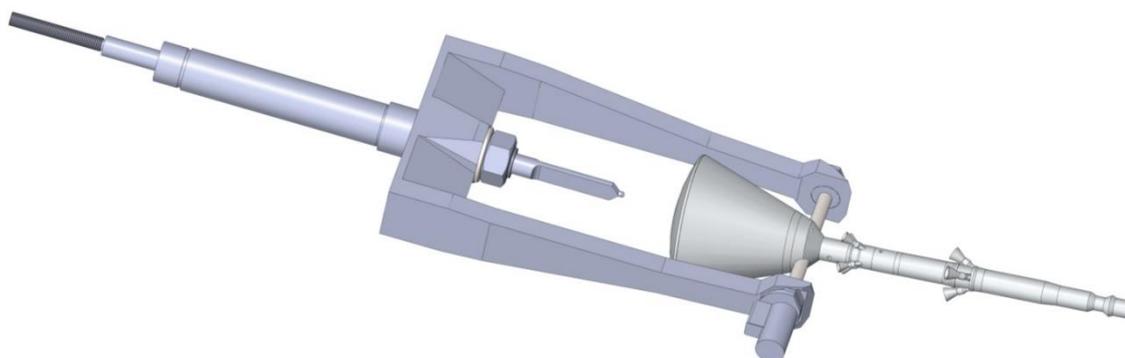


Рис. 49. Общий вид установки свободных колебаний с моделью отделяемого головного блока системы аварийного спасения.

Для доводки установки свободных колебаний и отладки всех механизмов был создан динамический тарировочный стенд (рис. 50). Определение параметров (момента инерции модели и коэффициента трения в подшипниках качения) производилось методом физического маятника с использованием контрольных грузов [39].

Для измерения угла тангажа модели использовался абсолютный энкодер ЛИР-ДА219 – цифровой датчик углового положения Российского производителя «СКБ ИС», размещенный в вилке (рис. 47–50). Паспортная точность датчика – 150 угловых секунд. Частота опроса составляла 500, 1000 Гц. Проводилась видеосъемка процесса движения модели в Т-313

скоростной цифровой видеокамерой через теневой прибор ИАБ-451 с частотой 500 Гц. Главная цель этой съемки заключалась в определении угла тангажа модели [41] в случае неудовлетворительной работы энкодера. Переходные процессы, полученные этими двумя методами измерений и приведенные на рис. 51 в качестве примера на одном режиме для модели ВА, практически неразличимы.

Объектами испытаний являлись три модели: а) круговой заостренный конус с углом полураствора 20; б) модель возвращаемого аппарата; в) модель отделяемого головного блока системы аварийного спасения.



Рис. 50. Тарировочный стенд

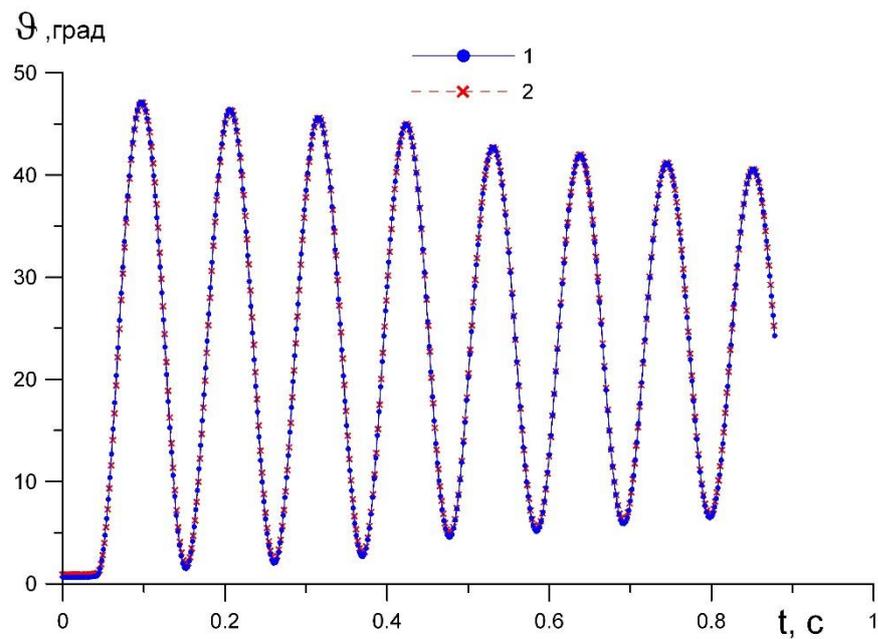


Рис. 51. Сравнение двух методов измерения угла тангажа модели в Т-313 при $M = 6$: 1 – оптический, 2 – при помощи энкодера

Ниже приведены основные геометрические параметры моделей и программы испытаний.

Конус. Общий вид модели приведен на рис. 52.

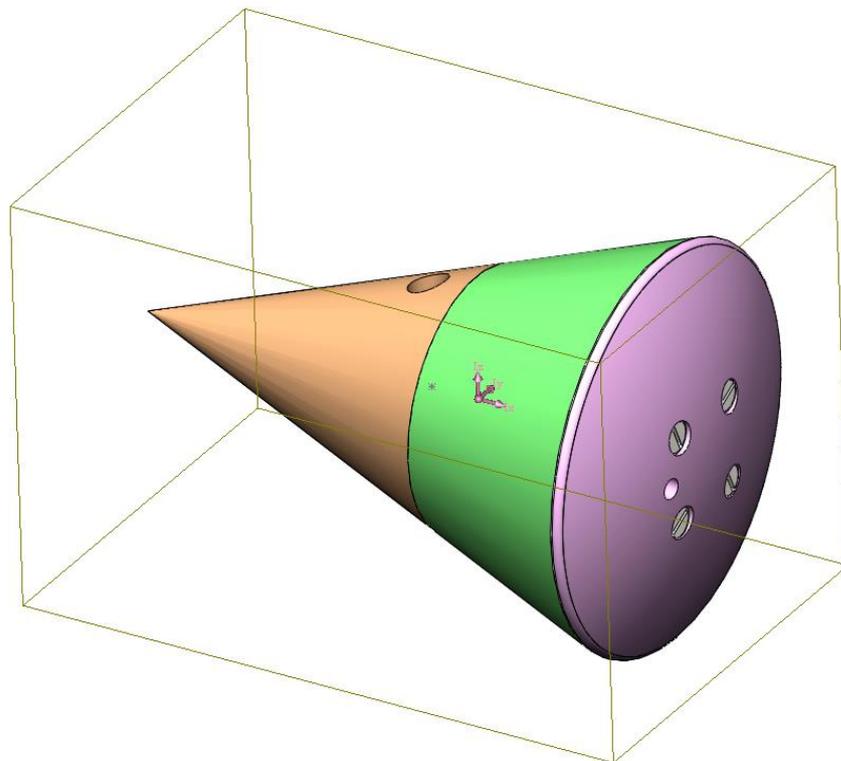


Рис. 52. 3D моделирование модели конуса в программной среде “Solid-Works”.

Длина модели и диаметр миделевого сечения составляют следующие величины: $L = 0,1789$ м, $D = 0,1209$ м. Задняя крышка выполнена в виде сферического сегмента радиуса $R = 0,1451$ м. Основные геометрические параметры модели, используемые при расчете аэродинамических характеристик: характерная площадь $S = 0,01147$ м² (площадь миделевого сечения), характерная длина $l = 0,1658$ м (длина конической части модели). Ось вращения модели располагалась на расстоянии $x_T = 91,2$ мм от носика конуса ($\bar{x}_T = x_T / l = 0,55$, $\bar{y}_T = y_T / l = 0$). Испытания конуса проводились при числе Маха невозмущенного потока $M = 4$. Начальная амплитуда свободных колебаний составляла $\Delta\theta_0 \approx 11^\circ$.

Модель возвращаемого аппарата. Модель представляет собой капсулу в виде сферического лобового щита с обратным усеченным конусом с углом полураствора 20° (рис. 53).

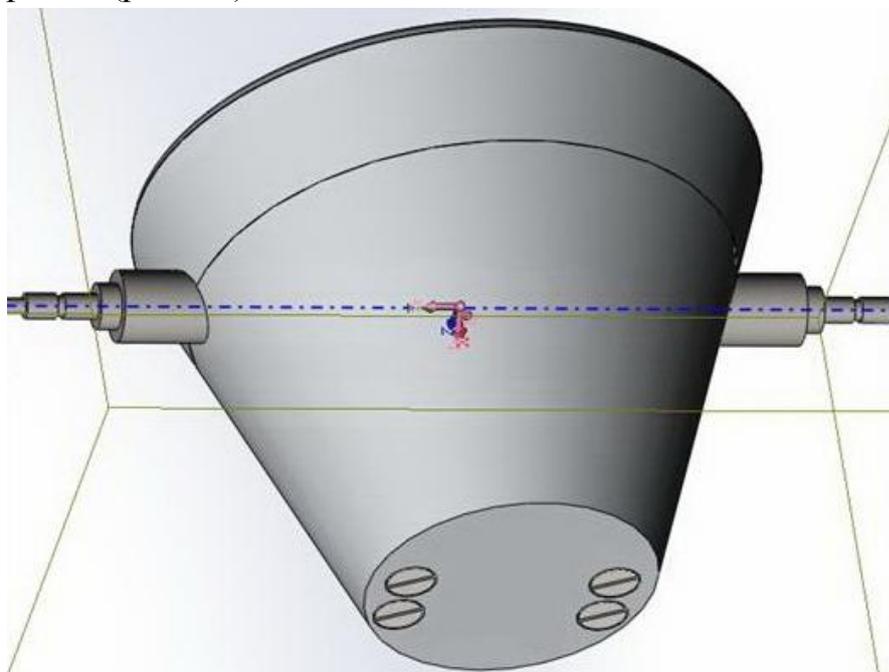


Рис. 53. 3D моделирование модели ВА в программной среде “Solid-Works”.

Был выбран масштаб 1:37 от натуре. Радиус лобового щита модели $R = 145,2$ мм, диаметр миделя 120,9 мм, длина 103,6 мм. Положение оси вращения (центр масс ВА) в связанной системе координат OXYZ (начало системы расположено на оси симметрии модели в концевом шпангоуте, ось OX направлена по оси симметрии вперед) имеет нормированные координаты: $x_{цм}/l = 0,65$, $y_{цм}/l = -0,04$ (центровка), где $x_{цм} = 0,0668$ м и $y_{цм} = -0,00411$ м – координаты центра масс. Корпус модели изготовлен из алюминиевого сплава. Характерные геометрические параметры модели, используемые при расчете аэродинамических характеристик: площадь

$S = 0,0115 \text{ м}^2$; длина $l = 0,103 \text{ м}$. Испытания проводились в диапазоне чисел Маха невозмущенного потока $M = 1,75 \div 6,0$ и чисел Рейнольдса, рассчитанных по характерной длине модели $Re = (1 \div 5) \times 10^6$. Фиксация модели арретиром производилась при $\alpha \approx 0^\circ$.

Модель отделяемого головного блока системы аварийного спасения.

Модель ОГБ включает в себя капсулу (ВА) и силовую установку (рис. 54).

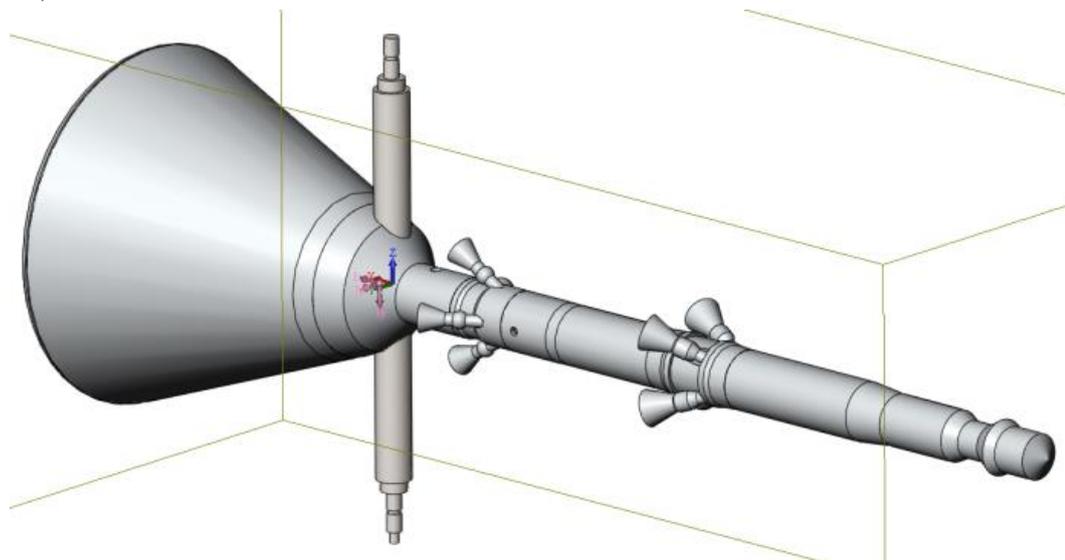


Рис. 54. 3D моделирование модели ОГБ в программной среде “Solid-Works”.

Был выбран масштаб 1:37 от природы (диаметр мишеля 120,9 мм). Корпус модели изготовлен из алюминиевого сплава. Положение оси вращения (центр масс) в связанной системе координат OXYZ (начало системы расположено на оси симметрии модели в вершине лобового щита, ось OX направлена по оси симметрии вперед) имеет нормированные координаты: $x_{\text{цм}}/l = 0,282$, $y_{\text{цм}}/l = -0,0065$ (центровка), где $x_{\text{цм}}$ и $y_{\text{цм}}$ – координаты центра масс. Характерные геометрические параметры модели, используемые при расчете аэродинамических характеристик: площадь $S = 0,0115 \text{ м}^2$; длина $l = 0,412 \text{ м}$. Испытания проводились при числах Маха невозмущенного потока $M = 1,75; 2,0; 2,25; 2,5; 3,0; 3,5; 4,0; 6,0$ в диапазоне чисел Рейнольдса, рассчитанных по характерной длине модели $Re = (4 \div 20) \times 10^6$. Начальный угол атаки составлял примерно 13° .

Методика определения момента инерции модели и коэффициента трения в узле вращения установки без потока.

Моменты инерции моделей относительно оси вращения I_z вычислялись по программе «Solid-Works», а также корректировались с помощью эксперимента [39].

Для определения коэффициента трения в подшипниках качения экспериментально замерялись переходные процессы угла тангажа (на тарировочном стенде без потока) и определялись огибающие амплитуд колебаний (рис. 55), по которым рассчитывался приведенный коэффициент трения подшипников качения f_* . Момент трения моделировался функцией:

$$M_{mp} = \left[-R f_* \frac{d}{2} \right] \text{sgn}(\dot{\vartheta})$$

где R – реакция в подшипниках, d – диаметр цапфы подшипника, $\dot{\vartheta}$ – скорость изменения угла тангажа модели.

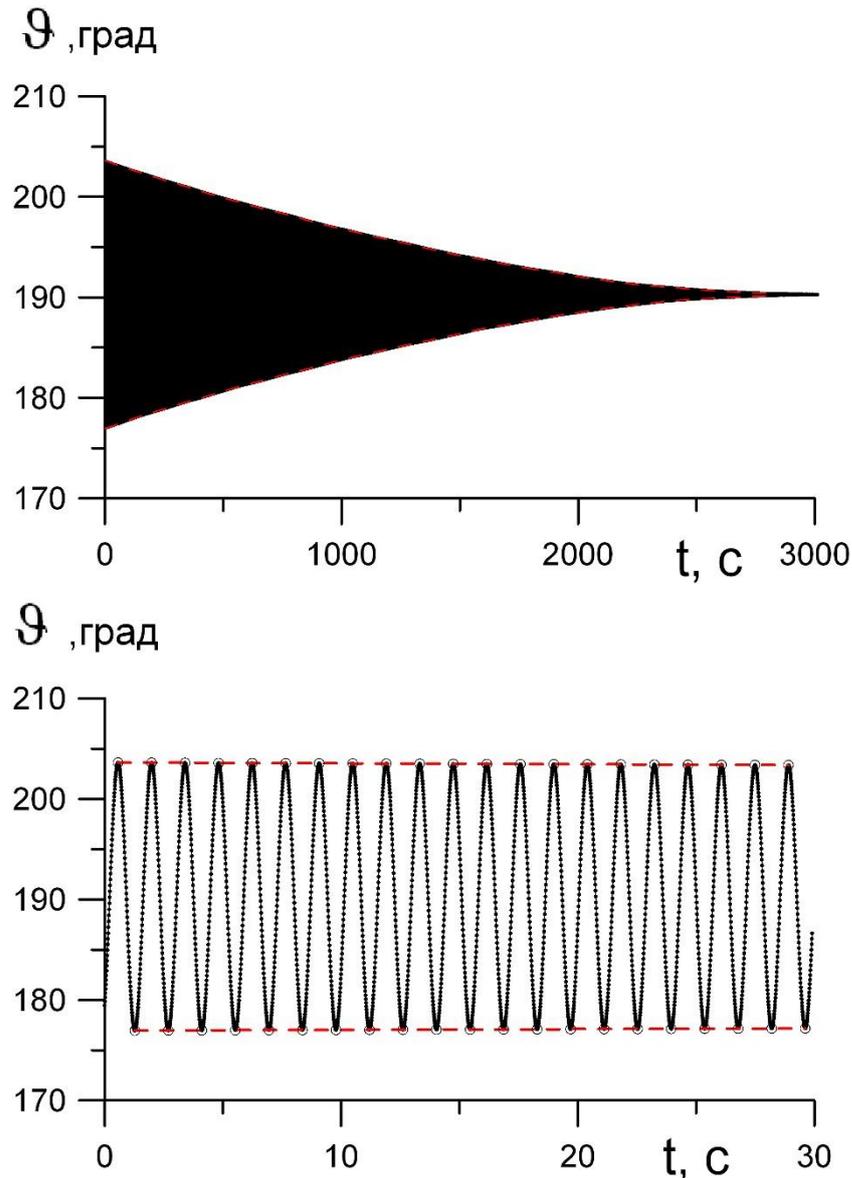


Рис. 55. Угол тангажа и огибающие амплитуд при колебаниях физического маятника

Были проведены испытания различных подшипников при различных нагрузках и видах смазки (рис. 56). На основе результатов этих испытаний

были выбраны сферические самоустанавливающиеся подшипники качения с внутренним диаметром (диаметром цапфы) 5 мм, смазанные приборным маслом, для которых коэффициент трения не превышал $f_* = 0,0025$ (рис. 56).

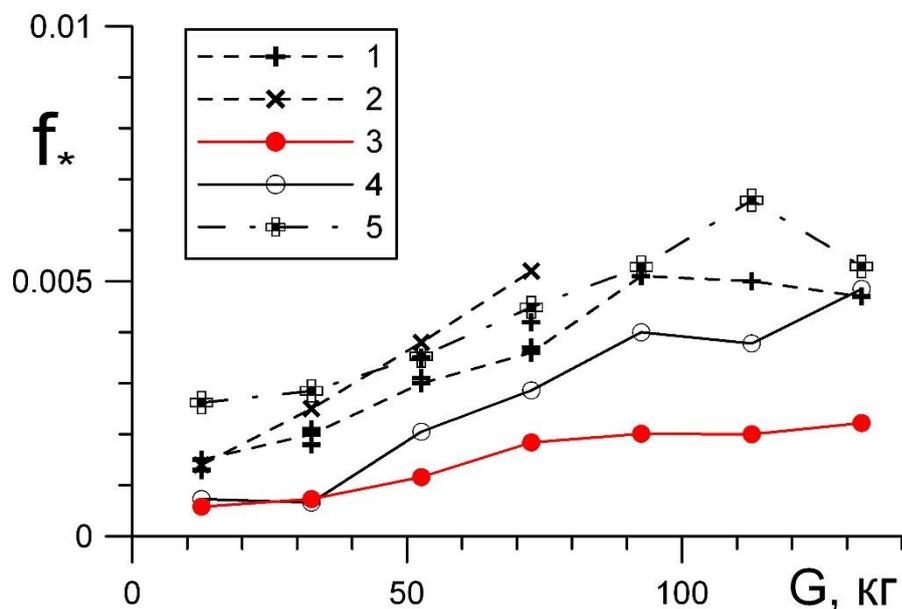


Рис. 56. Зависимость коэффициента трения от веса груза:

- 1 – подшипники радиальные, внутренний диаметр 5 мм, смазка маслом;
- 2 – подшипники радиальные, внутренний диаметр 5 мм, без смазки;
- 3 – подшипники сферические, внутренний диаметр 5 мм, смазка маслом;
- 4 – подшипники сферические, внутренний диаметр 5 мм, без смазки;
- 5 – подшипники радиальные, внутренний диаметр 7 мм, смазка маслом.

Методика обработки результатов испытаний в Т-313.

Уравнение движения модели на подшипниках качения в аэродинамической трубе можно записать в следующем виде:

$$I_z \cdot \Delta \ddot{\vartheta} + [-(m_z^{\bar{\omega}_z} + m_z^{\bar{\alpha}}) \frac{qSl^2}{V}] \cdot \Delta \dot{\vartheta} + (-m_z^{\alpha} qSl) \cdot \Delta \vartheta - M_{mp} = 0, \quad (1)$$

где $m_z^{\bar{\omega}_z} + m_z^{\bar{\alpha}}$ – комплекс аэродинамических производных демпфирования [47], q – скоростной напор, V – скорость потока в трубе, m_z^{α} – производная коэффициента момента тангажа по углу атаки, $\Delta \vartheta = \vartheta - \vartheta_{bal}$, ϑ_{bal} – балансировочный угол тангажа модели.

Приближенное решение уравнения (1) имеет вид [48]

$$\Delta \vartheta = \Delta \Theta \cos \omega_0 t,$$

где $\omega_0 = \sqrt{-\frac{m_z^{\alpha} q S l}{I_z}}$ – частота собственных колебаний модели, $\Delta\Theta$ – амплитуда колебаний.

Изменение амплитуды $\Delta\Theta$ описывается уравнением

$$\frac{d \Delta\Theta}{dt} = -n \cdot \Delta\Theta - k_{mp},$$

где $n = \frac{-(m_z^{\omega_z} + m_z^{\alpha}) q S l^2}{2 I_z V}$ – декремент аэродинамического демпфирования,

$$k_{mp} = \frac{R d f_*}{\pi I_z \omega_0}.$$

Решение последнего уравнения имеет вид [37]:

$$\Delta\Theta(t) = \left(\Delta\Theta_0 + \frac{k_{mp}}{n} \right) \exp(-n t) - \frac{k_{mp}}{n}. \quad (2)$$

Методика определения аэродинамического демпфирования заключается в следующем.

На первом этапе находятся огибающие амплитуд $\Theta(t)$ экспериментального переходного процесса. Достигается это следующим образом. Сигнал (рис. 57) подвергается сглаживанию с помощью цифрового фильтра. Затем производится его сплайн-аппроксимация и численное дифференцирование (рис. 58).

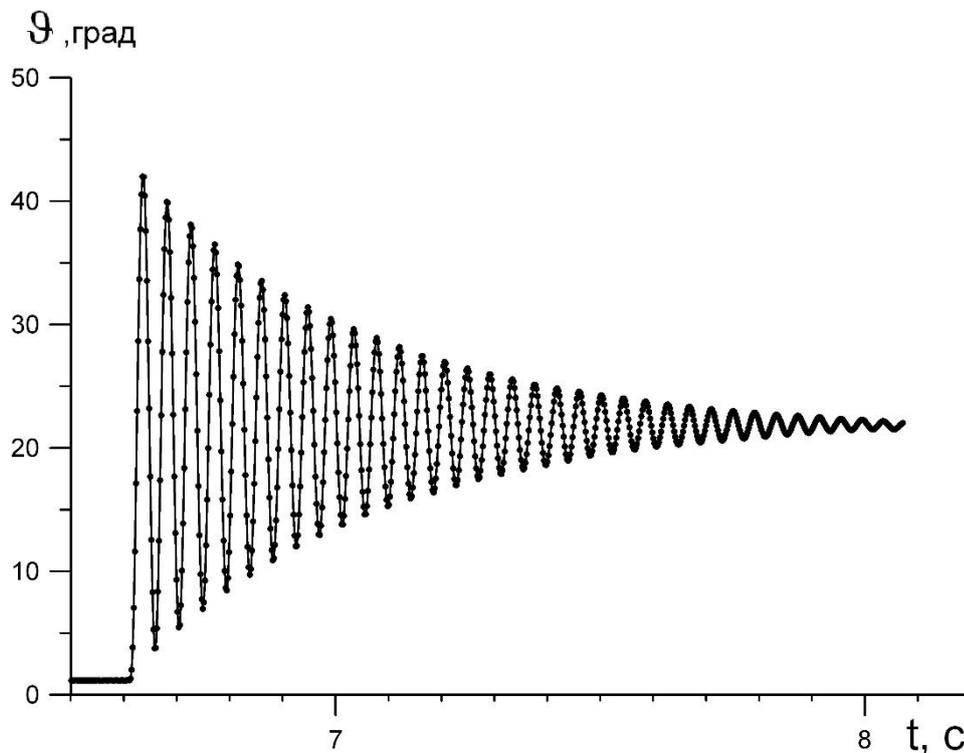


Рис. 57. Переходный процесс угла тангажа по времени.

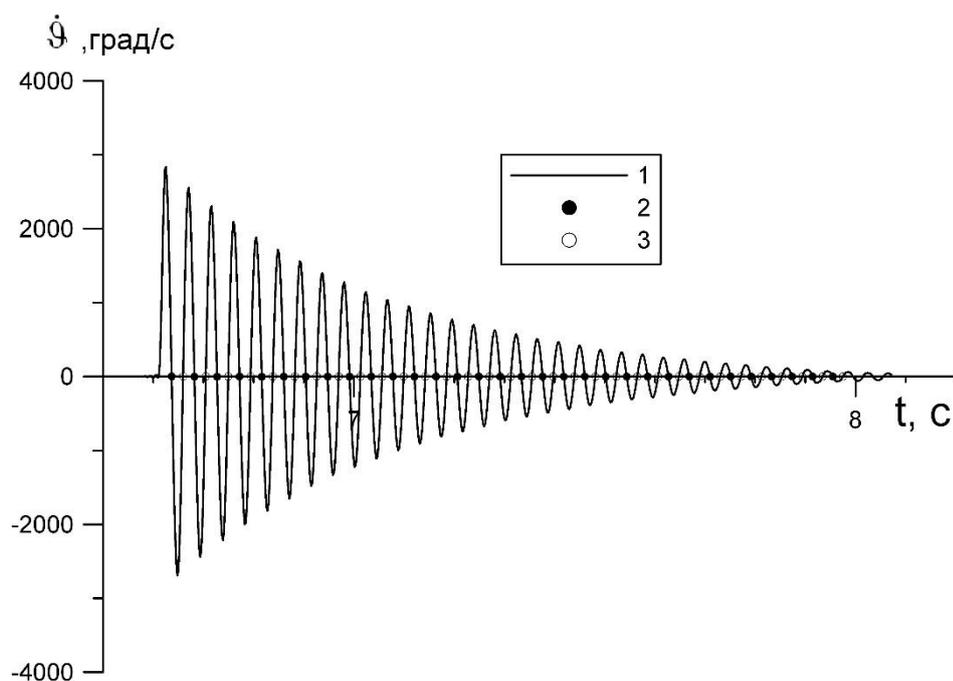


Рис. 58. Производная угла тангажа по времени:
 1 – сглаженный сигнал, 2 – $\dot{\vartheta} = 0$ при ϑ_{max} , 3 – $\dot{\vartheta} = 0$ при ϑ_{min} .

Далее находятся моменты времени, соответствующие $\dot{\vartheta} = 0$ (ϑ_{max}) и $\dot{\vartheta} = 0$ (ϑ_{min}). И, наконец, в эти моменты времени рассчитывается угол тангажа, т.е. приближенно определяются огибающие амплитуд $\vartheta_{max}(t)$ и $\vartheta_{min}(t)$ (рис. 59).

На этом же этапе определяется круговая частота колебаний модели $\omega \approx \omega_0$ (рис. 60).

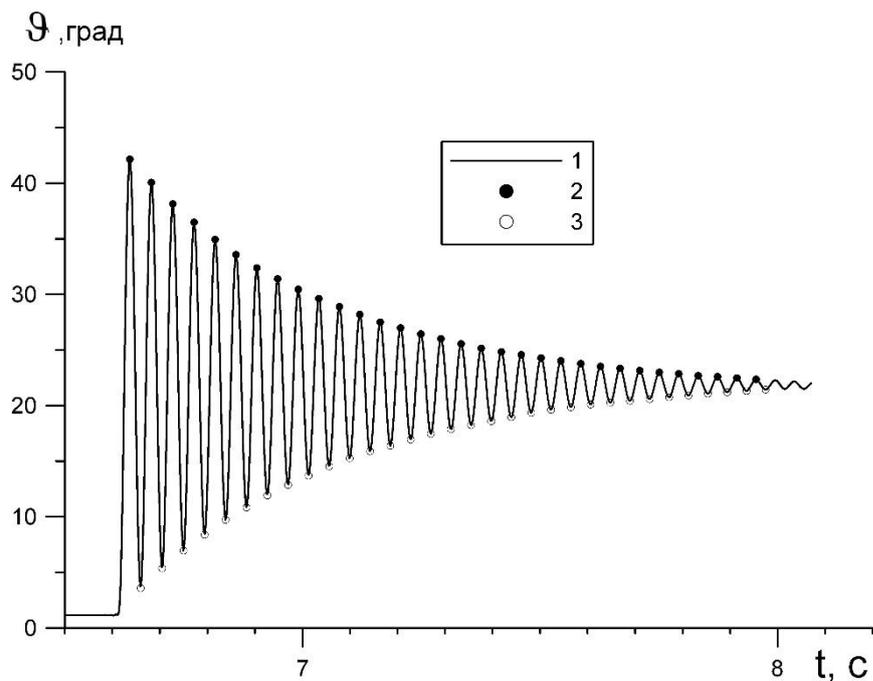


Рис. 59. Переходный процесс угла тангажа по времени.
 1 – сглаженный сигнал, 2 – $\vartheta_{max}(t)$, 3 – $\vartheta_{min}(t)$.

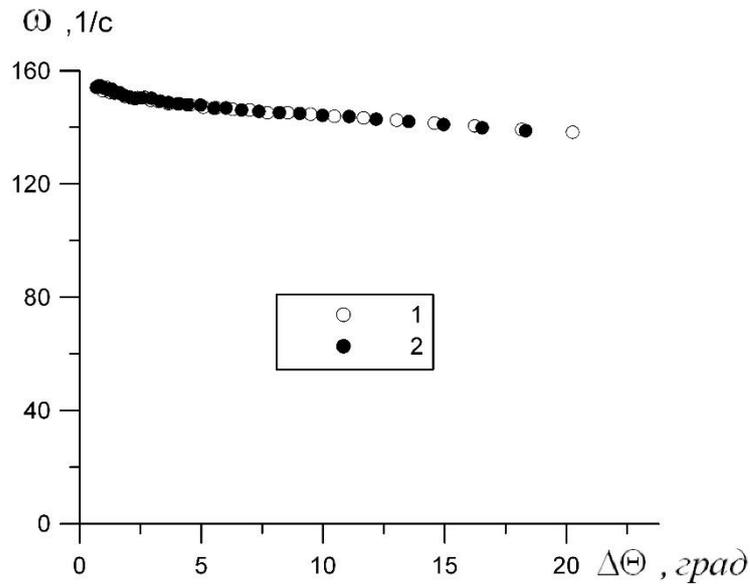


Рис. 60. Зависимость круговой частоты колебаний от текущей амплитуды.
1 – огибающая максимальных амплитуд, 2 – огибающая минимальных амплитуд.

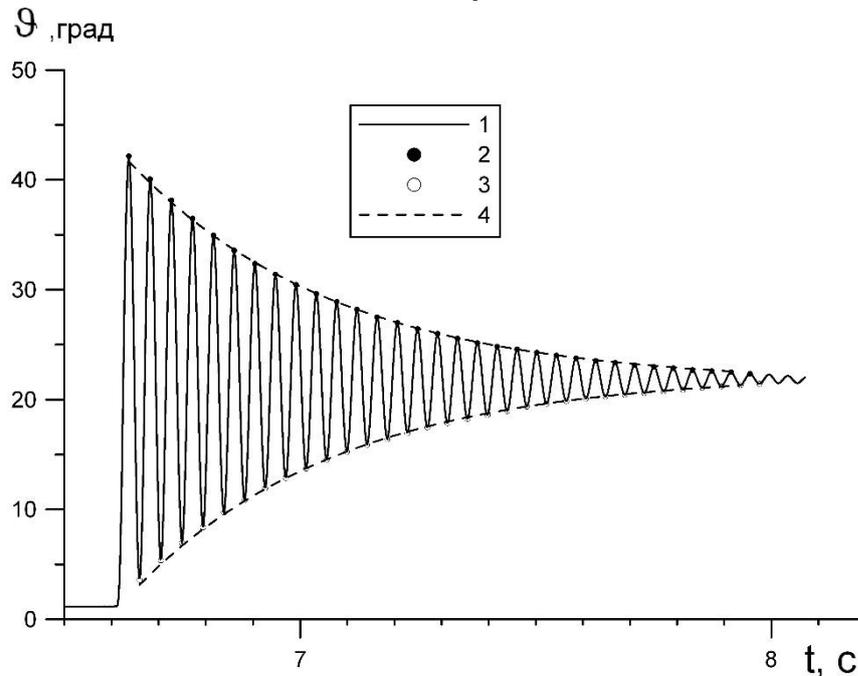


Рис. 61. Огибающие амплитуд переходного процесса.
1 – 3 – эксперимент, 4 – аппроксимация.

На втором этапе огибающие амплитуд $\vartheta(t)$ аппроксимируются по методу наименьших квадратов зависимостью (2) (пример аппроксимации представлен на рис. 61), и определяется декремент n . После этого рассчитываются аэродинамические производные:

$$m_{\dot{\alpha}}^{\bar{\omega}} + m_{\dot{\alpha}}^{\bar{\alpha}} = -2I_z n \frac{V}{qSl^2}, \quad m_{\dot{\alpha}}^{\alpha} = -\frac{\omega^2 I_z}{qSl} \quad (3)$$

Уравнение движения модели (1) можно записать в более общем виде:

$$I_z \ddot{\vartheta} = m_{z_{st}}(\vartheta) qSl + (m_z^{\omega_z} + m_z^{\alpha}) \frac{qSl^2}{V} \dot{\vartheta} + M_{mp},$$

где $m_{z_{st}}(\vartheta) = m_{z_{st}}(\alpha)$ – зависимость коэффициента момента тангажа от угла атаки при стационарном обтекании. При $\dot{\vartheta} = 0$ ($\vartheta_{max}, \vartheta_{min}$) последнее уравнение приобретает вид:

$$m_{z_{st}}(\vartheta) = \frac{I_z \ddot{\vartheta}}{qSl}. \quad (4)$$

Таким образом, зная вторую производную $\ddot{\vartheta}$ при $\dot{\vartheta} = 0$ можно определить по формуле (4) стационарное (квазистационарное) значение коэффициента момента тангажа. Вторая производная $\ddot{\vartheta}$ находится численным двойным дифференцированием ϑ . А определение $\ddot{\vartheta}$ при $\dot{\vartheta} = 0$ не составляет труда. Пример такой процедуры обработки приведен на рис. 62.

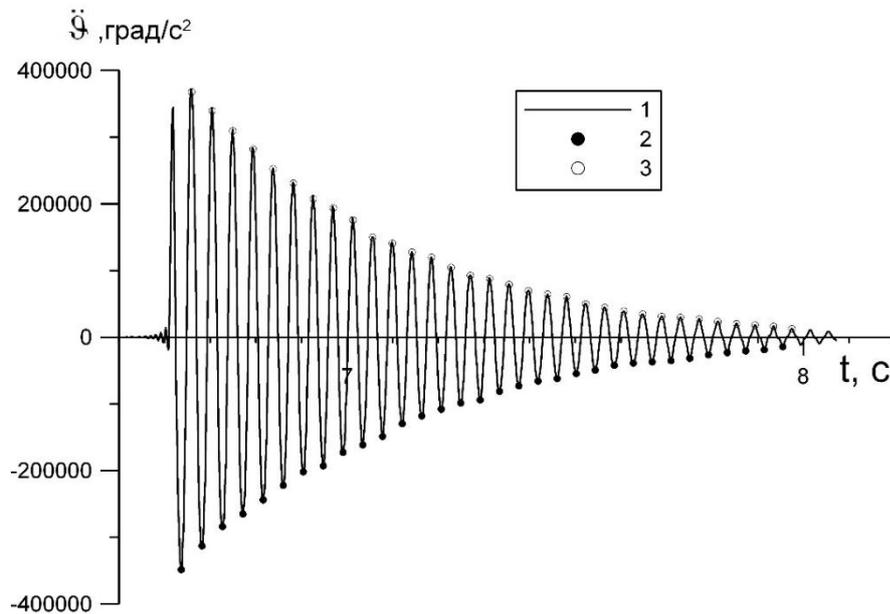


Рис. 62. Вторая производная угла тангажа по времени.
1 – сглаженный сигнал, 2 – $\ddot{\vartheta}$ при ϑ_{max} , 3 – $\ddot{\vartheta}$ при ϑ_{min} .

Определение параметров потока в трубе производилось по стандартной методике, принятой в Т-313. Скорость потока рассчитывалась по известной формуле:

$$V = M \sqrt{kR \frac{T_{0\phi}}{1 + 0,2M^2}} = 20 M \sqrt{\frac{T_{0\phi}}{1 + 0,2M^2}},$$

где $k = 1,4$ – отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме, $R = 287 \text{ м}^2/\text{с}^2 \text{ } ^\circ\text{К}$ – универсальная газовая постоянная, $T_{0\phi}$ – температура торможения в форкамере трубы.

Доверительные интервалы определения аэродинамических производных (при нормальном законе распределения и доверительной вероятности $P = 0,95$) составляют величины:

$$\pm 2\sigma(m_z^\alpha) = \pm 0,006, \pm 2\sigma(m_z^{\bar{\omega}_z} + m_z^{\bar{\alpha}}) = \pm 0,02 - \pm 0,04.$$

Обсуждение результатов испытаний.

Конус. Исходные экспериментальные данные, полученные на установке свободных колебаний, представлены на рис. 63 в виде зависимости угла тангажа от времени.

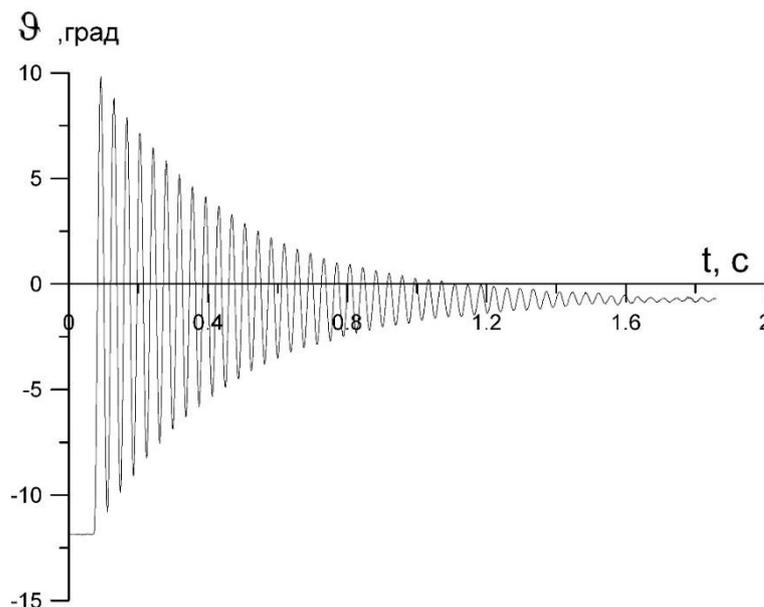


Рис. 63. Переходный процесс угла тангажа по времени при $M = 4$

На рис. 64 даны графики зависимости аэродинамических производных конуса от числа Маха. Расчетные производные взяты из работы [42] для центровки $\bar{x}_T = 0$ и пересчитаны на центровку $\bar{x}_T = 0,55$ (обозначения 4, 5). Сплошными линиями изображены результаты линейной теории, штрихпунктирными – ударной теории Ньютона. Пунктирной линией на рис. 64 обозначены результаты расчетов стационарных производных m_z^α по программе Fluent.

Нетрудно заметить, что производные m_z^α , полученные при динамических испытаниях конуса с поперечной державкой, удовлетворительно согласуются с данными весового и динамического экспериментов с донной державкой и с расчетными данными. Производные $m_z^{\bar{\omega}_z} + m_z^{\bar{\alpha}}$ для поперечной и донной державок удовлетворительно согласуются между собой и с линейной теорией. Расчет по ударной теории дает заниженное демпфирование по сравнению с экспериментом.

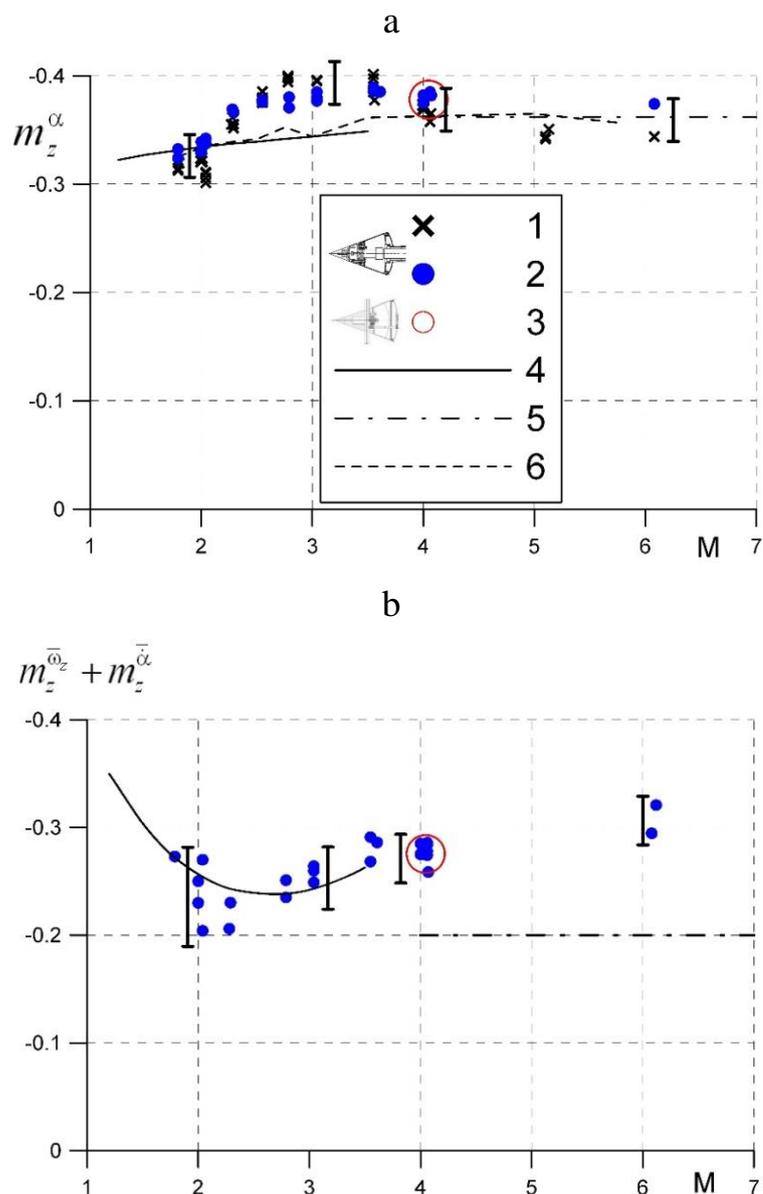


Рис. 64. Зависимость аэродинамических производных от числа Маха.

а – производная m_z^α , б – комплекс производных $m_z^{\bar{\omega}} + m_z^{\bar{\alpha}}$.

1 – весовые испытания с донной державкой [41]; 2 – динамические испытания с донной державкой [41]; 3 – динамические испытания с поперечной державкой; 4 – 6 – расчет [42]; вертикальные метки отображают доверительные интервалы $\pm 2\sigma$ определения аэродинамических производных.

Модель возвращаемого аппарата

На рис. 65 приведены переходные процессы угла тангажа модели по времени для некоторых режимов. Пунктирными линиями изображены результаты аппроксимации огибающих амплитуд по описанной выше методике.

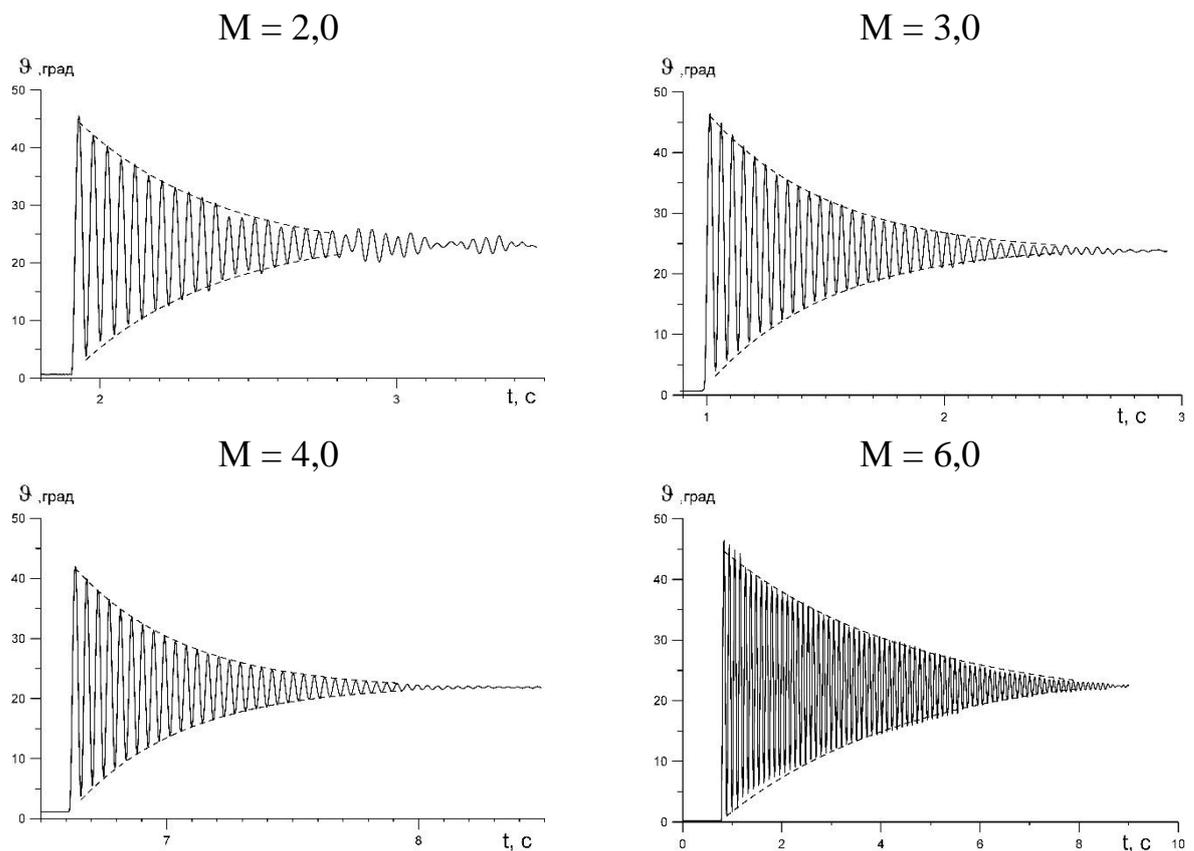


Рис. 65. Переходные процессы угла тангажа по времени в исследованном диапазоне чисел Маха.

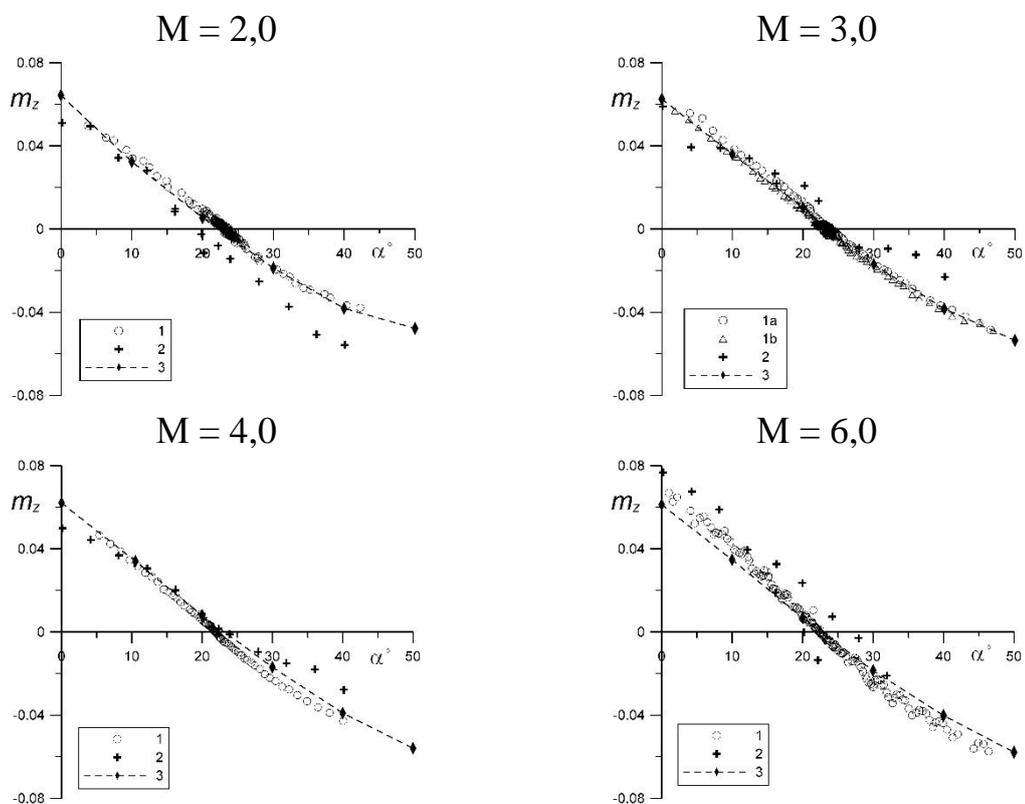


Рис. 66. Зависимости аэродинамических коэффициентов m_z от угла атаки. 1 – квазистационарные (динамический эксперимент), 2 – стационарные (весовой эксперимент) [49], 3 – стационарные (численные расчеты) [49].

На рис. 66 представлены стационарные (квазистационарные) аэродинамические характеристики, результаты весовых испытаний и расчетные стационарные аэродинамические характеристики для натурального объекта [49]. Видно, что квазистационарные и расчетные характеристики с хорошей точностью согласуются между собой. Согласование результатов весовых испытаний гораздо хуже.

Еще большее различие наблюдается для производных m_z^α и балансировочного угла атаки (рис. 67). Производные m_z^α расчетных данных и данных весовых испытаний определялись посредством линейной аппроксимации соответствующих зависимостей $m_z(\alpha)$ в диапазоне углов атаки $\alpha = 0 \div 40^\circ$. Производные m_z^α в динамических испытаниях рассчитывались по частоте колебаний (3). Видно, что производные динамических испытаний и расчетные производные хорошо согласуются между собой и слабо зависят от числа Маха. Производные весовых испытаний сильно отличаются от последних и существенно зависят от числа Маха (штрихпунктирная линия). Аналогичные закономерности прослеживаются и для балансировочных углов атаки α_{bal} . Отмеченные отличия характеристик весовых испытаний обусловлены, по всей видимости, искажением поля течения около модели под воздействием донной державки.

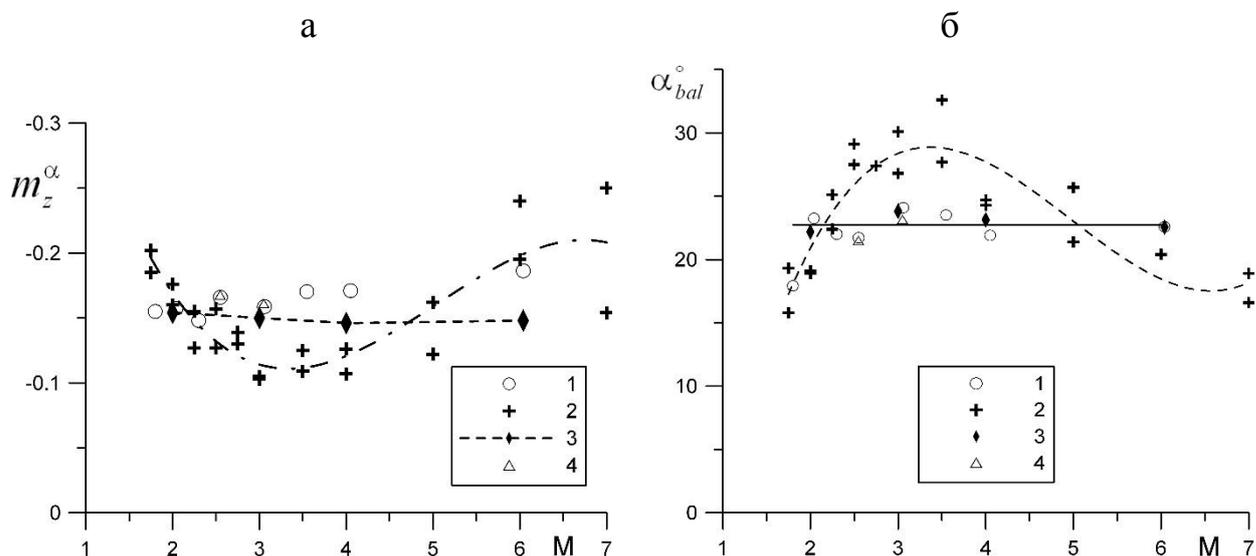


Рис. 67. Сравнение расчетных и экспериментальных характеристик.
 а – производная $m_z(\alpha)$ по углу атаки, б – балансировочный угол атаки.
 1, 4 – динамические испытания при различных числах Рейнольдса,
 2 – весовые испытания [49], 3 – расчет [49].

На рис. 68 изображены экспериментальные и расчетные характеристики аэродинамического демпфирования в зависимости от числа Маха

(вертикальные метки отображают доверительные интервалы $\pm 2\sigma$ эксперимента).

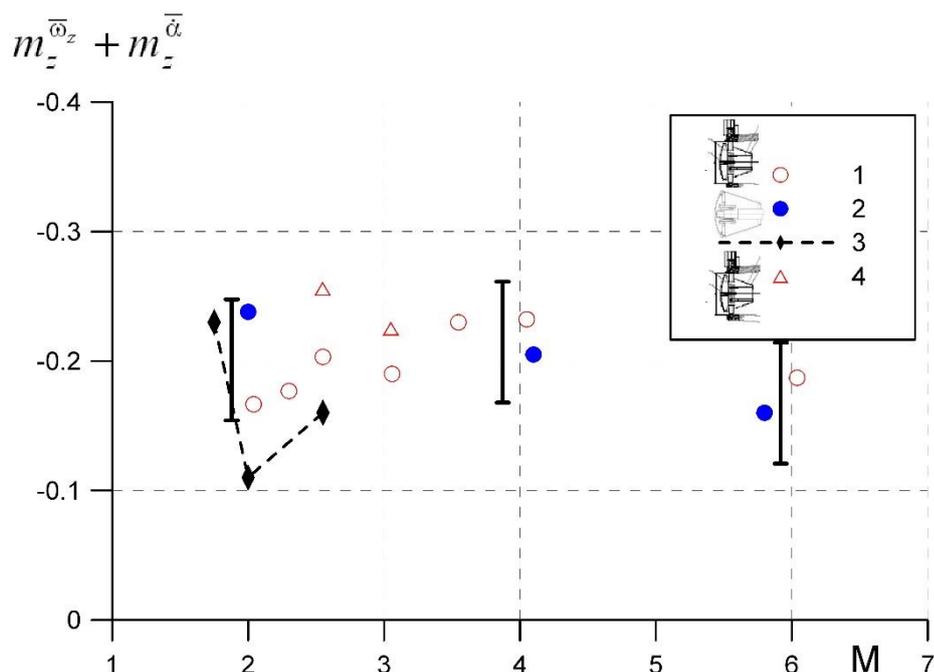


Рис. 68. Зависимость аэродинамического демпфирования от числа М. 1, 4 – результаты настоящей работы при различных числах Рейнольдса; 2 – данные работы [40] (испытания на донной державке); 3 – результаты расчетов

Численное моделирование выполнено в программном комплексе Ansys Fluent при трех числах Маха $M = 1,75, 2,00$ и $2,55$. Все расчеты проводились в два этапа. Первый этап – решение стационарной задачи внешнего обтекания на угле атаки $\alpha_{bal} + \Delta\theta_0$. Второй этап – решение нестационарной задачи на подвижной сетке с одной степенью свободы (вращение вокруг оси OZ). Расчеты проведены на структурированной сетке. Внешняя граница представляет собой сферу с радиусом 10 калибров, что позволяет не перестраивать сетку, а поворачивать ее всю целиком вокруг оси OZ. Расчеты выполнены решателем Density-Based Solver (DBS) с использованием модели турбулентности SST k- ω . Для задания движения и записи результатов использовался интерфейс User Defined Functions (UDF). Обработка переходных процессов по углу атаки (было рассчитано три периода колебаний) выполнена аналогично обработке экспериментальных данных, описанных выше. Начальная амплитуда колебаний составляла $\Delta\theta_0 \approx 9^\circ$. Видно удовлетворительное согласование экспериментальных данных, полученных на поперечной и донной державках и расчетных данных.

Модель отделяемого головного блока

На рис. 69 приведены переходные процессы угла тангажа модели по времени. Пунктирными линиями изображены результаты аппроксимации огибающих амплитуд по описанной выше методике. Видно, что при числах $M = 1,75-2,5$ модель обладает динамической устойчивостью. При $M = 3,0-6,0$ и больших возмущениях по углу атаки модель также динамически устойчива. Однако вблизи балансировочных углов атаки при этих числах Маха возбуждаются регулярные незатухающие колебания с амплитудой $\Delta\theta \approx 2-6^\circ$. Причем наиболее интенсивные колебания наблюдаются при $M = 6$.

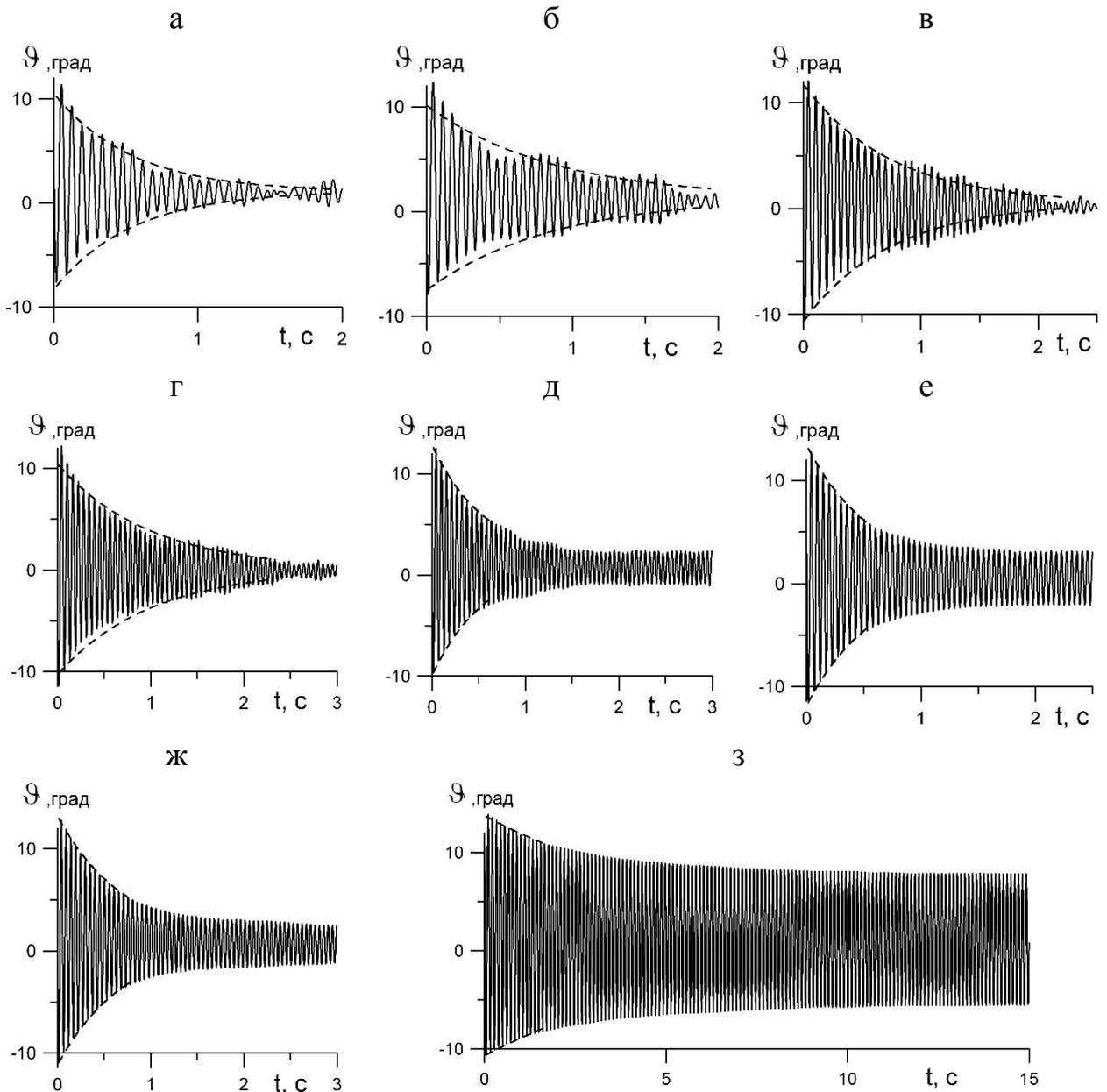


Рис. 69. Переходные процессы угла тангажа по времени.

а – з: $M=1,75, 2,0, 2,25, 2,5, 3,0, 3,5, 4,0, 6,0$.

На рис. 70 представлены характеристики аэродинамического демпфирования модели в зависимости от числа Маха. При $M = 3,0-6,0$ аэродинамическое демпфирование определялось по начальному (затухающему) участку переходного процесса (см. рис. 69). На рис. 70 приведены также результаты испытаний модели большего размера на донной державке [39] и результаты расчетов [50]. Расчетные данные получены с помощью двух методов: на основе приближенного квазистационарного подхода и посредством численного интегрирования нестационарных уравнений Эйлера. Эти объекты имели несколько отличную геометрию и центровку: [39] – $x_{цм}/l = 0,289$, $y_{цм}/l = -0,007$; [50] – $x_{цм}/l = 0,235$, $y_{цм}/l = -0,0074$. Видно, что результаты настоящих испытаний удовлетворительно согласуются с результатами работы [39] и с расчетами по приближенной методике. Расчет по второму методу дает качественно отличающиеся данные (антидемпфирование при $M = 1,7$).

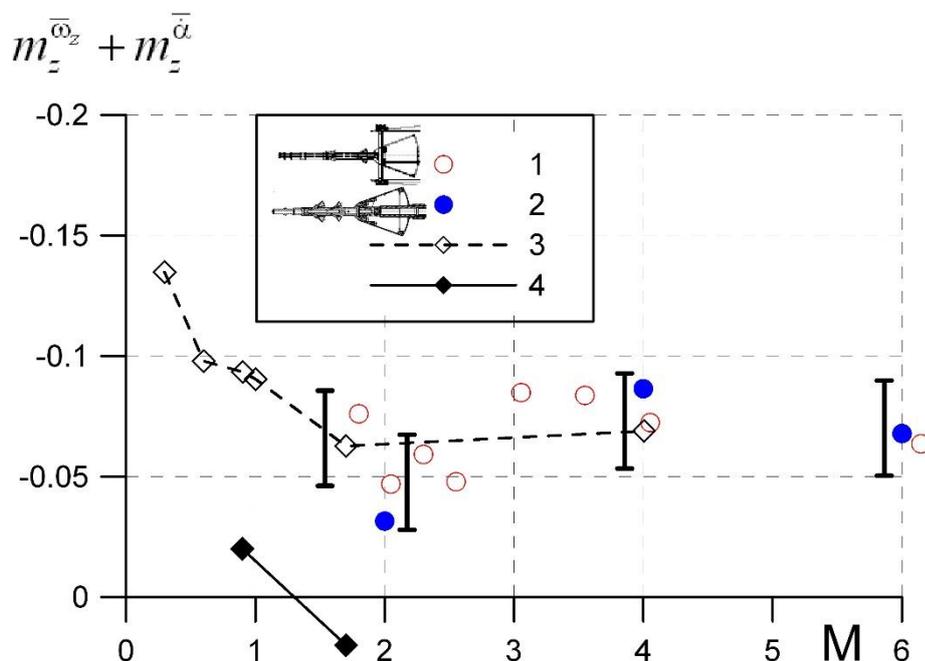


Рис. 70. Зависимость аэродинамического демпфирования от числа М.

1 – результаты настоящей работы; 2 – данные работы [39] (испытания на донной державке); 3 – расчет по приближенной методике [50]; 4 – расчет по уравнениям Эйлера [50]

На рис. 71 изображены квазистационарные аэродинамические характеристики, результаты весовых испытаний и расчетные стационарные аэродинамические характеристики для натурального объекта [49]. Весовые испытания проводились с использованием донной державки при тех же числах Рейнольдса, что и динамические. При $M = 6$ были проведены

дополнительные испытания при большем числе Re (крестики на рис. 71г). Нетрудно видеть, что при $M = 1,75$ и $M = 2$ квазистационарные и расчетные характеристики в диапазоне малых углов атаки $\alpha \approx 0-7^\circ$ с хорошей точностью согласуются между собой. При больших углах атаки имеет место заметное расхождение данных. По-видимому, это расхождение обусловлено влиянием числа Рейнольдса, которое для модели и натуре отличается более чем в 30 раз. При $M = 4$ и 6 наблюдается хорошее согласование данных во всем диапазоне углов атаки. Числа Рейнольдса модели и натуре при $M = 4$ отличаются в два раза, а при $M = 6$ – всего на 30%. Согласование результатов весовых испытаний с расчетными в целом заметно хуже, что в наибольшей степени проявляется при $M = 6$ (рис. 71г).

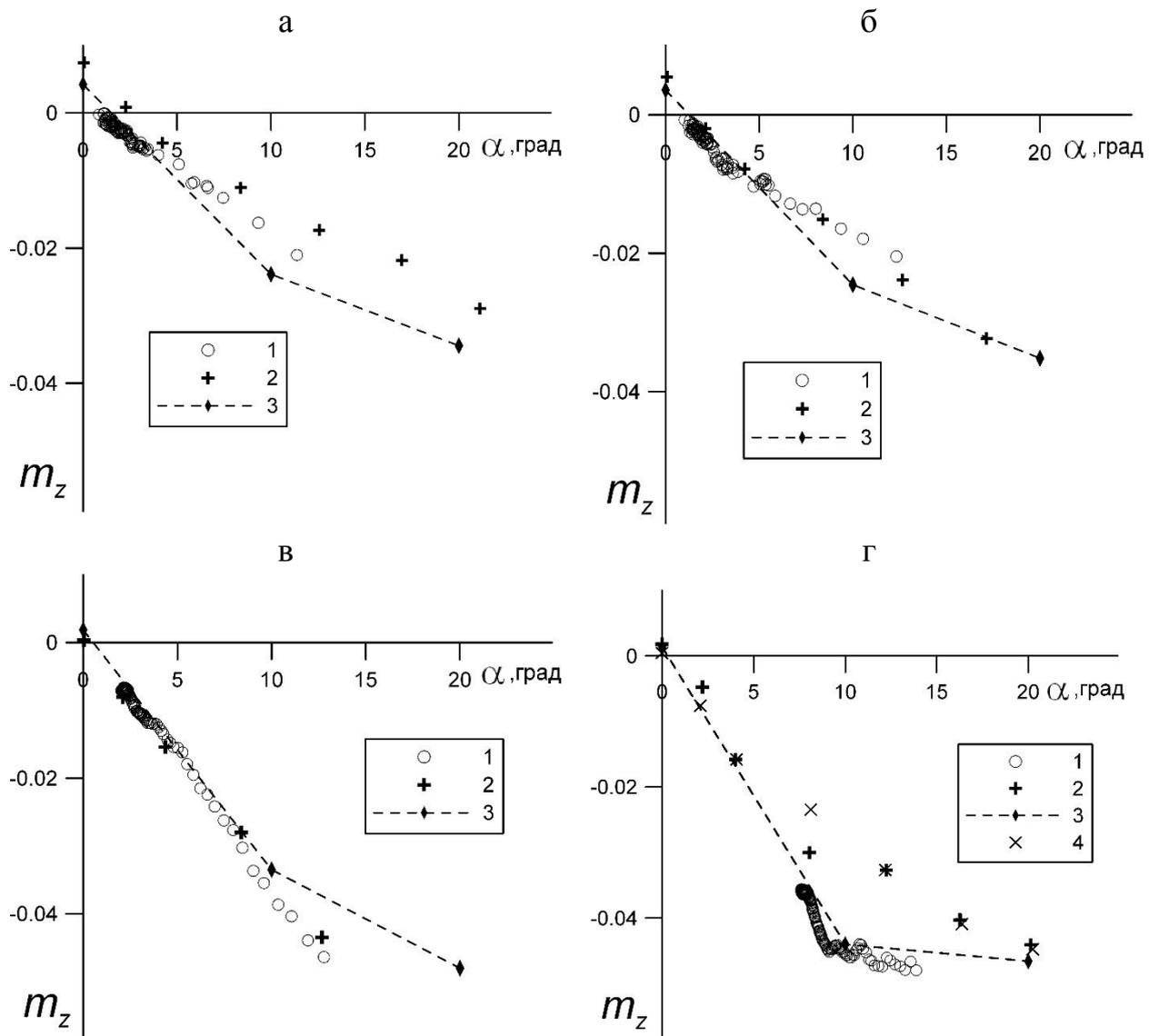


Рис. 71. Зависимости аэродинамических коэффициентов m_z от угла атаки.

а-г: $M = 1,75, 2,0, 4,0, 6,0$.

1 – динамические испытания, 2, 4 – весовые испытания [49], 3 – расчет [49].

Заключение.

Впервые в России создана установка свободных колебаний с поперечной державкой на подшипниках качения для исследования аэродинамического демпфирования моделей возвращаемых космических аппаратов при сверх- и гиперзвуковых скоростях.

Разработана новая методика определения аэродинамических характеристик момента тангажа моделей.

Определено аэродинамическое демпфирование острого конуса с углом полураствора 20° и двух моделей возвращаемых аппаратов в диапазоне чисел Маха $M = 1,75 \div 6$.

Показано, что аэродинамические характеристики, включая демпфирующие, полученные экспериментально на новой установке, удовлетворительно согласуются с результатами испытаний на донной державке и с результатами расчетов.

Все поставленные в работе задачи решены в полном объеме.

Полученные экспериментальные данные могут использоваться для валидации экспериментальных и численных методов исследования.

Работа выполнена на высоком научном уровне, а некоторые результаты не имеют аналогов в мире. Публикации в 2016 году [51].

2.8. Верификация численных расчетов методом LES пространственного отрыва турбулентного пограничного слоя в окрестности скользящего вдоль поверхности скачка уплотнения при числе Маха $M = 5$.

(Желтоводов А.А.)

Аннотация. Проведена верификация расчетов на основе метода численного моделирования крупных вихрей (LES) пространственного взаимодействия скользящего скачка уплотнения в окрестности установленного на пластине вертикального кия с углом отклонения потока $\beta_1 = 23^\circ$ при числе Маха $M_\infty = 5$ и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 3,7 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$. Продемонстрировано хорошее соответствие экспериментальным данным по газодинамической структуре течения, картинам предельных линий тока, распределениям давления и трения на поверхности в отрывной зоне. Полученные в расчетах данные о характеристиках турбулентности подтвердили существование вторичного отрыва в таких условиях в конически сверхзвуковом турбулентном возвратном течении внутри основной области отрыва вследствие быстрого его перехода к турбулентному состоянию после присоединения потока.

Введение.

Разработка современных сверх- и гиперзвуковых летательных аппаратов требует глубокого понимания и надежного прогнозирования свойств исключительно многообразных турбулентных отрывных течений, которые могут возникать в окрестности различных аэродинамических элементов и компоновок в целом [52–54]. В условиях высоких скоростей полета такие течения формируются при взаимодействии скачков уплотнения с турбулентным пограничным слоем и в большинстве случаев оказывают негативное влияние на летно-тактические характеристики аппарата, способствуя снижению эффективности органов управления, росту энергетических потерь в каналах воздухозаборников и двигателей, возникновению пиковых статических, динамических и тепловых нагрузок, проявлению гистерезисных явлений.

Сложность и многообразие режимов пространственного отрыва, а также полуэмпирический характер моделей турбулентности требуют проверки адекватности численных расчетов при решении различных прикладных задач. Не случайно исследования в этом направлении активно продолжаются в ведущих научных центрах мира. Как отмечено в обзорных работах [52-56], несмотря на определенные достижения в экспериментальном изучении и численном моделировании сверхзвуковых отрывных течений за более чем

50-летний период активных исследований в конце прошлого и начале этого века, предсказание их свойств остается одной из наиболее сложных проблем аэрогазодинамики. Наряду с необходимостью продолжения экспериментальных исследований отмечается возрастающая роль численных расчетов при решении прикладных задач в условиях повышенных чисел Рейнольдса на основе осредненных по Рейнольдсу (или Фавру) уравнений Навье–Стокса (RANS) и важность дальнейшего обоснования и совершенствования привлекаемых при этом моделей турбулентности. Учитывая полуэмпирический характер моделей турбулентности, которые не являются универсальными, требуется тщательная проверка диапазона их применимости. Примером исследований в этом направлении являются выполненное на предыдущем этапе программы тестирование расчетов на основе RANS и различных моделей турбулентности пространственных отрывных течений в окрестности установленного на пластине вертикального киля при числах Маха $M_\infty = 2-4$ [57-60].

Учитывая нестационарный характер турбулентного отрыва и сложную трансформацию турбулентности на скачках, расчеты на основе полуэмпирических ее моделей в рамках RANS, естественно, не могут претендовать на полное и адекватное предсказание всех физических свойств обсуждаемых течений. Успехи в развитии вычислительной техники открыли перспективу применения современных методов прямого численного моделирования DNS (Direct Numerical Simulation) и прямого моделирования крупных вихрей LES (Large Eddy Simulation) в рамках полных нестационарных уравнений Навье–Стокса, которые в настоящее время активно развиваются в мире. В рамках проводимой программы исследований были апробированы возможности использования DNS для предсказания закономерностей взаимодействия турбулентного пограничного слоя с последовательностью волн разрежения и скачков уплотнения [61]. Однако применимость такого подхода пока ограничена относительно низкими значениями числа Рейнольдса вследствие требуемых значительных вычислительных ресурсов для его повышения. С целью проверки возможностей предсказания свойств пространственных отрывных течений при повышенных числах Рейнольдса на заключительном этапе программы выполнено тестирование расчетов пространственного отрыва в окрестности установленного на пластине вертикального киля с углом отклонения потока $\beta_1 = 23^\circ$ при числе Маха $M_\infty = 5$ и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 3,7 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$ на основе использования более экономичного современного подхода (LES) [62, 63].

Методика расчетов.

В качестве основы для расчетов в рамках LES использованы фильтрованные (с применением пространственного фильтра для представленных по Фавру переменных) уравнения Навье–Стокса для нестационарных сжимаемых течений, записанных в общем виде в криволинейной системе координат [62, 63]. Для определения коэффициентов в модели для подсеточной турбулентной вязкости применялась динамическая классическая подсеточная модель [64, 65]. При расчете теплообмена на поверхности использовалось турбулентное число Прандтля, которое также рассчитывалось с использованием динамической процедуры по времени. Фильтруемые уравнения Навье–Стокса решались с помощью конечно-разностного метода, в котором конвективные члены рассчитывались с использованием низкодиссипативной монотонной консервативной схемы седьмого порядка, разработанной в работе [66]. Диффузионные члены рассчитывались с использованием метода Рунге–Кутты и компактной схемы шестого порядка [67]. Для интегрирования по времени применялся TVD метод [68] со схемой третьего порядка.

Исследуемая конфигурация, расчетная область и сетка/

С целью тестирования расчетов использованы экспериментальные данные, описанные в работе [69]. Исследованная экспериментально при числе Маха $M_\infty = 5$ и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 3,7 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$ конфигурация представляла собой установленный на пластине вертикальный киль с углом отклонения потока $\beta_1 = 23^\circ$. Схема модели и расчетная область показаны на рис. 72.

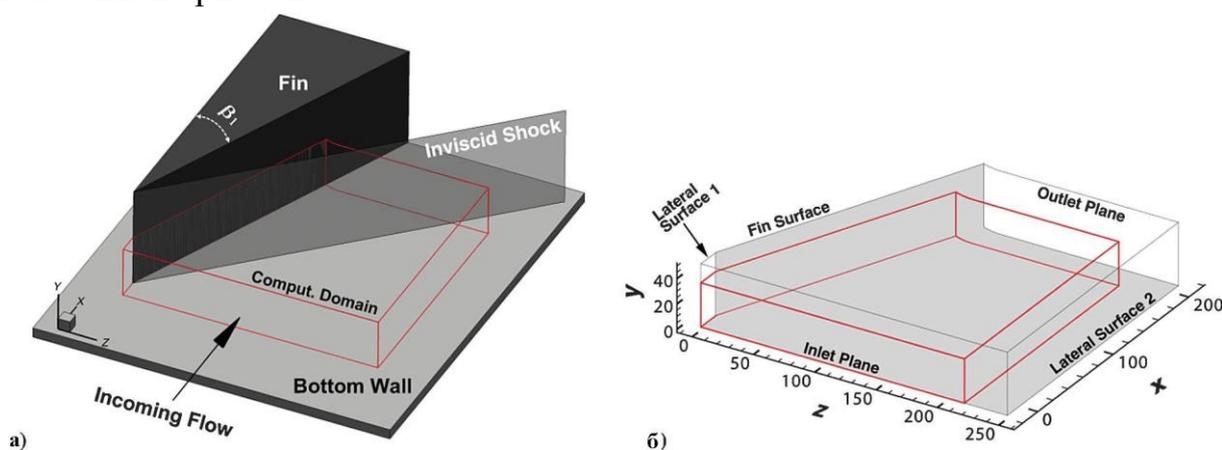


Рис. 72. Схема модели (а) и расчетная область (а, б).

Расчетная область охватывала боковую поверхность кия и часть пластины, на которой реализовалось пространственное взаимодействие скользящего скачка с развивающимся на ней турбулентным пограничным

слоем. Начало декартовой системы координат соответствует положению передней кромки кия на пластине. (При обезразмеривании координат x , y , z (рис. 72, б) в качестве характерного размера принята длина в 1 мм.) Входное сечение расчетной области расположено при $x = -20$ мм, выходное – соответствует $x = -206$ мм, боковая грань распространяется до $z = 215$ мм. Высота расчетной области $y = 50$ мм.

Использованная в расчетах сетка имела 240 узлов в направлении y (по нормали к пластине), 1060 узлов в направлении набегающего потока x и 1420 узлов в направлении z . При ее построении учитывались рекомендации [70] для расчетов на основе LES: $\Delta x^+ = 50 - 100$, $\Delta y^+ = 1$, $\Delta z^+ = 10 - 20$ (соответствующие безразмерные координаты указаны в переменных закона стенки с учетом невозмущенного пограничного слоя в начальном сечении перед килем). Вблизи поверхности сетка была сгущенной и координаты первого слоя узлов составляли $\Delta y^+ < 1$. В направлении y сетка постепенно разрежалась по гиперболическому закону и переходила в равномерную с разрешением $\Delta y^+ \approx 15$.

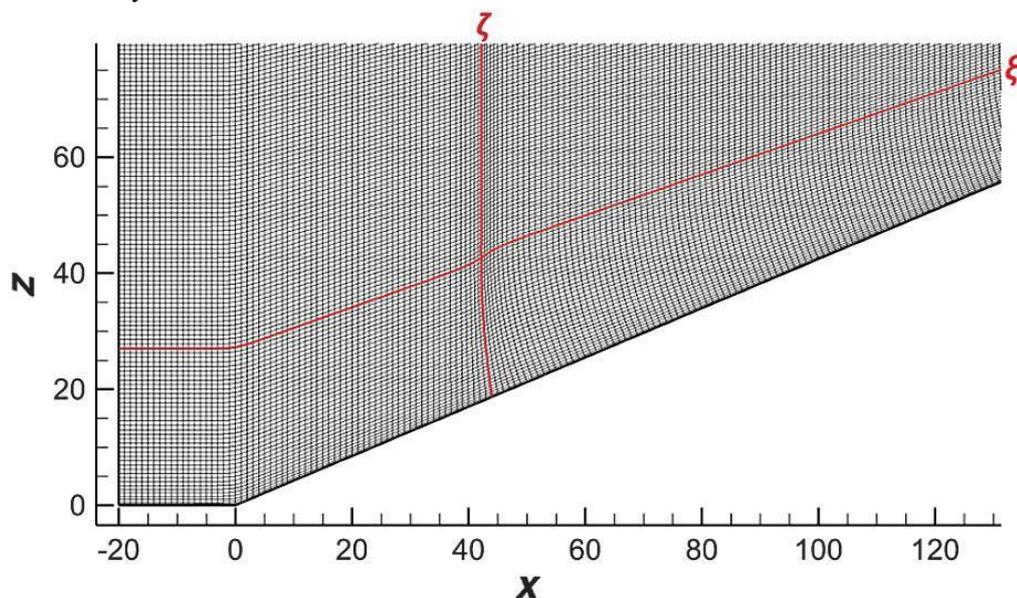


Рис. 73. Распределение сетки вокруг передней кромки кия в плоскости $x - z$ (показана каждая восьмая точка).

Аналогично, в окрестности боковой поверхности кия первый слой узлов располагался на расстоянии $\Delta z^+ < 1$ и далее, после сгущения вблизи поверхности ее разрешение достигало значений $\Delta z^+ \leq 15$. В горизонтальной плоскости $x - z$ сетка была равномерной в направлении x с разрешением $\Delta x^+ \approx 20$ между первым (входным) сечением и местом расположения вершины кия, как показано на рис. 73. Далее она плавно поворачивалась и регулировалась с учетом направления нормали к отклоненной боковой грани

киля для обеспечения гладкости и ортогональности. При этом для обеспечения гладкости использовался метод, предложенный в работе [71]. Общее количество узлов сетки около 360 миллионов.

Граничные условия

На обтекаемых поверхностях пластины и кия использовались условия прилипания для изотермической стенки с постоянной температурой $T_w = 4,39T_o$, где статическая температура в набегающем потоке $T_o = 68,3$ К согласно экспериментам [69]. В выходных сечениях (Outlet Plane), верхней границе расчетной области и боковой границе 2 (Lateral Surface 2) расчетной области, как показано на рис. 73, использовались неотражающие условия [72, 73]. Для обеспечения соответствующих эксперименту параметров турбулентного пограничного слоя во входном сечении (Inlet Plane) расчетной области предварительно проводились дополнительные расчеты течения на пластине меньшей ширины в рамках LES. Полученные массивы данных были далее введены во входное сечение в основные LES. При этом массивы полученных данных повторялись по ширине пластины согласно методологии [74]. Приведенные ниже в табл. 2 рассчитанные параметры пограничного слоя (толщина δ , толщины вытеснения δ^* и потери импульса θ) в начальном сечении, расположенном на расстоянии 20 мм выше передней кромки кия, вместе с числом Маха M_∞ , числом Рейнольдса Re_1 , температурой торможения потока T^* и температурой поверхности T_w в начальном (входном) сечении демонстрируют хорошее соответствие экспериментальным [69] значениям.

Таблица 2. Характеристики невозмущенного пограничного слоя

	M_∞	Re_1, m^{-1}	δ, mm	δ^*, mm	θ, mm	T^*, K	T_o, K	T_w, K
Эксперим.	5	37×10^6	3,8	1,6	0,16	410	-	300 ± 5
LES	5	37×10^6	3,85	1,6	0,17	410	68,3	300

Основные результаты.

Характеристики невозмущенного пограничного слоя.

Полученные в расчетах (LES) данные о распределении средней скорости в невозмущенном пограничном слое на пластине, представленные в переменных Ван Дриста, в сечении $x = -2$ мм, демонстрируют их хорошее соответствие классическому закону стенки-следа (рис. 74). Отчетливо видны линейный подслой и логарифмическая область, соответствующие развитому турбулентному пограничному слою. При этом полученные в расчетах распределения среднеквадратичных значений пульсаций компонент вектора

скорости в таком пограничном слое в пристенной (рис. 75, а) и внешней (рис. 75, б) областях такого слоя хорошо соответствуют результатам, полученным на основе DNS для несжимаемых течений (Spalart [74], Wu and Moin [75]) и сжимаемых при $M = 1,3$ (Pirozzoli et al. [76]), а также экспериментальным данным для несжимаемых течений (Purtell et al. [77], Erm and Jubert [78]). Проведенные сравнения доказывают хорошее воспроизведение в расчетах свойств невозмущенного турбулентного пограничного слоя в течении перед килем.

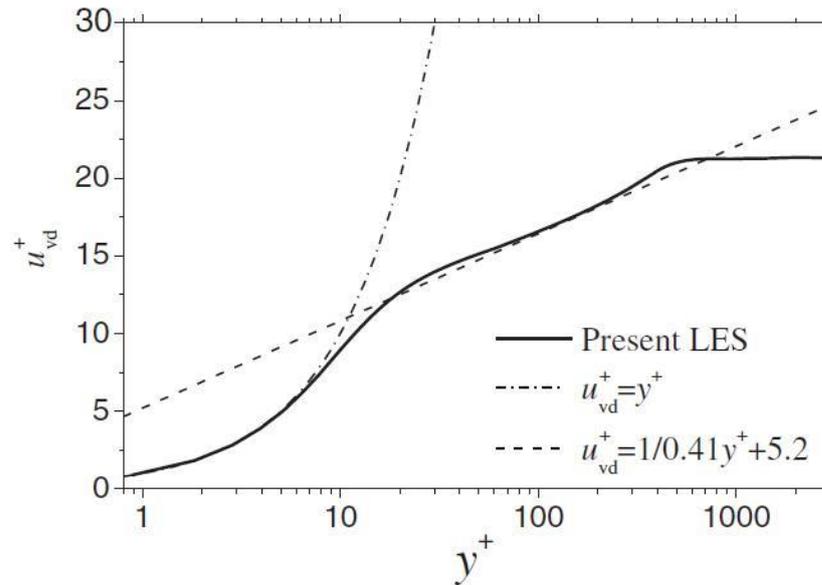


Рис. 74. Распределение средней скорости в пограничном слое в сечении $x = -2$ мм.

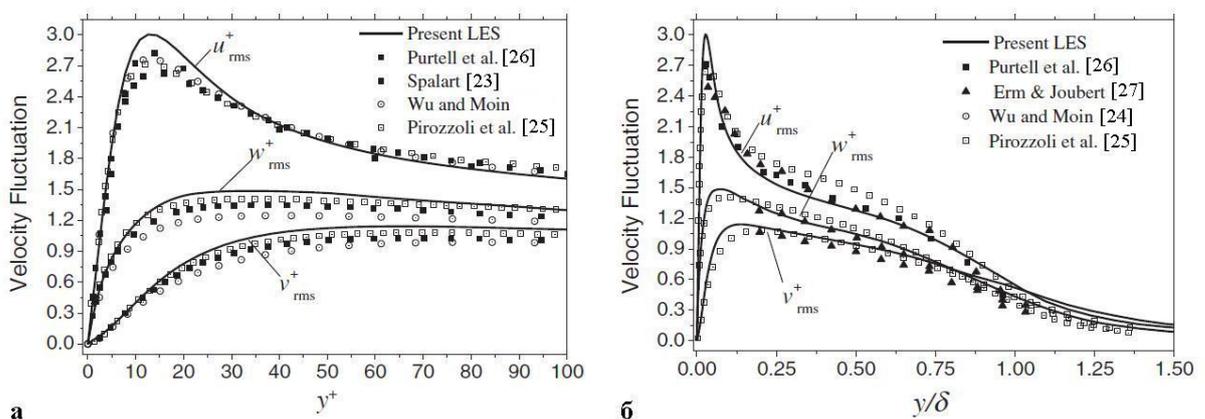


Рис. 75. Распределение среднеквадратичных значений пульсаций скорости в пограничном слое в сечении $x = -2$ мм во внутренней (а) и внешней (б) областях.

Предельные линии тока, распределения давления и трения на поверхности пластины.

Полученные ранее экспериментальные данные [79-82] позволили охарактеризовать эволюцию предельных линий тока на поверхности

пластины в окрестности вертикального кия при увеличении его угла отклонения β_1 при различных числах Маха (рис. 76) [79]. Согласно условиям экспериментов [69] (обозначение 3, рис. 76, *a*) картина предельных линий тока соответствует режиму VI (рис. 76, *б*). В условиях этого режима на пластине формируются основные линии стекания (отрыва) S_1 и растекания (присоединения) R_1 , а также вторичные линии стекания S_2 и растекания (присоединения) R_2 , обусловленные вторичным отрывом внутри основной отрывной зоны. Такой характер предельных линий тока зафиксирован в экспериментах [69, 82] с помощью масло-сажевой визуализации (рис. 77).

Как следует из рис. 78 *б*, полученные в расчетах на основе LES углы отклонения основных и вторичных линий отрыва (φ_1 и φ_2), а также основной линии присоединения (γ_1) (показаны на схеме на рис. 78*a*) хорошо соответствуют экспериментам.

Полученные в расчетах (LES) распределения давления на пластине в пяти поперечных сечениях $x = 83, 93, 123, 153$ и 183 мм демонстрируют хорошее соответствие экспериментальным данным [18, 31] (рис. 79 *a*). Как видно, в окрестности основной линии растекания R_1 реализуется максимум давления на поверхности.

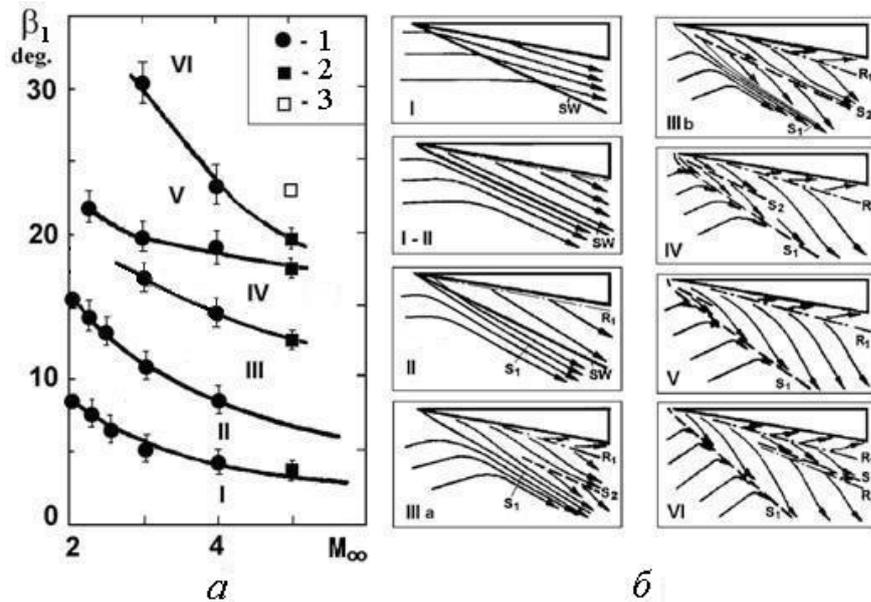


Рис. 76. Границы (*a*) характерных режимов развития картин предельных линий тока на пластине, (*б*) в окрестности вертикального кия [79].
 1 – экспериментальные данные [80, 81], 2 – [82], 3 – рассматриваемое течение при $M_\infty = 5, \beta_1 = 23^\circ$ [69].

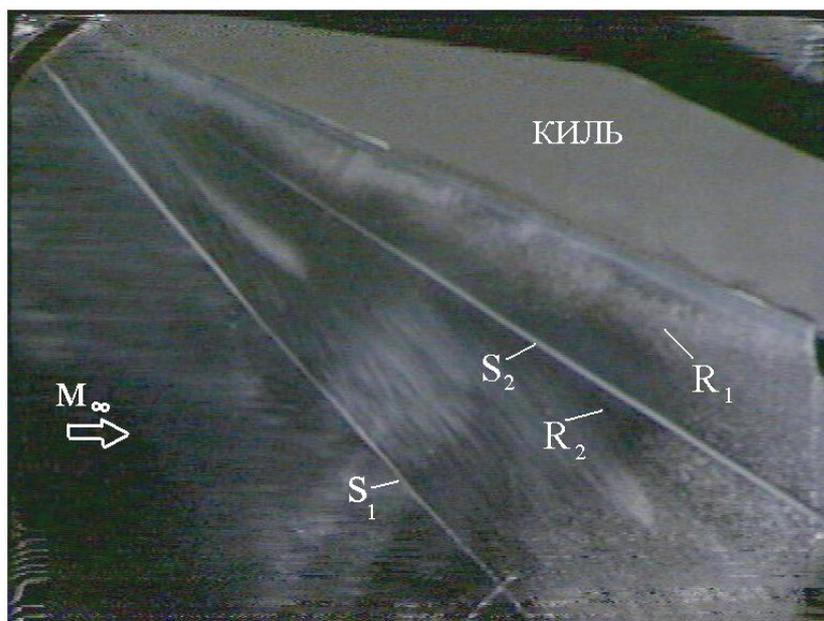


Рис. 77. Масло-сажевая визуализация предельных линий тока на пластине при $M_\infty = 5$, $\beta_1 = 23^\circ$ [69, 82].

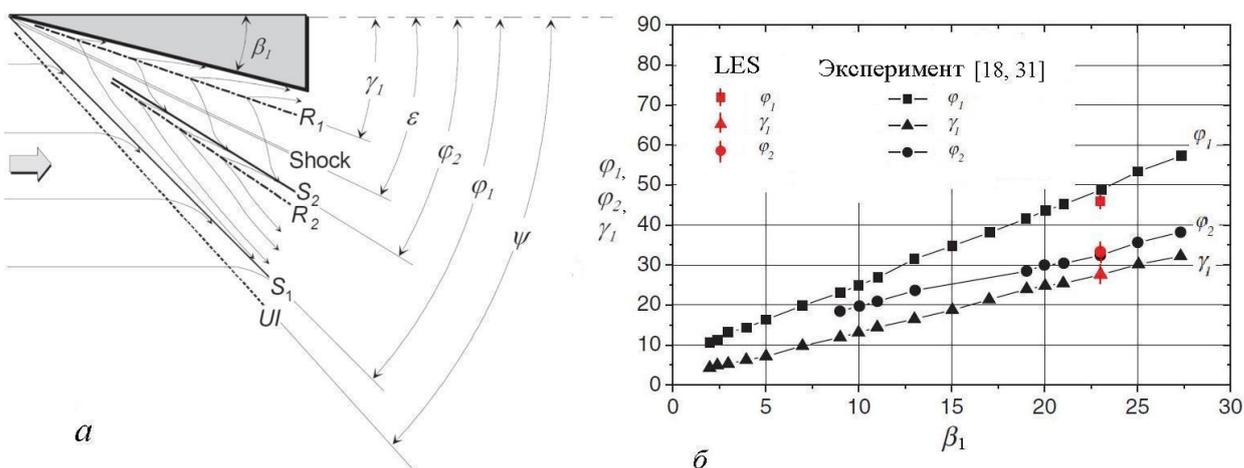


Рис. 78. Сравнение расчетов LES с экспериментальными данными для углов отклонения основных и вторичных линий стекания и растекания.

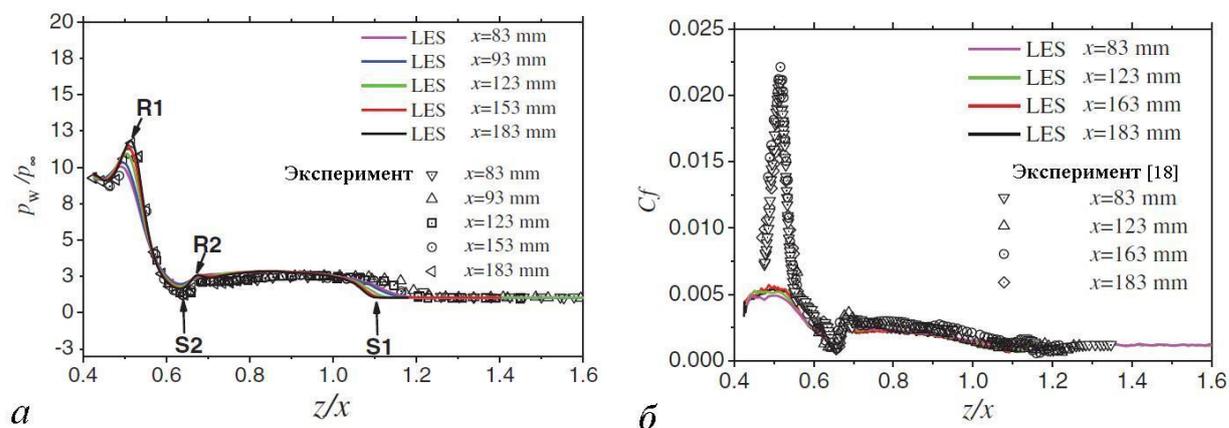


Рис. 79. Распределения давления (а) и коэффициента поверхностного трения (б) в различных сечениях на пластине.

Полученные в расчетах (LES) распределения коэффициента поверхностного трения C_f в характерных сечениях ($x = 83, 123, 163$ и 183 мм) демонстрируют хорошее соответствие экспериментам [69] при $z/x \geq 0,54$. Однако в окрестности основной линии растекания R_1 и соответствующего ей максимума давления при $z/x = 0,52$ расчеты заметно занижают поверхностное трение по сравнению с экспериментальными данными. Причины такого расхождения по трению пока не понятны. Возможно, необходимо повышение разрешения расчетной сетки в указанной области в окрестности линии R_1 .

Газодинамическая структура течения.

Учитывая квазиконический характер течения в окрестности кия, за исключением небольшой начальной области в окрестности его вершины [54], целесообразно использовать сферическую систему координат (R, β, φ) (рис. 80 *a*). При этом виртуальным началом коничности (VCO) для квазиконической части течения является точка пересечения продолжения линий S_1, R_1 и S_2 , как показано на рис. 80 *б*. В рассматриваемых условиях ($M_\infty = 5, \beta = 23^\circ$) координаты VCO $(-22,57; 0; -14,91$ мм).

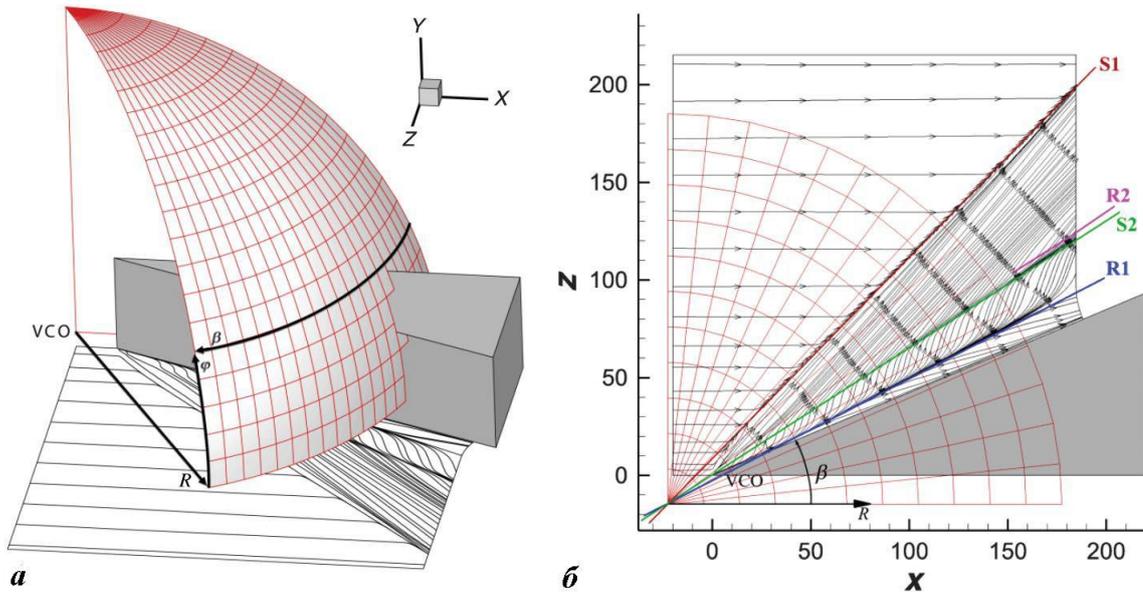


Рис. 80. Система координат с виртуальной вершиной коничности VCO (*a*) и картина на пластине при виде сверху (*б*).

Полученные в расчетах поля градиентов плотности (рис. 81 *a*) и градиентов давления (*б*) в сечении $R = 226,3$ мм характеризуют газодинамическую структуру рассматриваемого течения в окрестности установленного на пластине вертикального кия. В таких условиях формируется λ -конфигурация скачков, включающая генерируемый килем основной скачок 1, передний (отрывной) скачок 2 перед ним, и задний

скачок 3. Пограничный слой на пластине отрывается вдоль линии S_1 и за отрывным скачком образуется свободный сдвиговый слой 4, в котором наблюдаются сильные флуктуации градиентов плотности. Из тройной точки пересечения скачков исходит контактная поверхность 5, под которой из внешнего потока к поверхности проникает струя 6. Эта струя разворачивается вокруг отрывного вихря и сталкивается с поверхностью в окрестности основной линии растекания (присоединения) R_1 . При этом часть ее проникает в отрывной вихрь и формирует возвратное течение 7.

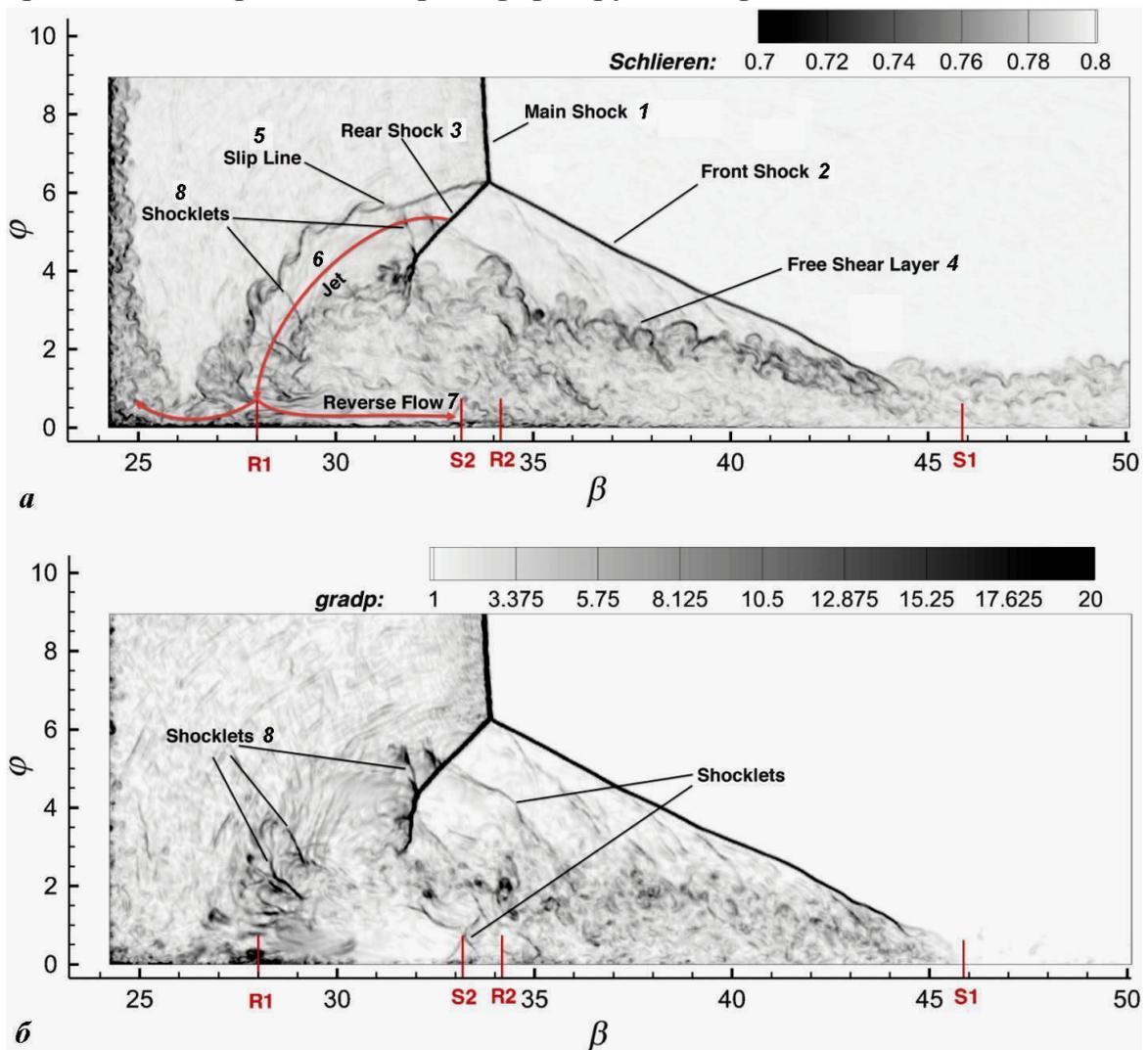


Рис. 81. Рассчитанные картины полей градиентов плотности (а) и давления (б) в сферическом сечении $R = 226,3$ мм.

Наблюдаемые локальные скачки 8 в струе 6, расположенной между контактной поверхностью 5 и внешней границей отрывной зоны (рис. 81 а) более отчетливо видны на поле градиентов давления (рис. 81 б). Такие скачки возникают в процессе отражения волн разрежения от границ отрывной зоны, как показано на схеме течения для аналогичного режима VI при $M_\infty = 3,95$, $\beta_1 = 25^\circ$ (рис. 82), предложенной в работе [83] на основе тщательных

экспериментальных исследований. Появляющиеся скачки вблизи стенки в возвратном течении между линиями S_2 и R_2 (рис. 81 б) стимулируют возникновение вторичного отрыва.

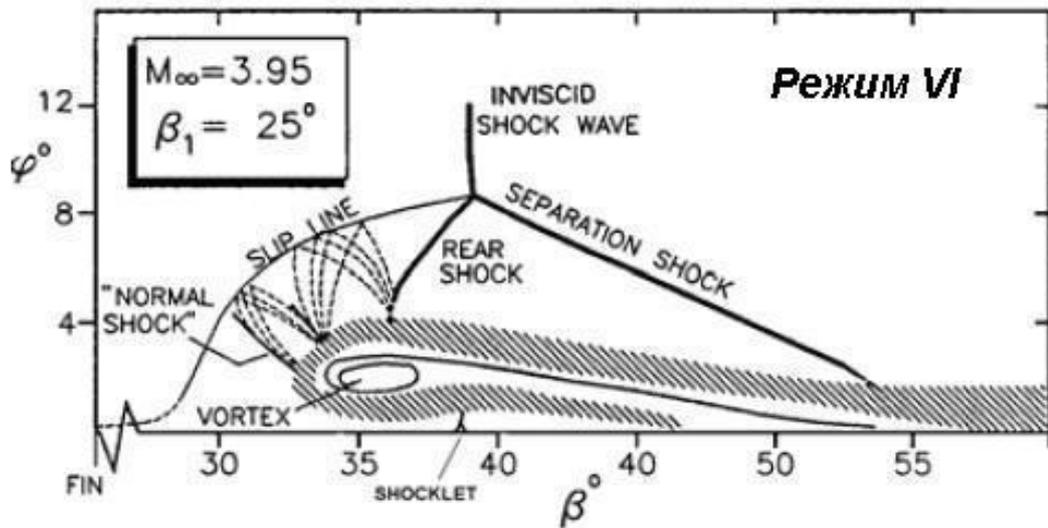


Рис. 82. Схема течения при $M = 3,95$, $\beta = 25^\circ$ (режим VI) [83].

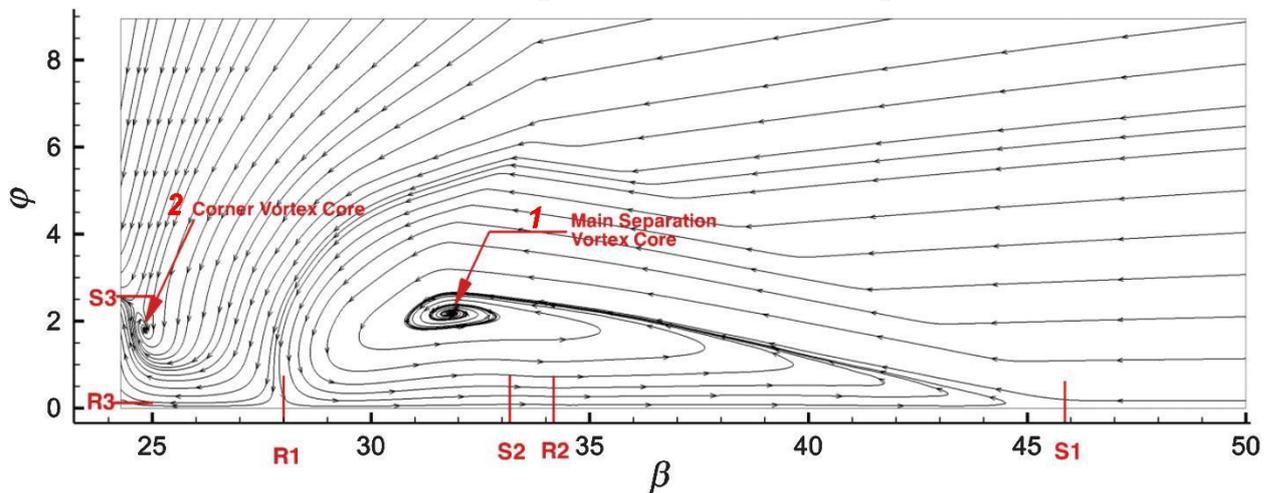


Рис. 83. Полученные на основе LES линии тока среднего течения в сферическом сечении $R = 226,3$ мм при $M_\infty = 5$, $\beta_1 = 23^\circ$.

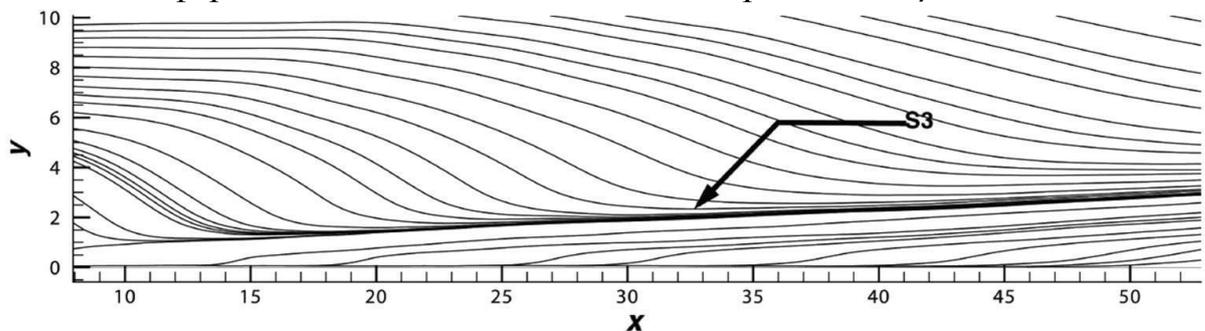


Рис. 84. Предельные линии тока на боковой поверхности кия в окрестности углового вихря (LES).

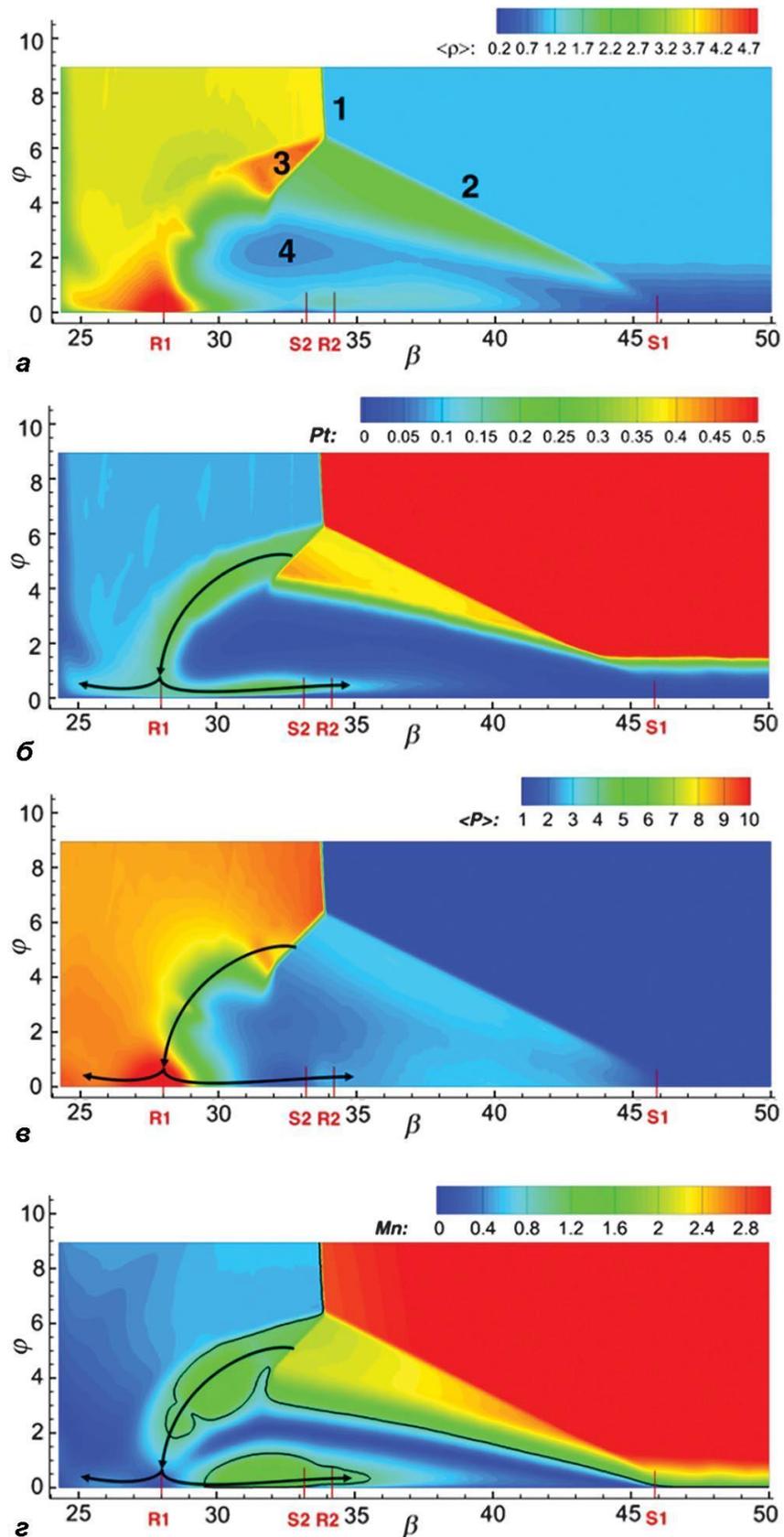


Рис. 85. Поля параметров для среднего течения в сечении $R = 226.3$ мм: *a* – относительной плотности; *б* – относительного полного давления (p_t); *в* – статического давления (p); *г* – конического числа Маха (M_n). (Все параметры, кроме M_n , отнесены к соответствующим значениям в невозмущенном потоке)

Полученные в расчетах (LES) линии тока в сферическом сечении $R = 226,3$ мм иллюстрируют особенности среднего течения (рис. 83). В отличие от двумерных взаимодействий, рассматриваемое пространственное течение в отрывной зоне имеет расходный характер. Показанные линии тока характеризуют положение ядра 1 основного вихря в отрывной зоне, а также возникающий дополнительный “угловой” вихрь 2 в окрестности стыка боковой поверхности кия с пластиной. Рассчитанные предельные линии тока на боковой поверхности кия (рис. 84) демонстрируют влияние такого углового вихря вблизи пластины.

Показанные на рис. 85 поля различных параметров среднего течения позволяют дополнительно охарактеризовать его свойства. Ранее обсуждавшиеся скачки уплотнения (1 – 3) и сворачивающийся в вихрь оторвавшийся слой смешения (4) обозначены на рис. 85 а. Как следует из рис. 85 б, проникающая из внешнего потока сверхзвуковая струя с высоким полным давлением огибает ядро вихря. После ускорения в волнах разрежения (рис. 85 в) струя тормозится в прямом скачке вблизи поверхности и проникает вдоль поверхности пластины в отрывную зону. При этом она повторно ускоряется до сверхзвуковой скорости вследствие благоприятного (отрицательного) градиента давления в этом направлении. В окрестности линии S_2 возникает неблагоприятный градиент давления (рис. 85 в), который ассоциируется с возникающим у стенки скачком. Это является причиной формирования вторичного отрыва в возвратном течении.

Нестационарность течения и трансформация турбулентности в отрывной зоне.

Полученная в расчетах мгновенная пространственная волновая конфигурация скачков уплотнения в окрестности установленного на пластине кия (рис. 86) характеризует дополнительные особенности течения. Фронты скачков представлены поверхностями равных градиентов статического давления ($|\nabla p| = 5p_0/\delta_0$), где индекс 0 относится к давлению и толщине невозмущенного пограничного слоя на пластине во входном (начальном) сечении. Как ожидалось, генерируемый клином основной скачок 1 представляет собой плоскую поверхность. Однако на расположенном перед ним отрывном скачке 2 образуются складки (морщины). Это объясняется взаимодействием фронта скачка с турбулентными структурами в невозмущенном пограничном слое. С ростом координаты у масштабы таких возмущений на фронте скачка растут в соответствии с ростом масштабов турбулентных вихревых структур в пограничном слое.

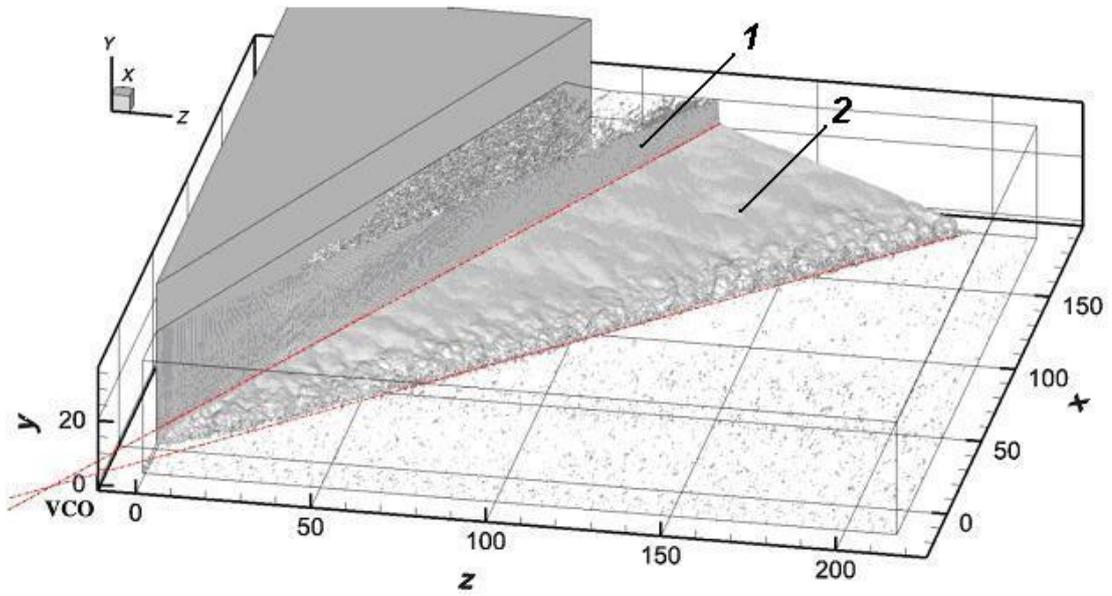


Рис. 86. Мгновенные фронты скачков уплотнения (LES)

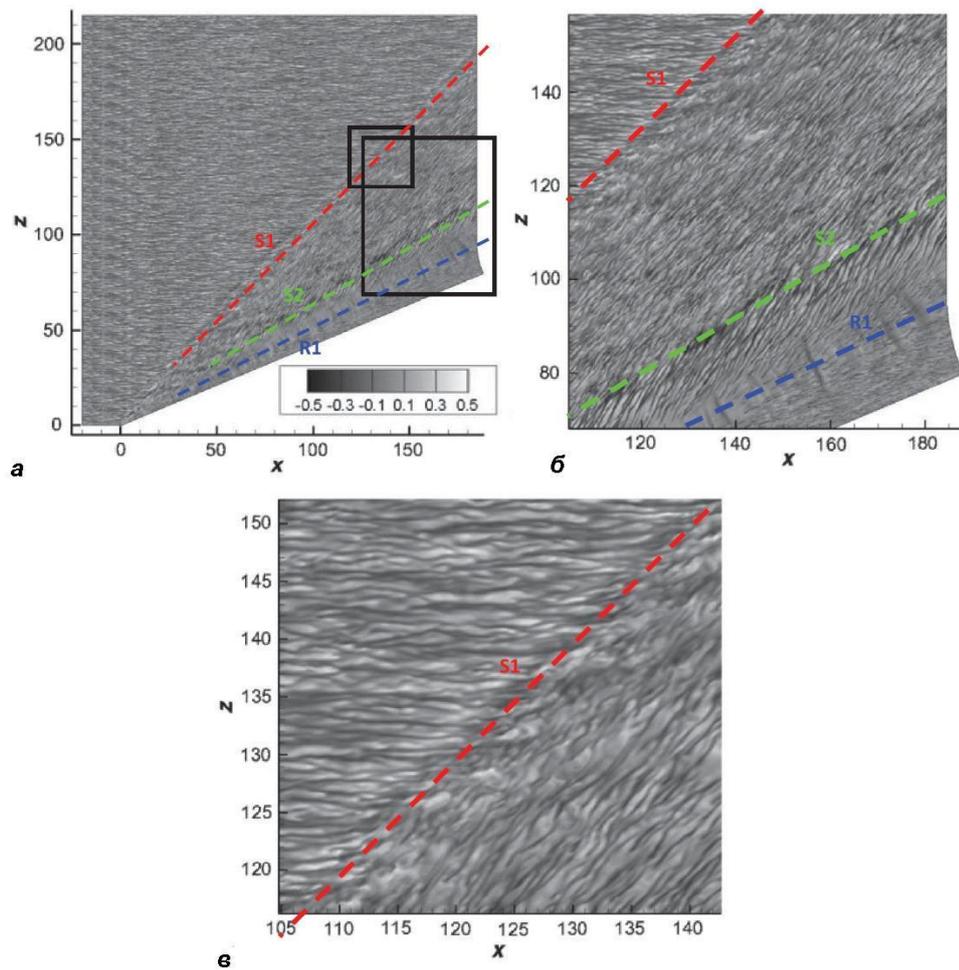


Рис. 87. Поле мгновенной продольной компоненты пульсаций скорости при $y = 0,085$ мм (соответствует $y^+ = 10$ во входном сечении). Очерченные квадратные области (а) увеличены на рисунках б, в.

Приведенные на рис. 87 поля мгновенной продольной компоненты пульсаций скорости в плоскости $x-z$ при $y = 0,085$ мм (соответствует значению $y^+ = 10$ во входном сечении) характеризуют трансформацию турбулентности. Выше зоны взаимодействия в невозмущенном пограничном слое на пластине наблюдаются классические полосчатые структуры. Возле линии отрыва (рис. 87 в) такие структуры возмущаются и их размеры уменьшаются вследствие активизации пристенной турбулентности под влиянием положительного градиента давления в окрестности отрывного скачка уплотнения. В отрывной зоне такие полосчатые структуры ориентируются вдоль направления предельных линий тока.

Как показано на рис. 88, проникающий к поверхности в виде струи энергичный внешний поток разворачивается и формирует пристенное возвратное течение в отрывной зоне. Вследствие этого и повышенных пульсаций (нестационарности течения), в нем происходит быстрый переход к турбулентному состоянию. Процесс перехода виден на рис. 87 б, где в окрестности линии растекания R_1 наблюдаются менее организованные полосчатые структуры. Это область, где внешняя струя ударяется о поверхность и турбулентное течение еще не полностью организовано. По обе стороны от линии R_1 полосчатые структуры обновляются, что свидетельствует об обновлении (восстановлении) пристенной турбулентности. В окрестности линии S_2 полосчатые структуры уже успевают восстановиться, что свидетельствует о турбулентном характере течения в условиях вторичного отрыва.

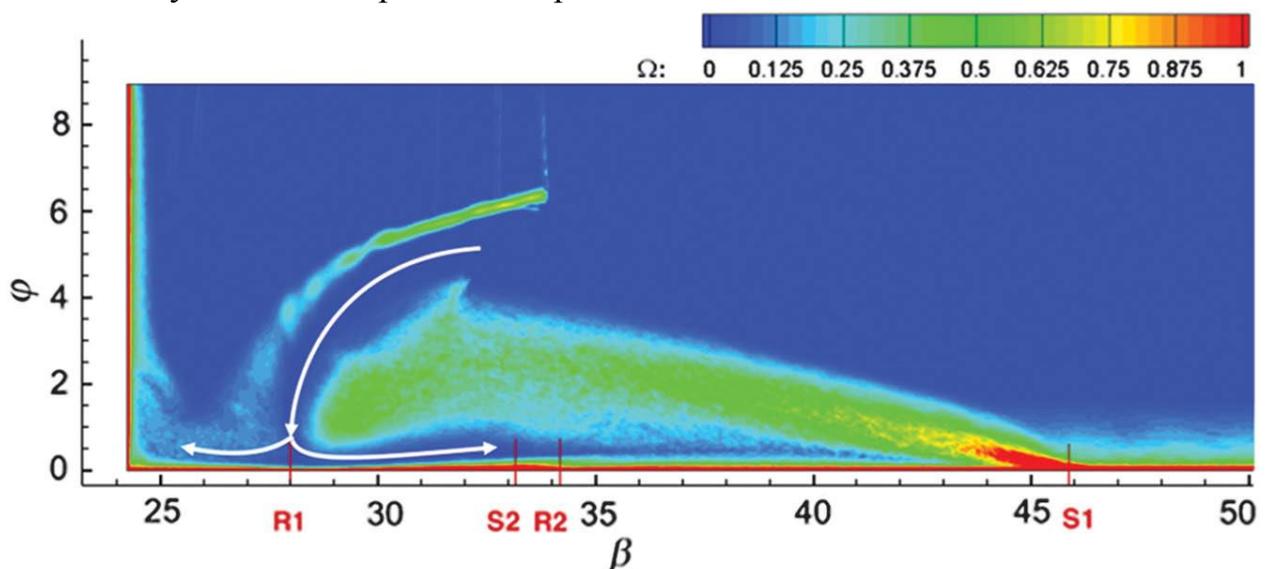


Рис. 88. Поле интенсивности завихренности Ω среднего течения в сечении $R = 226,3$ мм. (Ω обезразмерена величиной u_0/δ_0).

На рис. 89 представлено поле кинетической энергии турбулентности K в сферическом сечении $R = 226,3$ мм. В соответствии с данным выше описанием свойств рассматриваемого течения виден повышенный уровень K в пристенной части невозмущенного пограничного слоя на пластине и высокий уровень в оторвавшемся свободном слое смешения за отрывным скачком, а также проникающая в отрывную зону под контактном разрывом сверхзвуковая струя и развивающийся под ней тонкий турбулентный пограничный слой.

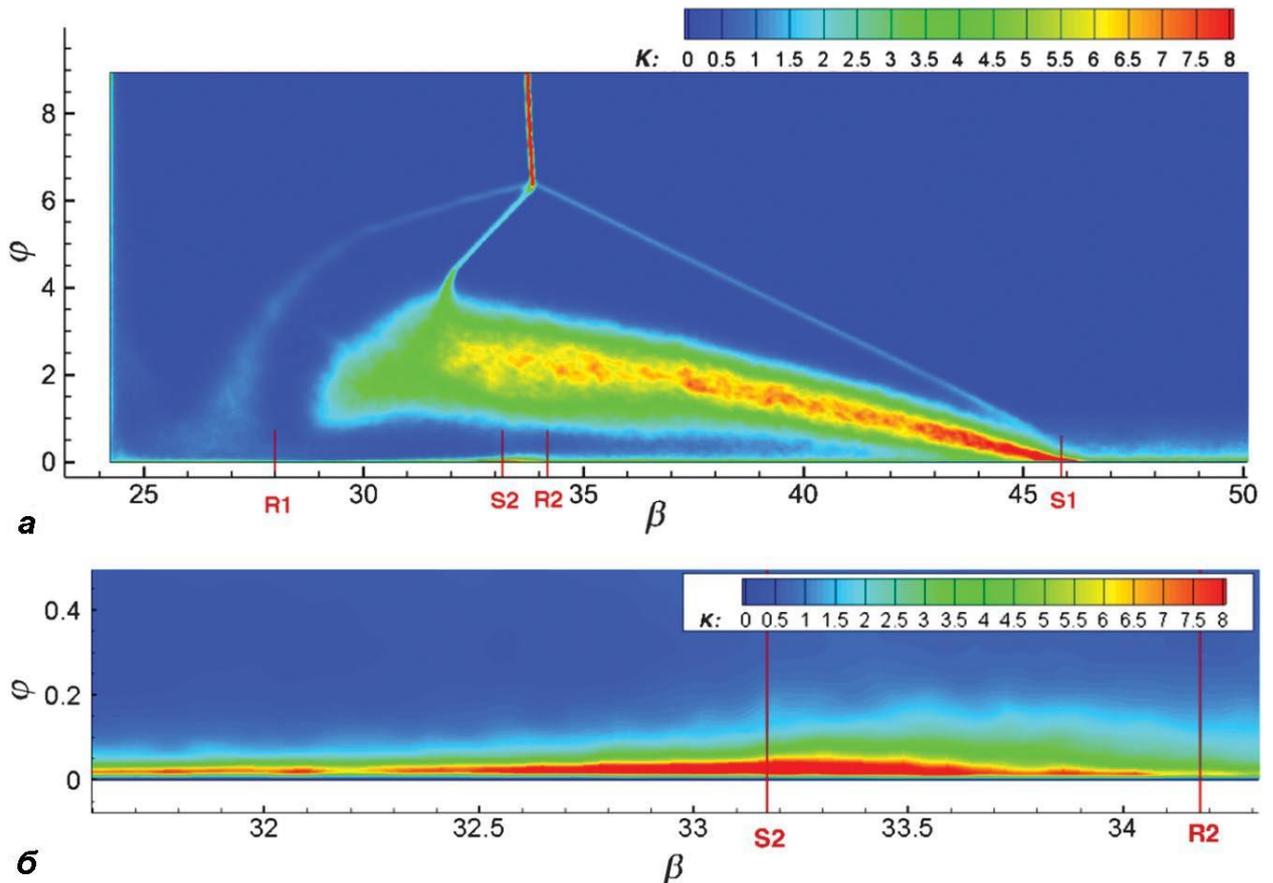


Рис. 89. Поле кинетической энергии турбулентности в сечении $R = 226.3$ мм (обезразмерена величиной u_{τ}^2 в начальном сечении).

Полученные на основе LES результаты подтвердили гипотезы, сделанные ранее на основе экспериментальных исследований (см., например, [53, 54, 81, 84], что в условиях режима VI реализуется конически сверхзвуковое возвратное течение с пристенным турбулентным пограничным слоем внутри области отрыва.

Закключение.

На основе сравнений с экспериментальными данными продемонстрированы возможности численных расчетов методом прямого моделирования крупных вихрей (LES) пространственного турбулентного

отрывного течения в окрестности установленного на плоской поверхности вертикального кия с углом отклонения потока 23 градуса при числе Маха $M_\infty = 5$.

На основе сравнений с экспериментальными данными продемонстрированы возможности хорошего предсказания распределений давления и трения на поверхности, а также положений линий отрыва и присоединения потока, включая положение вторичного отрыва в основной отрывной зоне. Причины обнаруженного занижения в расчетах максимума коэффициента поверхностного трения в окрестности линии присоединения оторвавшего пограничного слоя требуют дальнейшего уточнения, например, путем дополнительного сгущения расчетной сетки в этой области.

Полученная в расчетах газодинамическая структура течения соответствует результатам многочисленных экспериментальных исследований.

На основе прогнозирования нестационарных эффектов и развития турбулентности в рассмотренных условиях объяснена природа формирования вторичного отрыва в основной отрывной зоне. Показано, что в рассмотренных условиях вторичный отрыв формируется в проникающем в основную отрывную зону сверхзвуковом потоке в тонком турбулентном пограничном слое, который развивается на поверхности в возвратном течении.

Поставленная задача выполнена в полном объеме и на самом современном уровне. Результаты исследований существенно расширяют и уточняют существующие представления о свойствах пространственных турбулентных отрывных течений и могут быть использованы как для уточнения современных более простых расчетных моделей, так и для трактовки обтекания рулевых поверхностей современных сверхзвуковых летательных аппаратов.

2.9. Численные исследования возможностей активизации смешения спутных струй со сверхзвуковыми потоками в каналах с помощью локализованного импульсно-периодического энергоподвода.

(Желтоводов А.А., Пимонов Е.А.)

Аннотация. На основе численного моделирования сверхзвуковых ($M_\infty = 2$ и 3) течений в плоских каналах с сужающимися и расширяющимися входными участками обоснована возможность интенсификации смешения сверхзвуковой газовой струи пониженной плотности с окружающим сверхзвуковым потоком с помощью локализованного импульсно-периодического подвода энергии. Демонстрируется влияние положения струи и энергоисточника на формирование крупномасштабных вихревых структур, сопутствующих интенсификации процесса смешения.

Введение.

Поиск эффективных способов интенсификации смешения сверхзвуковых газовых потоков остается одной из актуальных задач современной аэрогазодинамики. В значительной степени это обусловлено разработкой гиперзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя (ГПВРД) для реализации эффективного горения струй подаваемого топлива (например, водорода) в окружающем сверхзвуковом воздушном потоке в камере сгорания. Исторический обзор выполненных обширных исследований по интенсификации смешения применительно к ГПВРД с помощью различных механических устройств дан в работе [85]. Возможности улучшения смешения и эффективности горения посредством предварительной подачи струи топлива в набегающий поток перед воздухозаборником или в канале изолятора перед камерой сгорания анализировались в работах [86, 87]. В качестве перспективного способа воздействия на эти процессы в настоящее время рассматривается подвод энергии с помощью оптических и электрических разрядов [88–90]. Как было показано на предыдущих этапах выполнения программы проводимых исследований [91, 92], локализованный импульсно-периодический энергоподвод стимулирует образование крупномасштабных вихревых структур в распространяющихся в сверхзвуковом потоке спутных струях в условиях их взаимодействия с косым скачком уплотнения. Такие вихревые структуры образуются вследствие неустойчивости Рихтмайера–Мешкова (Р–М), возникающей при взаимодействии локальных зон энергоподвода со скачком, и способствуют интенсификации смешения струй с окружающим потоком. Поскольку в тракте ГПВРД реализуется сложная система

пересекающихся падающих и отраженных от внутренних поверхностей скачков уплотнения и волн разрежения представляют интерес исследования особенностей сверхзвукового смешения в таких условиях.

Методика расчетов, начальные и граничные условия.

Рассматривается воздействие локализованного импульсно-периодического подвода энергии на развитие двумерной сверхзвуковой спутной изобарической струи при ее взаимодействии с различными последовательностями пересекающихся скачков уплотнения и волн разрежения, возникающими в плоских каналах с сужающимися и расширяющимися участками. Как и в работах [91, 92], выполненных на предыдущих этапах программы исследований, с этой целью проведены численные расчеты в рамках нестационарных уравнений Эйлера для идеального совершенного газа. При этом использовалась конечно-объемная схема типа Годунова третьего порядка по пространству, в рамках которой потоки через грани расчетной ячейки на текущем временном слое находятся решением локальной одномерной задачи Римана HLLEM методом. С целью повышения порядка точности по пространству без потери монотонности алгоритма применялась процедура MUSCL интерполяции. Для расчета газодинамических величин на шагах по времени применялась явная схема Рунге–Кутты третьего порядка. Подвод энергии моделировался источником членом в уравнении сохранения энергии. Для расчета удельной мощности на единицу массы задавались энергия, подводимая за один импульс, начальная форма и размер источника энергии.

В качестве граничных условий на левой границе расчетной области, соответствующей входу в канал, задавались постоянные параметры в однородном сверхзвуковом потоке и распространяющейся в нем спутной струи. На правой границе (выходе из канала) использовались стандартные “мягкие” условия, а на верхней и нижней поверхностях каналов – условия непротекания. Сходимость полученных решений проверялась предварительными расчетами на равномерных регулярных сетках различной размерности (2400×400, 3000×500 и 3600×600), что позволило обосновать приемлемость сетки с размерностью 3600×600.

В анализируемых случаях на входе в каналы задавался равномерный сверхзвуковой поток с числом Маха $M_\infty = 3,0$ или $2,0$, давлением торможения $p_0 = 0,25$ МПа и температурой торможения $T_0 = 288$ К. При этом плотность в изобарической спутной струе в исходном сечении была в 2 раза меньше, чем в окружающем потоке, а постоянное по ее толщине число Маха принималось

равным $M_j = 1,05$. Начальная толщина плоской струи на левой границе расчетной области задавалась равной 1 см.

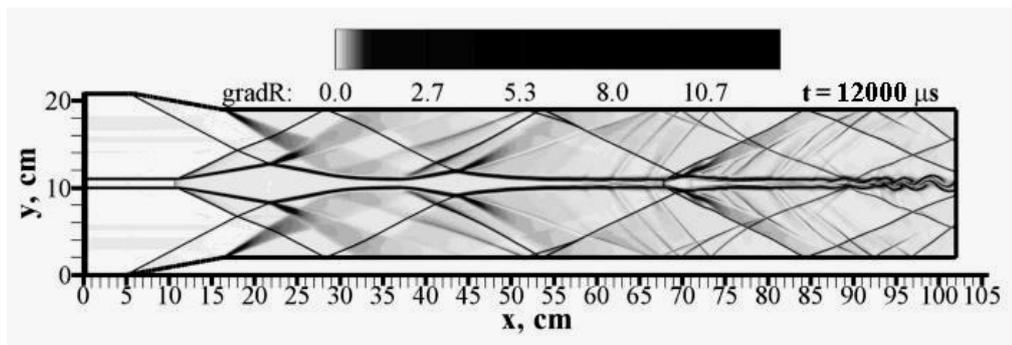
Влияние локализованного импульсно-периодического энергоподвода на течения в каналах при $M_\infty = 3$.

Полученное в расчетах при $M_\infty = 3$ поле градиентов плотности (рис. 90, *a*) характеризует установившуюся в момент времени $t = 12000$ мс газодинамическую структуру течения в канале с сужающимся входным участком и расположенной в его плоскости симметрии ($y = 10,5$ см) двумерной струей в условиях без энергоподвода. Высота образованного параллельными горизонтальными поверхностями входного сечения канала $H_1 = 21$ см, угол отклонения симметричных верхней и нижней поверхностей сжатия $\alpha = 10^\circ$, высота последующей части канала с параллельными поверхностями $H_2 = 17$ см. В рассматриваемых условиях струя проникает через распространяющиеся от поверхностей сжатия навстречу друг другу косые скачки уплотнения. При этом внутри струи в сечении $x = 11$ см формируется прямой скачок-предвестник, который вне струи трансформируется в наклонные скачки, достигающие параллельных стенок канала за поверхностями сжатия. За скачком-предвестником на участке $10,7 \text{ см} < x \leq 65 \text{ см}$ в струе образуются две отчетливо выраженные утолщенные зоны дозвукового течения. Высота первой зоны постепенно растет, и в сечении $x = 21,8$ см становится максимальной. Распространяющиеся от поверхностей сжатия косые скачки уплотнения отражаются в этом сечении от границ струи веерами волн разрежения, которые способствуют ускорению течения и уменьшению высоты дозвуковой зоны. Под влиянием дополнительных волн разрежения, направленных к центру канала от концов поверхностей сжатия, струя разгоняется в сечении $x \approx 36,7$ см до числа Маха на оси $M = 0,72$ и достигает минимальной толщины. При отражении этих волн разрежения от струи образуются направленные к стенкам канала волны сжатия, объединяющиеся в слабый скачок.

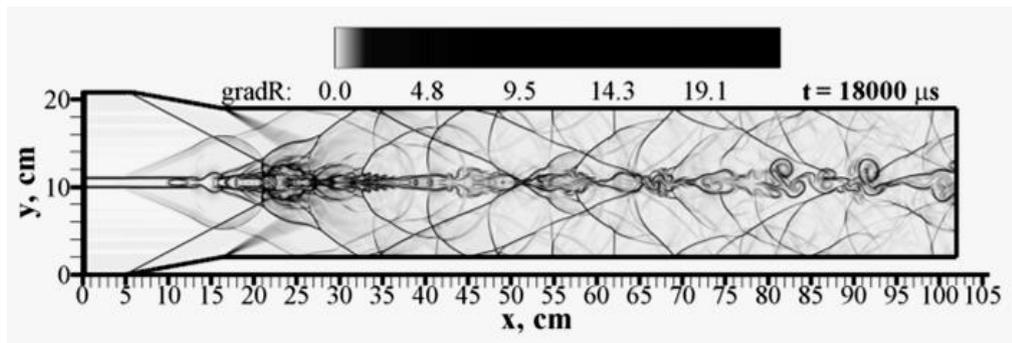
Распространяющиеся от вершины дозвуковой зоны косые скачки уплотнения отражаются от стенок канала (рис. 90, *a*). В результате их взаимодействия со струей образуется вторая утолщенная дозвуковая зона. Ее начало примерно соответствует сечению $x \approx 36,7$ см. Учитывая дозвуковую скорость в струе, перед этой зоной отсутствует прямой скачок-предвестник, а во внешнем течении формируются лишь косые скачки. При $x \approx 65,2$ см струя разгоняется до сверхзвуковой скорости. Наконец, распространяющиеся

косые скачки от начала второй утолщающейся зоны, отражаясь от стенок канала, стимулируют образование третьей дозвуковой зоны в струе при $67,5 \text{ см} \leq x \leq 87,5 \text{ см}$, перед которой внутри струи наблюдается прямой скачок-предвестник. Число Маха непосредственно перед ним $M \approx 1,1$. Характер течения в струе, развивающейся в канале в условиях влияния падающих и отраженных скачков уплотнения и волн разрежения, не обнаруживает признаков ее активного перемешивания с окружающим сверхзвуковым потоком. Лишь при $x > 89 \text{ см}$ в струе появляются волны, обусловленные неустойчивостью Кельвина–Гельмгольца, которые при дальнейшем развитии могут постепенно трансформироваться в вихревые структуры, способствующие интенсификации смешения.

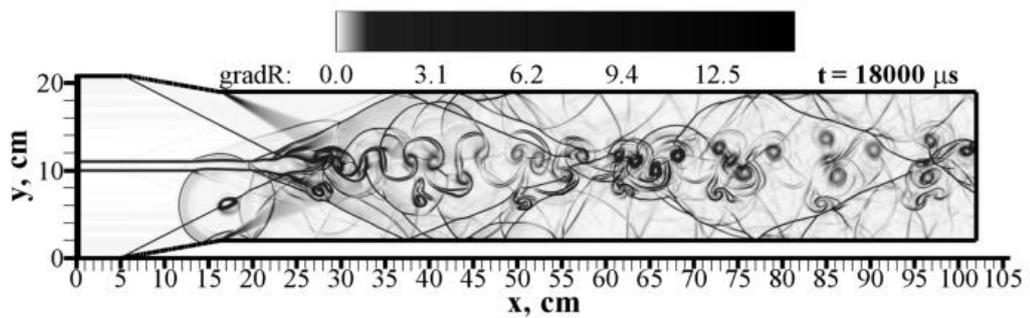
Для изучения влияния локализованного подвода энергии на развитие струи в канале в сформировавшееся течение (рис. 90, а) вводился пульсирующий с частотой $f = 5 \text{ кГц}$ энергоисточник с эллипсоидальным сечением. Длины горизонтальной и вертикальной полуосей такого источника составляли соответственно $\Delta x = 0,5 \text{ см}$ и $\Delta y = 0,25 \text{ см}$. Подводимая в импульсе энергия была равной $E = 0,0512 \text{ Дж}$, а продолжительность импульса $\tau = 10 \text{ нс}$. Положение области энергоподвода задавалось координатами центра такого источника (x_0, y_0) . Полученные результаты в условиях импульсно-периодического подвода энергии на оси струи ($x_0 = 5 \text{ см}$, $y_0 = 10,5 \text{ см}$) перед первой дозвуковой зоной (рис. 90, б) демонстрируют возникающие вследствие неустойчивости Р–М вихревые структуры непосредственно за пересекающимися косыми скачками, распространяющимися от поверхности сжатия. Размеры и темпы роста образующихся вихрей заметно меньше, чем в случаях взаимодействия струи с косым скачком уплотнения и последующими волнами разрежения в окрестности установленной на поверхности наклонной ступеньки при отсутствии верхней стенки канала [91, 92]. Как было показано в этих работах, при подводе энергии в набегающем потоке вне струи в таких условиях распространяющиеся от энергоисточника близкие к сферическим ударные волны инициируют в ней начальные возмущения, достаточные для формирования крупномасштабных вихревых структур. Согласно полученным данным таким же способом, располагая энергоисточник под струей ($x_0 = 5 \text{ см}$, $y_0 = 6 \text{ см}$), удается активизировать появление более крупных вихрей в канале (рис. 90, в). Качественно аналогичный характер течения, свидетельствующий о заметной интенсификации смешения, реализуется и в условиях энергоподвода на оси канала ($x_0 = 5 \text{ см}$, $y_0 = 10,5 \text{ см}$) в случае струи, расположенной ближе к его нижней стенке (рис. 91).



a



б



в

Рис. 90. Течение в сужающемся канале ($\alpha = 10^\circ$) со струей вдоль его плоскости симметрии при $M_\infty = 3$.
a – без подвода энергии; *б* – с пульсирующим источником энергии ($E = 0,0512$ Дж, $f = 5$ кГц) в струе ($x_0 = 5$ см, $y_0 = 10,5$ см), *в* – с пульсирующим энергоисточником под струей ($x_0 = 5$ см, $y_0 = 6$ см)

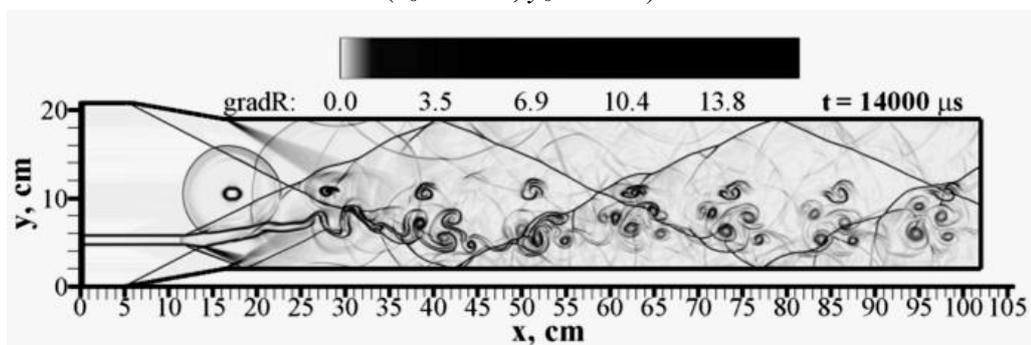
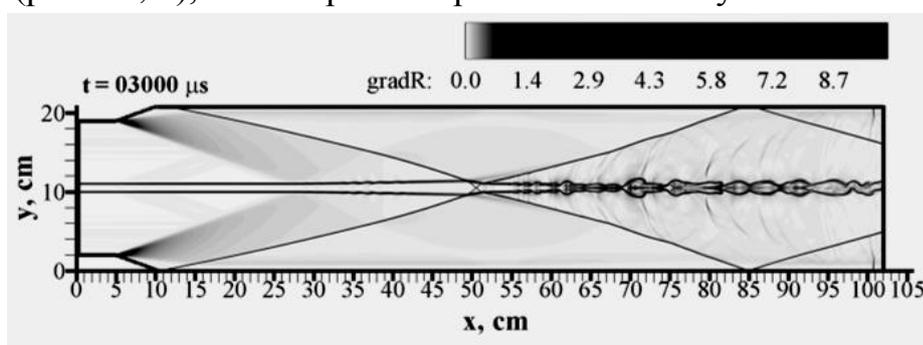
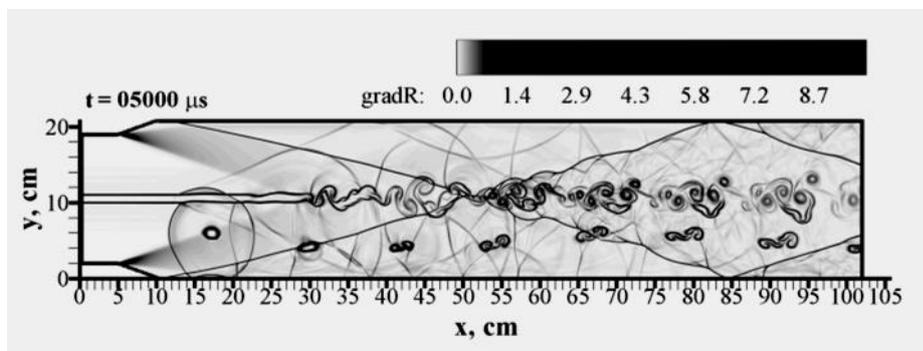


Рис. 91. Течение при $M_\infty = 3$ в сужающемся канале ($\alpha = 10^\circ$) со струей, расположенной ниже плоскости симметрии канала ($y = 5,25$ см) и с пульсирующим источником энергии в плоскости симметрии канала ($x_0 = 5$ см, $y_0 = 10,5$ см)

Течение в канале с расширяющимся входным участком ($H_1 = 17$ см, $\alpha = -20^\circ$, $H_2 = 21$ см) характеризуется последовательностью распространяющихся от вершин наклонных уступов пересекающихся волн разрежения, которые предшествуют образующейся за уступами системе пересекающихся скачков уплотнения, проникающих вниз по потоку (рис. 92, а). Струя, распространяющаяся в плоскости симметрии канала, предварительно ускоряется волнами разрежения и проникает через пересекающиеся скачки. Заметные вихревые структуры начинают формироваться в ней лишь за пересекающимися скачками уплотнения при $x > 60$ см. Импульсно-периодический подвод энергии под струей ($x_0 = 5$ см, $y_0 = 6$ см) в таких условиях способствует заметной интенсификации смешения (рис. 92, б), как и в рассмотренных выше случаях.



а



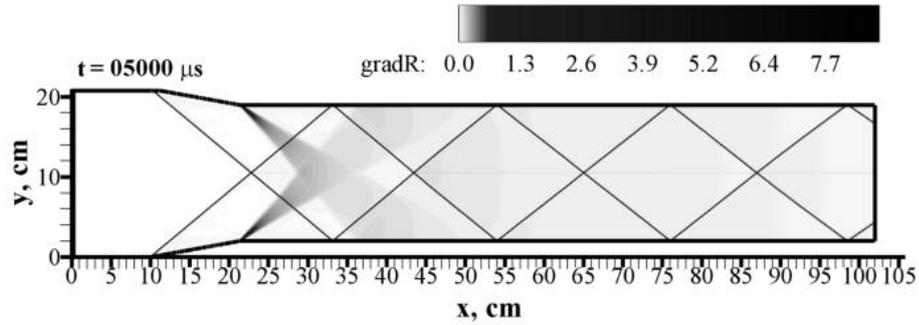
б

Рис. 92. Течение при $M_\infty = 3$ в расширяющемся канале ($\alpha = -20^\circ$) со струей вдоль его плоскости симметрии. а – без энергоподвода; б – с пульсирующим энергоисточником ($E = 0,0512$ Дж, $f = 5$ кГц) под струей ($x_0 = 5$ см, $y_0 = 6$ см)

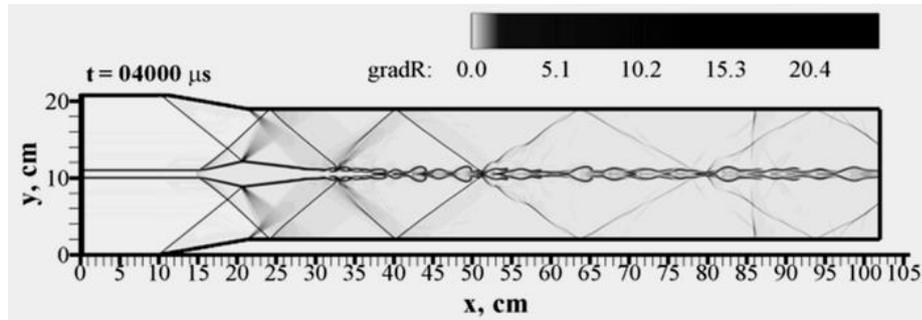
Влияние локализованного импульсно-периодического энергоподвода на течения в каналах при $M_\infty = 2$.

В соответствии с расчетами, проведенными при $M_\infty = 2$, в сужающемся канале с углами поверхностей сжатия $\alpha = 10^\circ$ при отсутствии струи реализуется течение с регулярным пересечением скачков уплотнения

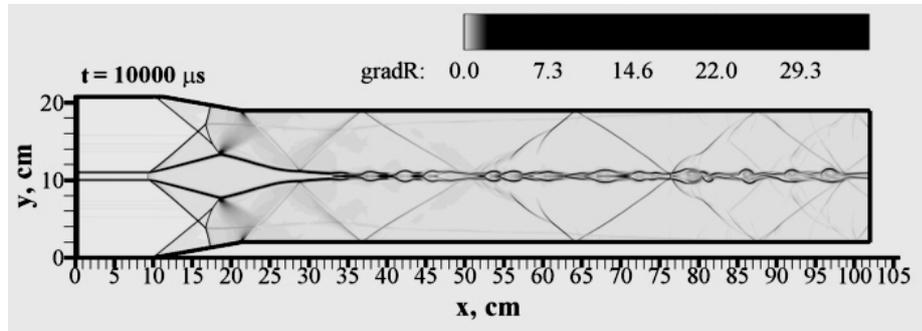
(рис. 93, *a*), как в аналогичном канале при $M_\infty = 3$. Подача сверхзвуковой струи вдоль оси канала приводит к формированию утолщенной дозвуковой зоны в окрестности первой пары пересекающихся скачков (рис. 93, *б*). В результате перемещения против потока прямого скачка-предвестника и роста этой зоны со временем происходит запираение канала (рис. 93, *в-г*).



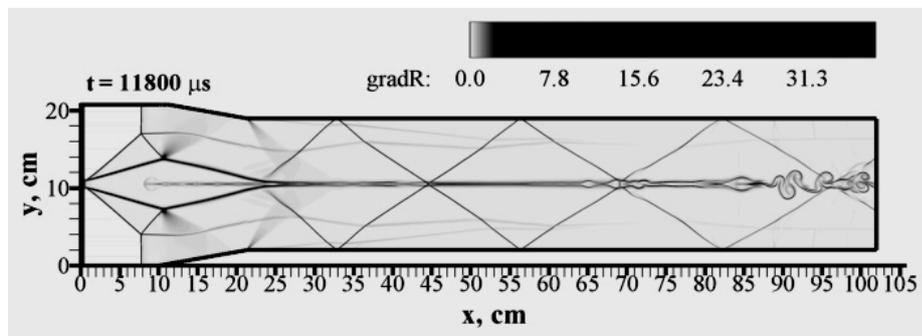
a



б



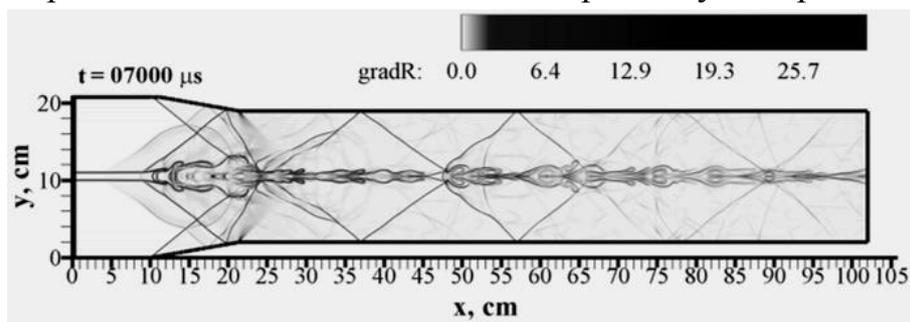
в



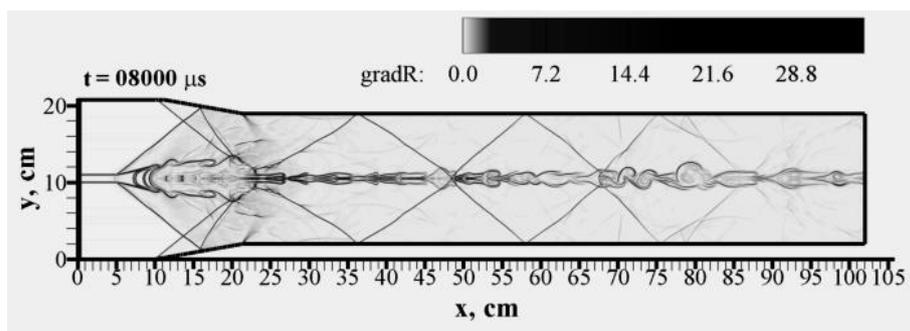
г

Рис. 93. Течение в сужающемся канале ($\alpha = 10^\circ$) при $M_\infty = 2$.
a – без струи; *б–г* – развитие запираения канале со сверхзвуковой струей.

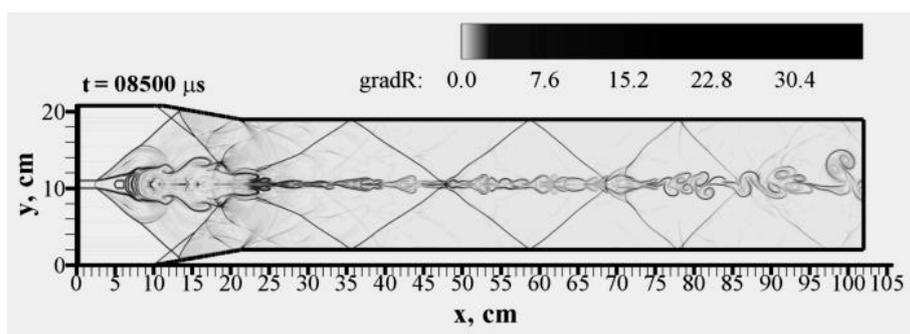
Для изучения воздействия локализованного подвода энергии на течения в каналах при $M_\infty = 2$ использовался описанный выше эллипсоидальный энергоисточник с частотой $f = 5$ кГц, продолжительностью импульса $\tau = 10$ нс и размерами полуосей $\Delta x = 0,5$ см и $\Delta y = 0,25$ см. Для обеспечения энергетической эквивалентности энергоподвода с реализованным при $M_\infty = 3$ подводимая в импульсе энергия была равной $E = 0,3$ Дж. Как следует из рис. 94, энергоподвод в струе на оси канала приводит к увеличению темпов роста образующейся крупномасштабной дозвуковой зоны в окрестности первой пары пересекающихся скачков и к более раннему запираанию канала.



a



б



в

Рис. 94. Развитие во времени течения при $M_\infty = 2$ в сужающемся ($\alpha = 10^\circ$) канале со струей и энергоисточником ($E = 0,3$ Дж, $f = 5$ кГц) на оси ($x_0 = 5$ см, $y_0 = 10,5$ см).

При расположении энергоисточника под струей (рис. 95) дозвуковая зона подавляется и реализуется течение в запущенном канале. В этих

условиях вниз по течению формируются крупномасштабные вихревые структуры, способствующие интенсификации смешения струи с внешним потоком.

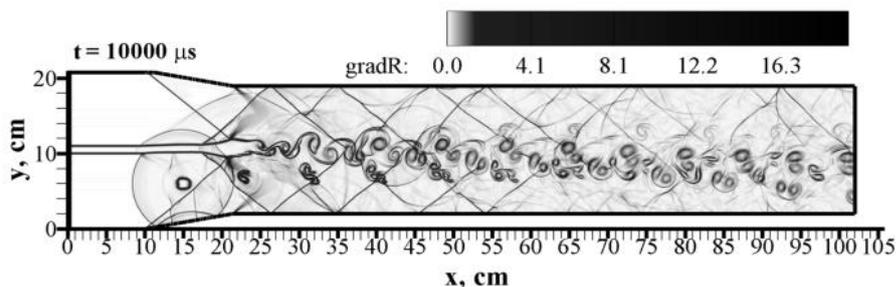
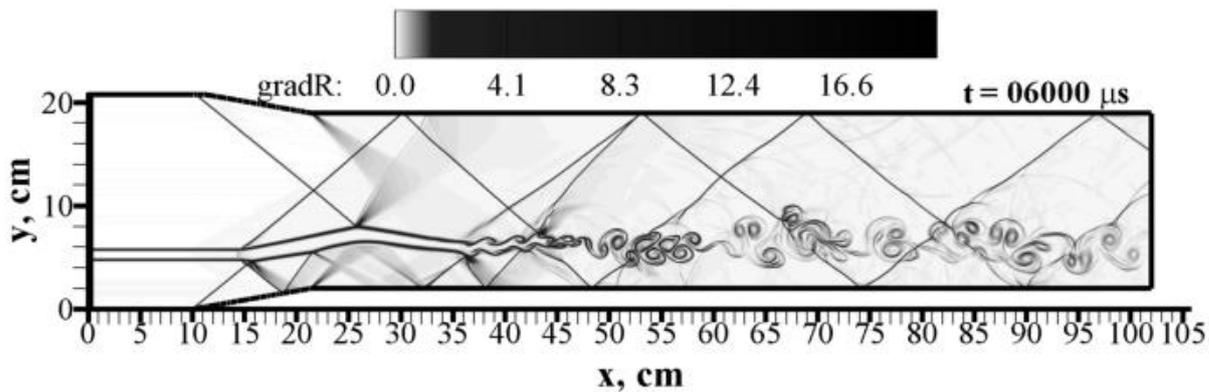


Рис. 95. Течение в канале с энергоисточником ($E = 0,3$ Дж, $f = 5$ кГц) под струей ($x_0 = 5$ см, $y_0 = 6$ см) при $M_\infty = 2$, $\alpha = 10^\circ$.

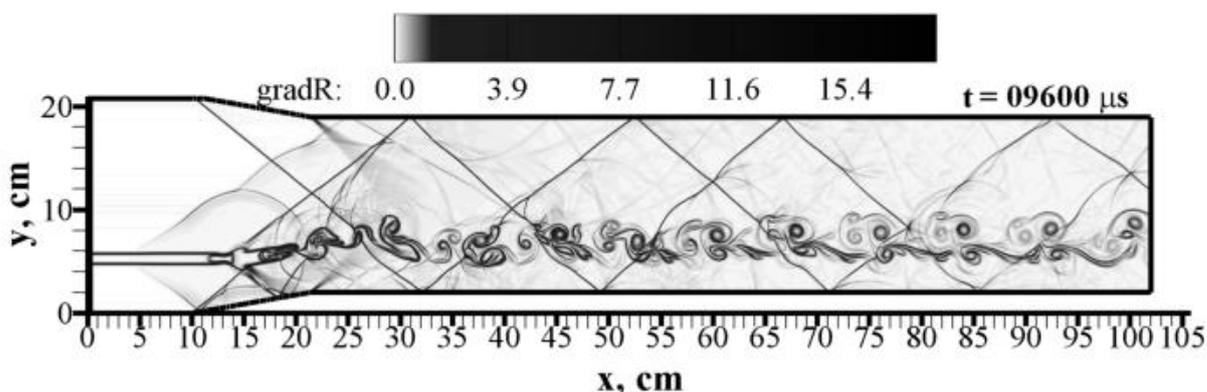
При расположении струи ниже оси сужающегося канала (рис. 96, а) его запираания не происходит. Струя взаимодействует с образующейся в канале последовательностью скачков уплотнения и волн разрежения, в процессе которого в ней возникают крупномасштабные вихревые структуры, способствующие интенсификации процесса смешения. При этом энергоподвод в струе (рис. 96, б) активизирует более раннее образование таких вихревых структур. Энергоподвод на оси канала над струей (рис. 96, в) оказывается наиболее эффективным с точки зрения начала вихреобразования в струе и темпов роста распространяющихся вниз по течению вихревых структур.

При $M_\infty = 2$ в канале с сужающимся входным участком ($\alpha = -20^\circ$) реализуется регулярное взаимодействие пересекающихся скачков уплотнения (рис. 97, а) и подача струи вдоль его оси не приводит к запираанию потока (рис. 97, б). При этом пересекающиеся скачки не вызывают заметной интенсификации смешения струи с внешним потоком и признаки зарождения слабых возмущений в струе, обусловленных неустойчивостью К–Г, начинают проявляться за точкой пересечения отраженных от стенок канала скачков при $x > 83$ см.

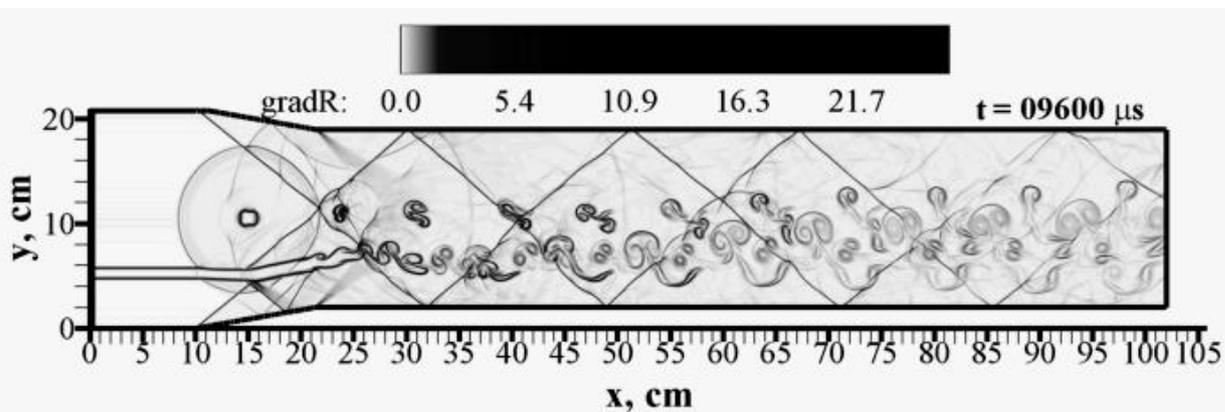
Подвод энергии в струю на оси канала (рис. 97, в) стимулирует образование крупномасштабных вихрей в пределах трансформирующихся зон энергоподвода в процессе их взаимодействия с пересекающимися скачками уплотнения. В условиях подвода энергии под струей (рис. 97, г) распространяющиеся от энергоисточников цилиндрические ударные волны также стимулируют возникновение крупномасштабных вихревых структур в струе, которые отчетливо проявляются уже за первой парой пересекающихся скачков и заметно растут вниз по течению.



а



б



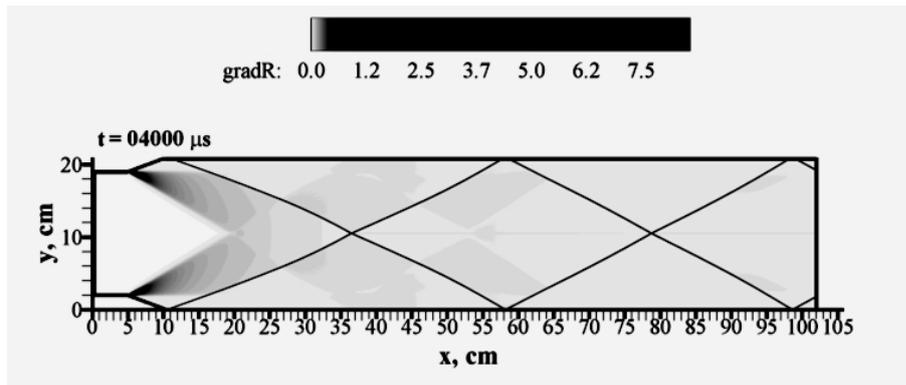
в

Рис. 96. Течение в сужающемся канале ($\alpha = 10^\circ$) при $M_\infty = 2$ со струей, расположенной ниже оси канала ($y = 5,25$ см).

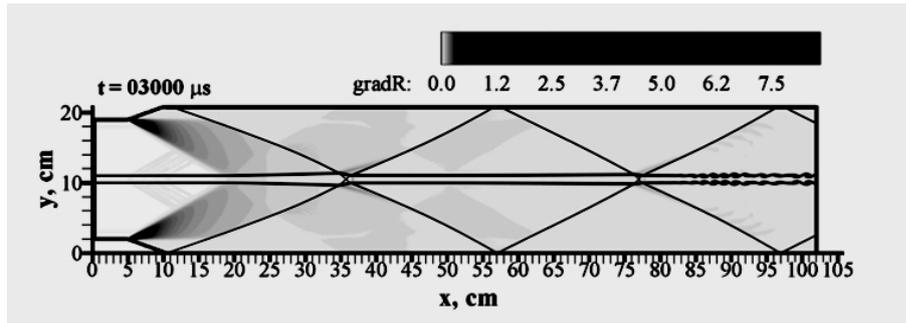
а – со струей, расположенной ниже оси канала ($y = 5,25$ см);

б – с энергоисточником ($E = 0,3$ Дж, $f = 5$ кГц) на оси струи ($x_0 = 5$ см, $y_0 = 5,25$ см);

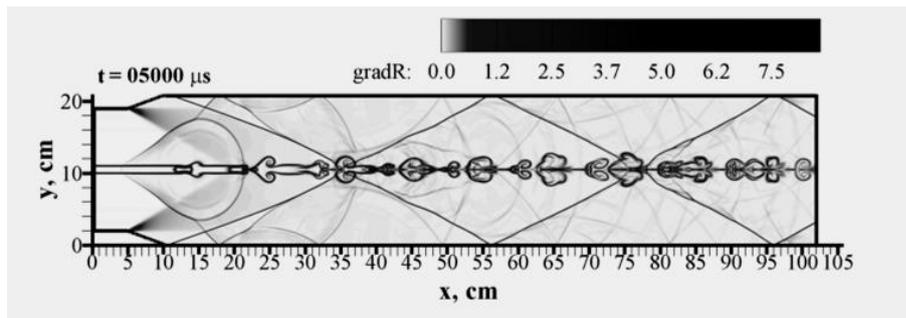
в – с энергоисточником ($E = 0,3$ Дж, $f = 5$ кГц) над струей ($x_0 = 5$ см, $y_0 = 10,5$ см).



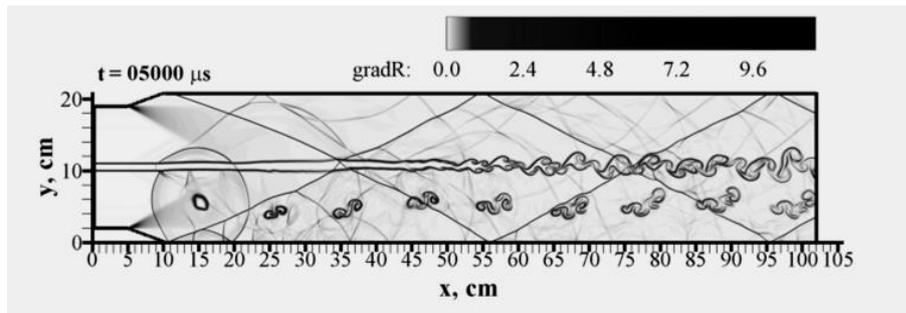
a



б



в



г

Рис. 97. Течение в сужающемся канале ($\alpha = -20^\circ$) при $M_\infty = 2$.
a – без струи; *б* – со струей на оси канала; *в* – с энергоподводом ($E = 0,3$ Дж, $f = 5$ кГц) на оси струи ($x_0 = 5$ см, $y_0 = 10,5$ см); *г* – с энергоподводом под струей ($x_0 = 5$ см, $y_0 = 6$ см).

Заключение

Выполнены численные исследования воздействия локализованного импульсно-периодического энергоподвода на развитие спутных струй в сверхзвуковых потоках (при $M_\infty = 2$ и 3) с целью интенсификации процесса смешения в условиях их последовательного взаимодействия со скачками уплотнения и волнами разрежения в плоских каналах.

Продемонстрирована принципиальная возможность интенсификации процесса смешения сверхзвуковых струй с окружающим спутным сверхзвуковым потоком в каналах с сужающимся и расширяющимся входным участком с помощью локализованного импульсно-периодического энергоподвода. Показано, что энергоподвод вне струи более эффективен, чем внутри нее, для генерации в струе крупномасштабных вихревых структур, способствующих интенсификации процесса смешения.

Поставленная задача на текущем этапе выполнена в полном объеме и на современном уровне. Полученные результаты могут быть использованы для интенсификации сверхзвукового смешения в современных энергетических установках.

Целесообразны дальнейшие экспериментальные и расчетные исследования с целью анализа влияния интенсивности и частоты энергоподвода на процесс смешения и развитие эффектов запираания течений в каналах различной конфигурации, а также уточнения влияния пространственных и вязких эффектов.

3. Заключение

Краткие выводы по результатам НИР в целом.

В результате выполнения работ по проекту можно сформулировать следующие краткие выводы:

1. Исследовано влияние неоднородностей течения на ламинарно-турбулентный переход сверхзвукового пограничного слоя. Получено, что контролируемая шероховатость поверхности может затягивать ламинарно-турбулентный переход в пограничных слоях.
2. Изучена линейная и нелинейная устойчивость сверхзвукового пограничного слоя на упругой поверхности. Выявлены основные механизмы нелинейного взаимодействия возмущений, вызывающих переход.
3. Исследована нелинейная неустойчивость и определены механизмы взаимодействия волн в трехмерном сверхзвуковом пограничном слое. Актуальными механизмами слабонелинейного взаимодействия являются субгармонический резонанс и механизм наклонного перехода.
4. Изучена структура течения при типичных режимах взаимодействия вихревого следа за крылом с ударной волной, определены параметры, при которых происходит смена режимов, выявлены критерии подобия и различия в процессах взаимодействия.
5. Исследованы параметры течений в зонах пространственного турбулентного отрыва в окрестности аэродинамических управляющих поверхностей и на входе в воздухозаборники пространственного сжатия сверхзвуковых летательных аппаратов.
6. Развита методика и обоснованы эффективные схемы активизации смещения сверхзвуковых струйных течений, с помощью локализованного импульсно-периодического энергоподвода, применительно к элементам ГПВРД и энергетическим установкам.
7. Развита методика испытаний по определению характеристик демпфирования спускаемых аппаратов с оценкой погрешностей эксперимента для эталонной модели с известными аэродинамическими характеристиками.
8. Развита методика измерения средних характеристик неоднородного сверхзвукового течения термоанемометром. Отработаны способы определения положения ламинарно-турбулентного перехода в пространственных пограничных слоях.

9. Разработаны и введены в эксплуатацию модернизированные термоанемометры постоянного сопротивления с автоматическим сканированием по перегревам датчиков для измерения в потоке при большой величине массового расхода (до 1500 кг/м²с). (Приложение 2.)

Оценка полноты решений поставленных задач по НИР в целом.

Поставленные в проекте задачи НИР решены в полном объеме.

Рекомендации по конкретному использованию результатов НИР по НИР в целом.

Результаты НИР по первому блоку могут использоваться при отработке методов предсказания и управления положением ламинарно-турбулентного перехода в пограничных слоях на элементах ЛА, обтекаемых сверхзвуковыми потоками. Заинтересованными в результатах организациями являются ФГУП ЦАГИ, ЦИАМ, ОАО «Авиадвигатель», ПАО «Туполев», ОАК, Ассоциация «Технологическая платформа «Авиационная мобильность и авиационные технологии» и др..

Результаты НИР по второму блоку могут использоваться при оценке характеристик сверхзвуковых пространственных отрывных течений на элементах ЛА, следов, отработке способов управления процессами и течениями в каналах камер сгорания, а также моделирования характеристик демпфирования перспективных спускаемых аппаратов. Заинтересованными в данных результатах организациями являются ФГУП ЦАГИ, ЦИАМ, НПО «Энергия», ПАО «Туполев», ОАК, Ассоциация «Технологическая платформа «Авиационная мобильность и авиационные технологии» и др.

Оценка научного уровня выполненной НИР в целом в сравнении с лучшими достижениями в данной области.

Научный уровень выполненной НИР вполне характеризуется высоким уровнем публикаций результатов в ведущих журналах данной области знаний. Основные экспериментальные результаты работы можно отнести к лучшим мировым достижениям, а расчётные исследования являются на уровне мировых достижений. Все результаты являются новыми и в основном уникальными.

4. СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Gaponov S.A., Smorodsky B.V. Control of supersonic boundary layer and its stability by means of foreign gas injection through the porous wall // International Journal of Theoretical and Applied Mechanics. - 2016. -Vol.1. -P. 97-103.
2. Gaponov S.A., Terekhova N.M. Supersonic boundary layer stability with vectored mass transfer through a porous surface // International Journal of Applied Physics. - 2016. -Vol.1. -P. 6-13.
3. Гапонов С.А., Терехова Н.М. Совместное влияние тепло-массообмена на устойчивость пограничного слоя сжимаемого газа // Известия РАН. Механика жидкости и газа. - 2016. -No.1. -С. 45-54. DOI: 10.7868/S0568528116010035
4. Gaponov S.A., Smorodsky B.V. Supersonic boundary layer of binary mixture and its stability // International Journal of Mechanics. - 2016. -Vol.10. -P. 312-319.
5. Gaponov S.A., Smorodsky B.V. On stability of the supersonic boundary layer with a foreign gas injection // 18th International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR2016) (Russia, Perm, 27 Jun.-3 Jul., 2016): AIP Conference Proceedings. -Vol.1770. -S.1., 2016. -P. 030047. DOI: 10.1063/1.4963989
6. Гапонов С.А., Смородский Б.В. Ламинарный сверхзвуковой пограничный слой бинарной смеси газов // Вестник НГУ. Сер. Физика. - 2016. -Т.11, No.1. -С. 5-15.
7. Gaponov S.A., Semenov A.N. Solution evolutionary method of compressible boundary layers stability problems // International Journal of Mathematical and Computational Methods. - 2016. -Vol.1. -P. 175-181.
8. Gaponov S.A., Semenov A.N. Numerical simulation of the disturbances development in a supersonic boundary layer // International Journal of Mathematical Models and Methods in Applied Sciences. - 2016. -Vol.10. -P. 220-228.
9. Semenov A.N., Gaponov S.A. Numerical simulation of the disturbances excitation in a supersonic boundary layer by the longitudinal sound // 18th International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR2016) (Russia, Perm, 27 Jun.-3 Jul., 2016): AIP Conference Proceedings. -Vol.1770. -S.1., 2016. -P. 030036. DOI: 10.1063/1.4963978.
10. Ермолаев Ю.Г., Колосов Г.Л., Косинов А.Д., Семенов Н.В. Линейная эволюция контролируемых возмущений в сверхзвуковом пограничном

- слое скользящего крыла // Механика Жидкости и Газа. 2014. №2. С. 58-68.
11. Kosinov A.D., Semionov N.V., Yermolaev Yu.G. Disturbances in test section of T-325 supersonic wind tunnel // Preprint/ SB RAS Institute of Theoretical and Applied Mechanics, 1999, No 6-99. 24 стр.
 12. Панина А.В., Косинов А.Д., Ермолаев Ю.Г., Горев В.Н., Семенов Н.В. Экспериментальное исследование средних и пульсационных характеристик 2D/3D сверхзвукового пограничного слоя за плоскими одиночными шероховатостями// Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21. № 1. С. 3-13.
 13. Kosinov A.D., Panina A.V., Kolosov G.L., Semionov N.V., Yermolaev Yu.G. Experiments on the artificial disturbance evolution in 2D and 3D spanwise modulated boundary layer at Mach 2 and 2.5// Procedia IUTAM 14, Elsevier, 2015. – P. 48-57. DOI: 10.1016/j.piutam.2015.03.023
 14. Панина А.В. Экспериментальное исследование особенностей развития пространственных волновых пакетов в неоднородных сверхзвуковых пограничных слоях : дис. ... канд. физ. - мат. наук. 01.02.05 - Механика жидкости, газа и плазмы. -Новосибирск: ИТПМ СО РАН, 2015. -203 с.
 15. A. V. Panina, A. D. Kosinov, N. V. Semionov and Yu. G. Yermolaev. On the artificial disturbance evolution in 2D/3D spanwise modulated supersonic boundary layers//AIP Conf. Proc. 1770, 030063 (2016); <http://dx.doi.org/10.1063/1.4964005>.
 16. Гапонов С.А., Маслов А.А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 144 с.
 17. Morkovin M.V. On supersonic wind tunnels with low free-stream disturbances // J. of applied mechanics, Tran. ASME, Vol. V.26, series E, 1959. P. 319-324.
 18. Pate S.R. Effect of wind tunnel disturbances on boundary layer transition with emphasis on radiated noise: a review // AIAA paper 80-431, 1980.
 19. Uberoi M.S. Effect of wind-tunnel contraction on free-stream turbulence// J. Aeronaut. Sci. 1956. V.23. N 12. P.885-899.
 20. Laufer J. Aerodynamic noise in supersonic wind tunnels // Aerospace Sci., Vol. 28, No. 9, 1961. P. 685-692.
 21. Приданов В.Г., Харитонов А.М., Черных В.В. Совместное влияние чисел Маха и Рейнольдса на переход в пограничном слое// Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. - 1974. - №1. - С. 160-163.
 22. Semionov N.V., Yermolaev Yu.G., Kosinov A.D., Dryasov A.D., Semenov A.N., Yatskikh A.A. The influence of flow parameters on the transition to turbulence in supersonic boundary layer on swept wing // 18th International

- Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR2016) (Russia, Perm, 27 Jun.-3 Jul., 2016) : AIP Conference Proceedings. -Vol.1770. -S.1., 2016. -P. 030050. DOI: 10.1063/1.4963992
23. Семенов Н.В., Дрясов А.Д., Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Семенов А.Н., Яцких А.А. О ламинарно-турбулентном переходе в сверхзвуковом пограничном слое на скользящем крыле [Электронный ресурс] // Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность : материалы XXII Международной конференции (Моск. обл., г. Звенигород, 14 – 21 февр. 2016 г.). -М.: Издательство Московского университета, 2016. -С. 187-190. ISBN 978-5-19-011132-3
 24. Дрясов А.Д., Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Семенов Н.В., Семенов А.Н. Влияние вихревых возмущений на ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое на скользящем крыле при $M = 2,5$ // Вестник НГУ. Сер. Физика - 2016. -Т.11, №1. -С. 16-22.
 25. Gaponov S.A., Ermolaev Yu.G., Kosinov A.D., Lysenko V.I., Semionov N.V., Smorodsky B.V. Theoretical and Experimental Investigation of the Stability of Supersonic Boundary Layer on Porous Coating // International Journal of Theoretical and Applied Mechanics. – 2016. – V.1. – С.131-141.
 26. Lysenko V.I., Gaponov S.A., Smorodsky B.V., Yermolaev Yu.G., Kosinov A.D., Semionov N.V. Combined Influence of Coating Permeability and Roughness on Supersonic Boundary Layer Stability and Transition // J. Fluid Mech. – 2016. – V.798. – P.751-773.
 27. Лысенко В.И., Смородский Б.В., Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Семенов Н.В. Совместное влияние шероховатости и пористости поверхности на устойчивость и переход пограничного слоя при числе Маха 2 // Вестник НГУ. Серия «Физика». – 2016. – Т.11, № 2. – С.37-45.
 28. M. K. Smart, I. M. Kalkhoran, and J. Benston. Measurements of supersonic wing tip vortices // AIAA Journal, Vol. 33, № 4, pp. 1761–1768, 1995.
 29. F. Y. Wang and P. M. Sforza, An Exploratory Wind-Tunnel Investigation of Supersonic Tip Vortices // AIAA Paper 93-2923, 1993.
 30. I. M. Kalkhoran and M. K. Smart, Aspects of shock wave-induced vortex breakdown // Progress in aerospace sciences, Vol. 36, Issue 1, 2000, pp. 63–95, 2000.
 31. A. Shevchenko, I. Kavun, A. Pavlov, and V. Zapryagaev, Review of itam experiments on shock/vortex interactions // European conference for aerospace sciences, Moscow, Russia, July, 4-7, 2005.
 32. F. Y. Wang and P. M. Sforza, Near-Field Experiments on Tip Vortices at Mach 3.1 // AIAA Journal, Vol. 35, № 4, pp. 750–753, 1997.

33. Павлов А. А., Павлов Ал. А., Голубев М. П. Применение самонаводящихся фильтров Цернике на основе эффекта насыщения для теневой диагностики газовых потоков // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. – 2014. – Т. 9, вып. 1. С. 15–28.
34. Shmakov A.S., Shevchenko A.M., Yatskikh A.A., Yermolaev Yu.G. Mass flow and its pulsation measurements in supersonic wing wake // 18th International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR2016) (Russia, Perm, 27 Jun.-3 Jul., 2016) : AIP Conference Proceedings. -Vol.1770. -S.1., 2016. -P. 030019. DOI: 10.1063/1.4963961
35. Kazemba C.D., Braun R.D., Clark L.G., Schoenenberger M. Survey of Blunt Body Dynamic Stability in Supersonic Flow// AIAA-2012-4509. P. 1–27.
36. Петров К.П. Аэродинамика тел простейших форм. М.: Факториал, 1998. 432 с.
37. Липницкий Ю.М. Красильников А.В., Покровский А.Н., Шманенков В.Н. Нестационарная аэродинамика баллистического полета. М.: Физматлит, 2003. 174 с.
38. Козловский В.А. Экспериментальное определение в аэродинамических трубах методом свободных колебаний характеристик демпфирования спускаемых в атмосфере планет аппаратов// Космонавтика и ракетостроение. 2005. Т. 38, № 1. С. 81– 94.
39. Адамов Н.П., Пузырёв Л.Н., Харитонов А.М., Часовников Е.А. Дядькин А.А., Крылов А.Н. Аэродинамические производные модели головного блока системы аварийного спасения при гиперзвуковых скоростях // Теплофизика и Аэромеханика, 2013. Т. 20, № 6. С. 749– 758.
40. Адамов Н.П., Пузырёв Л.Н., Харитонов А.М., Часовников Е.А., Дядькин А.А., Крылов А.Н. Демпфирующие характеристики возвращаемого аппарата при гиперзвуковых скоростях // Прикладная механика и техническая физика, 2014. № 5. С. 165 – 171.
41. Адамов Н.П., Харитонов А.М., Часовников Е.А. Аэродинамические производные конуса с углом полураствора 20° при сверхзвуковых скоростях// Теплофизика и аэромеханика, 2014. Том 21, № 6. С. 711 – 723.
42. Tobak M., Wehrend W.R. Stability derivatives of cones at supersonic speeds // Technical Note № 3788, NASA AMES, 1956. 43 p.
43. Теленин Г.Ф. Исследование обтекания колеблющегося конуса сверхзвуковым потоком. М.: Оборонгиз, 1959.
44. Бачманова Н.С., Лапыгин В.И., Липницкий Ю.М. Исследование сверхзвукового обтекания круговых конусов на больших углах атаки // Изв. АН СССР МЖГ № 6, 1973. С. 79– 84.

45. Липницкий Ю.М., Мацюра Е.В., Покровский А.Н. Сверхзвуковое обтекание острого конуса, колеблющегося около нулевого угла атаки // МЖГ №6, 1998. С. 124– 135.
46. Харитонов А.М. Техника и методы аэрофизического эксперимента. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2011. 642 с.
47. Белоцерковский С.М., Скрипач Б.К., Табачников В.Г. Крыло в нестационарном потоке газа. М.: Наука, 1971. 767 с.
48. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Физматгиз, 1958. 408 с.
49. Адамов Н.П., Дядькин А.А., Казаков М.И, Крылов А.Н., Скороваров А.Ю., Харитонов А.М., Часовников Е.А. Аэродинамические характеристики моделей возвращаемых аппаратов при сверхзвуковых скоростях полёта// Теплофизика и аэромеханика.– 2015. – Том 22, № 5. С. 557– 565.
50. Еремин В.В., Липницкий Ю.М., Михалин В.А., Строилов А.В. Исследование нестационарных аэродинамических характеристик спускаемого аппарата с системой аварийного спасения// Космонавтика и ракетостроение. – 2015. – Вып. 3(82). – С. 139– 145.
51. Адамов Н.П., Харитонов А.М., Часовников Е.А., Дядькин А.А., Крылов А.Н., Александров Э.Н. Экспериментальные исследования аэродинамических характеристик модели возвращаемого аппарата на установке свободных колебаний при сверхзвуковых скоростях// Теплофизика и Аэромеханика, 2016. № 6 . С. 825 – 834.
52. Dolling D.S. Fifty years of shock-wave/boundary-layer interactions research: What next? // AIAA J. – 2001. – Vol. 39, № 8. – P. 1517–1531.
53. Knight D., Yan H., Panaras A., Zheltovodov A. Advances in CFD prediction of shock wave turbulent boundary layer interactions // Progress in Aerospace Sciences. – 2003. – Vol. 39, Iss. 2-3. – P. 121–184.
54. Zheltovodov A.A., Knight D.D. Ideal-gas shock wave — turbulent boundary-layer interactions in supersonic flows and their modeling: Three-dimensional interactions // Shock Wave — Boundary-Layer Interactions. Chapter 5 / Eds. H. Babinsky, J. Harvey. Cambridge Aerospace Series. New York et al.: Cambridge University Press, 2011. P. 202–258. [ISBN 980-0-521-84852-7].
55. Edwards J.R. Numerical simulations of shock/boundary layer interactions using time-depended modeling techniques: A survey of recent results // Progress in Aerospace Sciences. – 2008. – Vol. 44, Iss. 6. – P. 447–465.
56. Gaitonde, D. V. Progress in Shock Wave/Boundary Layer Interactions // Progress in Aerospace Sciences. – 2015. – Vol. 72. – P. 80–99.

57. Salin A., Yao Y.F., Zheltovodov A.A. Numerical Prediction of 3-D Supersonic Turbulent Separation Initiated by a Single-Fin // Book of Abstracts: 29th International Symposium on Shock Waves, July 14–19, 2013. Univ. of Wisconsin-Madison Memorial Union, USA, 2013. Paper 0246-000239. 6 p.
58. Grosvenor A.D., Zheltovodov A.A., Matheson M.A., Sailer L.M., Krzysztopik M., and Gutzwiller D.P. Numerical analysis of three complex three-dimensions shock wave/turbulent boundary layer interaction flows. Progress in Flight Physics (EUCASS Advances in Aerospace Sciences Book Series) / Eds. P. Reijasse, D. Knight, M. Ivanov and I. Lipatov. M.: Torus Press. 2013, Vol. 5.– P. 247-284. [ISSBN 978-2-7598-0877-9]
59. Salin A., Yao Y.F., Zheltovodov A.A. Numerical Prediction of 3-D Supersonic Turbulent Separation Initiated by a Single-Fin // 29th International Symposium on Shock Waves 2. Vol. 2 / Eds. R. Bonazza, D. Ranjan. – Berlin; Heidelberg et al.: Springer International Publishing, 2015. – P. 1265–1270. [ISBN 978-3-319-16837-1; eBook ISBN 978-3-319-16838-8, DOI 10.1007/978-3-319-16838-8_76]
60. Fang, J., Yao, Y., Zheltovodov, A. A. and Lu, L. Large eddy simulation of a three-dimensional shock-wave/turbulent boundary layer interaction of a single-fin [Электронный ресурс] // UK Turbulence Consortium Annual Workshop, Southampton, UK, 3-4 September 2015. 2 p. URL: <http://eprints.uwe.ac.uk/26056>
61. Jian Fang, Yufeng Yao, Alexandr A. Zheltovodov, Zhaorui Li, and Lipeng Lu “Direct numerical simulation of supersonic turbulent flows around a tandem expansion-compression corner” // Physics of Fluids. – 2015. – Vol. 27. – No. 12. – Iss. 125104. – P. 125104-1 – 125104-28. [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4936576>, DOI: 10.1063/1.4936576]
62. Jian Fang, Lipeng Lu, Yufeng Yao, Alexander A. Zheltovodov. Large-Eddy Simulation of a Three-Dimensional Hypersonic Shock Wave/Turbulent Boundary Layer Interaction of a Single-Fin // AIAA Paper 2015-1062, 2015. 31 p.
63. Jian Fang, Yufeng Yao, Alexandr A. Zheltovodov, Lipeng Lu. Investigation of Three-Dimensional Shock Wave/Turbulent-Boundary-Layer Interaction Initiated by a Single Fin // AIAA J. – 2016. – October 14. – P. 1 – 15. [<http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/1.J055283>, DOI:10.2514/1.J055283]
64. Ghosal, S., Lund, T. S., Moin, P., and Akselvoll, K. A Dynamic Localization Model for Large Eddy Simulation of Turbulent Flows // Journal of Fluid Mechanics. – 1995. – Vol. 286. – P. 229–255.

65. Fang, J., Li, Z., and Lu, L. An Optimized Low-Dissipation Monotonicity-Preserving Scheme for Numerical Simulations of High-Speed Turbulent Flows // *Journal of Scientific Computing* // 2013. – Vol. 56. – No. 1. – P. 67–95.
66. Fang, J., Li, Z., and Lu, L. An Optimized Low-Dissipation Monotonicity-Preserving Scheme for Numerical Simulations of High-Speed Turbulent Flows // *Journal of Scientific Computing*. – 2013. – Vol. 56. – No. 1. – P. 67–95.
67. Lele, S. K. Compact Finite Difference Schemes with Spectral-Like Resolution // *Journal of Computational Physics*. – 1992. – Vol. 103. – No. 1. – P. 16–42.
68. Gottlieb, S., and Shu, C.W. Total Variation Diminishing Runge-Kutta Schemes // *Mathematics of Computation*. – 1998. – Vol. 67. – No. 221. – P. 73–85.
69. Schülein, E., “Skin-Friction and Heat Flux Measurements in Shock/Boundary-Layer Interaction Flows // *AIAA Journal*. – 2006. – Vol. 8. – No.44. – P. 1732–1741.
70. Sagaut, P. *Theoretical Background: Large-Eddy Simulation. Large-Eddy Simulation for Acoustics*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, England, U.K., 2007, pp. 89–127.
71. Thomas, P. D., and Middlecoff, J. F. Direct Control of the Grid Point Distribution in Meshes Generated by Elliptic Equations // *AIAA Journal*. – 1980. – Vol. 18. – No. 6. – P. 652–656.
72. Kim, J. W., and Lee, D. J. Generalized Characteristic Boundary Conditions for Computational Aeroacoustics, Part 2 // *AIAA Journal*. – 2004. – Vol. 42. – No. 1. – P. 47–55.
73. Wasistho, B., Geurts, B. J., and Kuerten, J.G.M. Simulation Techniques for Spatially Evolving Instabilities in Compressible Flow over a Flat Plate // *Computers & Fluids*. – 1997. – Vol. 26. – No. 7. – P. 713–739.
74. Spalart, P. R. Direct Numerical Simulation of a Turbulent Boundary Layer Up to $Re_\theta = 1410$ // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1988. – Vol. 187. – P. 61–98.
75. Wu, X., and Moin, P. Direct Numerical Simulation of Turbulence in a Nominally Zero-Pressure-Gradient Flat-Plate Boundary Layer // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2009. – Vol. 630. – P. 5–41.
76. Pirozzoli, S., Bernardini, M., and Grasso, F. Direct Numerical Simulation of Transonic Shock/Boundary Layer Interaction Under Conditions of Incipient Separation // *Journal of Fluid Mechanics*. – Vol. 657. – 2010. – P. 361–393.
77. Purtell, L. P., Klebanoff, P. S., and Buckley, F. T. Turbulent Boundary Layer at Low Reynolds Number // *Physics of Fluids*. – 1981. – Vol. 24. – No. 5. – P. 802–811.

78. Erm, L. P., and Joubert, P. N. Low Reynolds Number Turbulent Boundary Layers // *Journal of Fluid Mechanics* // 1991. – Vol. 230. P. 1–44.
79. Zheltovodov A.A. Some advances in research of shock wave turbulent boundary layer interactions: AIAA Paper 2006–0496.
80. Желтоводов А.А. Физические особенности и некоторые свойства двумерных и трехмерных отрывных течений при сверхзвуковых скоростях // *Изв. АН СССР. МЖГ.* – 1979. – № 3. – С. 42 – 50.
81. Желтоводов А.А. Режимы и свойства пространственных отрывных течений, инициированных косыми скачками уплотнения // *ЖПМТФ.* – 1982. – № 3. – С. 116 – 124.
82. Schülein E., Zheltovodov A.A. Documentation of experimental data for hypersonic 3-D shock waves / turbulent boundary layer interaction flows: DLR Internal Report IB 223–99 A 26 / Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt. Institute für Strömungsmechanik. – Göttingen, 2001. – 95 p.
83. Alvi, F. S., and Settles, G. S. A Physical Model of the Swept Shock/Boundary-Layer Interaction Flowfield // *AIAA Journal.* 1992. Vol. 30. No. 9. P. 2252–2258.
84. Зубин М.А., Остапенко Н.А. Структура течения в отрывной области при взаимодействии прямого скачка уплотнения с пограничным слоем в угле // *Изв. АН СССР, МЖГ.* – 1979. - № 3.
85. Seiner J.M., Dash S.M., Kenzakowski D.C. Historical Survey on Enhanced Mixing in Scramjet Engines // *J. of Propulsion and Power.* 2001. – Vol. 17. – № 6. P. – 1273–1286.
86. Vinogradov V.A., Shikhman Yu.M., Segal C. A review of Fuel Pre-injection in Supersonic, Chemically Reacting Flows // *Applied Mechanics Reviews, Transactions of the ASME.* –2007. – Vol. 60. – P. 139–148.
87. Tuner J.C., Smart M.K. Application of Inlet Injection to a Three-Dimensional Scramjet at Mach 8 // *AIAA J.* – 2010. – Vol. 48. – № 4. – P. 829–838.
88. Adelgren R.G., Elliott G.S., Crawford J.D., Carter C.D., Donbar J.M. Grosjean D.F. Axisymmetric Jet Shear-Layer Excitation by Laser Energy and Electric Arc Discharges // *AIAA J.* – 2005. – Vol. 43. – № 4. – P. 776–791.
89. Savelkin K.V., Yarantsev D.A., Adamovich I.V., Leonov S.B. Ignition and Flameholding in a Supersonic Combustor by an Electrical Discharge Combined with a Fuel Injector // *Combustion and Flame.* – 2015. – Vol. 162. – P. 825–835.
90. Иванов В.В., Скворцов В.В., Стародубцев М.А., Чернышев С.Л. Развитие исследований по разработке и применению объемноцентрированных разрядов в потоках газа // *Уч. Записки ЦАГИ.* – 2016. – Т. XLVII. – № 4. – С. 3–11.

91. Желтоводов А.А., Пимонов Е.А. Интенсификация смешения параллельных сжимаемых потоков с помощью локализованного импульсно-периодического подвода энергии // Письма в ЖТФ. – 2013. – Т. 39. – Вып. 22. – С. 73–79.
92. Zheltovodov A.A., Pimonov E. A. Gas Jets/Supersonic–Flow Mixing Control by a Localized Pulse-Periodic Energy Supply // International Conference on the Methods of Aerophysical Research: Abstracts. Part I. – Novosibirsk, 2014. – P. 234–235.

5. Список работ, опубликованных по данному этапу

Статьи в журналах.

1. Kosinov A.D., Kolosov G.L.; Semionov N.V., Yermolaev Yu.G. Linear development of controlled disturbances in the supersonic boundary layer on a swept wing at Mach 2// *Physics of Fluids* 28(6):064101. June 2016. DOI: 10.1063/1.4952999. WOS:000379040200034
2. Lysenko, V.I., Gaponov, S.A., Smorodsky, B.V., Kosinov, A.D., Semionov, N.V. Combined influence of coating permeability and roughness on supersonic boundary layer stability and transition// *Journal of Fluid Mechanics*, 2016, V. 798, pp. 751-773. DOI: 10.1017/jfm.2016.347, WOS:000377447400033. РИНЦ, id=26650933.
3. Гапонов С.А., Терехова Н.М. Совместное влияние тепло-массообмена на устойчивость пограничного слоя сжимаемого газа // *Известия РАН. Механика жидкости и газа* - 2016. -№.1. -С. 45-54. РИНЦ, id=25809210
Gaponov S.A., Terekhova N.M. Joint effect of heat and mass transfer on the compressible boundary layer stability // *Fluid Dynamics* - 2016. -Vol.51, No.1. -P. 45-55. DOI: 10.1134/S0015462816010063 WoS: 000373151800006, Scopus ID=2-s2.0-84961640949.
4. А.В. Ваганов, Ю.Г. Ермолаев, Г.Л. Колосов, А.Д. Косинов, А.В. Панина, Н.В. Семенов, А.А. Яцких. К воздействию падающей волны Маха на сверхзвуковой пограничный слой // *Теплофизика и аэромеханика*. 2016. Т. 23. № 1. С. 45-50. РИНЦ, id=25485383
Vaganov A.V.; Ermolaev Yu G.; Kolosov G.L.; Kosinov A.D., Panina A.V., Semionov N.V. Impact of incident Mach wave on supersonic boundary layer// *Thermophysics and Aeromechanics* Volume: 23 Issue: 1 Pages: 43-48. DOI: 10.1134/S0869864316010054, WOS:000374399200005
5. Дрясов А.Д., Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Семенов Н.В., Семенов А.Н. Влияние вихревых возмущений на ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое на скользящем крыле при $M = 2,5$ // *Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика*. 2016. Т. 11. № 1. С. 16-22. РИНЦ, id=25941241
6. Яцких А.А., Колосов Г.Л., Косинов А.Д., Ермолаев Ю.Г., Панина А.В., Семенов Н.В. Экспериментальное исследование воздействия пары слабых ударных волн на ламинарно-турбулентный переход на линии растекания скользящего цилиндра // *Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика*. 2016. Т. 11, № 2. С. 28–36. РИНЦ, id=26622293

7. Лысенко В. И., Смородский Б. В., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Семенов Н. В. Совместное влияние шероховатости и пористости поверхности на устойчивость и переход пограничного слоя при числе Маха 2 // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2016. Т. 11, № 2. С. 37–45. РИНЦ, id=26622294
8. Sergey A. Gaponov, Yuri G. Ermolaev, Alexander D. Kosinov, Vladimir I. Lysenko, Nikolay V. Semionov, Boris V. Smorodsky. Theoretical and Experimental Investigation of the Stability of Supersonic Boundary Layer on Porous Coating.// International Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 1, (2016) p. 134-141, ISSN: 2367-8984 // <http://www.ias.org/ias/journals/ijtam>
9. Sergey Gaponov, Alexander Kosinov, Nickolay Semionov. Observation of Quasi-Stationary Flow Regimes in a Supersonic Wind Tunnel. International Journal of Applied Physics, (2016) 1, 14-19, ISSN: 2367-9034 // <http://www.ias.org/ias/journals/ijap>
10. Адамов Н.П., Харитонов А.М., Часовников Е.А., Дядькин А.А., Крылов А.Н., Александров Э.Н. Экспериментальные исследования аэродинамических характеристик модели возвращаемого аппарата на установке свободных колебаний при сверхзвуковых скоростях// Теплофизика и Аэромеханика, 2016. № 6 . С. 825 – 834.
11. Гапонов С.А., Терехова Н.М. Трехволновые взаимодействия контролируемых возмущений в сверхзвуковом пограничном // Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований - 2016. -Т.6, №.5. -С. 833-838. РИНЦ, id=26165527
12. Гапонов С.А., Смородский Б.В. Ламинарный сверхзвуковой пограничный слой бинарной смеси газов // Вестник НГУ. Сер. Физика - 2016. -Т.11, №.1. -С. 5-15. РИНЦ, id=25941240
13. Gaponov S.A., Smorodsky B.V. Control of supersonic boundary layer and its stability by means of foreign gas injection through the porous wall // International Journal of Theoretical and Applied Mechanics - 2016. -Vol.1. - P. 97-103.
14. Gaponov S.A., Terekhova N.M. Supersonic boundary layer stability with vectored mass transfer through a porous surface // International Journal of Applied Physics - 2016. -Vol.1. -P. 6-13.
15. Gaponov S.A., Semenov A.N. Solution evolutionary method of compressible boundary layers stability problems // International Journal of Mathematical and Computational Methods - 2016. -Vol.1. -P. 175-181.

16. Gaponov S.A., Smorodsky B.V. Supersonic boundary layer of binary mixture and its stability // International Journal of Mechanics - 2016. -Vol.10. -P. 312-319. Scopus ID=2-s2.0-84975302963,
17. Gaponov S.A., Semenov A.N. Numerical simulation of the disturbances development in a supersonic boundary layer // International Journal of Mathematical Models and Methods in Applied Sciences - 2016. -Vol.10. -P. 220-228. Scopus ID=2-s2.0-84975270340,
18. Jian Fang, Yufeng Yao, Alexandr A. Zheltovodov, Lipeng Lu. Investigation of Three-Dimensional Shock Wave/Turbulent-Boundary-Layer Interaction Initiated by a Single Fin // AIAA J. – 2016. – Online October 14. – P. 1 – 15. [http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/1.J055283, DOI:10.2514/1.J055283]
19. Kolosov G.I., Kosinov A.D. Linear and nonlinear development of controlled disturbances in the supersonic boundary layer on a swept wing at Mach 2.5 // Journal of Physics: Conference Series. - 2016. -Vol.754. -P. 022005 (8). DOI: 1742-6596/754/2/022005

Материалы конференций.

1. Семенов Н.В., Дрясов А.Д., Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Семенов А.Н., Яцких А.А. О ламинарно-турбулентном переходе в сверхзвуковом пограничном слое на скользящем крыле. // Материалы XXII Международной конференции «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность» 14 – 21 февраля 2016 г. Московская область/ Ответственный редактор – Н.В. Никитин. М.: Издательство Московского университета, 2016.– (Электронное издание). –с. 187-190. ISBN 978-5-19-011132-3.
2. Смородский Б.В., Гапонов С.А., Ермолаев Ю.Г., Колосов Г.Л., Косинов А.Д., Семенов Н.В. О трехволновом взаимодействии возмущений в сверхзвуковом пограничном слое скользящего крыла. // Материалы XXII Международной конференции «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность» 14 – 21 февраля 2016 г. Московская область/ Ответственный редактор – Н.В. Никитин. М.: Издательство Московского университета, 2016.– (Электронное издание). –с. 200-202. ISBN 978-5-19-011132-3
3. G. L. Kolosov, A. D. Kosinov, Yu. G. Yermolaev and N. V. Semionov To nonlinear disturbance interactions in 3D supersonic boundary-layer//AIP Conf. Proc. 1770, 030052 (2016); <http://dx.doi.org/10.1063/1.4963994> РИНЦ, id=26973189, Scopus ID=2-s2.0-84994172599
4. A.V. Panina, A. D. Kosinov, N. V. Semionov and Yu. G. Yermolaev. On the artificial disturbance evolution in 2D/3D spanwise modulated supersonic

- boundary layers//AIP Conf. Proc. 1770, 030063 (2016); <http://dx.doi.org/10.1063/1.4964005> ПИИЦ, id=26992417, Scopus ID=2-s2.0-84994126402
5. N. V. Semionov, Yu. G. Yermolaev, A. D. Kosinov, A. D. Dryasov, A. N. Semenov and A. A. Yatskikh The influence of flow parameters on the transition to turbulence in supersonic boundary layer on swept wing//AIP Conf. Proc. 1770, 030050 (2016); <http://dx.doi.org/10.1063/1.4963992>/ ПИИЦ, id=26973749, Scopus ID=2-s2.0-84994083549
 6. Yu. G. Yermolaev, A. A. Yatskih, A. D. Kosinov, N. V. Semionov, G. L. Kolosov and A. V. Panina Experimental study of the effects of couple weak waves on laminar-turbulent transition on attachment-line of a swept cylinder//AIP Conf. Proc. 1770, 020012 (2016); <http://dx.doi.org/10.1063/1.4963935>. ПИИЦ, id=26878609, Scopus ID=2-s2.0-84994067471
 7. V. I. Lysenko, S. A. Gaponov, B. V. Smorodsky, Yu. G. Yermolaev, A. D. Kosinov and N. V. Semionov Influence of coating permeability and roughness on supersonic boundary layer stability//AIP Conf. Proc. 1770, 040005 (2016); <http://dx.doi.org/10.1063/1.4964074> ПИИЦ, id=27023845, Scopus ID=2-s2.0-84994092823
 8. Y. G. Yermolaev, A. A. Yatskikh, A. D. Kosinov, and N. V. Semionov Wave analysis of the evolution of a single wave packet in supersonic boundary layer //AIP Conf. Proc. 1770, 020012 (2016); <http://dx.doi.org/10.1063/1.4963979> ПИИЦ, id=26895455, Scopus ID=2-s2.0-84994098451
 9. Shmakov A.S., Shevchenko A.M., Yatskikh A.A., Yermolaev Yu.G. Mass flow and its pulsation measurements in supersonic wing wake // 18th International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR2016) (Russia, Perm, 27 Jun.-3 Jul., 2016) : AIP Conference Proceedings. -Vol.1770. -S.l., 2016. -P. 030019. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4963961> ПИИЦ, id=26895409, Scopus ID=2-s2.0-84994085834
 10. Shevchenko A.M., Berezin D.R., Puzirev L.N., Tarasov A.Z., Kharitonov A.M., Shmakov A.S. Multi-hole pressure probes to air data system for subsonic small-scale air vehicles // 18th International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR2016) (Russia, Perm, 27 Jun.-3 Jul., 2016) : AIP Conference Proceedings. -Vol.1770. -S.l., 2016. -P. 030005. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4963947>, ПИИЦ, id=26895366, Scopus ID=2-s2.0-84994130621
 11. Semenov A.N., Gaponov S.A. Numerical simulation of the disturbances excitation in a supersonic boundary layer by the longitudinal sound // 18th

- International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR2016) (Russia, Perm, 27 Jun.-3 Jul., 2016) : AIP Conference Proceedings. -Vol.1770. -S.l., 2016. -P. 030036. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4963978>. РИНЦ, id=26895448, Scopus ID=2-s2.0-84994134148
12. Gaponov S.A., Smorodsky B.V. On stability of the supersonic boundary layer with a foreign gas injection // 18th International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR2016) (Russia, Perm, 27 Jun.-3 Jul., 2016) : AIP Conference Proceedings. -Vol.1770. -S.l., 2016. -P. 030047. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4963989>. РИНЦ, id=26897426, Scopus ID=2-s2.0-84994181994.
 13. Gaponov S.A., Terekhova N.M. The stability of the boundary layer compressible gas with heat and mass transfer from the surface // 18th International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR2016) (Russia, Perm, 27 Jun.-3 Jul., 2016) : AIP Conference Proceedings. -Vol.1770. -S.l., 2016. -P. 040004. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4964073>. РИНЦ, id=27023500, Scopus ID=2-s2.0-84994070636
 14. Смородский Б.В., Гапонов С.А. Об устойчивости сжимаемого пограничного слоя бинарной смеси газов [Электронный ресурс] // Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность : материалы XXII Международной конференции (Моск. обл., г. Звенигород, 14 – 21 февр. 2016 г.). -М.: Издательство Московского университета, 2016. -С. 203-204. ISBN 978-5-19-011132-3
 15. Kosinov A.D., Semionov N.V., Kolosov G.L., Yermolaev Yu.G., Yatskih A.A. Excitation of the streaks by weak shock waves in the supersonic boundary layer [Электронный ресурс] // 24th International Congress of Theoretical and Applied Mechanics (ICTAM 2016)(Canada, Montreal, 21-26 Aug., 2016) : Book of Papers. -S.l., 2016. -P. 695-696.
 16. Yatskih A.A., Yermolaev Yu.G., Kosinov A.D., Semionov N.V. Evolution of localized artificial disturbance in 2d supersonic boundary layer [Электронный ресурс] // 24th International Congress of Theoretical and Applied Mechanics (ICTAM 2016)(Canada, Montreal, 21-26 Aug., 2016) : Book of Papers. -S.l., 2016. -P. 1023-1024.
 17. Panina A.V., Kolosov G.L., Kosinov A.D., Semionov N.V., Yermolaev Yu.G. Nonlinear disturbance evolution in supersonic boundary layers on the swept wing [Электронный ресурс] // 24th International Congress of Theoretical and Applied Mechanics (ICTAM 2016)(Canada, Montreal, 21-26 Aug., 2016) : Book of Papers. -S.l., 2016. -P. 1005-1006

18. Часовников Е.А., Адамов Н.П., Харитонов А.М. Свободные колебания сегментально-конического тела относительно нулевого балансирующего угла атаки при сверхзвуковых скоростях // Аэродинамика и динамика полета летательных аппаратов (Седова заимка, 17-18 марта 2016 г.) : Тез. докл. XIV Школы - семинара СИБНИА. -Новосибирск, 2016. -С. 44-46.
19. Гапонов С.А., Терехова Н.М. Влияние тангенциального вдува на устойчивость пограничного слоя на пористой поверхности при $M = 2$ // Модели и методы аэродинамики : материалы Шестнадцатой Международной школы - семинара (Евпатория, 5-12 июня 2016 г.). -М.: ЦАГИ, 2016. -С. 49.
20. Гапонов С.А., Терехова Н.М. Устойчивость пограничного слоя сжимаемого газа при распределенном вдуве и теплообмене с поверхностью // Материалы XI Международной конференции по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ - 2016) (Крым, Алушта, 25 – 31 мая 2016 г.) -М.: Изд-во МАИ, 2016. -С. 236-237.
21. Терехова Н.М. Моделирование динамики возмущений в слабонелинейной области развития для сверхзвукового пограничного слоя // Всероссийская конференция "Нелинейные волны: теория и новые приложения", посвященная 70-летию со дня рождения члена-корреспондента РАН В. М. Тешукова (29 февр.–2 март. 2016 г.) : тезисы докладов. -Новосибирск, 2016. -С. 101-102.
22. Smorodsky B.V. Three-wave resonance in the three-dimensional boundary layer // XVIII International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR-16) (Russia, Perm, 27 Jun.-3 Jul., 2016) : abstracts. pt. I. - Perm, 2016. -P. 188-189.

Приложение 1. Перечень статей, опубликованных по тематике проекта в 2016 г. в соответствии с государственным заданием

В приложении 1 в виде таблицы 3. отражается информация о количестве статей, монографий, тезисов конференций, патентов (или иных результатов интеллектуальной деятельности) за весь период выполнения проекта по годам.

Таблица 3.

индикатор	Ед. измерения	Всего за 2013-2016 гг.	2013	2014	2015	2016
Количество публикаций в ведущих российских и международных журналах по результатам исследований, полученных в процессе реализации проекта	единиц	50	9	12	10	19
Количество публикаций в мировых научных журналах, индексируемых в базе данных «Сеть науки» (WEB of Science)	единиц	22	4	10	4	4
Число тезисов в конференциях	единиц	57	12	17	16	22
Число охраняемых объектов интеллектуальной собственности:	зарегистрированных патентов в России	0	0	0	0	0
	зарегистрированных патентов за рубежом	0	0	0	0	0

Приложение 2. Калибровочные измерения по поверке термоанемометра постоянного сопротивления СТА 2016 (v.2)

Впервые в измерениях пульсаций сверхзвукового потока использовался новый термоанемометр постоянного сопротивления (ТПС) СТА-2016 (v.2) с соотношением плеч моста 1:10, который отличается от штатного для АДТ Т-325 термоанемометра постоянного сопротивления уменьшенным в два раза (до 25 Ом) верхним резистором моста Уитстона. (Термоанемометр изготовлен Репковым В.В. в сентябре 2016 года по тех. заданию Косинова А.Д.). Это было сделано для работы термоанемометра в условиях повышенного массового расхода с 10-ти микронными датчиками. В экспериментах использовались однониточные датчики с нитью из вольфрама диаметром 10 мкм и длиной 1,2 мм. Фото нового автоматического термоанемометра представлено на рис. 98(а), а штатный, с ручным управлением режимов работы, ТПС (разработка 1997 года) изображен на рис. 98(б).



а



б

Рис. 98. Фото использованных в экспериментах термоанемометров:
а) СТА-2016 (v.2); б) штатный ТПС

Лицевая панель СТА-2016 (v.2) показана на рис. 98(а) сверху. На вход "Probe 1" подключается измерительный кабель с датчиком термоанемометра. Выход "DC" служит для вывода полного напряжения с диагонали моста

термоанемометра. К нему подключался цифровой вольтметр Agilent 34401A для измерения постоянной составляющей выходного напряжения. Время интегрирования вольтметра устанавливалось равным 20 мс. На выход “HF” подается только пульсационная составляющая выходного напряжения. К этому выходу подключался 12-разрядный аналогово-цифровой преобразователь (АЦП) с частотой дискретизации 750 кГц. На выход “SYN” выводится тестовый прямоугольный сигнал, по которому производится настройка термоанемометра. Световой индикатор “ON” реагирует на включение сети питания прибора. Световой индикатор “BREAK” загорается в случае разрыва нити датчика или, когда датчик не установлен. Для контроля, полный сигнал с выхода “DC” подавался также на второй 12-разрядный АЦП, частота дискретизации которого устанавливалась равной 46,875 кГц.

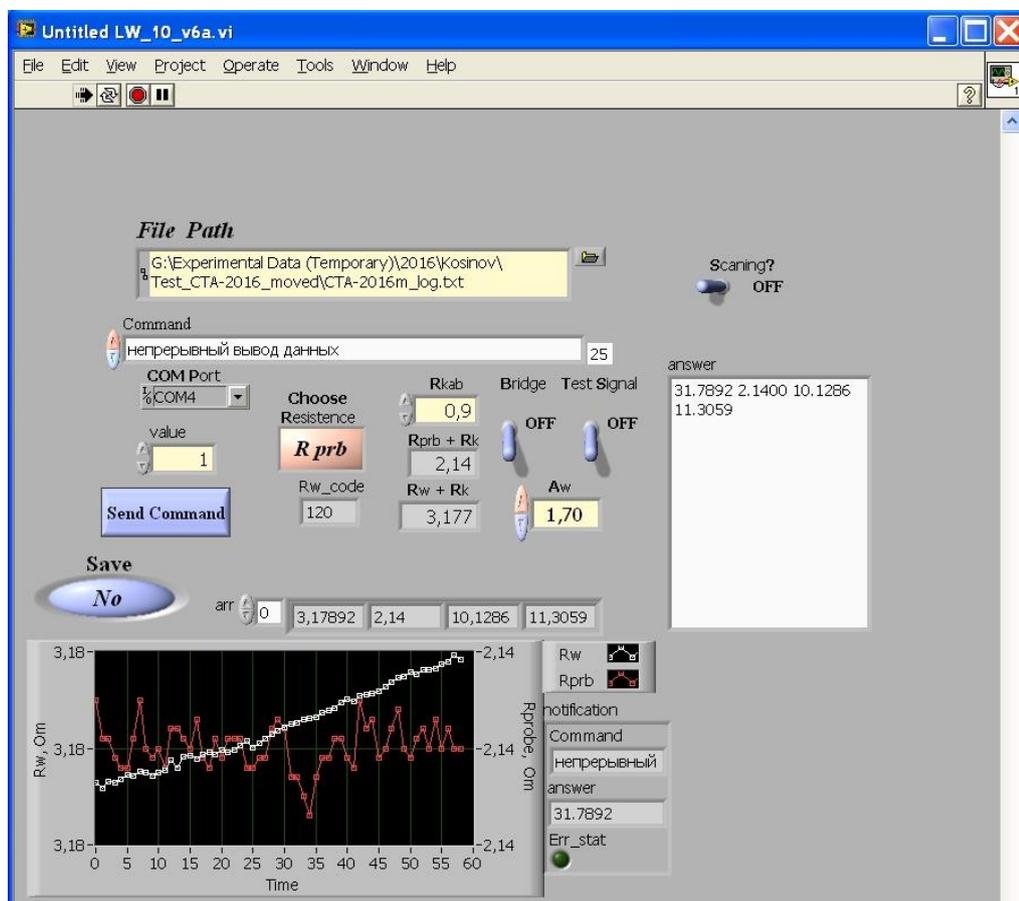


Рис. 99. Интерфейс программы управления термоанемометром СТА-2016 (v.2)

Управление термоанемометром СТА 2016 (v.2) осуществлялось по COM-порту программой, написанной в среде графического программирования LabView Ермолаевым Ю.Г. Интерфейс программы приведен на рис. 99. Пользователь выбирает команду из списка и по нажатию кнопки “Send Command” она передается термоанемометру. Далее читается ответ прибора на команду. В программе существует возможность записи

отправленных термоанемометру команд и ответы на них в лог-файл. Передача данных по СОМ-порту происходила на скорости 9600 бит/сек. Поскольку переключение перегревов в термоанемометре физически осуществлялась с помощью достаточно медленных герконовых реле РЭС-55А, то шаг сканирования по времени составлял 250 мс на перегрев.

Настройка частотного диапазона термоанемометра СТА-2016 (v.2) выполнялась до проведения эксперимента, без потока. Перегрев нити $A_w = R_w/R_e - 1$, при котором проводилась настройка, был равен 0,85. Результаты настройки показаны на рис. 100, где приведено фото экрана осциллографа “Tektronix TDS 1012B”. Первый канал осциллографа подключен к выходу “HF” термоанемометра. По отклику термоанемометра на тестовый сигнал можно сделать вывод, что СТА-2016 (v.2) настроен на частотный диапазон от 0,0 до 300 кГц.

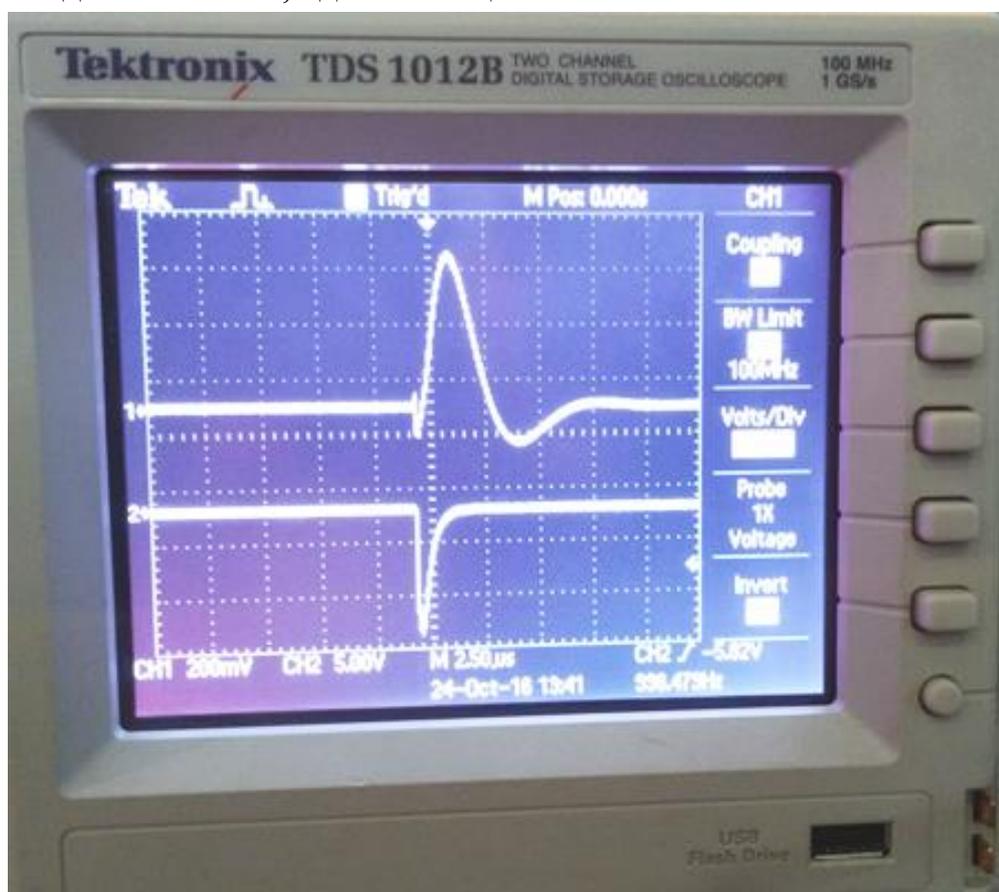


Рис. 100. Отклик термоанемометра на тестовый сигнал

Результаты измерений

Калибровка 10-ти микронного датчика с помощью нового термоанемометра СТА-2016 (v.2) выполнялась при десяти разных перегревах нити датчика (всего возможно установить 32 варианта сопротивления датчика для циклического сканирования). Датчик крепился на штанге координатника, который опирался на модель плоской пластины и выдвигался

вперед в свободный поток перед моделью (см. рис. 101). Вольфрамовая нить датчика ориентирована в горизонтальной плоскости перпендикулярно набегающему потоку.

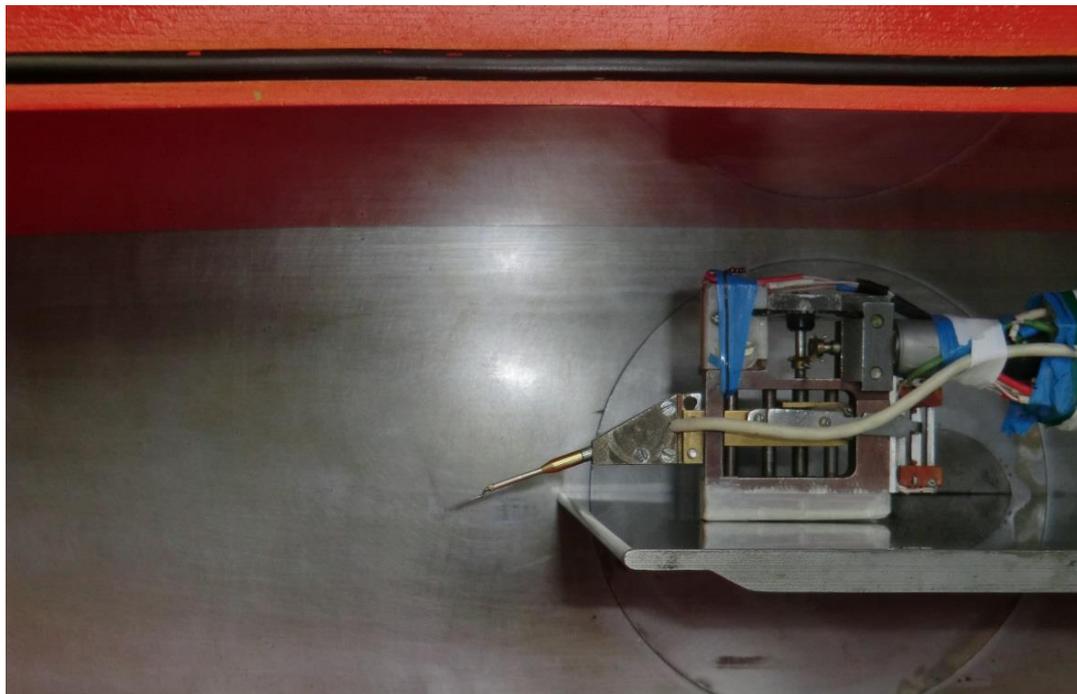


Рис. 101. Расположение датчика ТПС при калибровочных измерениях.

Калибровка сканирующего по перегревам термоанемометра проводилась при изменении давления в форкамере в диапазоне единичных чисел Рейнольдса от $Re_1 = 4 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ до $Re_1 = 26 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$. Число Маха набегающего потока было равным $M_\infty = 2,5$. Расчет калибровки делался по показаниям цифрового вольтметра Agilent 34401A, подключенного к выходу “DC” термоанемометра.

Значения перегрева нити датчика A_w и температурного напора τ определялись по измерениям сопротивления датчика, сделанным 20–разрядным АЦП, который встроен в микропроцессор ТПС. Диапазон изменения температуры торможения был $T_0 = 292 \pm 2\text{К}$. Поскольку изменение температуры торможения потока в течение проведения калибровки было около 4 К, то корректировка данных по величине температурного напора датчика не требовалась.

Согласно [11] логарифмическая зависимость постоянной составляющей напряжения с выхода “DC” термоанемометра E от логарифма массового расхода набегающего потока позволяет оценить величину чувствительности датчика к пульсациям массового расхода S_{pU} . Значение S_{pU} определяется как тангенс угла наклона линейной аппроксимации этой зависимости.

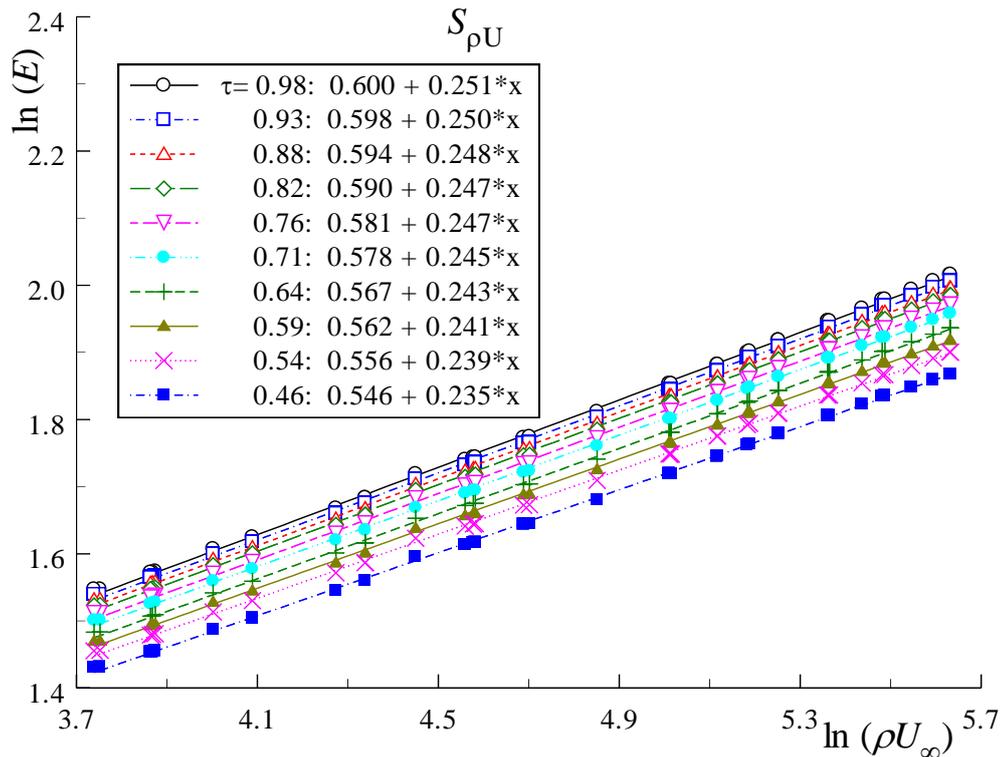


Рис. 102. Логарифмические зависимости E от ρU .

Построенные калибровочные зависимости $\ln(E)$ от $\ln(\rho U)$ приведены на рис. 102. Безразмерный коэффициент чувствительности к пульсациям массового расхода $S_{\rho U}$ представлен на рис. 103. Отметим, что $S_{\rho U}$ слабо зависит от температурного напора и принимает значения в диапазоне от 0,24 до 0,25. Среднее значение $S_{\rho U}$ составляет 0,244, поэтому степенной показатель n был взят равным 0,49.

На рис. 104 представлены размерные калибровочные зависимости $\{E^2=L+N(\rho U)^n\}$ при разных перегревах нити датчика, которые имеют линейный вид. Соответствующие этим данным зависимости размерных калибровочных коэффициентов L и N от температурного напора приведены на рис. 105. Размерный коэффициент N увеличивается линейно с ростом τ , тогда как коэффициент L имеет обратную зависимость.

Безразмерные тарировочные зависимости числа Нуссельта Nu от числа Рейнольдса Re_d , определенного по диаметру нити, представлены на рис. 106. При вычислении Nu и Re_d , коэффициенты вязкости μ и теплопроводности k определялись по температуре торможения T_0 , измеряемой термопарой в форкамере. В данных вычислениях можно было взять температуру потока, но как следует из [11] – это не является критичным, поскольку получаемые результаты в этом и другом случае близки друг другу (см. например [11]).

Анализируя представленные на рис. 106 зависимости, можно наблюдать некоторое отклонение от линейности в области больших чисел Рейнольдса при малых перегревах датчика термоанемометра.

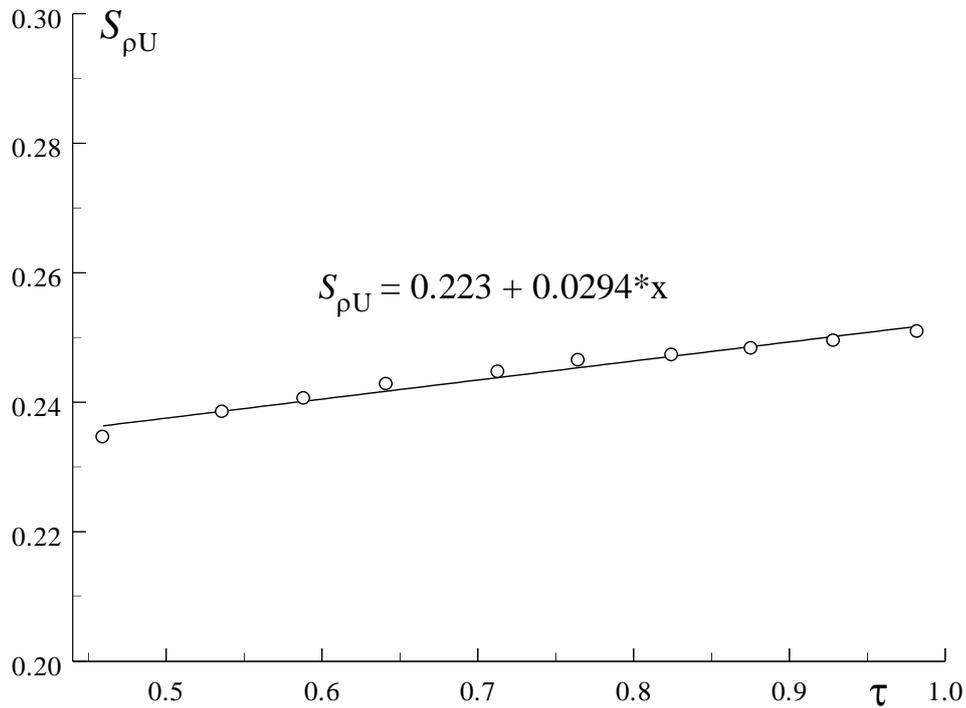


Рис. 103. Зависимость безразмерного коэффициента чувствительности к пульсациям массового расхода от τ .

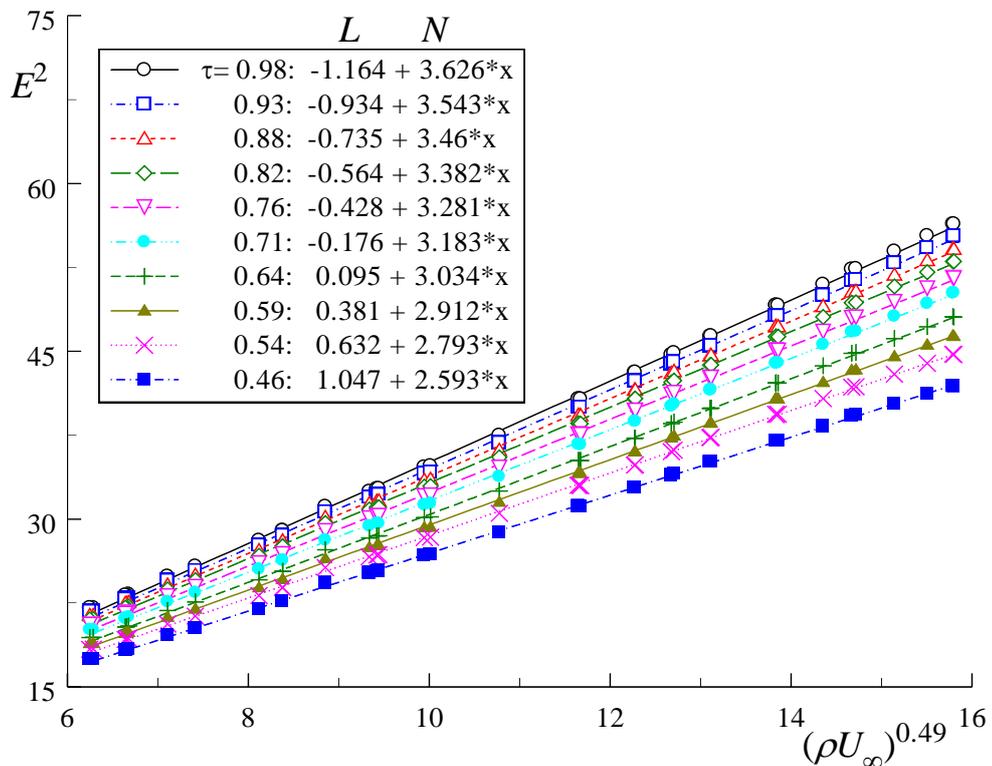


Рис. 104. Размерные калибровочные зависимости.

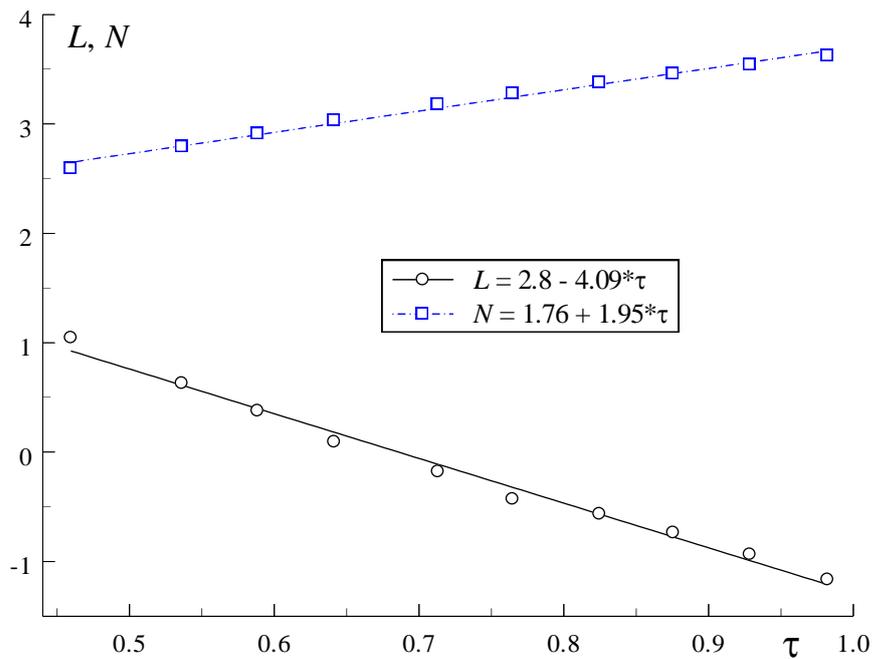


Рис. 105. Размерные коэффициенты L и N как функции от τ .

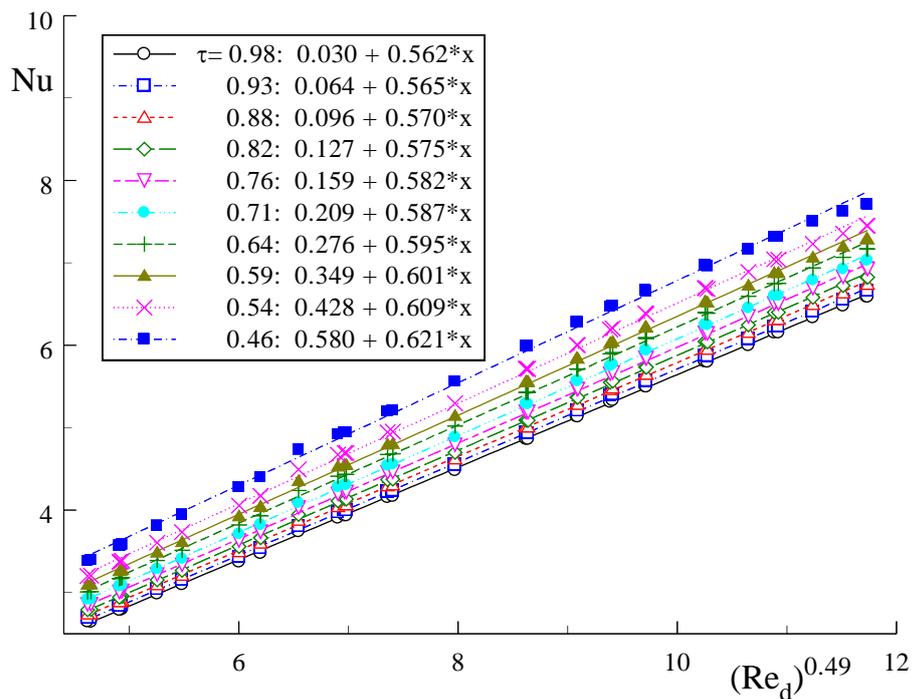


Рис. 106. Безразмерные калибровочные зависимости $Nu(Re_d^n)$.

По этим зависимостям определены безразмерные калибровочные коэффициенты A и B , а также функции $f(\tau)$ и $g(\tau)$, которые представлены на рис. 107 и 108, соответственно. Отметим, что полученные зависимости $f(\tau)$ и $g(\tau)$ используются при вычислении безразмерных значений чувствительности датчика термоанемометра к пульсациям температуры торможения.

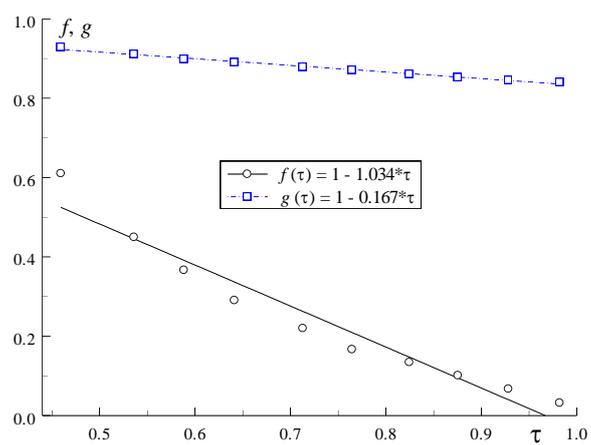
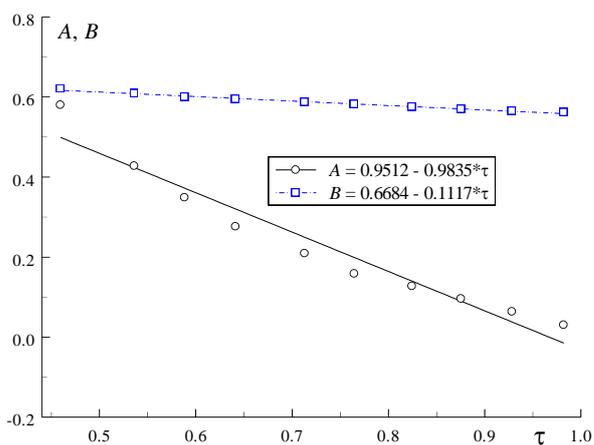


Рис. 107. Безразмерные калибровочные коэффициенты A и B от τ . Рис. 108. Безразмерные функции $f(\tau)$ и $g(\tau)$.

На рис. 109 приведена зависимость модуля безразмерного коэффициента чувствительности к пульсациям температуры торможения S_{T_0} от температурного напора. Функция $S_{T_0}(\tau)$ имеет вид гиперболической зависимости. Из рис. 109 видно, что с увеличением перегрева чувствительность датчика к пульсациям температуры торможения уменьшается (по модулю) и при $\tau \approx 0,93$ она близка к значению чувствительности к пульсациям массового расхода.

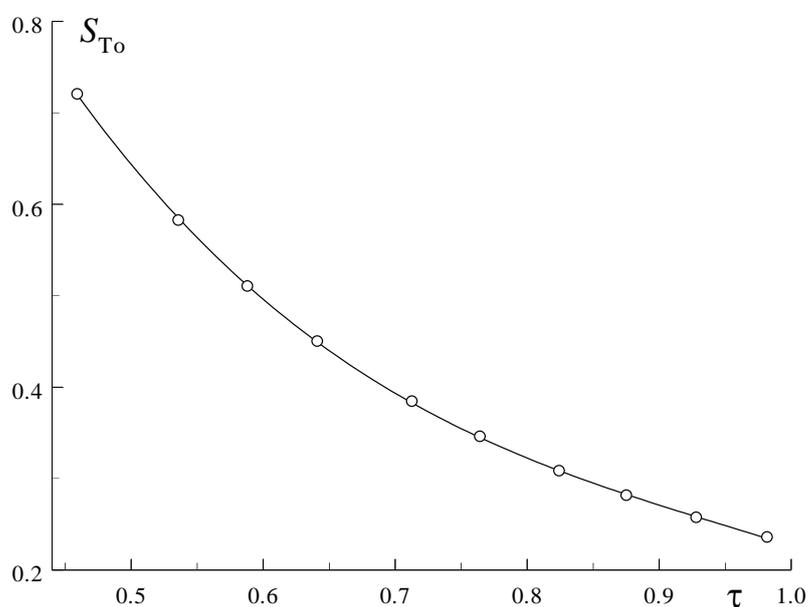


Рис. 109. Зависимость безразмерного коэффициента чувствительности S_{T_0} от температурного напора.

Выполненные тестовые испытания термоанемометра СТА-2016 (v.2) показали работоспособность нового прибора и при измененных характеристиках моста. С учетом ограничения по рабочему напряжению

электронных компонент прибора, его можно использовать при повышенных величинах массового расхода с данным типом датчиков вплоть до 1500 кг/м³·с. Такой массовый расход маловероятен в условиях сверхзвукового потока Т-325, однако вполне возможен в исследованиях струйных течений истекающих из сопел моделей двигателей и в других приложениях.

Приложение 3. Копия плана НИР

1. Наименование государственной работы – **Фундаментальные научные исследования в соответствии с Программой фундаментальных научных исследований (ФНИ) государственных академий наук на 2013-2020 годы**
2. Характеристика работы

Программа III.22.6. Исследование физических проблем управления до- сверх - и гиперзвуковыми течениями неравновесных газовых и плазменных сред (координатор д.ф.-м.н. А.А. Маслов)

2013 год

Пункт программы ФНИ государственных академий наук на 2013-2020 годы и наименование направления исследований в части	Содержание работы	Планируемый результат выполнения работы, подразделение научного учреждения СО РАН и руководитель работы
Проект III.22.6.4 Исследование нестационарных и неравновесных явлений в течениях при сверхзвуковых скоростях	<ol style="list-style-type: none"> 1. Теоретически исследовать трехволновой резонанс в пространственном сверхзвуковом пограничном слое. 2. Теоретически изучить влияние демпфирующих свойств гибкого покрытия на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя. 	<ol style="list-style-type: none"> 1. Расчетным путем изучено нелинейное развитие возмущений в пространственном сверхзвуковом пограничном слое при числе Маха 2 и получены характеристики взаимодействующих волн. Лаб.14, отв. исп.: д.ф.-м.н. С.А. Гапонов, к.ф.-м.н. Б.В. Смородский. 2. В результате исследований будет изучено влияние демпфирующих свойств гибкого покрытия поверхности на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя. Лаб.14, отв. исп.: д.ф.-м.н. С.А. Гапонов, д.ф.-м.н. Н.М. Терехова.

3. Исследовать линейное развитие импульсных волновых пакетов в сверхзвуковом пограничном слое на пластине.

4. Экспериментально изучить влияния единичного числа Рейнольдса на положение ламинарно-турбулентного перехода на скользящем крыле со сверхзвуковой передней кромкой ($M=2$).

5. Экспериментально и численно исследовать параметры течений в пространственных турбулентных отрывных зонах, инициированных скачками уплотнения в окрестности аэродинамических органов управления и на входе в воздухозаборники пространственного сжатия.

6. Исследовать особенности сверхзвукового течения в вихревом следе за крылом

3. Будут получены экспериментальные результаты по пространственно-временному развитию волновых пакетов в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине при числе Маха 2. Лаб.14, отв. исп.: д.ф.-м.н. А.Д. Косинов, к.ф.-м.н. Ю.Г. Ермолаев.

4. Будут получены числа Рейнольдса перехода на скользящем крыле со сверхзвуковой передней кромкой и определено влияние единичного числа Рейнольдса на процесс перехода в трехмерном пограничном слое. Лаб.14, отв. исп.: д.ф.-м.н. Семёнов Н.В., к.ф.-м.н. Ермолаев Ю.Г.

5. В рамках осредненных уравнений Навье–Стокса (RANS) и анизотропной (RSM) модели турбулентности исследованы возможности численного моделирования пространственных турбулентных отрывных течений при сверхзвуковом обтекании вертикального аэродинамического руля, а также уточнена природа эффекта реверса вторичного отрыва при монотонном росте интенсивности скачка уплотнения от рулевой поверхности Лаб.14, отв. исп.: к.ф.-м.н. Желтоводов А.А.

6. Будут получены экспериментальные данные о параметрах потока и определены характерные свойства сверхзвукового вихревого течения в следе за крылом. Лаб.14, отв. исп.: д.т.н. Харитонов А.М., к.т.н.

7. Экспериментально определить характеристики демпфирования конусов при числе Маха $M=6$.

Шевченко А.М.

7. Будут изготовлены модели конусов с углами полураствора 10 и 20 градусов, выполнена доработка устройства, обеспечивающего колебание моделей в потоке. Будут проведены экспериментальные исследования с целью получения демпфирующих характеристик этих конусов, а также численные расчёты. Полученные результаты будут сопоставлены с опубликованными данными.
Лаб.14, отв. исп.: д.т.н. Харитонов А.М., к.т.н. Адамов Н.П.)

2014 год

Пункт программы ФНИ государственных академий наук на 2013-2020 годы и наименование направления исследований в части	Содержание работы	Планируемый результат выполнения работы, подразделение научного учреждения СО РАН и руководитель работы
Проект III.22.6.4 Исследование нестационарных и неравновесных явлений в течениях при сверхзвуковых скоростях Регистрационный номер 01201351885	<ol style="list-style-type: none">1. Выполнить теоретическое и экспериментальное исследование нелинейных волн в пространственном сверхзвуковом пограничном слое.2. Выполнить моделирование каскадного процесса выделения несущих частот в нелинейной области развития вихревых возмущений сверхзвукового пограничного слоя3. Разработать источник вихревых возмущений и исследовать поле возмущений от него при сверхзвуковых скоростях потока.4. Выполнить исследование влияния малого угла атаки модели конус-цилиндр на числа Рейнольдса перехода	<ol style="list-style-type: none">1. В результате сопоставления расчетных и экспериментальных данных будет оценено качество теоретической модели и область ее применения. Лаб.14, отв. исп.: д.ф.-м.н. С.А. Гапонов, д.ф.-м.н. А.Д. Косинов, к.ф.-м.н. Б.В. Смородский.2. В рамках слабонелинейной теории устойчивости будет смоделировано групповое взаимодействие волн в резонансных триплетах, связывающих вихревые возмущения при $M=2$ в контролируемых и естественных условиях и определено влияние начальных уровней возмущений на интенсивность нелинейных процессов. Лаб.14, отв. исп.: д.ф.-м.н. Н.М. Терехова.3. Будет определено поле и структура возмущений свободного потока в зависимости от характеристик источника вихрей. Лаб.14, отв. исп.: д.ф.-м.н. Семёнов Н.В.4. Будут получены диаграммы перехода сверхзвукового пограничного слоя на цилиндрической части модели и определена чувствительность положения перехода к изменению угла атаки. Лаб.14, отв. исп.: д.ф.-м.н. А.Д. Косинов, к.ф.-м.н. А.И. Семисынов.

	<p>5. Изучить взаимодействие вихревого следа за крылом с системой ударных волн.</p> <p>6. Экспериментально определить характеристики демпфирования конусов при числе Маха $M = 4$.</p> <p>7. Провести параметрические численные исследования перспективных способов активизации смещения спутных струй со сверхзвуковым потоком с помощью нестационарного локализованного энергоподвода.</p> <p>8. Выполнить экспериментальное исследование воздействия турбулизаторов на возвратное течение и продемонстрированы возможности численного расчета интенсивности теплообмена в</p>	<p>5. Будут получены данные по структуре течения и характеристиках нестационарного процесса взаимодействия вихревого следа за крылом с системой ударных волн. Лаб.14, отв. исп.: д.т.н. Харитонов А.М., к.т.н. Шевченко А.М.</p> <p>6. Будут получены демпфирующие характеристики моделей конусов с углами полураствора 10 и 20, что позволит создать верифицированную методику определения демпфирующих аэродинамических производных применительно к возвращаемым из космоса летательных аппаратов. Лаб.14, отв. исп.: д.т.н. Харитонов А.М., к.т.н. Адамов Н.П.</p> <p>7. Будут получены результаты по влиянию мощности локализованного импульсно-периодического источника энергии на генерацию крупномасштабных вихревых структур для обоснования процесса интенсификации смещения спутных струй со сверхзвуковым ($M = 2$) газовым потоком в условиях их взаимодействия с косым скачком уплотнения. Лаб.14, отв. исп.: к.ф.-м.н. Желтоводов А.А., к.ф.-м.н. Пимонов Е.А.</p> <p>8. Будут получены и обобщены экспериментальные данные по воздействию турбулизаторов на состояние возвратного течения в пространственных отрывных зонах в окрестности отклоняемого вертикального аэродинамического руля при $M = 5$. Оценены возможности улучшения прогнозирования уровня</p>
--	---	--

	<p>пространственной зоне турбулентного отрыва в окрестности отклоненного вертикального аэродинамического руля при числе Маха $M = 5$.</p> <p>9. Исследование совместного влияния пористости и шероховатости поверхности на устойчивость и переход сверхзвукового пограничного слоя</p>	<p>теплообмена с помощью численных расчетов в рамках осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса. Лаб.14, отв. исп.: к.ф.-м.н. Желтоводов А.А.</p> <p>9. Будут получены результаты по исследованию совместного влияния шероховатости и пористости поверхности на переход сверхзвукового пограничного слоя и его устойчивость относительно естественных и искусственных возмущений. Лаб.14, отв. исп.: д.ф.-м.н. В.И. Лысенко, к.ф.-м.н. Б.В. Смородский.</p>
--	---	---

2015 год.

Пункт программы ФНИ государственных академий наук на 2013-2020 годы и наименование направления исследований в части	Содержание работы	Планируемый результат выполнения работы, подразделение научного учреждения СО РАН и руководитель работы
Проект Ш.22.6.4 Исследование нестационарных и неравновесных явлений в течениях при сверхзвуковых скоростях Регистрационный номер 01201351885	<ol style="list-style-type: none">1. Выполнить теоретическое исследование свойств сверхзвукового пограничного слоя бинарной смеси.2. Выполнить расчеты многочастотного нелинейного взаимодействия возмущений в сверхзвуковом пограничном слое3. Выполнить экспериментальное исследование влияние внешних вихревых возмущений на устойчивость и ламинарно-турбулентный переход сверхзвукового пограничного слоя на скользящем крыле при $M=2$4. Выполнить исследование нелинейного развития нестационарных волновых пакетов возмущений в сверхзвуковом	<ol style="list-style-type: none">1. Расчетным методом будут получены данные по влиянию вдува инородного газа на сопротивление трения, теплообмен и невязкий критерий устойчивости. Лаб.14, отв. исп.: д.ф.-м.н. С.А. Гапонов, к.ф.-м.н. Б.В. Смородский.2. В рамках слабо-нелинейной теории будет смоделировано экспериментально наблюдаемая деформация энергетического спектра возмущений при изменении продольной координаты в сверхзвуковом пограничном слое. Лаб.14, отв. исп.: д.ф.-м.н. Н.М. Терехова.3. Будет определено положение ламинарно-турбулентного перехода и получены данные по развитию возмущений в сверхзвуковом пограничном слое скользящего крыла (кривые нарастания, профили пульсаций, амплитудно-частотные спектры и статистические диаграммы пульсаций) при различной интенсивности источников внешних вихревых возмущений. Лаб.14, отв. исп.: д.ф.-м.н. Семёнов Н.В.4. Будут получены экспериментальные результаты по нелинейной фазе пространственно-временного развития контролируемых волновых пакетов в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине при числе

	<p>пограничном слое.</p> <p>5. Изучить характеристики вихревого следа за крылом в сверхзвуковом потоке.</p> <p>6. Экспериментально определить характеристики демпфирования конусов при числе Маха $M = 2, 6$.</p> <p>7. Выполнить параметрические численные исследования возможностей активизации смешения спутных струй со сверхзвуковым потоком с помощью нестационарного локализованного энергоподвода при числах Маха 2 и 3.</p> <p>8. Выполнить численное моделирование параметров течения и теплообмена в условиях взаимодействия скачков уплотнения с турбулентным пограничным слоем в окрестности элементов воздухозаборника</p>	<p>Маха 2. Лаб.14, отв. исп.: д.ф.-м.н. А.Д. Косинов, к.ф.-м.н. Ю.Г. Ермолаев</p> <p>5. Будут получены экспериментальные данные о размерах, положении и распределении параметров потока в вихревом следе за крылом. Лаб.14, отв. исп.: д.т.н. Харитонов А.М., к.т.н. Шевченко А.М.</p> <p>6. Будут получены демпфирующие характеристики для моделей конусов с углами полураствора 10 и 20 градусов в сверхзвуковом потоке. Лаб.14, отв. исп.: д.т.н. Харитонов А.М., к.т.н. Адамов Н.П.</p> <p>7. Будут получены данные по влиянию последовательности расположения скачков уплотнения и волн разрежения на генерацию крупномасштабных вихревых структур в спутных струях для рекомендаций по интенсификации смешения спутных струй со сверхзвуковыми газовыми потоками с помощью локализованного нестационарного энергоподвода. Лаб.14, отв. исп.: к.ф.-м.н. Желтоводов А.А., к.ф.-м.н. Пимонов Е.А.</p> <p>8. Будут продемонстрированы возможности улучшения прогнозирования характеристик пространственных турбулентных течений и теплообмена в окрестности боковых поверхностей сжатия на входе в сверхзвуковой воздухозаборник при числе Маха 4 с помощью численных расчетов в рамках осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса</p>
--	---	--

	<p>пространственного сжатия при числе Маха 4.</p> <p>9. Выполнить исследование по влиянию пористости и шероховатости поверхности на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя, а также влиянию толщины пористого покрытия на развитие контролируемых пульсаций в двумерном пограничном слое при числе Маха 2.</p>	<p>Лаб.14, отв. исп.: к.ф.-м.н. Желтоводов А.А.</p> <p>9. Будут получены результаты по влиянию распределенной пористости и шероховатости поверхности на развитие естественных возмущений в сверхзвуковом пограничном слое. Будут получены расчетно-экспериментальные данные по влиянию толщины пористого покрытия на характеристики устойчивости сверхзвукового пограничного слоя.</p> <p>Лаб.14, отв. исп.: д.ф.-м.н. В.И. Лысенко, к.ф.-м.н. Б.В. Смородский.</p>
--	---	---

2016 год.

Пункт программы ФНИ государственных академий наук на 2013-2020 годы и наименование направления исследований в части	Содержание работы	Планируемый результат выполнения работы, подразделение научного учреждения СО РАН и руководитель работы
Проект Ш.22.6.4 Исследование нестационарных и неравновесных явлений в течениях при сверхзвуковых скоростях Регистрационный номер 01201351885	<ol style="list-style-type: none">1. Теоретически исследовать устойчивость пограничного слоя двухкомпонентной газовой смеси.2. Провести прямое численное моделирование взаимодействия продольной звуковой волны со сверхзвуковым пограничным слоем.3. Экспериментальное исследование развития контролируемых возмущений в неоднородном пограничном слое на скользящем крыле при числе Маха $M=2, 2,5$.4. Экспериментальное исследование влияния числа Маха на восприимчивость сверхзвукового пограничного слоя на скользящем крыле.5. Исследование совместного влияния пористости и шероховатости поверхности на	<ol style="list-style-type: none">1. Будет установлена зависимость устойчивости сверхзвукового пограничного слоя от определяющих параметров бинарной смеси газов. (Гапонов С.А., Смородский Б.В.)2. Впервые на основе полных уравнений Навье-Стокса будут получены результаты по возбуждению возмущений в сверхзвуковом пограничном слое продольной звуковой волной. (Гапонов С.А., Семенов А.Н.)3. Будут получены результаты измерения спектрально-волновых амплитудно-фазовых характеристик пространственного развития контролируемых возмущений в неоднородном пограничном слое на скользящем крыле при числе Маха 2. (Косинов А.Д., Панина А.В., Колосов Г.Л.)4. Будет экспериментально исследовано влияние числа Маха на восприимчивость сверхзвукового пограничного слоя на скользящем крыле. (Семенов Н.В., Дрясов А.Д.)5. Будет проведено расчетно-экспериментальное исследование характеристик устойчивости пограничного слоя на плоской пластине в условиях совместного

	<p>устойчивость сверхзвукового пограничного слоя к искусственным возмущениям.</p> <p>6. Исследовать влияние числа Маха и угла атаки на распределение интегральных и пульсационных характеристик течения в вихревом следе за крылом в сверхзвуковом потоке.</p> <p>7. Совершенствование методов экспериментального исследования в аэродинамических трубах демпфирующих характеристик моделей возвращаемых аппаратов.</p> <p>8. Провести верификацию численных расчетов методом LES пространственного отрыва турбулентного пограничного слоя в окрестности скользящего вдоль поверхности скачка уплотнения при числе Маха $M = 5$.</p> <p>9. Провести численные исследования возможностей активизации смещения спутных струй со сверхзвуковыми потоками в каналах с помощью локализованного импульсно-периодического энергоподвода.</p>	<p>влияния пористости и шероховатости поверхности при числе Маха 2. (Лысенко В.И., Смородский Б.В.)</p> <p>6. Будет исследовано влияние числа Маха и угла атаки на распределение интегральных и пульсационных характеристик течения в вихревом следе. (Шевченко А.М., Харитонов А.М.)</p> <p>7. Будут изучены и сопоставлены различные варианты поддерживающих устройств моделей в рабочей части сверхзвуковых аэродинамических труб и проведена оценка погрешностей. (Адамов Н.П., Харитонов А.М.)</p> <p>8. На основе сравнений с экспериментальными данными будут продемонстрированы возможности численных расчетов методом прямого моделирования крупных вихрей (LES) характеристик пространственного турбулентного отрывного течения в окрестности установленного на плоской поверхности вертикального киля с углом отклонения потока 23 градуса при числе Маха $M = 5$. (Желтоводов А.А.)</p> <p>9. Будет исследовано воздействие локализованного импульсно-периодического энергоподвода на развитие спутных струй в сверхзвуковых потоках (при $M = 2$ и 3) с целью интенсификации процесса смешения в условиях их последовательного взаимодействия со скачками уплотнения и волнами разрежения в плоских каналах. (Желтоводов А.А., Пимонов Е.А.)</p>
--	--	--