

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ МЕХАНИКИ ИМ
С.А. ХРИСТИАНОВИЧА СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ
АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Трубицына Лукерья Петровна

МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ И ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ
ВЫСОКОНАПОРНОГО СЛОЯ В ОБЛАСТИ ПРИСОЕДИНЕНИЯ
СВЕРХЗВУКОВОГО ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ

1.1.9 – механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
д.т.н, проф., Запрягаев Валерий Иванович

Новосибирск 2022

Содержание

Введение.....	4
Глава 1. Состояние исследуемого вопроса	14
1.1 Отрыв пограничного слоя	15
1.2 Некоторые модельные задачи для исследования сверхзвуковых отрывных течений	23
1.2.1 Пространственное отрывное течение в угле сжатия	23
1.2.1 Отрывное течение на коническом теле с иглой	25
1.2.2 Отрывное течение на двойном конусе.....	27
1.2.3 Отрывное течение на цилиндре с раструбом (“юбкой”).....	28
1.2.4 Отрывное течение, ограниченное боковыми стенками	29
1.3 Продольные вихревые структуры в зоне присоединения потока в угле сжатия	30
1.4 Высоконапорный слой в сверхзвуковом отрывном течении в угле сжатия	32
Глава 2. Методика исследования	37
2.1 Методика экспериментального исследования.....	37
2.1.1 Постановка задачи	37
2.1.2 Аэродинамические трубы Т-326 и Т-333 ИТПМ СО РАН.....	37
2.1.3. Система визуализации течения.....	44
2.1.4. Визуализация течения на поверхности модели	45
2.1.5 Система автоматизированного сбора данных аэродинамической трубы Т-326.....	46
2.1.6. Трёхосевое координатное устройство позиционирования зонда Пито	47
2.1.7. Постановка эксперимента	50
2.1.8. Экспериментальные модели	53
2.2 Методика численного исследования	56

2.3 Особенности измерений при помощи приёмника полного давления в пристенном сверхзвуковом течении.....	58
Глава 3. Результаты исследования: зависимость высоконапорного слоя от геометрии модели угла сжатия.....	70
3.1 Высоконапорный слой в сверхзвуковом отрывном течении в угле сжатия.....	70
3.2 Высоконапорный слой в течении в пространственном угле сжатия	74
3.2.1 Зависимость параметров высоконапорного слоя от величины угла уступа.....	74
3.2.2 Зависимость параметров высоконапорного слоя от вихревой структуры течения в зоне присоединения.....	81
3.3 Высоконапорный слой в течении на коническом теле с иглой (осесимметричная постановка).....	85
3.4 Высоконапорный слой в течении в угле сжатия установленными боковыми стенками (квазидвумерная постановка).....	90
3.5 Механизм образования высоконапорного слоя.....	94
Глава 4. Влияние числа Маха и Рейнольдса на высоконапорный слой...	101
Заключение.....	107
Литература.....	108

Введение

Структура сверхзвуковых отрывных течений – это актуальная область исследований современной аэрофизики. При разработке высокоскоростного сверхзвукового летательного аппарата одной из важнейших задач является теплоизоляция аппарата. Ударно-волновые взаимодействия в потоке, такие, как интерференция скачков уплотнения или отрыв и присоединение потока, могут создавать локальные зоны нагрева, которые могут привести к катастрофическим последствиям для аппарата [1,2]. Кроме того, резкий скачок параметров потока, вызванный ударно-волновым взаимодействием, может влиять на характеристики устойчивости течения [3].

Угол сжатия является моделью многих деталей конструкции летательных аппаратов, как, например, элементы механизации крыла, внешние поверхности сверхзвуковых летательных аппаратов или внутренние поверхности воздухозаборников. Структура сверхзвукового отрывного течения в угле сжатия и его особенностей описана в литературе (см, например, [4–8]). Тем не менее, ввиду сложности трёхмерной структуры такого течения и её чувствительности к параметрам потока и геометрии модели, исследования течения в угле сжатия остаются актуальными.

Высоконапорный (динамический) слой образуется за линией присоединения сверхзвукового отрывного течения в угле сжатия и характеризуется высокими значениями полного давления (90-95% полного давления в набегающем потоке). Впервые этот элемент течения был обнаружен и описан в работе [9] для течения в пространственном угле сжатия с углом наклонной поверхности 30° при $M_\infty = 6$. Существование высоконапорного слоя подтверждено рядом независимых экспериментальных методов и численным расчётом. Под влиянием продольных вихрей Гёртлера за линией присоединения высоконапорный газ может проникать в пристенную область течения. Кроме того, угол сжатия является частью

конструкции воздухозаборника [10] и информация о возникновении высоконапорного слоя может оказаться полезной для проектирования новых перспективных воздухозаборников с изоэнтропической волной сжатия [11]. Поэтому изучение высоконапорного слоя представляет не только фундаментальный, но и практический интерес.

Цель диссертационной работы – уточнение механизма формирования высоконапорного слоя и определение условий его существования в зависимости от геометрии угла сжатия и параметров потока.

Были поставлены следующие задачи:

1. Экспериментальное и численное исследование высоконапорного слоя в отрывном сверхзвуковом течении
 - в пространственном угле сжатия (трёхмерное течение);
 - в угле сжатия с установленными боковыми стенками (квазидвумерное течение);
 - в осесимметричном угле сжатия (двумерное течение);
2. Уточнение формулировки механизма образования высоконапорного слоя на основе полученных данных;
3. Экспериментальное и численное исследование течения в пространственном угле сжатия в диапазоне чисел Маха $M_\infty = 3 - 8$ и чисел Рейнольдса $Re_L = 0.6 \cdot 10^6 - 2.7 \cdot 10^6$.

На защиту выносятся:

1. Данные о параметрах высоконапорного слоя в зависимости от геометрии угла сжатия;
2. Диапазон значений чисел Маха и Рейнольдса, при которых зарегистрирован высоконапорный слой;
3. Механизм образования высоконапорного слоя, дополненный полученными новыми данными.

Научная новизна

1. Уточнён механизм формирования высоконапорного слоя в течении в угле сжатия. Показано, что высоконапорный слой возникает вследствие совместного влияния вязкости в пограничном слое и изэнтропического сжатия. Впервые представлены формулы для расчёта параметров течения в высоконапорном слое.

2. Впервые установлено существование высоконапорного слоя в осесимметричном течении. Показано, что высоконапорный слой образуется как в двумерных, так и в трёхмерных отрывных течениях.

3. Показано, что определяющими параметрами для возникновения высоконапорного являются величина угла сжатия φ , число Маха набегающего потока M_∞ . Представлены данные о величине измеренного полного давления в высоконапорном слое в зависимости от геометрии модели угла сжатия. Установлено, что высоконапорный слой явно выражен в течении в угле сжатия при $M_\infty > 5$. Для $M_\infty = 6$ показано, что в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_L = 0,6 \cdot 10^6 - 2,7 \cdot 10^6$ структура отрывного течения и характеристики высоконапорного слоя меняются незначительно.

Научная и практическая значимость работы.

Научная значимость работы заключается в уточнении структуры области присоединения высокоскоростного сверхзвукового отрывного течения и механизма формирования высоконапорного слоя.

Практическая значимость работы заключается в возможности прояснения причин появления локальных неоднородностей распределения силовых и тепловых нагрузок на поверхность летательного аппарата в зоне присоединения, вызванных взаимодействием высоконапорного слоя с пристенными вихрями. Кроме того, проведённое исследование может использоваться для тестирования

разработанных физических моделей и математических алгоритмов программ расчёта сверхзвуковой газовой динамики.

Личный вклад автора

Все экспериментальные исследования при $M_\infty = 6$, в том числе методическая работа по исследованию влияния зонда Пито на течение, подготовлены и проведены лично автором. Кроме того, автор принимала участие в подготовке и проведении численного расчёта, постановке задач и обсуждении результатов. Участвовала в подготовке публикаций основных результатов в рецензируемых журналах. Результаты работы были доложены автором на конференциях, в том числе международных. Результаты совместных работ представлены в диссертации с согласия соавторов.

Достоверность результатов и апробация работы

Достоверность результатов работы обеспечивается использованием независимых методов эксперимента и проведением комплексных экспериментальных и численных исследований. Ключевые результаты научно-квалификационной работы были неоднократно представлены на российских и международных научных конференциях, в том числе:

- VII Всероссийская молодежная научная конференция «Актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной механики» (Томск, 2017);
- XXV Всероссийский семинар с международным участием по струйным, отрывным и нестационарным течениям (Санкт-Петербург, 2018)
- Всероссийская конференция молодых ученых «Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии» (Новосибирск-Шерегеш, 2018, 2019, 2020, 2021);

- XVI Всероссийский семинар с международным участием «Динамика многофазных сред» (Новосибирск, 2019).
- Международная конференция по методам аэрофизических исследований ICMAR (2020, 2022)
- XLV Академические чтения по космонавтике (Москва, 2021)
- XXV Международная молодежная научная конференция “Туполевские чтения” (Казань, 2021)

Публикации по результатам диссертации

Всего по результатам научно-квалификационной работы вышло 14 публикаций, из них 6 в изданиях из перечня ВАК:

1. Zapryagaev V.I., Kavun I.N., Trubitsyna L.P. Dynamic layer formation in the reattachment zone for a supersonic laminar separated flow // Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering. 2019.
2. Zapryagaev V.I., Kavun I.N., Trubitsyna L.P. Heat transfer in supersonic separated flow of the compression corner // Journal of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1382, № 1.
3. Trubitsyna L.P., Zapryagaev V.I., Kavun I.N. Effect of side walls on the supersonic ramp flow structure // Journal of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1404, № 1.
4. Zapryagaev V.I., Kavun I.N., Trubitsyna L.P. Effect of Mach and Reynolds numbers on the parameters of the high-pressure layer in the supersonic separated flow near a ramp // Journal of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1404, № 1. P. 012103.
5. Запрягаев В.И., Кавун И.Н., Трубицына Л.П. Особенности присоединения ламинарного отрывного течения при гиперзвуковой скорости потока // Прикладная Механика И Техническая Физика. 2020. Vol. 61, № 5 (363).

6. Запрягаев В.И., Кавун И.Н., Трубицына Л.П. Влияние зонда на результаты измерения полного давления в зоне присоединения сверхзвукового ламинарного отрывного течения // Теплофизика и Аэромеханика. 2021. Vol. 28, № 6.

Структура диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения, и списка литературы из 101 наименования. Объем диссертации составляет 103 страниц, включая 74 рисунка.

В **первой главе** приведён обзор существующих исследований на тему отрыва сверхзвукового течения. Рассматриваются полученные ранее экспериментальные и расчётные данные разных авторов о структуре потока в зоне присоединения сверхзвукового течения в угле сжатия в двумерной и трёхмерной постановке. Вводится понятие высоконапорного слоя – это слой, который образуется за линией присоединения отрывного течения над пограничным слоем и характеризуется высокими значениями полного давления (до 90-95% полного давления в набегающем потоке). На основе этих данных поставлены цели и задачи научно-квалификационной работы.

Во **второй главе** описывается постановка экспериментальных и численных исследований, используемое оборудование и подходы.

П. 2.1 посвящён методике экспериментального исследования. В нём описаны сверхзвуковые аэродинамические трубы периодического действия баллонного типа Т-326 и Т-333 ИТПМ СО РАН, в которых были проведены испытания. Приведено поле распределения числа Маха в рабочей части трубы Т-326 при числе Маха потока $M = 6$. Представлены используемые в работе модели угла сжатия. Измерения проводились с помощью зонда Пито (размер зонда $1.1 \cdot 0.2$ мм, основная погрешность преобразователя давления ТДМ-А 0.01%), перемещаемого по нормали к поверхности модели. Для лучшего разрешения структуры пристенного течения и пограничного слоя шаг измерения уменьшался

вблизи поверхности модели вплоть до 50 мкм. Описано трёхосевое координатное устройство позиционирования зонда Пито, с помощью которого проводились измерения, система визуализации течения и автоматизированная система сбора данных, использованные в экспериментах.

П. 2.2 посвящён методике численного расчета течения. Газодинамические параметры набегающего потока и геометрические размеры моделей соответствуют экспериментальным. Численный расчёт выполнен с использованием пакета ANSYS Fluent. Решались трёхмерные ламинарные уравнения Навье-Стокса в стационарной постановке или турбулентные уравнения Рейнольдса в стационарной постановке с использованием дифференциальной двухпараметрической модели турбулентности $k-\omega$ SST. Решение уравнений Навье-Стокса позволило моделировать ламинарное отрывное обтекание модели при числах Маха $M = 6 - 8$, а уравнений Рейнольдса – при числах Маха $M = 3 - 5$. Расчётные сетки включали от 5 до 9 млн ячеек. В каждом случае вблизи стенки модели сделано сгущение сетки по направлению поверхности модели для лучшего разрешения структуры пристенного течения.

В п. 2.3 описаны особенности измерений при помощи приёмника полного давления в пристенном сверхзвуковом течении. При внесении в пристенную область зонда Пито, размеры которого соизмеримы с толщиной пограничного слоя, структура течения может измениться за счёт взаимодействия сдвигового течения со скачком уплотнения, формируемого торцом зонда. В этом случае на профилях измеренного полного давления присутствует локальный пристенный максимум. Проведено методическое экспериментальное и численное исследование этого эффекта. Показано, что эффект высоконапорного слоя превышает эффект влияния зонда Пито на течение более чем в 5 раз и, следовательно, полученные экспериментальные результаты являются достоверными.

В **третьей главе** представлены результаты исследований высоконапорного слоя для всех рассматриваемых моделей при числе Маха $M_\infty = 6.03$.

Использованные экспериментальные методы включали в себя шлирен- и маслосажевую визуализацию течения и измерение распределения полного давления при помощи зонда Пито за линией присоединения потока по нормали к поверхности модели.

В п. 3.1 проведён сравнительный обзор шлирен-фотографий и распределения давления Пито для всех трёх рассматриваемых конфигураций угла сжатия при $M_\infty = 6$ и $Re_L = 6 \cdot 10^5$. Высоконапорный слой виден на шлирен-фотографиях течения как узкая полоска за линией присоединения, и на профилях давления Пито как локальный пристенный максимум. Показано, что высоконапорный слой присутствует в течении для всех трёх моделей и, следовательно, его существование не зависит от того, трёхмерное течение или осесимметричное.

В п. 3.2 представлена структура сверхзвукового течения в угле сжатия в трёхмерной постановке. Исследовалась модель угла сжатия с острой передней кромкой (радиус закругления порядка $R \sim 5-10$ мкм) и углом уступа в диапазоне $20^\circ - 50^\circ$. Высоконапорный слой обнаружен для всех рассматриваемых углов уступа, однако в случае $\varphi = 50^\circ$ он ослаблен из-за присутствующих в течении сильных пульсаций. Проведено сравнение результатов шлирен-визуализации и измерения давления Пито; показано, что высоконапорный слой зарегистрирован независимыми экспериментальными методами. Установлено, что продольные вихри Гёртлера, которые образуются за линией присоединения течения, влияют на форму профиля высоконапорного слоя и способствуют его диссипации вниз по потоку.

П. 3.3 посвящён структуре сверхзвукового течения в угле сжатия с установленными боковыми стенками (квазидвумерная постановка). Хотя в этой конфигурации угла сжатия исключено боковое стекание, в таком течении присутствуют интенсивные угловые вихри, поэтому его нельзя считать двумерным. В экспериментах использовалась модель угла сжатия, описанная в п. 3.2, на которую были установлены боковые стенки с острой передней кромкой.

Высоконапорный слой существует и в этой конфигурации течения, однако амплитуда пика давления Пито меньше, чем в случае без боковых стенок. Его формированию препятствуют продольные вихри, размер которых больше, чем в случае без стенок.

В п. 3.4 описана структура сверхзвукового течения в угле сжатия в двумерной (осесимметричной) постановке. Рассмотрено течение на конусе (полуугол раствора $\varphi = 30^\circ$) с установленной острой (полуугол раствора $\varphi = 10^\circ$) и тупой ($\varphi = 90^\circ$) иглой. Геометрия модели выбрана так, чтобы линия присоединения потока находилась на поверхности конуса. Для течения на модели с острой иглой наблюдается хорошее совпадение расположения и амплитуды пика высоконапорного слоя. В случае тупой иглы высоконапорный слой не обнаружен. Это связано с характером головного скачка уплотнения на модели. Отошедший прямой головной скачок уплотнения на тупом носике модели препятствует образованию высоконапорного слоя, так как потери полного давления на нём слишком велики.

В п. 3.5 обсуждается механизм образования высоконапорного слоя. Показано, что высоконапорный слой образуется вследствие совместного влияния вязкости в пограничном слое, изэнтропического разворота течения в веере волн сжатия в зоне присоединения течения и потерь полного давления на скачке присоединения.

Глава 4 посвящена влиянию числа Маха и Рейнольдса на высоконапорный слой. Было проведено экспериментальное и численное исследование структуры области присоединения отрывного течения в угле сжатия в диапазоне чисел Маха $M = 3 - 8$ и чисел Рейнольдса $Re = 0.6 - 2.9$ млн. Установлено, что необходимым условием формирования высоконапорного слоя является высокая скорость набегающего потока $M > 5$. Показано, что для $M_\infty = 6$ в диапазоне $Re_L = 0.7 - 2.9 \cdot 10^6$ структура отрывного течения и характеристики высоконапорного слоя меняются слабо и высоконапорный слой существует для всего диапазона рассмотренных чисел Рейнольдса.

В **заключении** сформулированы основные выводы диссертационной работы:

1. Уточнён механизм формирования высоконапорного слоя в течении в угле сжатия. Показано, что высоконапорный слой возникает вследствие совместного влияния вязкости в пограничном слое и изэнтропического сжатия. Впервые представлены формулы для расчёта параметров течения в высоконапорном слое.
2. Впервые установлено существование высоконапорного слоя в осесимметричном течении. Показано, что высоконапорный слой образуется как в двумерных, так и в трёхмерных отрывных течениях.
3. Показано, что определяющими параметрами для возникновения высоконапорного являются величина угла сжатия φ , число Маха набегающего потока M_∞ . Представлены данные о величине измеренного полного давления в высоконапорном слое в зависимости от геометрии модели угла сжатия. Установлено, что высоконапорный слой явно выражен в течении в угле сжатия при $M_\infty > 5$. Для $M_\infty = 6$ показано, что в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_L = 0,6 \cdot 10^6 - 2,7 \cdot 10^6$ структура отрывного течения и характеристики высоконапорного слоя меняются незначительно.

Глава 1. Состояние исследуемого вопроса

В конструкции высокоскоростных сверхзвуковых летательных аппаратов, таких, как возвращаемые космические корабли, есть множество областей, где может возникнуть отрыв и присоединение пограничного слоя. Это, например, закрылки и щитки управления, ударно-волновые взаимодействия в воздухозаборниках [10], соединения крыло-фюзеляж и многое другое (рис. 1). В зоне присоединения потока возникают зоны сильного локального нагрева, которые могут представлять опасность для аппарата [1,2,12]. Кроме того, резкий скачок параметров потока (например, вызванный ударно-волновым взаимодействием) может влиять на характеристики устойчивости течения [3]. Поэтому исследование структуры сверхзвукового отрывного течения – важная задача для разработки аэрокосмической техники.

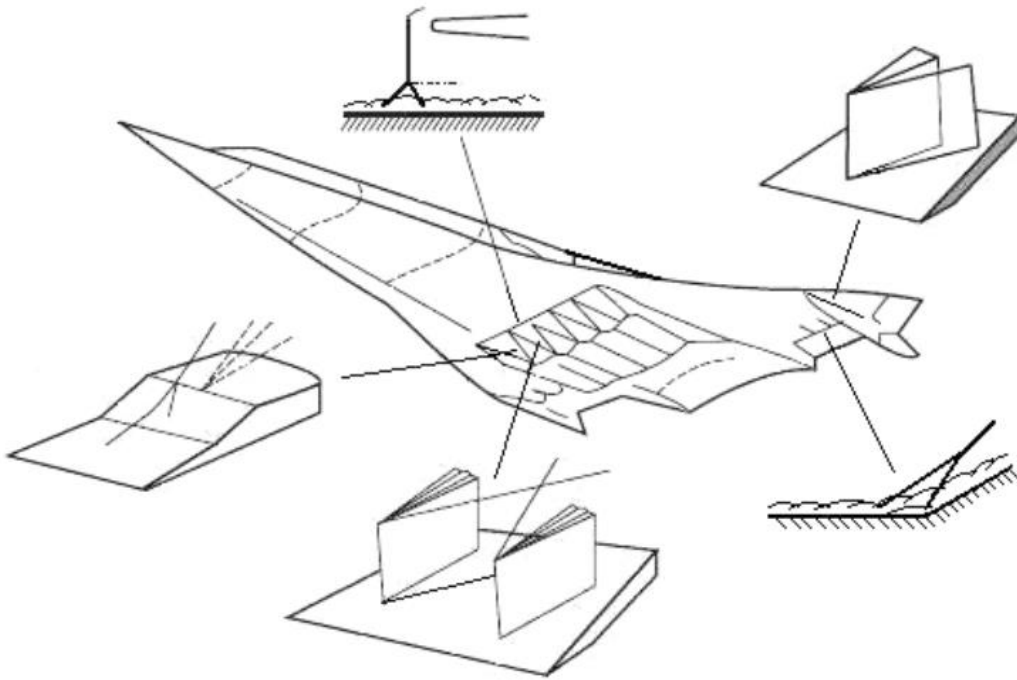


Рис. 1. Примеры отрывных течений вблизи элементов высокоскоростного летательного аппарата ([5], рис. 2).

1.1 Отрыв пограничного слоя

Отрыв пограничного слоя происходит из-за совместного влияния двух факторов: возрастания давления в направлении течения и диссипации энергии за счёт силы трения на стенке. Скорость движения частиц жидкости в пограничном слое уменьшается, а значит, их кинетическая энергия вблизи стенки мала. Если вдоль контура обтекаемого тела есть область с положительным градиентом давления (например, падающий скачок уплотнения), то часть энергии жидкости вблизи стенки расходуется на преодоление возрастающего давления, а часть переходит в теплоту из-за работы сил трения. В определённый момент времени частица жидкости не может продвинуться дальше в область высокого давления и оттесняется от стенки во внешнее течение. При этом частицы с меньшей энергией начинают двигаться в обратном направлении – возникает возвратное течение (рис. 2). Точку отрыва мы будем определять как границу между прямым и возвратным течениями в прилегающем к стенке слое, следовательно, в точке отрыва должно соблюдаться равенство.

$$\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0} = 0,$$

то есть профиль скоростей имеет в точке отрыва пограничного слоя точку перегиба [8,13,14].

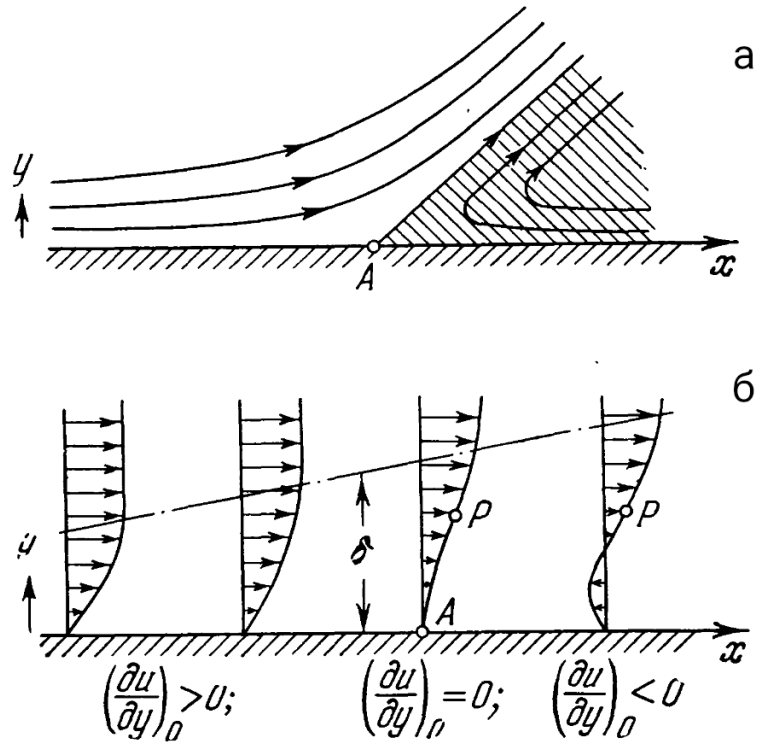
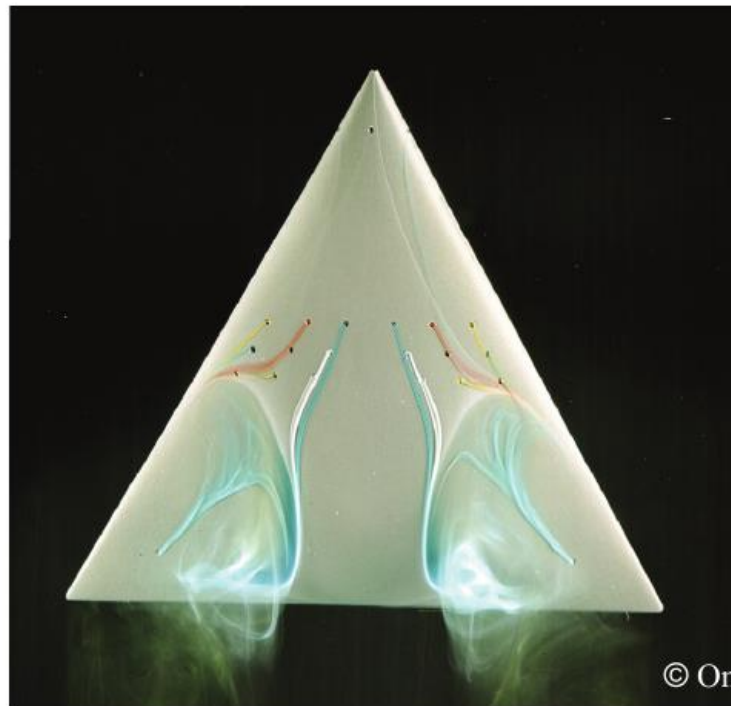
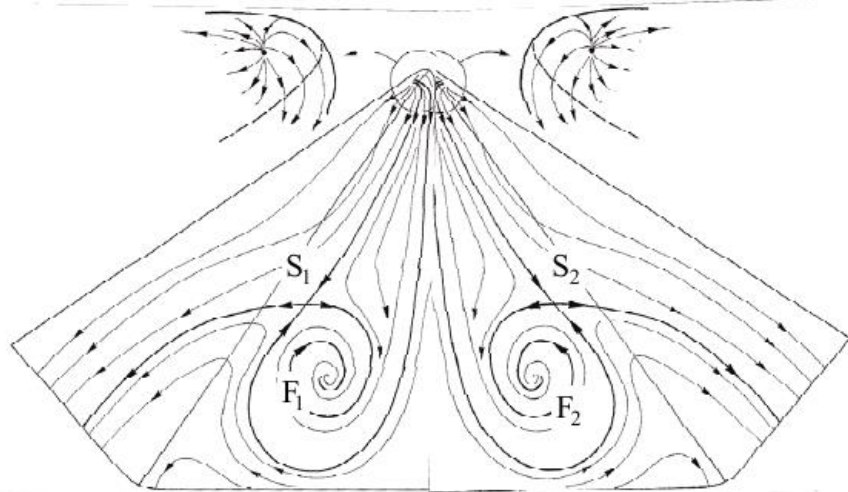


Рис. 2. Отрыв пограничного слоя: а – линии тока вблизи точки отрыва; б – распределение скоростей вблизи точки отрыва (А – точка отрыва, Р – точка перегиба профиля скорости, δ – толщина пограничного слоя) ([13], рис. 7.2).

С точки зрения топологии течения отрыв характеризуется сходимостью линий поверхностного трения к точкам (линиям) отрыва [15]. Для математического описания структуры отрывных течений используют теорию особых точек, разработанную Лежандром [16] на основе работ Пуанкаре в области дифференциальных уравнений и получившую развитие в работах других авторов [15,17–19]. В этой теории линии поверхностного трения, полученные экспериментально по данным визуализации или численно, рассматриваются как векторное поле и определяются его особые точки и их тип, по которым затем можно предсказать структуру потока [15]. В работе [20] линии отрыва (присоединения) классифицированы по типу особых точек, в которых они начинаются и заканчиваются, и выводится критерий возникновения отрыва. На рис. 3. для примера показана визуализация обтекания дельта-крыла в гидродинамической трубе и его топологическая трактовка [21]. Показаны седловые точки S_1 и S_2 и фокальные точки F_1 и F_2 .



а – визуализация в гидродинамической трубе



б – топологическая трактовка

Рис. 3 Формирование вихрей в течении вокруг дельта-крыла с закругленными передними кромками при очень малом числе Рейнольдса ([21], рис. 4.26).

Применение теории особых точек для описания структуры течения детально изложено в книге [21], где автор приводит решения системы уравнений для линий поверхностного трения и обсуждает топологические принципы построения линий тока течения. В частности, приводится упрощённое объяснение возникновения отрыва на поверхности в окрестности седловой точки. Рассмотрим трубку тока с

прямоугольным поперечным сечением, ограниченную двумя линиями поверхностного трения (f_1) и (f_2) и двумя линиями тока (l_1) и (l_2). Обозначим через n ширину трубки, через h ее высоту, а через ρ и V средние по сечению трубки значения плотности и скорости соответственно. Массовый расход через трубку тока:

$$q_m = \bar{\rho} n h \bar{V}$$

Рассмотрим случай, когда линии поверхностного трения сходятся при приближении к седловой точке S так, что расстояние n между (f_1) и (f_2) становится все меньше и меньше. Следовательно, поскольку средняя скорость и плотность остаются конечными, а массовый расход в трубе тока q_m постоянен (течение считается стационарным), его высота h увеличивается. Таким образом, при приближении к линии отрыва (S_1) линии тока удаляются от стенки (рис. 4).

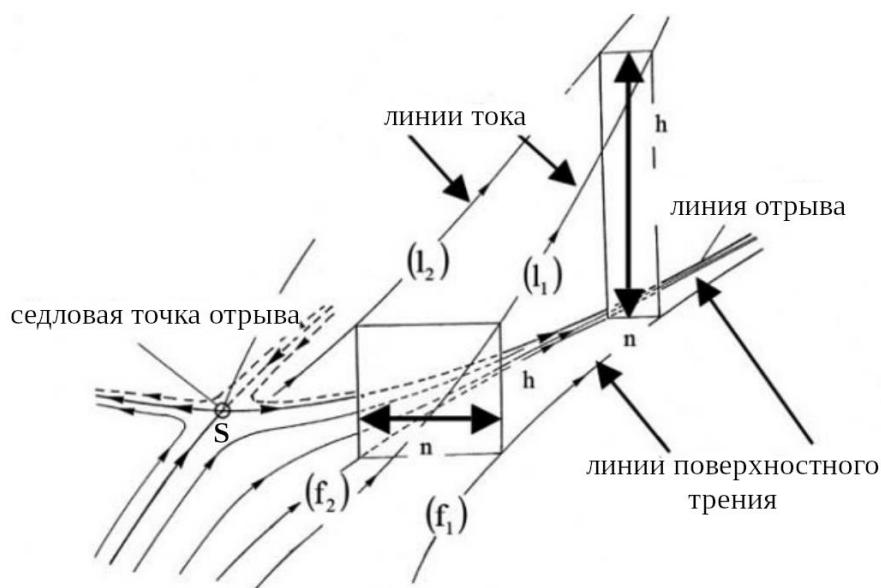


Рис. 4. Поведение потока вблизи линии отрыва ([21], рис. 2.6а).

Двумерное течение отрывается от стенки в изолированных точках отрыва. Трёхмерный поток, как показывает численное моделирование и эксперименты, отрывается вдоль единой разделяющей линии тока, называемой линией отрыва [17,22]. В двумерном случае в области отрыва линии тока замкнуты. Пограничная линия тока начинается в точке отрыва S и заканчивается в точке присоединения R , образуя так называемый «пузырь» отрыва. В трёхмерном случае линии тока не

замкнуты, так как направление течения приобретает трансверсальную компоненту и вещество потока вытекает из области отрыва через боковые границы (рис. 7) [21].

Двумерный отрыв можно наблюдать лишь в осесимметричных течениях. На рис. 5 показана отрывная область на цилиндре; зона отрыва (S) – (A) замкнута и образует тороидальный вихрь. Зачастую в литературе течения на уступах, в каналах, в углах сжатия и в других подобных конфигурациях рассматривают как двумерные. Но поскольку физические объекты имеют конечный размах, в плоских течениях возникают краевые эффекты [7]. Например, в отрывном течении в канале (рис. 6) линия тока, проходящая через точку S_1 закручивается в вихри на краях из-за взаимодействия с угловыми вихрями на стенках канала. Через эти вихри газ покидает отрывную область, и она перестаёт быть замкнутой. Если размах рабочей части велик по сравнению с масштабом потока (например, толщиной пограничного слоя), то линии отрыва и присоединения в центральной части модели почти прямолинейны, и говорят, что поток «квазидвумерный» [21].

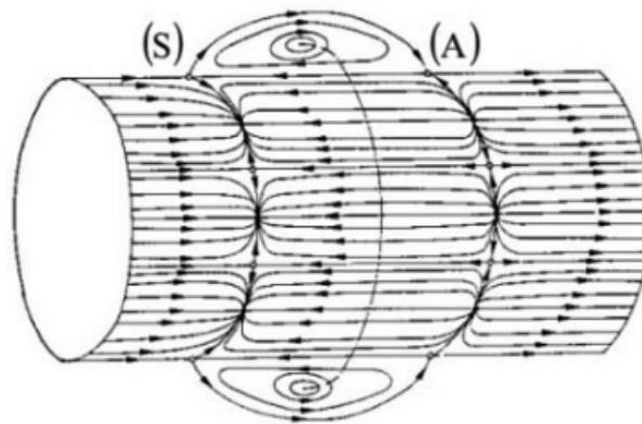


Рис. 5. Двумерное осесимметричное отрывное течение ([21], рис. 6.10b).

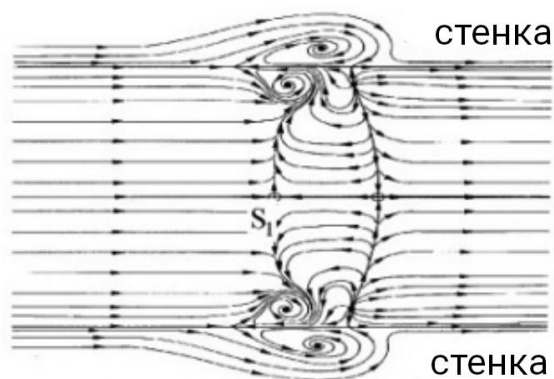


Рис. 6. Квазидвумерное отрывное течение в канале ([21], рис. 6.14b).

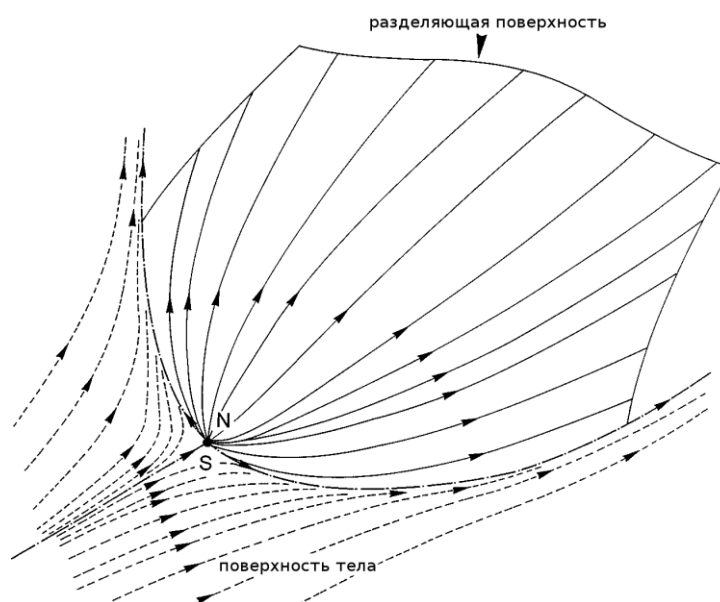


Рис. 7. Трёхмерное отрывное течение на плоскости. Газ растекается в трансверсальном направлении ([17], рис. 6).

На данный момент аналитическое предсказание структуры трёхмерного отрывного течения невозможно без опоры на экспериментальные данные. Поэтому разработан ряд модельных задач (рис. 8), для которых созданы подробные базы экспериментальных данных на основе измеренного поверхностного и полного давления, коэффициента поверхностного трения, теплового потока, картин течения, полученных с помощью PIV и т.д. На эти данные учёный-теоретик или разработчик методов численного моделирования может опираться в своей работе.

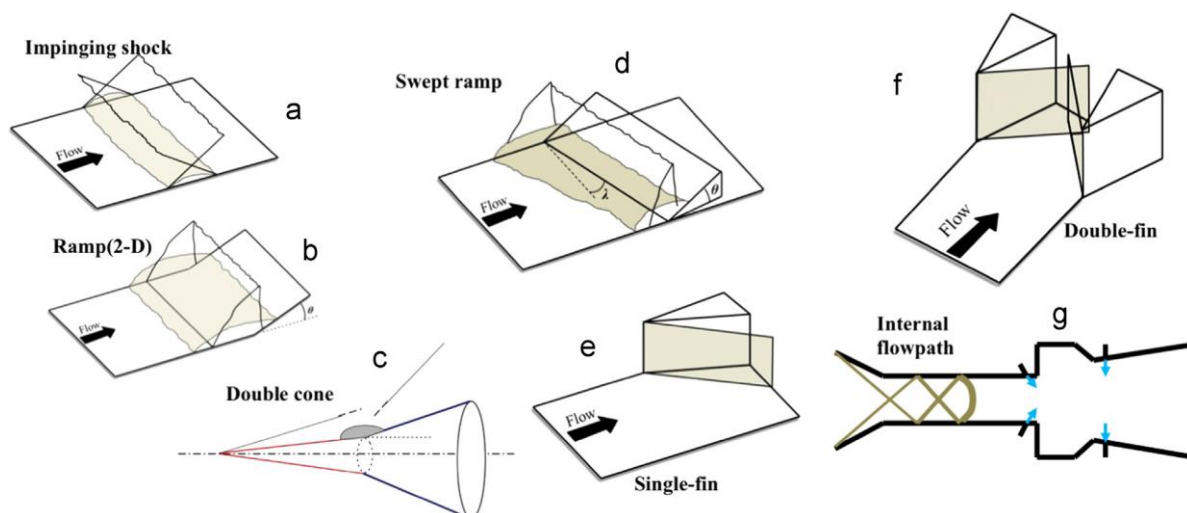


Рис. 8. Некоторые модельные задачи для исследования сверхзвуковых отрывных течений ([7], рис. 1)

Одним из первых обзоров экспериментальных работ для сверхзвуковых отрывных течений является отчёт [23], где собраны результаты экспериментальных исследований по этой тематике на момент июля 1953 г. В этих экспериментах рассматривалось двумерное течение на плоских пластинах с установленными уступами или клиньями в ламинарном и турбулентном случае. На основании полученных результатов автор приводит диапазон чисел Маха, при которых происходит отрыв течения, вызванный взаимодействием скачка уплотнения с пограничным слоем, для различных конфигураций моделей. В работе [24] рассматриваются течения на пластинах с уступом, углах сжатия и криволинейных поверхностях, а также течения с отрывом на передней кромке и взаимодействие с косым скачком уплотнения. Авторы установили, что от положения ламинарно-турбулентного перехода относительно точки отрыва существенно зависят параметры течения в области взаимодействия. База экспериментальных результатов для ряда моделей при сверхзвуковых скоростях потока создана в работе [25] для верификации данных численного моделирования. Подробный обзор более новых работ в области переходных течений с ударно-волновыми взаимодействиями сделан в [26]. В работе [27] обсуждаются нерешенные вопросы и предлагаются следующие шаги в разработке и применении инструментов измерений и численного моделирования.

Для взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем разработана теория свободного взаимодействия. Она заключается в том, что на параметры течения в отрывной области не влияет геометрия обтекаемых тел ниже по потоку и все явления, вызывающие возникновение отрыва. Определяющим является взаимодействие между сдвиговым слоем и внешним потоком, которое не зависит от возмущения, вызвавшего отрыв. Это позволяет проводить параллели между разными типами взаимодействий скачков уплотнения с пограничным слоем [1,6,14,28].

1.2 Некоторые модельные задачи для исследования сверхзвуковых отрывных течений

1.2.1 Пространственное отрывное течение в угле сжатия

Отрыв сверхзвукового течения в угле сжатия происходит в результате взаимодействия скачка уплотнения, вызванного поворотом течения, с пограничным слоем [14]. Фундаментальной работой по этой теме является работа [12], в которой приведены ранние исследования по структуре течения и теплообмену на двумерном угле сжатия. Поскольку угол сжатия является модельной задачей, ему посвящено множество экспериментальных и численных работ (см. например, [27,29–34]). Во многих из них, однако, угол сжатия считается двумерным, а трёхмерные эффекты не рассматриваются. В частности, в обзоре [25] модель угла сжатия рассмотрена при $M = 3$ и 9 в двумерном приближении. Подробно структура течения и трёхмерные эффекты в таком течении обсуждаются в книге [6]. Данные эксперимента о распределении давления и тепловых потоков в окрестности угла сжатия и сравнение с результатами численного моделирования при сверхзвуковой скорости потока приведены в работе [35], показана сильная зависимость измеряемых величин от значения угла сжатия и геометрии модели для ламинарного режима течения. В работе [36] проводится подробный сравнительный анализ различных методов построения расчётных сеток и расчёта течения в двумерном приближении. Расчёты были проведены для углов сжатия от 0° (пластина) до 20° , для широкого диапазона чисел Рейнольдса и температурного фактора.

На рис. 9 приведена принципиальная схема сверхзвукового отрывного течения в угле сжатия (по данным [6–8,12]) На схеме показаны скачки уплотнения (C_1 – головной скачок уплотнения, C_2 – скачок отрыва, C_3 – скачок присоединения), сдвиговой слой SL , зона возвратного течения RF , веер волн сжатия CF и зона присоединения RZ .

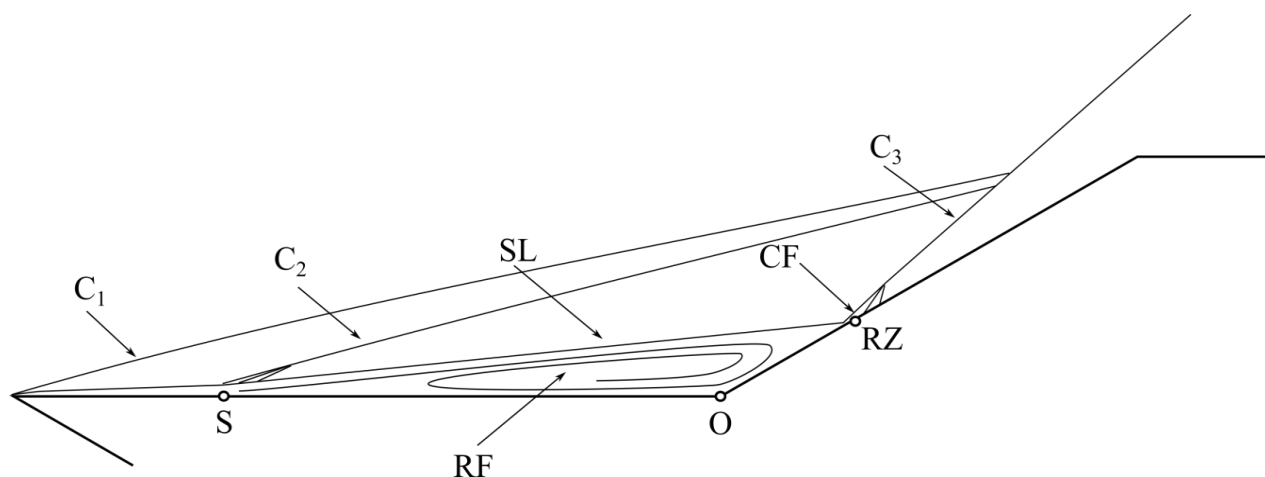


Рис. 9. Принципиальная схема сверхзвукового отрывного течения в угле сжатия (по материалам [6–8,12]).

Отрывное течение в угле сжатия в общем случае является пространственным [5,21], если не предпринято специальных мер, чтобы сделать его двумерным. Например, в работе [37] по исследованию влияния охлаждения на структуру течения в угле сжатия на модели были установлены наклонные боковые стенки, исключая боковое стекание газа из отрывной области, на достаточном удалении от оси симметрии модели, чтобы центральная область течения не испытывала влияния угловых эффектов.

Рассмотрим теперь некоторые сходные задачи, которые помогут нам в интерпретации результатов данной работы.

1.2.1 Отрывное течение на коническом теле с иглой

Исследования по сверхзвуковому обтеканию тела с иглой начались в середине прошлого века [38–40]. В работе [41] описано пять режимов ламинарного обтекания конического тела с иглой и показано, что положение точек отрыва и присоединения потока и наличие в нём пульсаций зависит от геометрии модели: угла раствора конуса и соотношения длины иглы и диаметра конуса (рис. 10). Пульсации на теле с иглой (режимы обтекания А и D) подробно рассмотрены в [42].

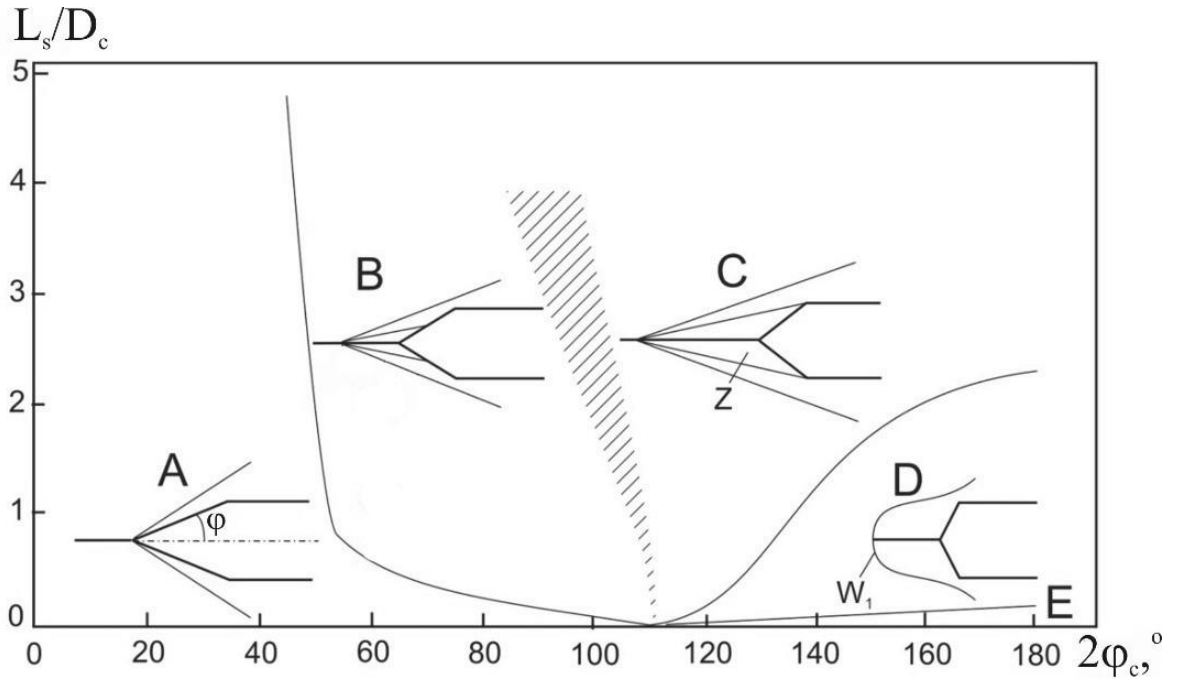


Рис. 10. Режимы обтекания конического тела с иглой в зависимости от длины иглы диаметра конуса и его угла раствора ([41], рис. 2)

На рис. 11 приведена схема течения вокруг тела с иглой для случая, когда присоединение потока происходит на поверхности обтекаемого тела (режим В). Видно, что структура такого типа течения сходна с обтеканием угла сжатия (обозначения те же, что и на рис. 9).

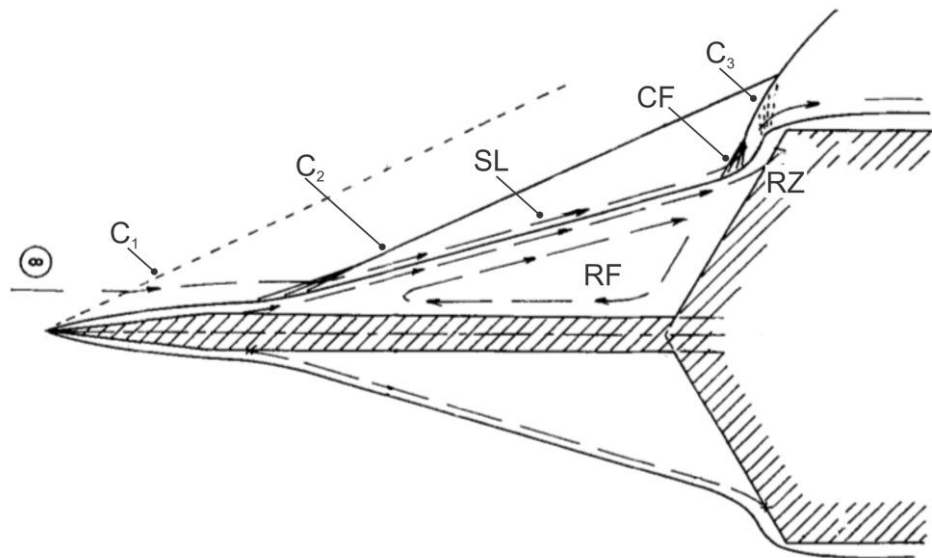


Рис. 11. Структура сверхзвукового ламинарного отрывного течения вокруг конического тела с острой иглой (режим обтекания В) ([41], рис. 1).

Подробный обзор ранних экспериментальных работ по обтеканию тела с иглой сделан в [8]. Критерий понижения сопротивления обтекаемого тела выводится в [43], где экспериментально исследованы иглы с разной формой носика при разных углах атаки и показано, что аэродинамическое качество модели тем лучше, чем дальше от поверхности находится точка взаимодействия головного скачка уплотнения и скачка присоединения. Тепловой поток на теле с иглой подробно рассмотрен в [42]. Обзор более поздних (экспериментальных и численных) работ в этой области приведён в [44]. В этой же работе численно подтверждено, что в течении вокруг тела с иглой действительно отсутствует асимметрия и рассматривать его как осесимметричное корректно. Вместе с тем, такое течение крайне чувствительно к крену и небольшая асимметрия картины течения приводит к высокому локальному нагреву в области присоединения [42].

1.2.2 Отрывное течение на двойном конусе

Близкой по постановке и области применения задачей является сверхзвуковое течение на двойном конусе. Структура и особенности такого течения подробно рассмотрена в работах [6,45] и [46], где приведены экспериментальные и численные исследования взаимодействия скачков уплотнения для данной модели (рис. 12). За счёт большого угла уступа скачок уплотнения взаимодействует со скачком присоединения по IV типу интерференции с образованием сверхзвуковой высоконапорной струи, в которой наблюдается резкое повышение полного давления и температуры [47,48]. Похожая структура течения для обтекания тела с иглой показана в [49]. В работе [50] отмечено, что в зависимости от угла двойного конуса скачки уплотнения в течении могут взаимодействовать также по V и VI типу интерференции.



Рис. 12. Структура сверхзвукового течения на двойном конусе ([46], рис. 1b).

Как и в течении вокруг тела с иглой, в зависимости от геометрии, в течении на двойном конусе могут присутствовать пульсации. Подробное численное исследование тепловых потоков и мод неустойчивости в таком течении при $M_\infty = 11.5$ приведено в [51]. Распределение теплового потока для стационарного течения показано в [52].

1.2.3 Отрывное течение на цилиндре с раструбом (“юбкой”)

Наиболее близкой физически реальной задачей к двумерному течению в угле сжатия является течение на полом цилиндре с коническим раструбом (“юбкой”). Его схема приведена на рис. 13. Авторы [53] сообщают, что в таком течении для переходного или турбулентного течения существуют трёхмерные продольные вихревые структуры за линией присоединения; отрыв при этом остаётся двумерным.

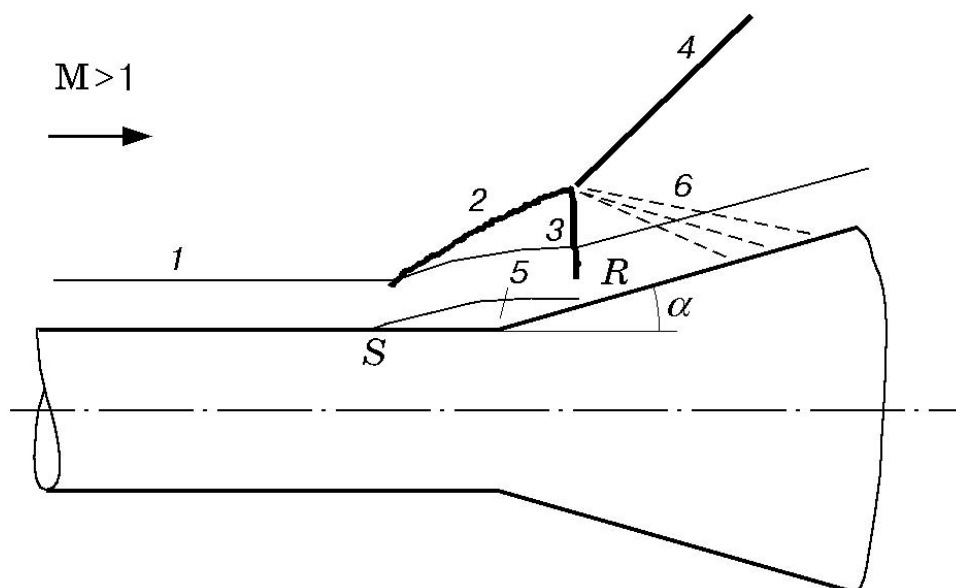


Рис. 13. Схема течения на цилиндре с раструбом: 1 — граница пограничного слоя; 2 — отрывной скачок; 3 — скачок присоединения; 4 — замыкающий скачок; 5 — отрывная зона; 6 — веер волн разрежения, исходящий из тройной точки λ -конфигурации; S — точка отрыва; R — точка присоединения ([54], рис. 1).

В ONERA создан тестовый случай для такого течения с углом раструба $\alpha = 30^\circ$ [55]. На его основе был проведён ряд исследований по верификации различных численных моделей [56,57].

1.2.4 Отрывное течение, ограниченное боковыми стенками

Задача отрывного течения, ограниченного боковыми стенками практически значима как для конструирования воздухозаборников [58–60], так и для постановки экспериментов в любой аэродинамической трубе закрытого типа, поскольку стенки рабочей части трубы могут оказывать влияние на структуру исследуемого течения [7,37]. Подробный обзор квазидвумерной структуры такого течения сделан в [61]. В работе [62] проведено численное моделирование взаимодействия падающего скачка с пограничным слоем на пластине с учётом угловых вихрей на стенках трубы. Картина линии тока в области отрыва приведена на рис. 14. Показано, что на краях пластины образуются угловые вихри, которые уменьшают сечение потока; в результате этого линия отрыва сдвигается вверх по потоку. Угловые вихри в турбулентных течениях подробно описаны в книге [63].

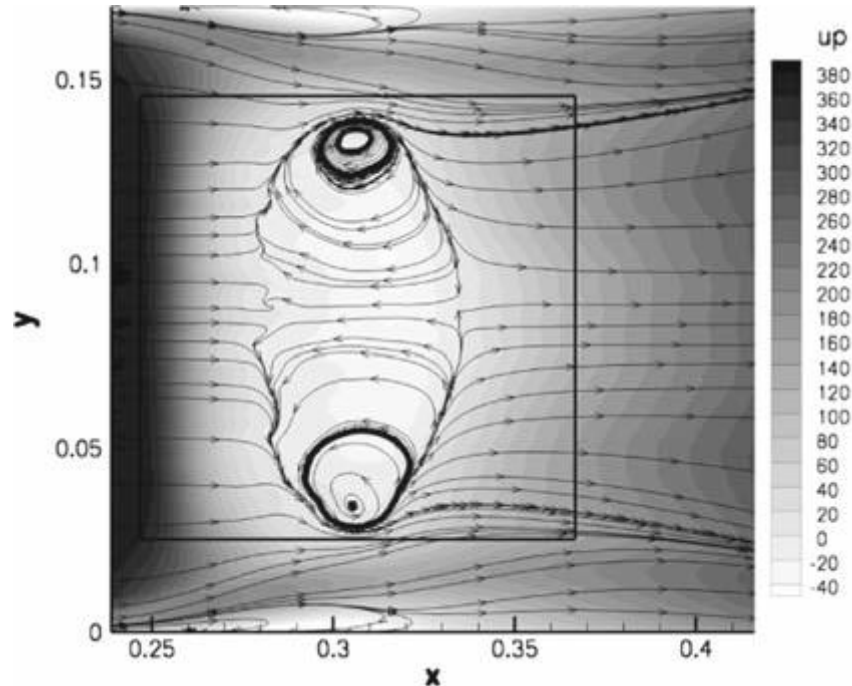


Рис. 14 Линии тока в плоскости на расстоянии 1.2 мм от поверхности пластины ([62], рис. 3).

В работах [64] и [65] проведено детальное численное моделирование течения в угле сжатия при числе Маха $M_\infty = 2.25$. Картина линий тока на поверхности модели приведена на рис. 15. Показано взаимодействие отрывной зоны с угловыми вихрями. Наблюдается соответствие с данными [62].

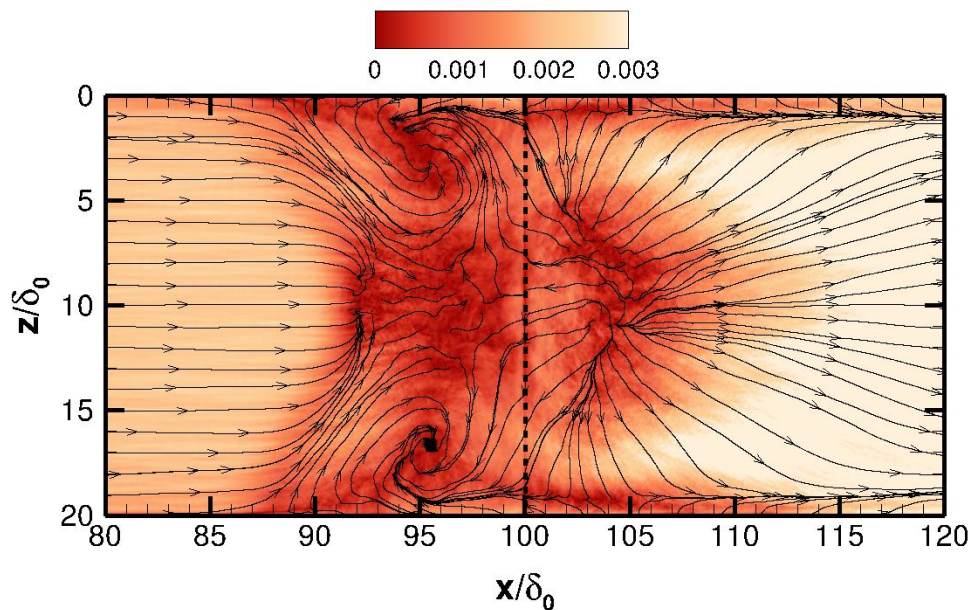


Рис. 15. Поверхностное трение и предельные линии тока на нижней границе расчётной области ([64], рис. 4b).

1.3 Продольные вихревые структуры в зоне присоединения потока в угле сжатия

В зоне присоединения сверхзвукового отрывного течения в угле сжатия могут образовываться продольные периодические вихревые структуры, впервые описанные в работе [66]. Они представляют собой пары вихрей, линии тока в которых закручиваются противоположно, расположенные по всей ширине модели с заданным периодом. Согласно самой распространённой точке зрения, эти вихри образуются из-за гёртлеровской неустойчивости [67] (рис. 16), так как отрывное течение имеет некоторую продольную кривизну и на линии тока воздействует центробежная сила. Объяснение механизма возникновения этих структур, обзор ранних экспериментальных работ по этой теме и данные о развитии вихревых структур во времени приведены в [68] и [69]. В работе [70] приведены результаты экспериментальных исследований этих структур в ламинарном и турбулентном пограничных слоях для широкого диапазона чисел Маха.

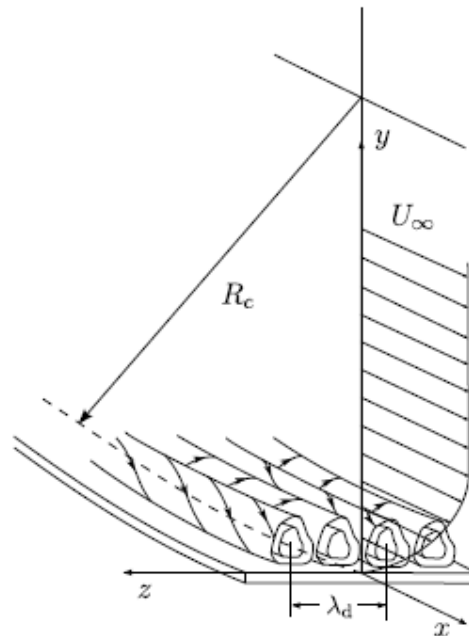


Рис. 16. Схема продольных вихрей Гёртлера; R_c – радиус кривизны поверхности, U_∞ – скорость потока, λ_d – период вихревой пары [67].

Другая теория связывает возникновение продольных вихрей с усилением незначительных начальных возмущений вверх по потоку. Авторы аналитической

работы [71] утверждают, что причиной образования продольных вихрей в угле сжатия являются бароклинные эффекты, возникающие в результате взаимодействия возмущений давления вверх по потоку с градиентами плотности в основном потоке, а не центробежная сила в зоне присоединения течения.

Вихревые структуры в области присоединения создают зоны повышенного теплообмена на поверхности модели. Поскольку области стекания потока чередуются с областями растекания (рис. 17), параметры потока периодически изменяются в трансверсальном направлении и на линиях растекания возникают локальные пики теплоотдачи, тепловой поток в которых может превышать значение в области присоединения на 100-150% [72]. Данные о зависимости положения вихревых структур от угла атаки и об их влиянии на тепловой поток, а также обзор современных работ по этой теме приведены в [73]. В работе [74] приведены данные о характеристиках теплообмена на поверхности уступа, исследовано влияние затупления передней кромки на течение.

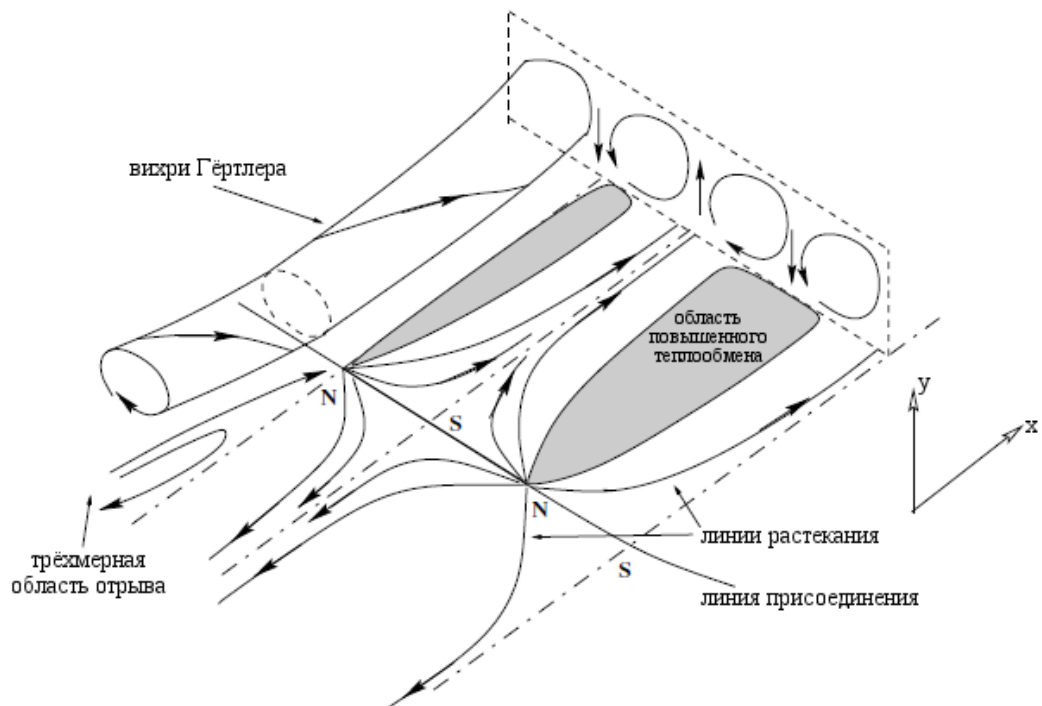


Рис. 17. Схема распределения теплового потока в области присоединения течения ([75], рис. 10).

1.4 Высоконапорный слой в сверхзвуковом отрывном течении в угле сжатия

Высоконапорный (динамический) слой впервые обнаружен и описан в работе [76]. Высоконапорный слой образуется за линией присоединения отрывного течения, расположен над пограничным слоем и характеризуется высокими значениями полного давления (90-95% полного давления в набегающем потоке). На профилях давления Пито высококонапорный слой выглядит как узкий пик вблизи поверхности модели, на ширен-фотографиях – как тёмная полоска над пограничным слоем (HPL на рис. 18).

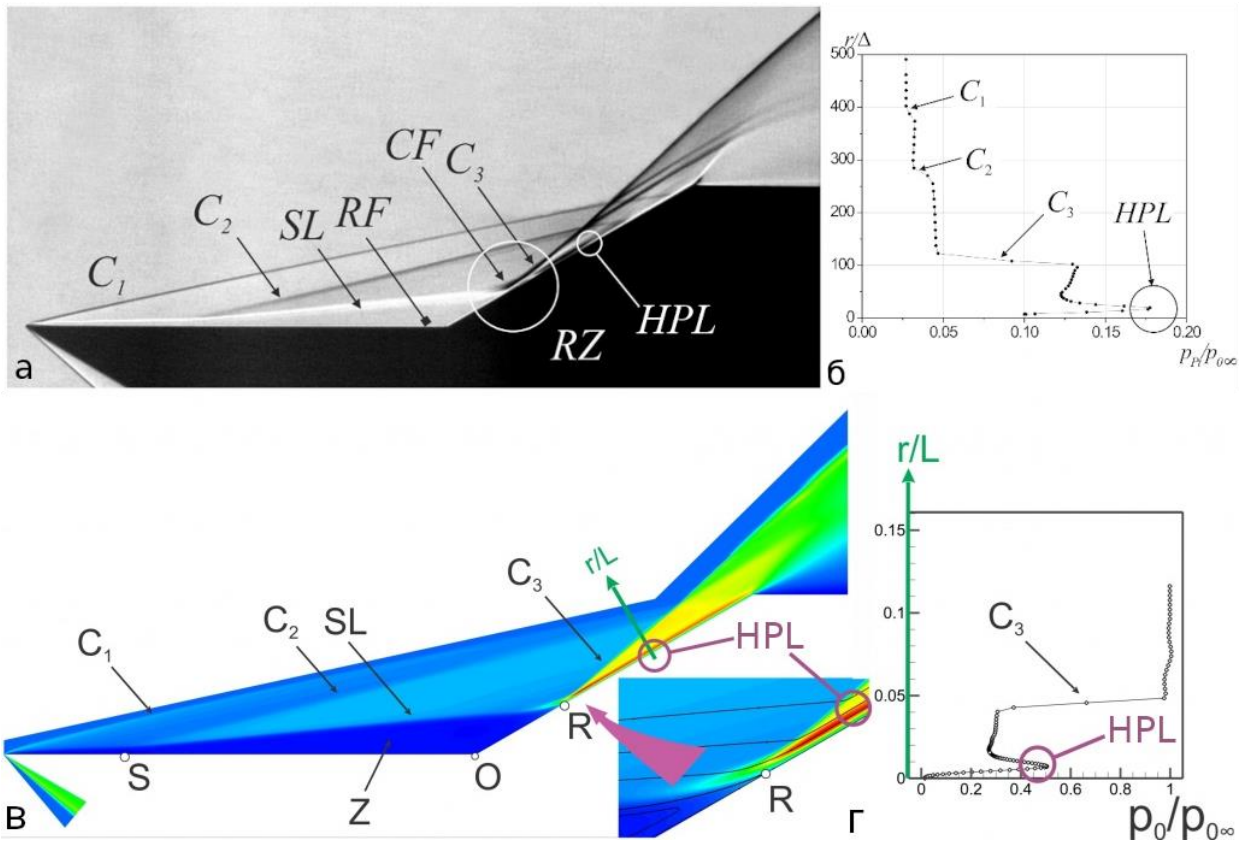


Рис. 18. Высоконапорный слой HPL в сверхзвуковом отрывном течении в угле сжатия: а – ширен-фотография течения, б – экспериментальное распределение давления Пито за линией присоединения по нормали к поверхности уступа [77], в – численное распределение плотности в течении, г – численное распределение давления Пито за линией присоединения по нормали к поверхности уступа [78].

Похожий эффект наблюдается при взаимодействии скачков уплотнения по IV типу Эдни (рис. 19), когда в результате взаимодействия скачков C_{01} и C_{02} образуется высоконапорная сверхзвуковая струя J , в которой полное давление выше, чем полное давление в окружающем её дозвуковом потоке (см. также течение на двойном конусе в разделе 1.2.2). Однако, как показано в [76], высоконапорный слой образуется не в результате взаимодействия скачков уплотнения, а из-за того, что часть сдвигового слоя SL (линия тока 2 на рис. 20) проходит через веер волн сжатия CF . Поскольку разворот в веере волн сжатия – это изэнтропический процесс, линия тока 2 испытывает незначительные потери полного давления по сравнению со линией тока 3, которая проходит через скачок уплотнения C_3 . В результате в зоне присоединения потока R образуется область с повышенным полным давлением – высоконапорный слой HPL .

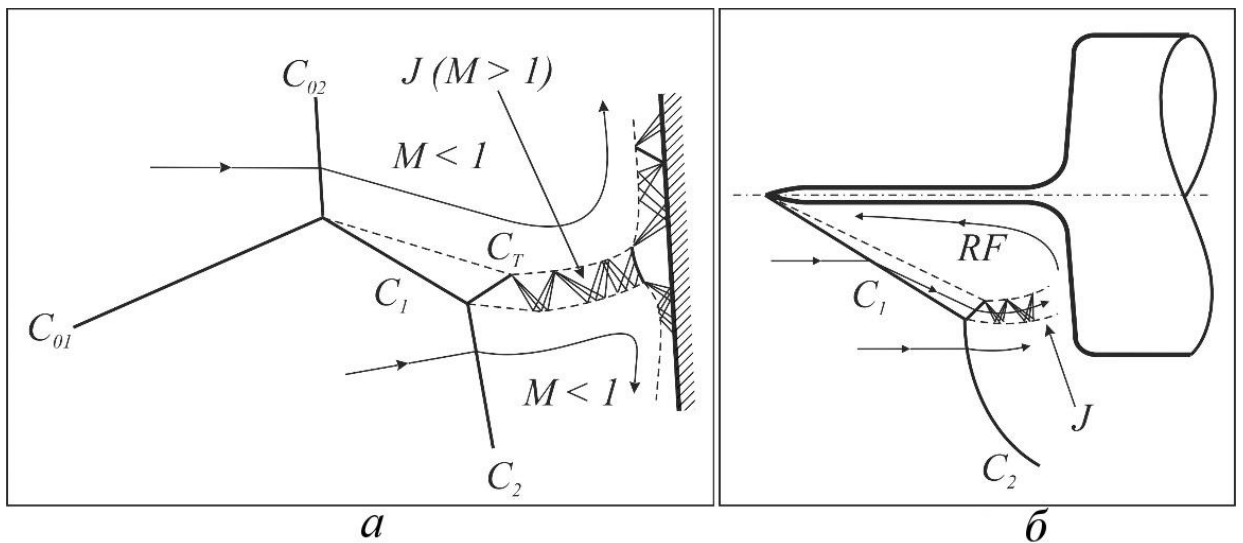


Рис. 19. а – взаимодействие скачков уплотнения по IV типу Эдни с образованием сверхзвуковой струи J [47]; б – образование сверхзвуковой струи в течении на теле с иглой ([79], рис. 3).

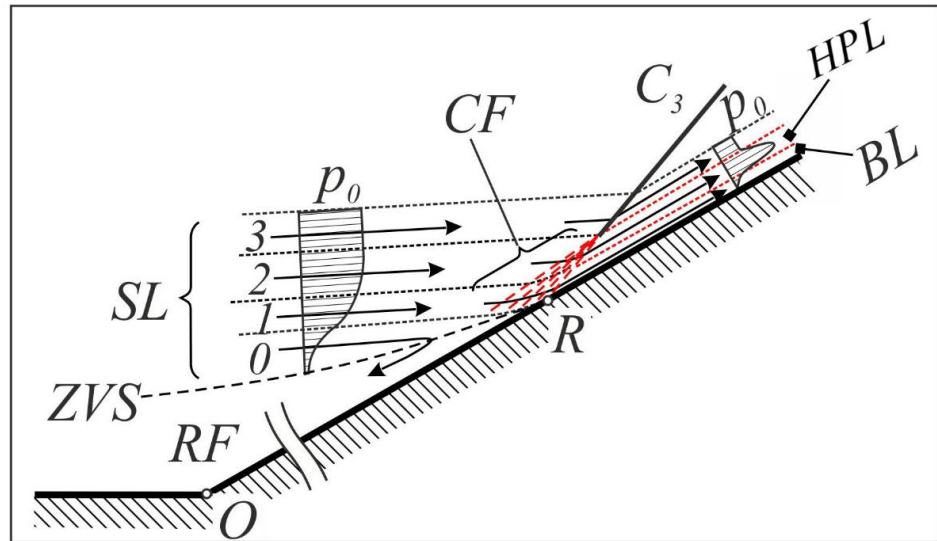


Рис. 20. Схема формирования высоконапорного слоя HPL ([76], рис. 5).

Существование высоконапорного слоя было подтверждено в ряде работ независимыми экспериментальными методами (шлирен-визуализация и измерение распределения давления Пито) [80,81], а также результатами трёхмерного численного расчёта [82–84]. Так, на рис. 21 приведено численное распределение числа Маха в течении в угле сжатия при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 11$, полученное в работе [83]; а на рис. 22 – численное распределение плотности потока для числа Маха набегающего потока $M_\infty = 6$, полученное в работе [84] для сверхзвукового течения на теле с иглой с закруглённым носиком. В обоих случаях в зоне присоединения течения присутствует узкая полоска, которая соответствует высоконапорному слою HPL.

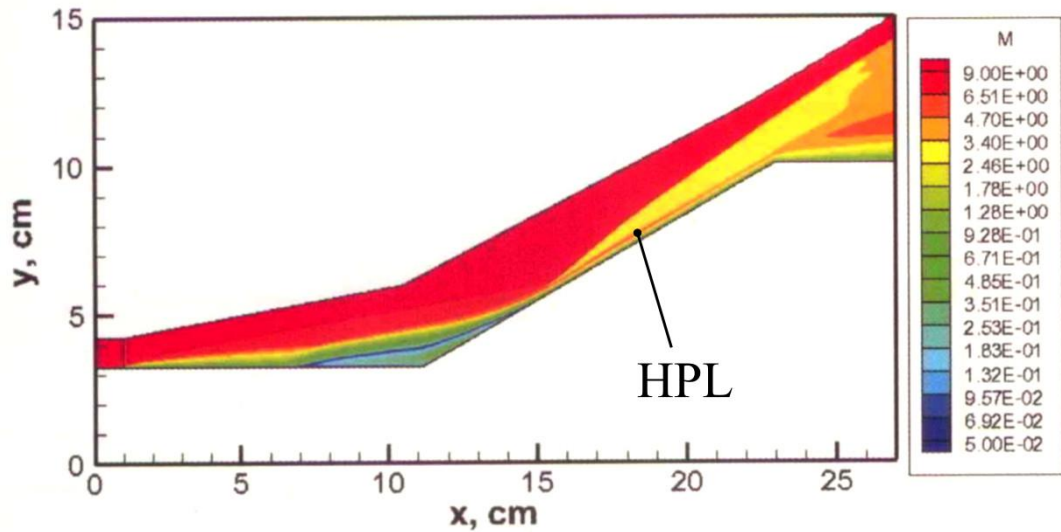


Рис. 21. Численное распределение числа Маха в течи в угле сжатия при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 11$ ([83], рис. 4).

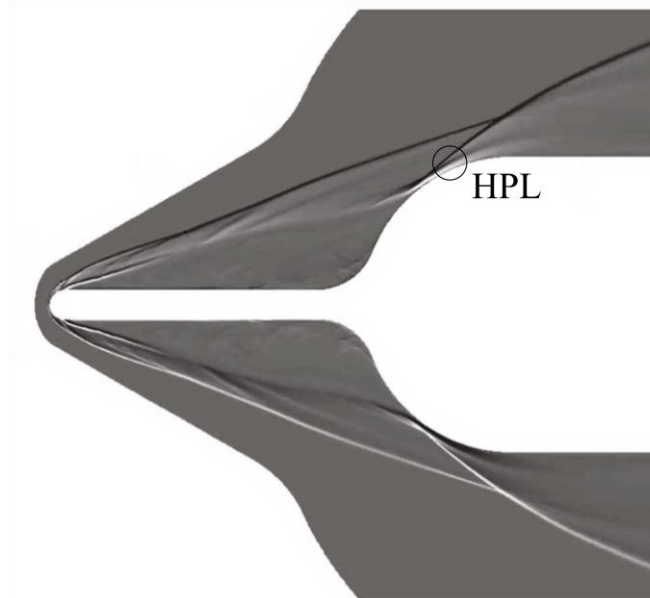


Рис. 22. Численное распределение плотности потока вокруг тела с закруглённой иглой при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 6$ [84].

В опубликованных работах [76,77,80,85] описан механизм формирования высоконапорного слоя, однако не уточняется влияние геометрических параметров угла сжатия, таких, как характер головного скачка уплотнения или наличие бокового стекания в отрывной области. Кроме того, не установлен диапазон чисел Маха и Рейнольдса, при которых возможно существование такого слоя. Решению этих задач посвящена данная работа.

Глава 2. Методика исследования

2.1 Методика экспериментального исследования.

2.1.1 Постановка задачи

Высоконапорный слой – это тонкий структурный элемент течения и его исследование требует точности измерений и большого пространственного разрешения полученных данных. В качестве основного экспериментального метода использовалось измерение распределения давления Пито за линией присоединения с помощью зонда Пито. Измерения проводились с использованием прецизионного трёхосевого координатного устройства, которое обеспечивало точность позиционирования зонда Пито ± 20 мкм по всем трем направлениям в пространстве. Было проведено методическое исследование влияния зонда Пито на ударно-волновую структуру течения при измерениях в пристенной области и показано, что этот метод является достоверным и может быть применён для измерений высоконапорного слоя. Также для контроля положения линии отрыва и обеспечения повторяемости экспериментов передние кромки моделей заострялись. В качестве независимого метода была проведена шлирен-визуализация течения для всех исследуемых моделей.

2.1.2 Аэродинамические трубы Т-326 и Т-333 ИТПМ СО РАН

Высокоскоростная сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-326 ИТПМ СО РАН является трубой периодического действия баллонного типа. Её внешний вид показан на рис. 23.



Рис. 23. Высокоскоростная сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-326 ИТПМ СО РАН.

Схема трубы показана на рис. 24. Обозначения: 1 – питание омического подогревателя от электрического генератора, 2 – омический подогреватель, 3 – подвод воздуха высокого давления в форкамеру установки через подогреватель, 4 – форкамера, 5 – сменное сопло, 6 – оптическое окно, 7 – альфа-механизм, 8 – механизм ввода модели в поток, 9 – камера Эйфеля, 10 – исследуемая модель, 11 – сверхзвуковой диффузор, 12 – подвод воздуха среднего давления в эжектор, 13 – щелевой эжектор [86].

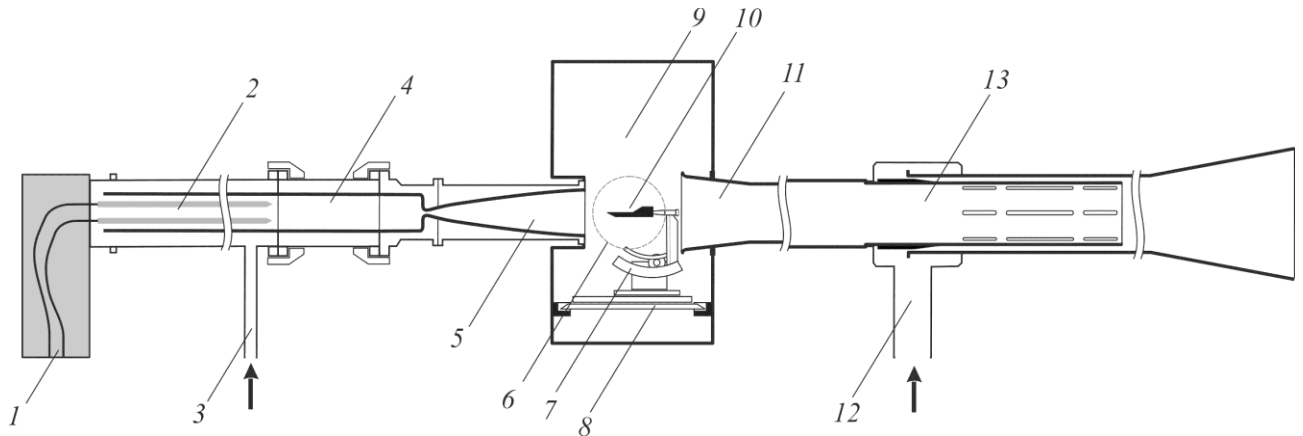


Рис. 24. Схема АДТ Т-326 ИТПМ СО РАН ([86], рис. 2).

Рабочая часть трубы представляет собой камеру Эйфеля и оснащена системой ввода модели в поток и альфа-механизмом. Давление в форкамере и камере Эйфеля измеряется при помощи датчиков Метран-150-ТА3 и Метран-150-ТА1, основная погрешность 0.075%; измерение давления Пито в потоке проводится при помощи преобразователя давления ТДМ-А, основная погрешность 0.01%. В стенках рабочей части имеются оптические окна для визуализации обтекания моделей различными методами и фото- и видеорегистрации.

На рис. 25 приведены поля числа Маха в рабочей части трубы для номинального режима $M = 6$ [87]. Среднее значение числа Маха в этой области равно 6.026. Допустимая область расположения моделей в рабочей части трубы Т-326 по числу Маха не превышает величины ± 50 мм по радиусу от оси сопла. В этой области локальное число Маха может меняться от $M_{\infty} = 5.98$ до $M_{\infty} = 6.05$.

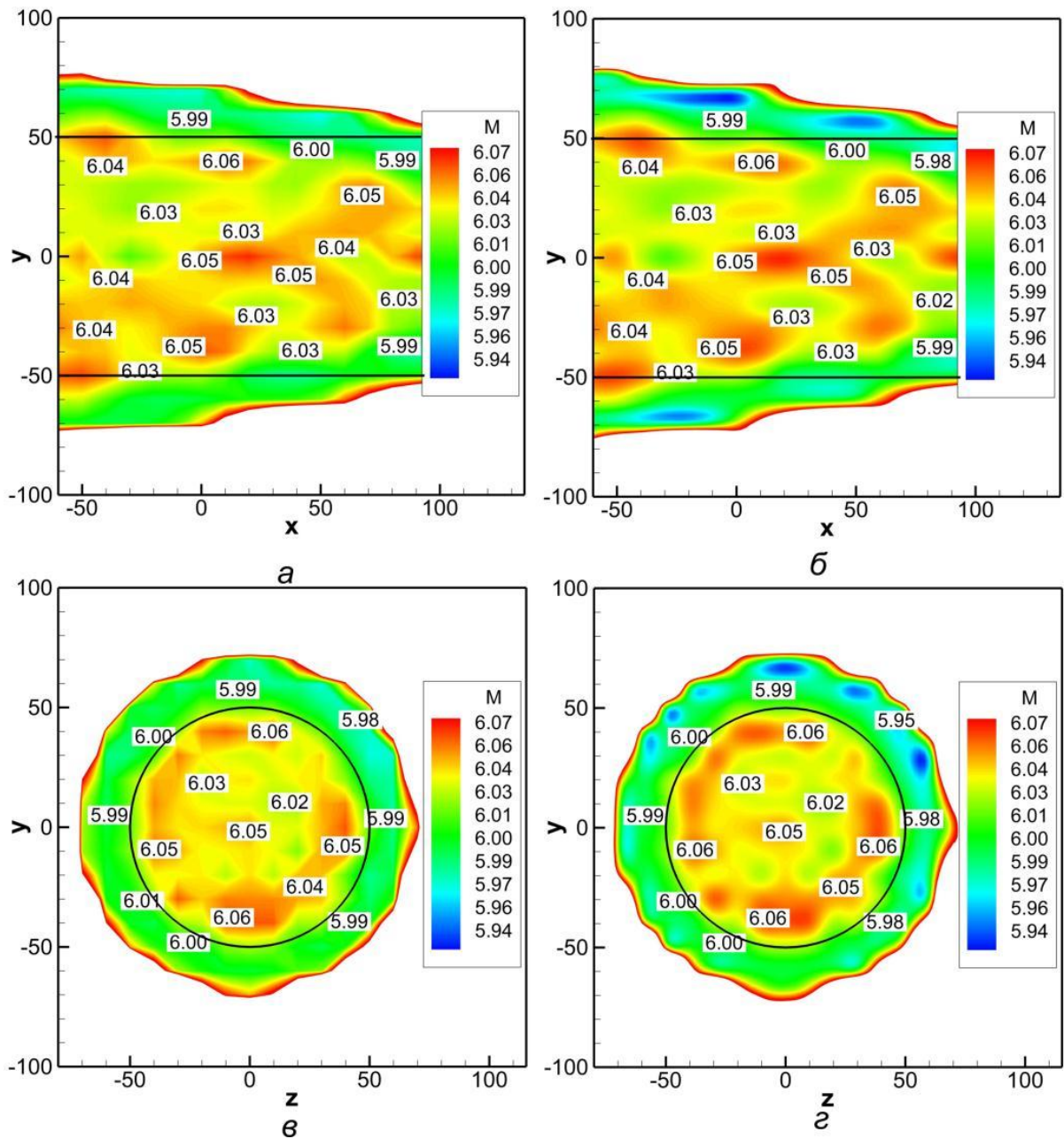


Рис. 25. Поле числа Маха в сечениях: а – продольное сечение $z = 0$, экспериментальные данные, б – результаты интерполяции; в – поперечное сечение $x = 0$, экспериментальные данные, г – результаты интерполяции; чёрными линиями ограничена область установки моделей ([87], рис. 3).

Эксперименты при числах Маха $M_\infty = 3, 4$ и 5 проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-333 ИТПМ СО РАН. Тепловая сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-333 является трубой периодического действия баллонного типа с выхлопом в атмосферу и оснащена профилированными соплами для чисел Маха $2.0; 2.5; 3.0; 4.0$ и 5.0 . Ввод модели в поток осуществляется примерно за 0.2 сек. Получены шлирен-фотографии структуры течения, которые затем были использованы для верификации численных данных.

2.1.3. Система визуализации течения

Для сравнения полученных экспериментальных данных с визуальной структурой течения использован метод шлирен-визуализации обтекания моделей во время эксперимента. Система визуализации включала в себя теневой прибор ИАБ-451 (рис. 26), на коллиматорной части которого установлен управляемый источник света – ртутная лампа, на наблюдательной – цифровая видеокамера Видеоскан-285/П-USB (рис. 27). Шлирен-фотографии получены при горизонтальном положении ножа Фуко, что позволило наблюдать вертикальный градиент плотности газа. Для случаев течения с пульсациями сдвигового слоя (осесимметричное течение на коническом теле с иглой и течение на трёхмерном угле сжатия с углом уступа 50°) были сделаны «мгновенные» фотографии течения с временем экспозиции 4 мкс. В остальных экспериментах получены «осреднённые» по времени фотографии течения, время экспозиции составляло от 125 до 370 мкс. В ходе одного эксперимента записывается порядка 50 фотоснимков.

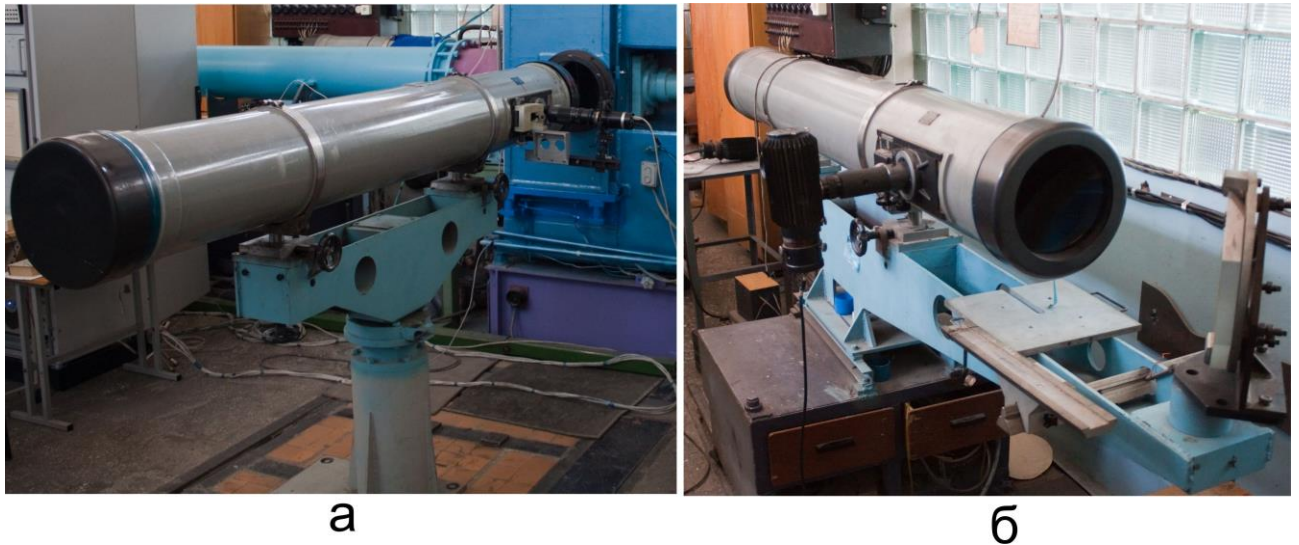


Рис. 26. Наблюдательная (а) и коллиматорная (б) части теневого прибора ИАБ-451 системы визуализации Т-326 ИТПМ СО РАН.

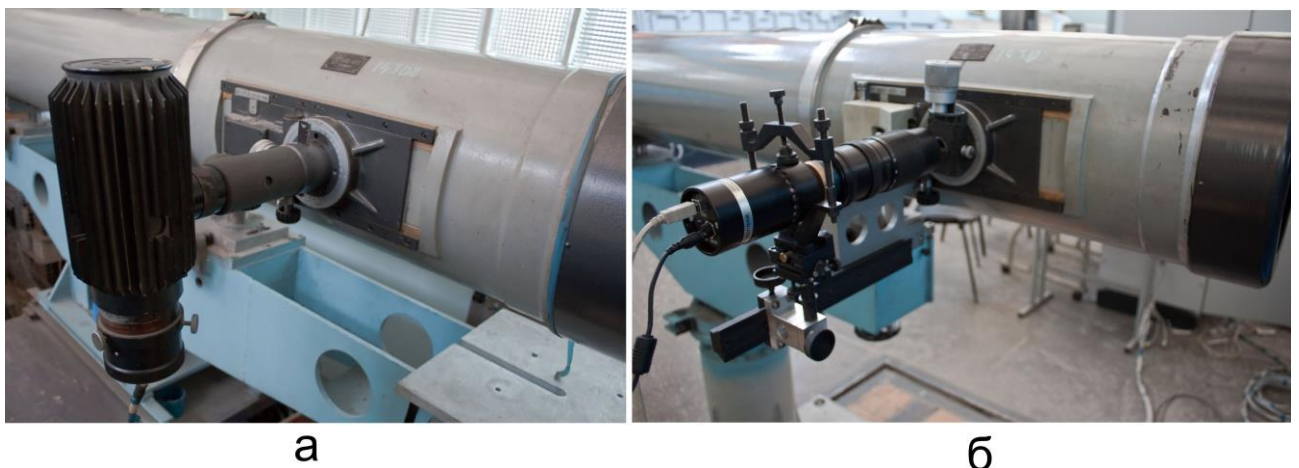


Рис. 27. Источник света (ртутная лампа, а) и цифровая видеокамера (б) системы визуализации Т-326 ИТПМ СО РАН.

2.1.4. Визуализация течения на поверхности модели

Для определения картины течения на поверхности модели (в частности, положения линий отрыва и присоединения, размера и периода продольных вихревых структур в зоне присоединения) использовался метод маслосажековой визуализации [88]. Использовалась однородная взвесь частиц тонера для лазерного принтера в смеси керосина и машинного масла. Покрытая смесью модель вводится в поток после установления режима течения, затем через

несколько секунд выводится из потока, чтобы остановка трубы не нарушила маслосажевую картину течения на поверхности модели.

2.1.5 Система автоматизированного сбора данных аэродинамической трубы Т-326

Система управления и сбора данных предназначена для регистрации экспериментальных параметров в режиме реального времени и управления устройствами перемещения измерительных датчиков в ручном режиме или по заданной программе эксперимента. Система автоматизированного сбора и хранения данных Т-326 позволяет с высокой точностью управлять трехмерным координатным устройством позиционирования измерительных зондов в заданном режиме, отображать данные в процессе эксперимента и сохранять их по завершении работы в базу данных для последующего анализа.

2.1.6. Трёхосевое координатное устройство позиционирования зонда Пито

Элементы структуры сверхзвукового течения, такие, как скачки уплотнения, пограничные слои и высоконапорный слой имеют большие градиенты газодинамических параметров при малых размерах, и их экспериментальное исследование требует высокой точности расположения измерительного зонда. Для решения этих задач в лаб.10 ИТПМ СО РАН было разработано трёхосевое координатное устройство позиционирования. Оно позволяет осуществлять независимое управление по каждой координате с погрешностью позиционирования ± 0.02 мм и диапазоном перемещений – $200 \times 200 \times 200$ мм.

На рис. 28 приведена пошаговая схема перемещений измерительного зонда и фотография измерений на модели уступа с углом наклона поверхности 30° . Трёхосевое координатное устройство работает в системе координат (x, y, z), связанной с набегающим потоком (ось x параллельна набегающему потоку).

Начало координат находится в точке пересечения оси сопла с плоскостью его выходного среза. Для перемещения пилон с установленным на нём зондом перпендикулярно поверхности уступа модели вводится система координат (l, r, z) , связанная с моделью: ось l параллельна поверхности модели, ось r – перпендикулярна, начало координат находится в месте пересечения начала уступа и плоскости симметрии модели. Система координат (l, r, z) отнесена к длине пластины L так, что на передней кромке пластины $l/L = -1$.

В эксперименте пилон с установленным на нём зондом выводится в требуемое сечение l/L на высоту r/L над поверхностью стенки. После этого зонд перемещается в направлении к стенке с заданными шагами Δx и Δy так, чтобы выполнялось соотношение $(\Delta x^2 + \Delta y^2)^{0.5} = \Delta r$. В конце каждого перемещения Δr после задержки, необходимой для выравнивания давления в измерительной пневмотрассе (1 секунда), производится измерение давления.

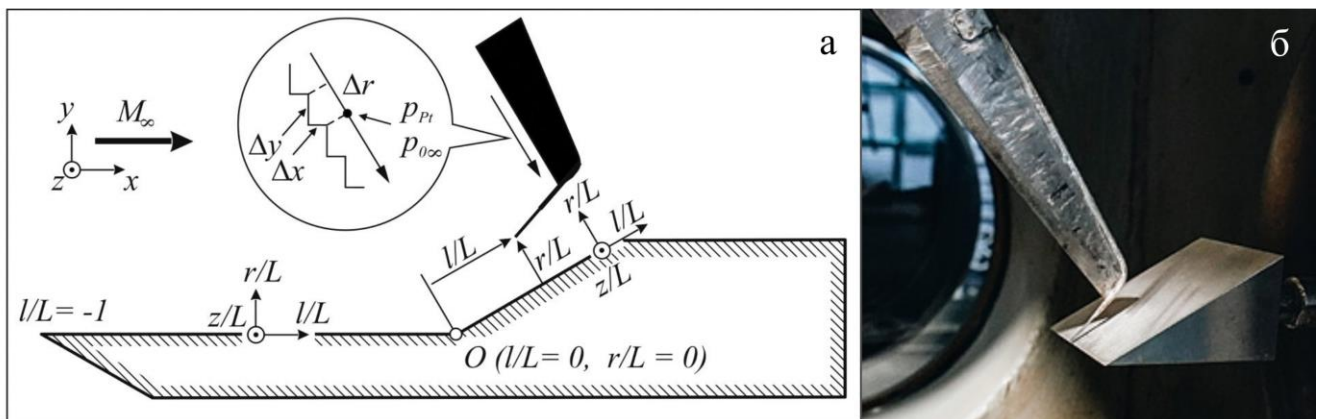


Рис. 28. а – схема перемещения измерительного зонда, б – измерение распределения давления Пито на модели уступа с углом наклона поверхности 30° .

В системе управления координатным устройством реализовано ручное и программное управление перемещением зонда. В проведённых исследованиях траектория зонда задавалась подготовленным планом с набором координат, составляющим сечение, в котором проводятся измерения. Экспериментальные профили содержали порядка 100 точек по вертикальной координате r . Для лучшего разрешения структуры пристенного течения и пограничного слоя шаг измерения уменьшался вблизи поверхности модели вплоть до 50 мкм.

2.1.7. Постановка эксперимента

Данная работа включает в себя две основные задачи: исследование зависимости параметров высоконапорного слоя от геометрии течения и от чисел Маха и Рейнольдса набегающего потока.

Для решения первой задачи было проведено три серии экспериментов для угла сжатия в трёхмерной, квазидвумерной (течение в угле сжатия с боковыми стенками) и осесимметричной (обтекание конического тела с иглой) постановке. Для трёхмерного угла сжатия также проведены эксперименты по влиянию угла наклона поверхности сжатия на параметры высоконапорного слоя. Все эксперименты в этом разделе были проведены при одних и тех же параметрах набегающего потока: число Маха $M_\infty = 6.03$, давление в форкамере аэродинамической установки $p_{0\infty} = 9.81 \cdot 10^5$ Па, температура в форкамере $T_{0\infty} = 380 - 395$ К.

Исследование влияния чисел Маха и Рейнольдса проведено на модели с углом наклона $\varphi = 30^\circ$. Основные параметры эксперимента приведены в таблице 2. Число Рейнольдса рассчитано по длине горизонтальной части модели L .

Таблица 2. Параметры эксперимента при различных значениях чисел M и Re
(модель $\varphi = 30^\circ$)

№ эксперимента	АДТ		Re , млн.	$p_{0\phi}$, атм	T_0 ϕ , °С	Режим течения
1	T-333		3.1	6.8	-9	турбулентный
2	T-333		4.2	14.8	-11	турбулентный
3	T-333		5.3	30	-5	турбулентный (с конденсацией)

4	T-326		0.7	11.7	11 9	ламина рный
5	T-326		1.2	19.7	12 7	ламина рный
6	T-326		2.5	22.9	11	ламина рный (с конденсацией)
7	T-326		1.7	27.0	11 9	ламина рный
8	T-326		1.9	29.1	11 7	ламина рный
9	T-326		2.4	39.4	12 9	ламина рный
10	T-326		2.9	48.3	13 1	ламина рный
11	T-326		5.4	48.4	11	турбуле нтный (с конденсацией)
12	T-326		0.3	19.4	36 0	ламина рный

Принципиальная схема эксперимента представлена на рис. 29. Цифрами обозначены: 1 – сопло, 2 – модель, 3 – наблюдательное окно в камере Эйфеля, 4 – альфа-механизм установки модели на угол атаки (в эксперименте угол атаки $\alpha = 0^\circ$), 5 – устройство ввода модели в поток, 6 – камера Эйфеля, 7 – трёхосевое координатное устройство, 8 – пилон с установленным на нём зондом измерения давления Пито, 9 – выходной диффузор. Запуск трубы производится с выведенной

из потока моделью. После выхода на режим модель с помощью устройства (5) вводится в поток, время движения около 1 секунды.

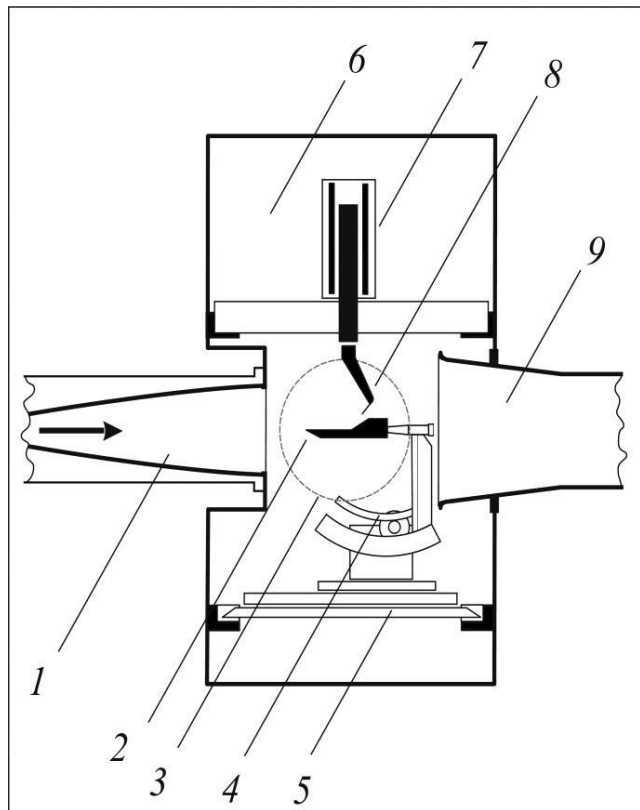


Рис. 29. Схема установки экспериментальной модели в аэродинамической трубе.

2.1.8. Экспериментальные модели

Исследование высоконапорного слоя проведено для модели угла сжатия с углом наклонного уступа φ , который варьировался от 20° до 50° (рис. 30, а), для модели угла сжатия, оснащённой боковыми стенками (рис. 30, б, $\varphi = 30^\circ$), и для конического тела с острой и тупой иглой (угол раствора конуса $\varphi = 30^\circ$, рис. 30, в). Модели закреплялись под углом атаки $\alpha = 0^\circ$, погрешность установки модели на угол атаки не более 0.1° . Все модели выполнены из стали и имеют острую переднюю кромку и шлифованные поверхности для контроля положения линии отрыва и возмущений в потоке.

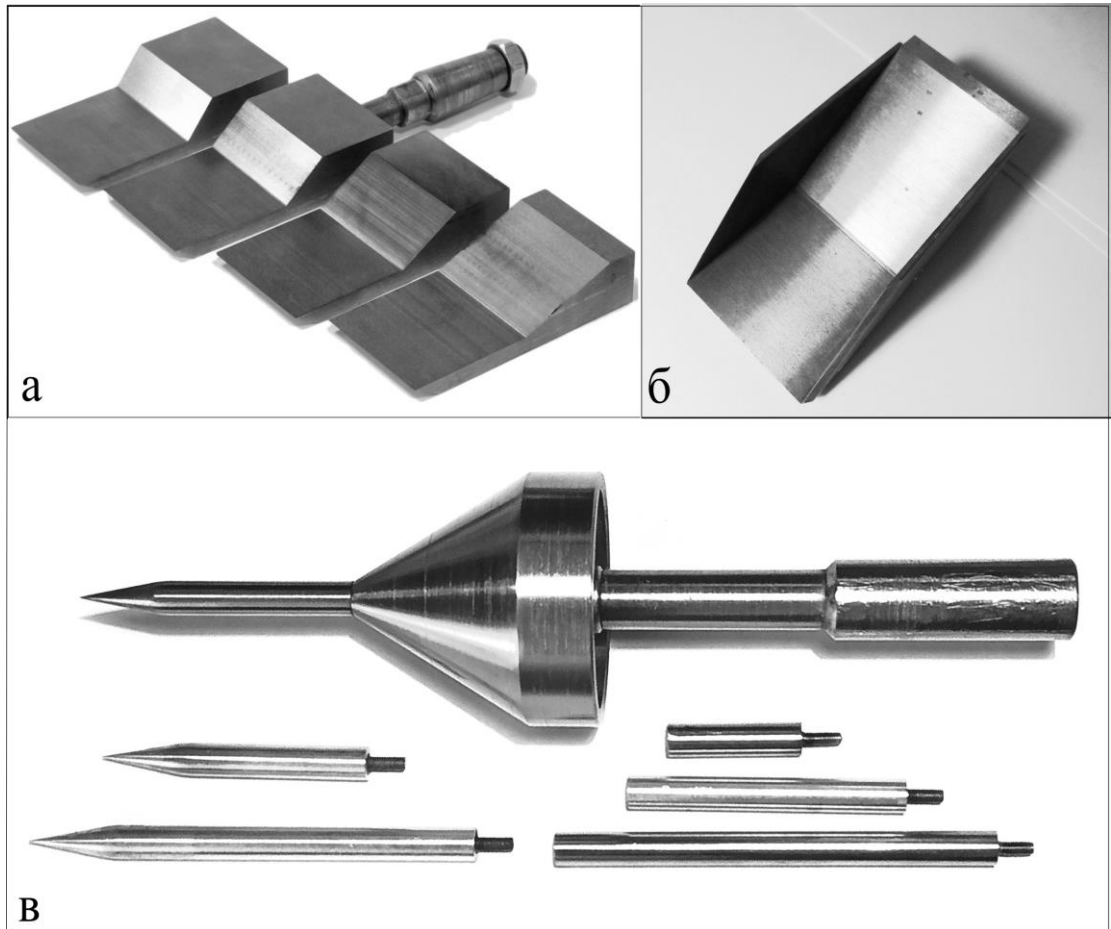


Рис. 30. Фотографии исследуемых экспериментальных моделей: а – модель угла сжатия с углом наклонного уступа $20^\circ - 50^\circ$, б – модель угла сжатия с углом наклонного уступа 30° , оснащённая боковыми стенками, в – модель конического тела с комплектом сменных игл.

Размеры моделей трёхмерного угла сжатия показаны на рис. 31. Ширина моделей равна длине горизонтальной пластины $L = 50$ мм. Для исследования квазидвумерного течения к модели с углом уступа 30° были прикреплены боковые стенки с острой кромкой, исключая боковое стекание газа из отрывной области течения. Радиус закругления передней кромки пластины и кромки боковых стенок модели со стенками $R \sim 5 - 7$ мкм.

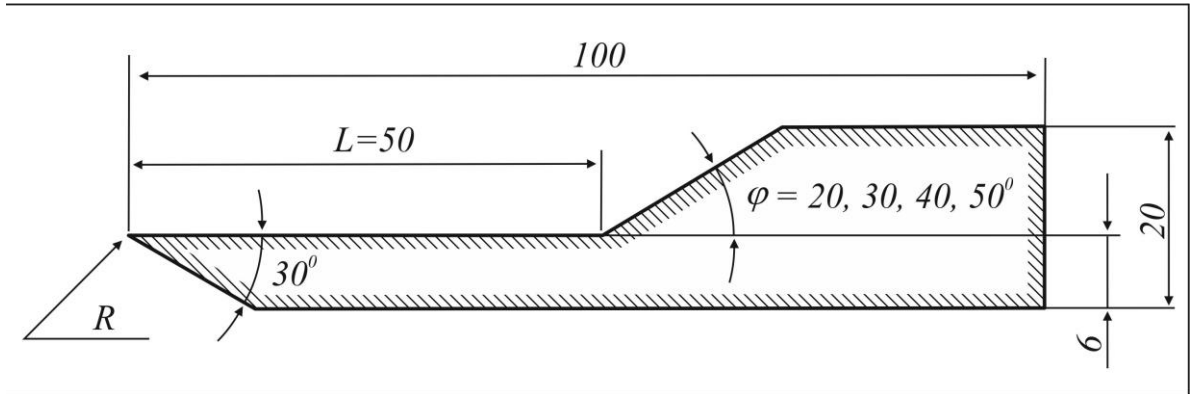


Рис. 31. Схема моделей трёхмерного угла сжатия.

Модель осесимметричного угла сжатия представляла собой конус (полуугол раствора $\varphi = 30^\circ$, диаметр основания $D = 50$ мм) с установленной на его лобовом торце сменной иглой (рис. 32). Было использовано два комплекта игл: острая игла (полуугол раствора $\varphi_s = 10^\circ$, диаметр $d = 7$ мм, длина иглы $L_s = 35, 60$ и 100 мм) и тупая игла (полуугол раствора $\varphi_s = 90^\circ$, длина иглы $L_s = 25, 60$ и 95 мм). Геометрия модели выбрана так, чтобы линия присоединения потока находилась на поверхности конуса, а периодические автоколебательные пульсации потока в отрывной области отсутствовали [41].

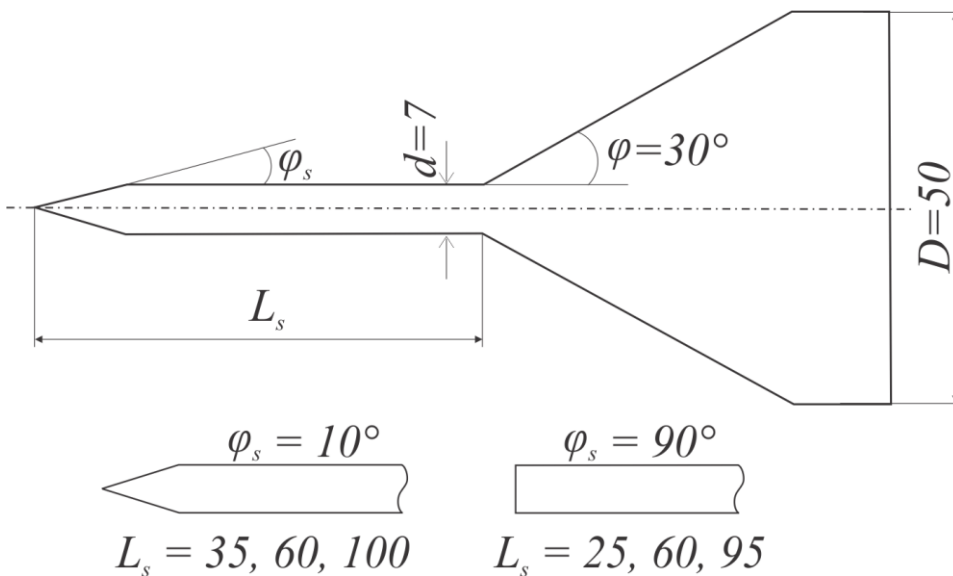


Рис. 32. Схема моделей осесимметричного угла сжатия.

2.2 Методика численного исследования

Для получения более полной информации о течении была проведена серия трёхмерных численных расчётов для модели пространственного угла сжатия без боковых стенок. Численный расчёт выполнен в пакете ANSYS Fluent частично с использованием ресурсов Информационно-вычислительного центра Новосибирского государственного университета (ИВЦ НГУ). Достоверность результатов расчёта проверялась по сравнению с данными эксперимента.

Газодинамические параметры набегающего потока и геометрические размеры моделей аналогичны экспериментальным, с тем отличием, что вместо закругления передняя кромка модели угла сжатия имела плоскую вертикальную площадку высотой от 5 до 50 мкм в различных случаях. На входной и боковых границах расчётной области задавались число Маха, статическое давление и статическая температура (условие *pressure-farfield*). На выходной границе – опорные значения статического давления и температуры торможения потока (условие *pressure-outlet*).

Расчётная область содержала около 10 млн шестигранных ячеек. Было сделано сгущение сетки по направлению поверхности модели, так, чтобы на область пограничного слоя приходилось 50 слоёв сетки, а также сгущение сетки в области отрыва и присоединения потока для лучшего разрешения отрывной области, слоя и продольных вихревых структур в области присоединения. В трансверсальном направлении сетка равномерная, всего на ширину модели приходится 200 ячеек.

Решались трёхмерные уравнения Навье-Стокса или турбулентные уравнения Рейнольдса в стационарной постановке с использованием дифференциальной двухпараметрической модели турбулентности *k- ω SST*. Решение уравнений Навье-Стокса позволило моделировать ламинарное отрывное обтекание модели при числах Маха $M = 6 - 8$, а уравнений Рейнольдса – при числах Маха $M = 3 - 5$. Расчётная среда – вязкий совершенный теплопроводный

газ. Термодинамическое состояние газа описывается уравнением Менделеева-Клапейрона. Теплоёмкость газа считается постоянной. Зависимость коэффициента динамической вязкости газа от температуры описывается формулой Сазерленда [90]. Зависимость коэффициента теплопроводности от температуры рассчитывается по кинетической теории газов в соответствии с формулой Эйка [91]. Теплообмен между стенкой и потоком воздуха отсутствует, что соответствует условию теплоизолирующей стенки.

2.3 Особенности измерений при помощи приёмника полного давления в пристенном сверхзвуковом течении.

При внесении в пристенную область зонда, размеры которого соизмеримы с толщиной пограничного слоя, возможна перестройка течения за счёт взаимодействия сдвигового течения со скачком уплотнения, формируемого торцом зонда. На рис. 33, а показано развитие пограничного слоя на плоской пластине вниз по потоку от острой передней кромки. Верхняя граница слоя обозначена пунктиром, показывающим его толщину δ . Символом u обозначены эпюры скорости в различных сечениях слоя. В сечении с координатой x показано распределение полного давления p_{r1} (эюра приведена справа от схемы течения).

При наличии зонда полного давления (зонда Пито) структура пристенного течения меняется (рис. 33, б). Формируемый приёмным торцом зонда скачок уплотнения C_p взаимодействует с пограничным слоем, образуя на поверхности пластины пространственную отрывную область Z . В рассматриваемой плоскости рисунка линия отрыва обозначена S , линия присоединения – R . Обтекающий отрывную область пограничный слой утолщается, формируя перед зондом веер волн сжатия CF . Изэнтропическое торможение потока в этом веере приводит к уменьшению числа Маха перед зондом и уменьшению потерь полного давления за скачком C_p . В результате зонд регистрирует локальный максимум давления P_I (см. на рис. 33, б эюру p_{r1} справа от схемы). На рис. 33, в, показаны профили давления Пито в сечениях пограничного слоя $x/L = 0.2$ ($\delta \sim 4h$, где h – высота торца

приёмной части зонда), $x/L = 1.0$ ($\delta \sim 8h$), $x/L = 2.0$ ($\delta \sim 12h$), $L = 50$ мм. Области локального повышения давления Пито, регистрируемые зондом, обозначены как PI . Видно, что при увеличении толщины пограничного слоя этот максимум уменьшается, и при $\delta \sim 12h$ уже незаметен.

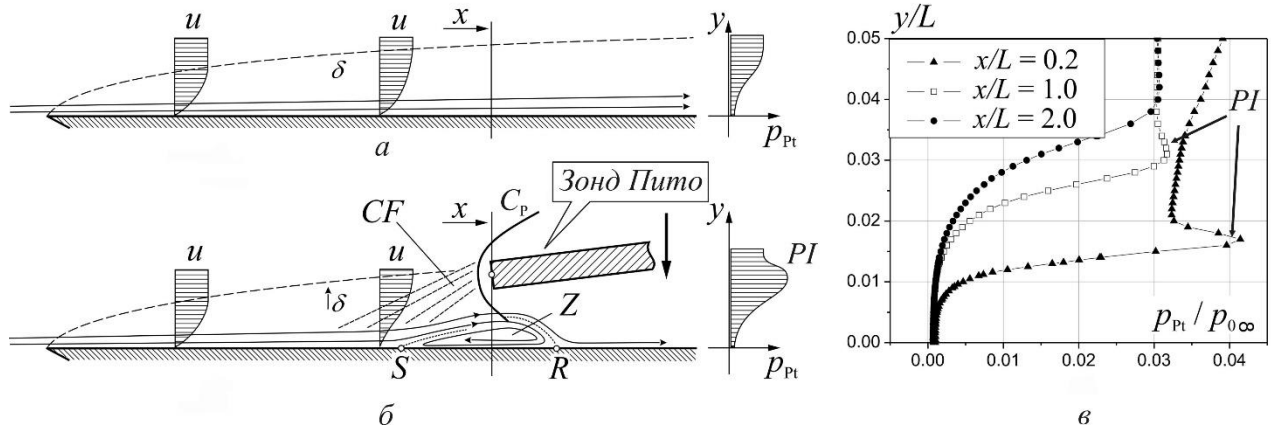
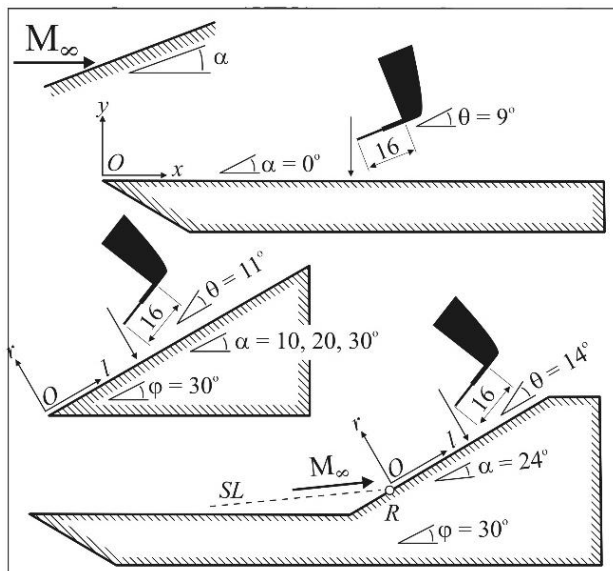


Рис. 33. Схема взаимодействия зонда с пограничным слоем [85]: а – структура пограничного слоя на пластине, б – структура пристенного течения при внесении в пограничный слой измерительного зонда, в – профили давления Пито, регистрируемые зондом в различных сечениях пограничного слоя

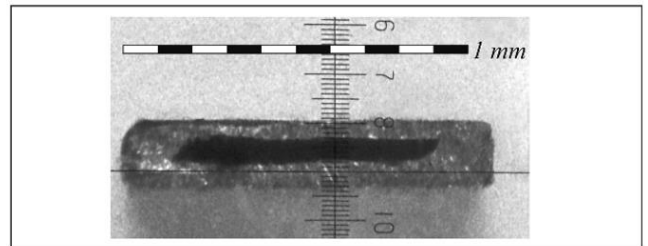
Маслосажевая визуализация структуры течения на поверхности пластины в присутствии зонда (зонд выполнен в виде трубки Пито) приведена в работе [92] для числа Маха $M = 3.05$. В [93–95] сообщается, что влияние зонда проявляется в смещении профиля пограничного слоя, изменении его формы вблизи стенки и появлением пика давления Пито на внешней границе пограничного слоя (аналогично рис. 33, в). В [96] проведено исследование влияния зонда на результаты измерения, которое показало, что чем больше трубка Пито по отношению к толщине пограничного слоя в месте измерения, тем влияние выше. Помимо этого, измерения в пограничном слое при помощи трубки Пито обсуждаются в [97] и [88]. В этих работах, однако, не уточняется, насколько влияние трубки Пито существенно по сравнению с другими возможными особенностями сдвигового пристенного течения. Было проведено методическое исследование с целью выявить степень влияния зонда на результаты измерения и

сравнить его с результатами измерения полного давления в высоконапорном слое, наблюдаемом в зоне присоединения ламинарного отрывного течения в угле сжатия.

Эксперимент проведён в аэродинамической трубе периодического действия баллонного типа Т-326 ИТПМ СО РАН. Газодинамические параметры эксперимента аналогичны параметрам исследования высоконапорного слоя: $M_\infty = 6$, давление в форкамере $p_0 = 9.68 \cdot 10^5$ Па, температура в форкамере $T_0 = 390 - 400$ К, число Рейнольдса, вычисленное по длине горизонтальной пластины $Re_L = 6.1 \cdot 10^5$. Исследуемые модели показаны на рис. 34, а. Было проведено зондирование потока над поверхностью горизонтально установленной пластины (угол атаки между поверхностью пластины и набегающим потоком $\alpha = 0^\circ$); клина $\varphi = 30^\circ$, установленного с помощью альфа-механизма под углами к набегающему потоку $\alpha = 10, 20$ и 30° ; и угла сжатия с углом наклонной поверхности $\varphi = 30^\circ$. Все модели имели острую переднюю кромку с радиусом закругления $\sim 5 - 7$ мкм. Зондирование выполнено в плоскости симметрии моделей по нормали к поверхности.



а



б

Рис. 34. Экспериментальное оборудование: а – исследуемые модели, б – фотография торца зонда Пито.

Приёмная часть зонда Пито имеет прямоугольную форму (рис. 37, б). Ширина измерительной части вблизи торца зонда 1.1 мм, высота 0.2 мм. Расстояние от торца зонда до пилона 16 мм. Зонд установлен под углом $\theta = 9 - 14$ градусов (см. рис. 34, а) к поверхности исследуемой модели, чтобы не вносить в пристенное течение дополнительных возмущений. Согласно [98], наклон зонда к набегающему потоку на угол менее 15 градусов существенно не сказывается на точности измерений.

Для сравнения результатов между собой использовался параметр Δ , характеризующий толщину пограничного слоя:

$$\Delta = x / \sqrt{Re_x}$$

где x – расстояние от передней точки модели до сечения, в котором производилось зондирование потока. В приведённой формуле для моделей клина и угла сжатия вместо координат $(x - y)$ используется $(l - r)$, см. схему на рис. 34. Начало координат помещено в точку, где толщина пограничного слоя равна нулю: на пластине и клине на передней кромке модели, на угле сжатия – на линии присоединения потока S , положение которой определялось по теневой фотографии. Re_x – число Рейнольдса, вычисленное по значениям параметров потока в измеряемом сечении:

$$Re_x = \rho_e \cdot u_e \cdot x / \mu_e$$

Здесь ρ_e – плотность воздуха, u_e – скорость, μ_e – коэффициент динамической вязкости из области над пограничным слоем. При вычислении числа Рейнольдса для угла сжатия параметры потока над пограничным слоем взяты из расчёта параметров высоконапорного слоя, расположенного непосредственно над ним.

Сводные данные по проведённым экспериментам представлены в таблице 3.

Для получения более детальной картины течения был проведён численный расчёт пространственного течения над горизонтальной пластиной в двух вариантах: с установленным над ней зондом Пито на расстоянии 0.5 мм от поверхности и без зонда. Решение получено в программном пакете ANSYS Fluent.

Решались трёхмерные ламинарные уравнения Навье-Стокса в стационарной постановке. Газодинамические параметры набегающего потока, геометрические размеры модели и зонда, а также их взаимное расположение аналогичны эксперименту 1 из таблицы.

Расчётная сетка включала 8.2 млн ячеек. Вблизи стенки сделано сгущение сетки по направлению поверхности модели так, чтобы на толщину пограничного слоя приходилось порядка 50 слоёв ячеек.

Таблица 3. Параметры эксперимента

	Модель	α , °	M_e	x (или l), мм	$Re_x \times 10^{-5}$	$\Delta \times 10^{-5}$, м
	Пластина	0	6.03	3	0.37	1.56
	Пластина	0	6.03	10	1.23	2.86
	Пластина	0	6.03	100	12.3	9.03
	Клин	10	4.66	5	0.85	1.72
	Клин	10	4.66	10	1.69	2.43
	Клин	20	3.38	5	0.73	1.85
	Клин	20	3.38	10	1.46	2.61
	Клин	30	2.34	5	0.51	2.22
	Клин	30	2.34	10	1.02	3.13
0	Угол сжатия	24	3.42	10.6	3.9	1.69

Теневые фотографии, иллюстрирующие процесс измерения профиля полного давления в пограничном слое, показаны на рис. 35, а (измерения на пластине, $\alpha = 0^\circ$) и рис. 35, б (на клине, $\alpha = 30^\circ$). На каждой из фотографий видны: модель, пилон с установленным на нём зондом, скачок уплотнения от передней кромки модели C_1 и скачок уплотнения, формируемый приёмной частью зонда C_p .

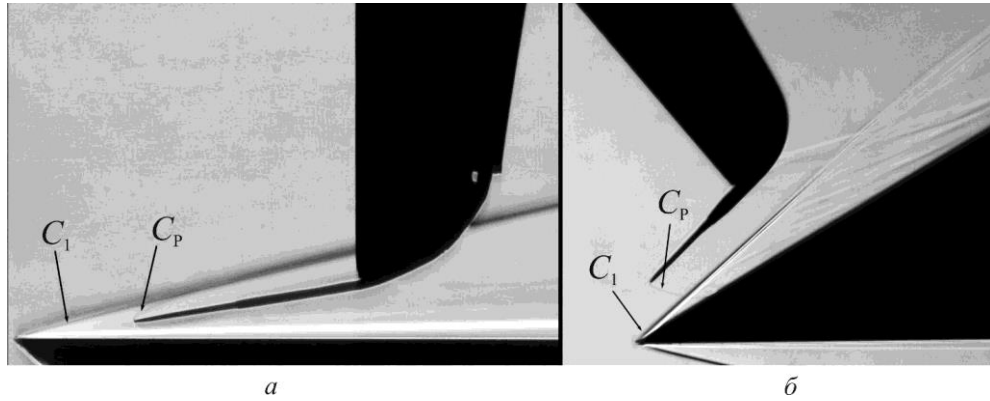


Рис. 35. Шлирен-визуализация течения над пластиной (а) и клином с углом наклона поверхности 30° (б); C_1 – скачок уплотнения от передней кромки модели, C_p – скачок уплотнения на носике зонда Пито.

Результаты численного расчёта взаимодействия зонда Пито с пограничным слоем на пластине, представлены на рис. 36. Расчёт соответствует эксперименту № 1 из таблицы. Зонд располагается в сечении $x = 3$ мм на высоте $y = 0.5$ мм от поверхности пластины. Слева (рис. 36, а) показана численная шлирен-фотография течения в плоскости симметрии течения (приведено распределение вертикального градиента плотности). Видны пластина 1, измерительный зонд 2, скачок от передней кромки C_1 , скачок от зонда C_p .

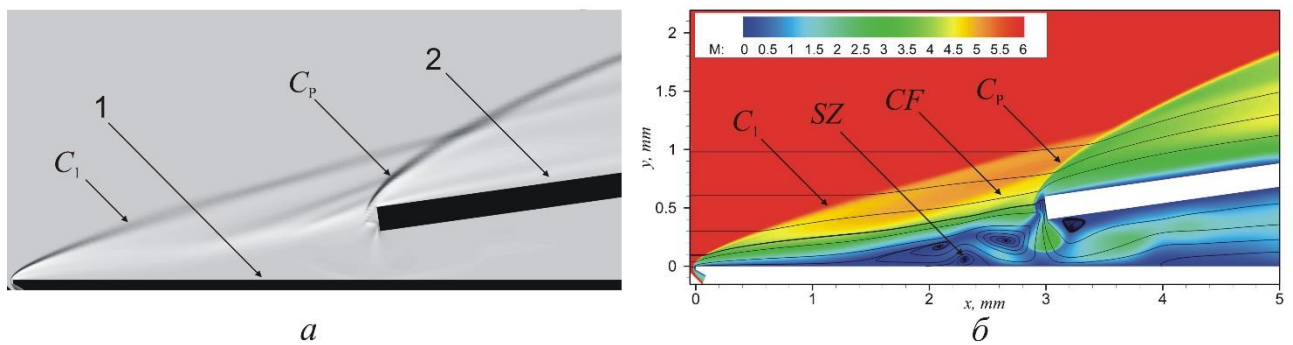


Рис. 36. Результаты численного моделирования взаимодействия зонда с пограничным слоем: а – распределение вертикального градиента плотности в плоскости симметрии течения, б – распределение числа Маха вблизи пластины с установленным над поверхностью зондом Пито.

Справа (на рис. 36, б) приведено распределение числа Маха в этой же плоскости. Кроме скачков C_1 и C_p также видны область отрыва SZ и порождаемый ею веер волн сжатия CF. Видно, что область отрыва распространяется вверх по

потоку на расстояние порядка трёх – четырёх высот зонда над поверхностью пластины. Пограничный слой отрывается, образуя в зоне отрыва веер характеристик, проходящих вблизи приёмного торца зонда. В этом веере происходит изэнтропическое торможение потока, что приводит к уменьшению потерь полного давления за скачком C_p и, соответственно, увеличению давления Пито, регистрируемым зондом (аналогично схеме на рис.33, б).

На рис. 37 представлены экспериментальные и расчётные (при отсутствии зонда) профили давления Пито в пограничном слое на пластине в сечении, отстоящем от передней кромки на расстоянии $x = 10$ мм (эксперимент № 2 из таблицы). Видно, что влияние зонда проявляется на профиле давления Пито в виде области повышенного измеренного полного давления P_I вблизи внешней границы пограничного слоя, что соответствует литературным данным [93,94]. Также в данном сечении видны скачок уплотнения C_1 , генерируемый передней кромкой модели, и пограничный слой BL . Наблюдается соответствие расчётного и измеренного профилей давления Пито, за исключением обсуждаемой особенности в виде локального максимума P_I . Амплитуда этого максимума, определяемая как разность между максимальным значением давления P_I и давлением за скачком уплотнения C_1 , равна $A = 0.003 p_{PI}/p_{0\infty}$.

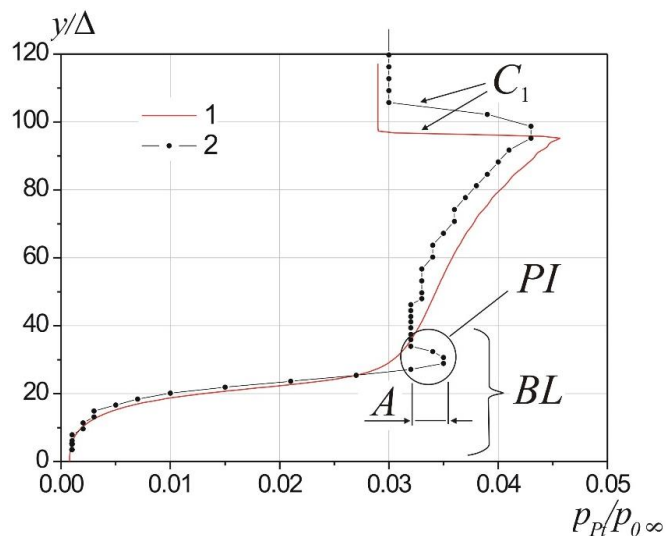


Рис. 37. Экспериментальное (1) и численное (2) распределение давления Пито в пограничном слое над пластиной в сечении $x = 10$ мм от передней кромки.

На рис. 38, а представлены измеренные распределения давления Пито в пограничном слое на пластине в сечениях $x = 3; 10$ и 100 мм (варианты 1, 2, 3 из таблицы). На рис. 38, б – соответствующие им расчётные профили при отсутствии измерительного зонда. Видно, что при удалении от передней кромки влияние зонда (локальный максимум P_I , $A \sim 0.003 - 0.004 p_{Pi}/p_0$) уменьшается и на расстоянии $x = 100$ мм исчезает. Толщина пограничного слоя, отнесённая к высоте зонда, в этих сечениях составляет, соответственно, $\delta/h \sim 3; 5$ и 13 .

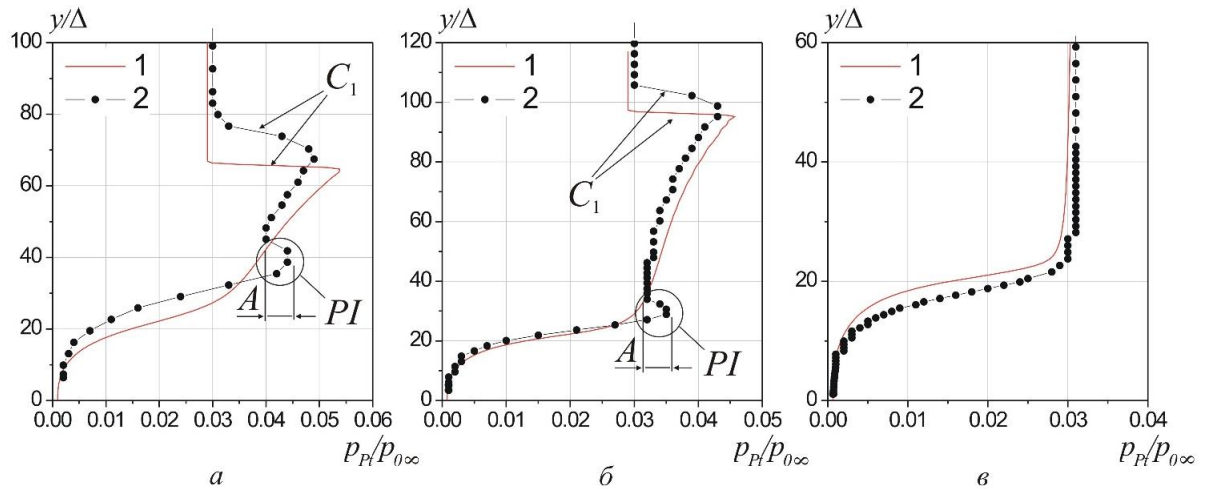


Рис. 38. Распределения давления Пито в пограничном слое на пластине в сечениях а – $x = 3$ мм, б – $x = 10$ мм, в – $x = 100$ мм от передней кромки: эксперимент и численный расчёт для случая обтекания пластины без зонда.

На рис. 39 показаны распределения давления Пито в течении на клине с углом наклонной поверхности к набегающему потоку $\alpha = 10^\circ, 20^\circ$ и 30° (эксперименты № 4 – 9). Все измерения проводились в сечениях $l = 5$ мм (рис. 39, а) и 10 мм (рис. 42, б) от передней кромки моделей.

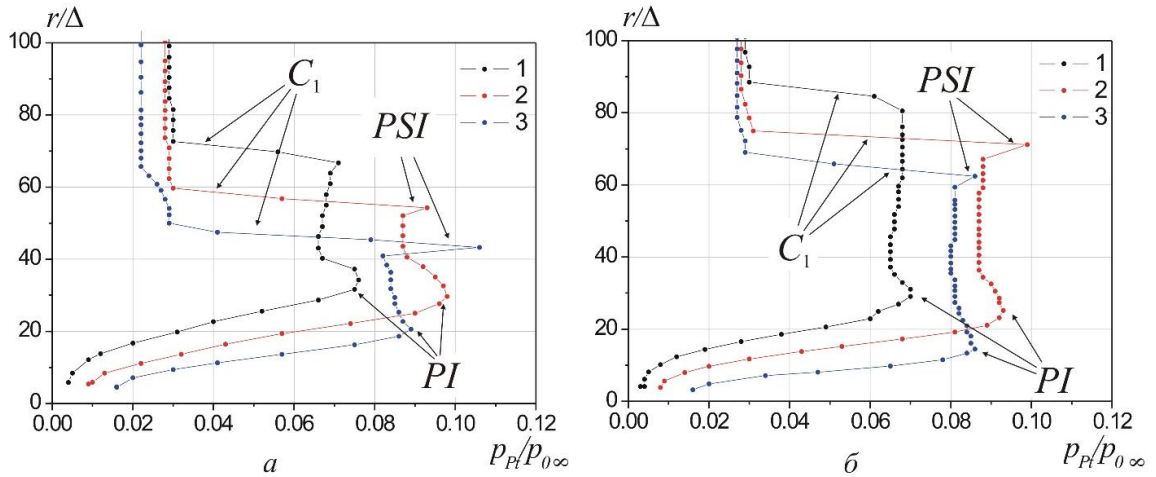


Рис. 39. Распределение давления Пито для клина с углом наклонной поверхности к набегающему потоку $\alpha = 10^\circ$, 20° и 30° (линии 1, 2 и 3 соответственно) в сечениях $l = 5$ мм (а) и $l = 10$ мм (б) от передней кромки модели.

Существенное локальное повышение давления, видимое как острый пик PSI сразу за фронтом скачка C_1 , возникает из-за взаимодействия скачка уплотнения на зонде C_p со скачком C_1 . В результате взаимодействия образуется высокоэнгальпийная струйка с высоким полным давлением, которая регистрируется приёмником полного давления [99,100]. Также видно, что влияние зонда Пито на внешней границе пограничного слоя (максимум давления PI) максимально для угла $\alpha = 20^\circ$, а для угла $\alpha = 30^\circ$ он вновь уменьшается.

На рис. 40 показано сравнение профилей давления Пито для клина $\alpha = 20$ и 30° (эксперименты № 7 и 9) с аналогичным профилем для течения в угле сжатия ($\alpha = 24^\circ$, эксперимент № 10), в котором присутствует высоконапорный слой [80].

Модель угла сжатия устанавливалась так, чтобы передняя пластина располагалась горизонтально, при этом угол наклонной поверхности по отношению к пластине был $\varphi = 30^\circ$. В зоне присоединения R угол между направлением потока и поверхностью наклонного уступа равнялся $\alpha = 24^\circ$. Измерения для модели угла сжатия проводились на расстоянии 20.8 мм от линии стыка пластины с наклонным уступом. По фотографии было найдено, что расстояние от линии присоединения ($l = 0$) до линии стыка равно 10.2 мм. В этом

случае расстояние от линии присоединения до измеряемого сечения равно $l = 10.6$ мм, что близко к сечению $l = 10$ мм для сравниваемой с углом сжатия моделью клина.

Линиями 1 и 2 обозначено распределение давления Пито на модели клина $\alpha = 20$ и 30° , линией 3 – для угла сжатия. Линии 4 и 5 – расчётное полное давление за прямым скачком уплотнения $p_{Pt}/p_{0\infty}$ в области за скачком C_1 для клина с углами $\alpha = 20$ и 30° . Линия 6 – аналогичное распределение за скачком C_3 на наклонной поверхности угла сжатия. Линия 7 – расчётное давление Пито в высоконапорном слое при условии изэнтропического сжатия потока SL в веере волн CF.

На линиях 1 и 2 виден локальный максимум PI, вызванный взаимодействием зонда с поверхностью модели. На линии 3 – локальный максимум HPL, который трактуется как высоконапорный слой, прошедший через веер волн сжатия CF. Заметное различие в величине максимума HPL ($p_{Pt}/p_{0\infty} = 0.177$) и положении линии 7 ($p_{Pt}/p_{0\infty} = 0.21$) связано как с влиянием вязкости на слой SL, так и неизэнтропичностью веера CF.

Видно, что максимум давления HPL по своей амплитуде (считается как разница между максимальным значением HPL и давлением за скачком C_3) превышает максимум PI (разница между максимальным значением PI и давлением за скачком C_1), примерно в 7 – 8 раз ($A = 0.053$ и $0.006 - 0.007$ $p_{Pt}/p_{0\infty}$ соответственно). Такое существенное превышение позволяет считать измерения HPL, проведённые с помощью зонда Пито, корректными.

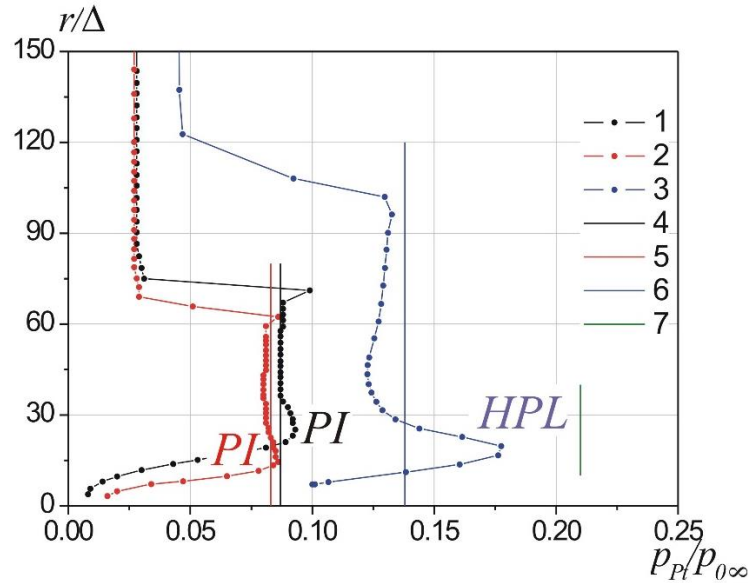


Рис. 40. Распределение давления Пито для клина с углом наклонной поверхности $\alpha = 20$ и 30° (линии 1 и 2) и для модели угла сжатия с углом $\alpha = 24^\circ$ (линия 3). Линии 4, 5 – расчётные значения давления p_{PI} за скачком S_1 на клине, 6 – за скачком S_3 на угле сжатия, 7 – в высоконапорном слое.

Таким образом, показано, что зонд полного давления оказывает влияние на результаты измерения в сверхзвуковом пограничном слое. Это влияние заметно при толщине пограничного слоя порядка трёх – пяти высот зонда и его следует учитывать при постановке эксперимента в областях с тонким пограничным слоем, таких как передняя кромка модели или зона присоединения потока. При измерении высоконапорного слоя, формирующегося в зоне присоединения сверхзвукового ламинарного отрывного течения, амплитуда максимума полного давления примерно в 7 – 8 раз выше, чем ошибка измерения, вызванная внесением зонда в пограничный слой.

Глава 3. Результаты исследования: зависимость высоконапорного слоя от геометрии модели угла сжатия

В данной главе представлены результаты экспериментальных и численных исследований высоконапорного слоя при числе Маха $M_\infty = 6.03$ для всех рассматриваемых конфигураций угла сжатия: угол сжатия с углом наклонного уступа $\varphi = 20^\circ - 50^\circ$, угол сжатия, оснащённый боковыми стенками ($\varphi = 30^\circ$), и коническое тело с острой и тупой иглой ($\varphi = 30^\circ$). Для простоты изложения в первом разделе сделано краткое сравнение картины течения для всех моделей, а подробная информация о структуре течения и параметрах высоконапорного слоя для каждого случае приведена в последующих разделах.

3.1 Высоконапорный слой в сверхзвуковом отрывном течении в угле сжатия

Для простоты интерпретации результатов на рис. 41 ещё раз приведена принципиальная схема сверхзвукового течения в угле сжатия (по данным [7,8,14]) На схеме показаны скачки уплотнения (C_1 – головной скачок уплотнения, C_2 – скачок отрыва, C_3 – скачок присоединения), веер волн сжатия CF, сдвиговой слой SL, зона возвратного течения RF, и зона присоединения RZ.

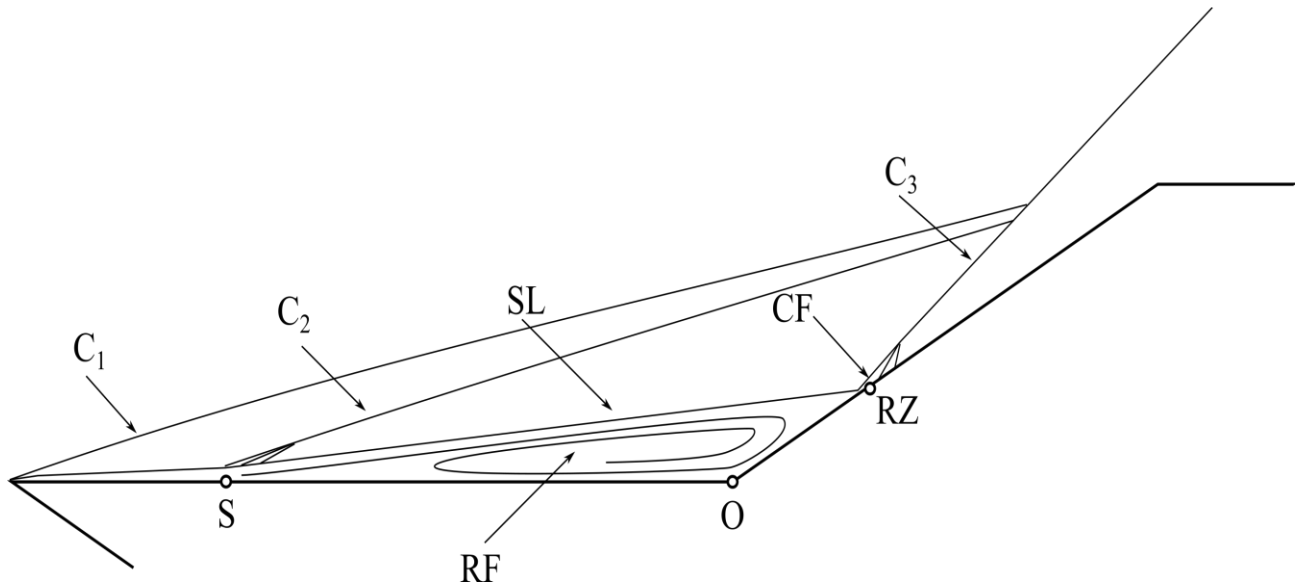


Рис. 41. Схема сверхзвукового течения в угле сжатия [7,8,14].

Шлирен-фотографии течения для всех конфигураций модели угла сжатия приведены на рис. 42-44. Для проведения шлирен-визуализации течения в угле сжатия с боковыми стенками модель была оснащена прозрачными стеклянными стенками с острой кромкой. Высокonaпорный слой HPL виден на шлирен-фотографиях течения как узкая тёмная полоска за линией присоединения RZ, параллельная наклонной поверхности модели. Полоска высокonaпорного слоя хорошо различима на рис. для пространственного и осесимметричного углов сжатия. В случае угла сжатия с боковыми стенками высокonaпорный слой не виден (рис. 44), однако это может объясняться искажением, вносимым стенками.

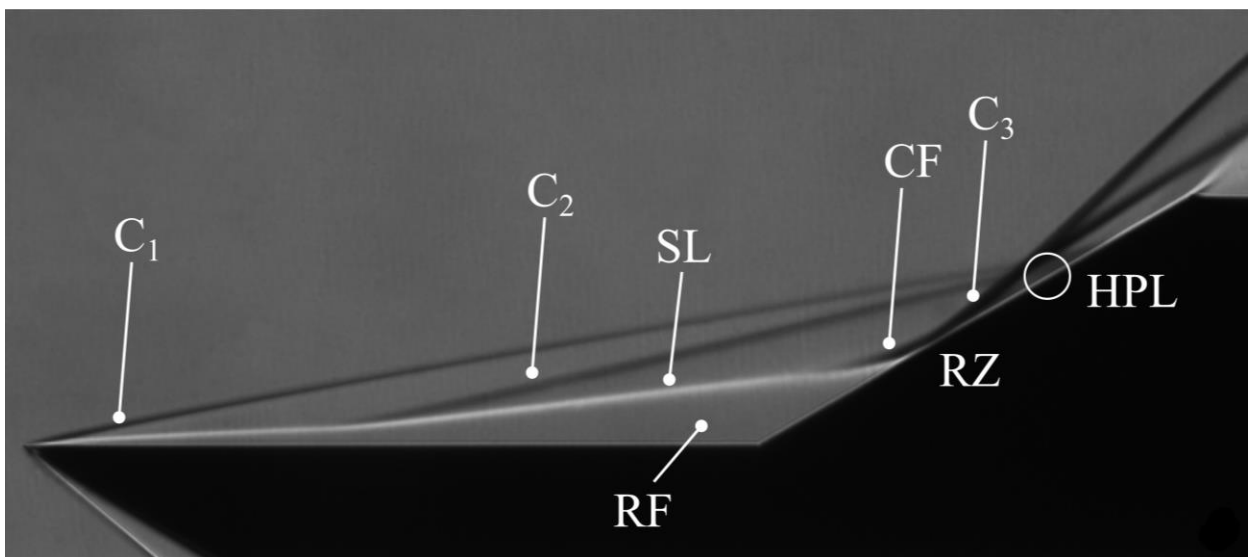


Рис. 42. Шлирен-визуализация течения в пространственном угле сжатия.

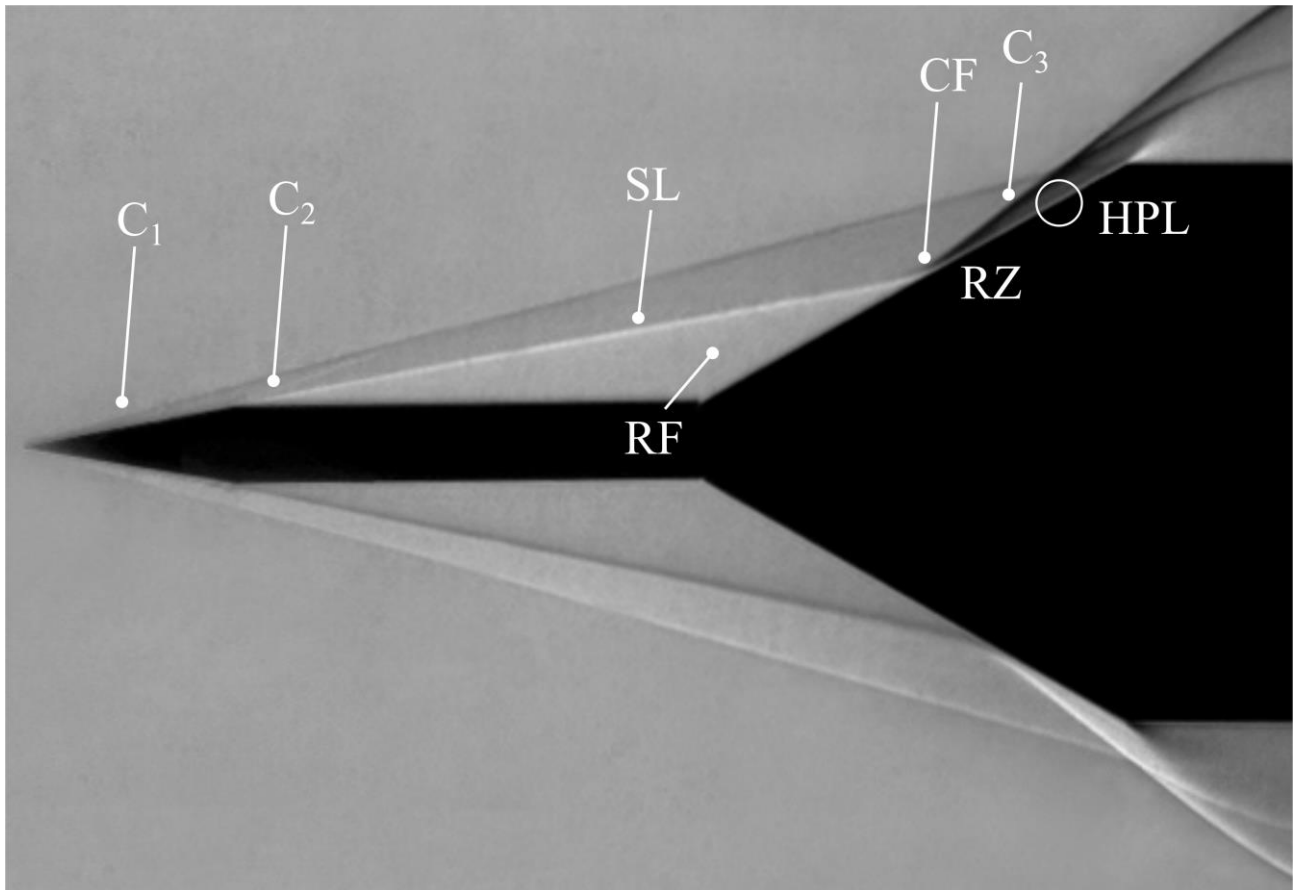


Рис. 43. Шлирен-визуализация течения в осесимметричном угле сжатия.

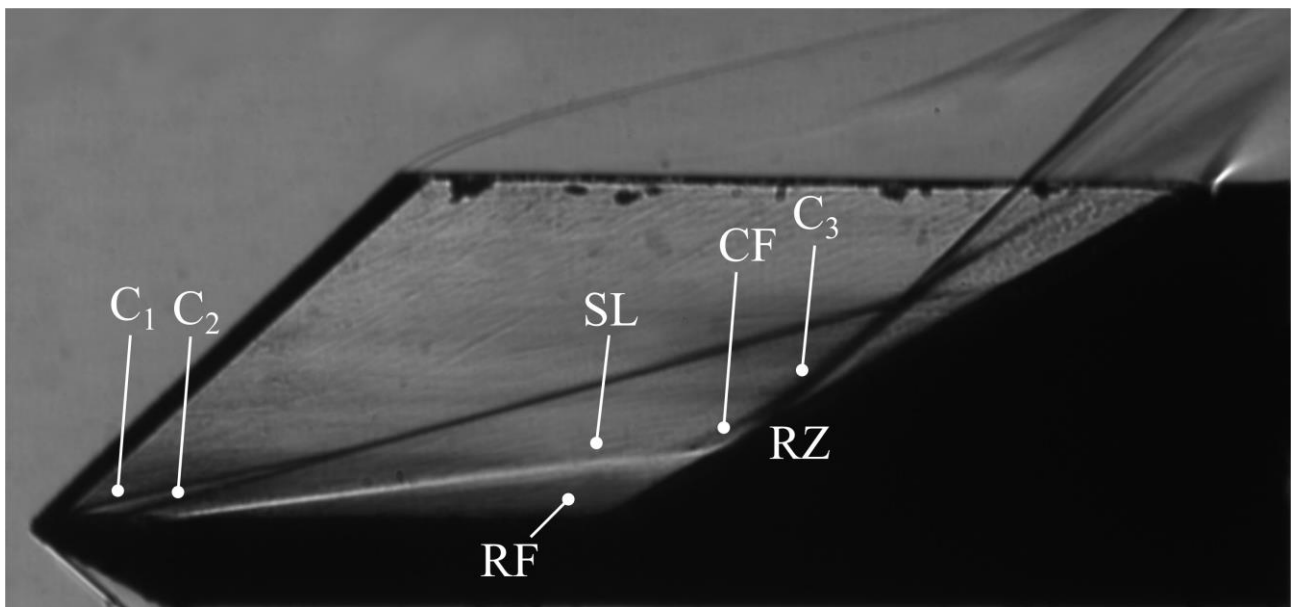


Рис. 44. Шлирен-визуализация течения в угле сжатия с боковыми стенками.

На рис. 45 приведены графики распределения давления Пито в присоединённом потоке для всех рассматриваемых моделей. Видно, что для всех случаев распределение давления Пито имеет характерный пик НРЛ на одной и той же высоте над поверхностью модели. Следовательно, высоконапорный слой присутствует в течении в угле сжатия независимо от того, двумерное течение или пространственное. Амплитуда пика давления Пито меньше в случае модели со стенками. Этот результат будет обсуждаться далее (раздел 3.4).

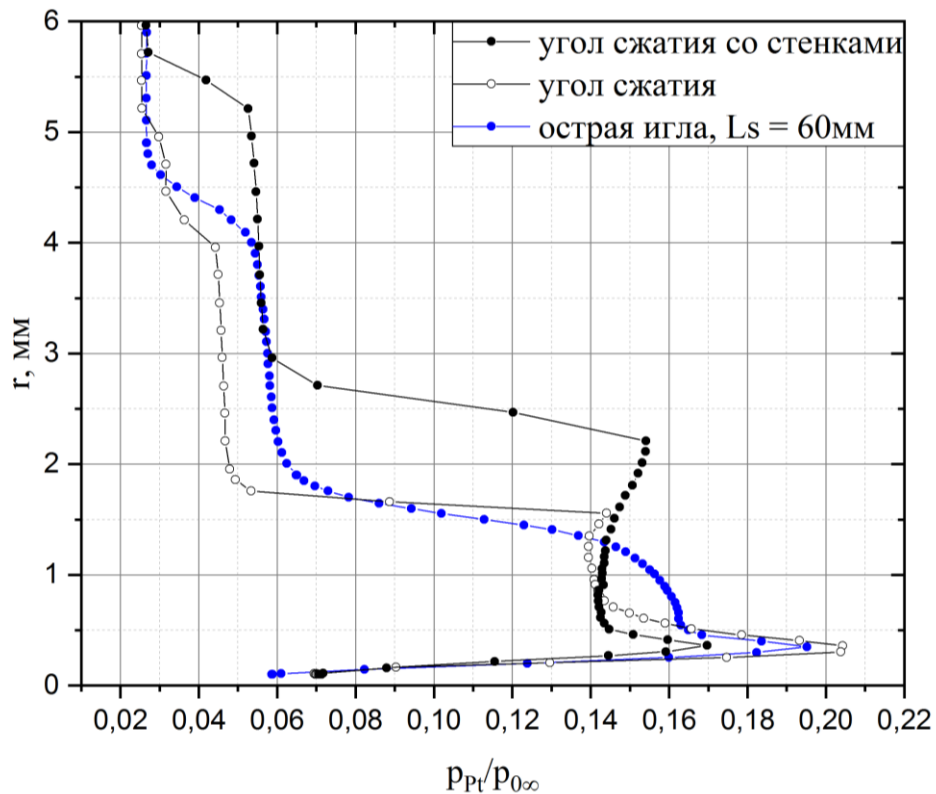


Рис. 45. Распределение давления Пито в течении за линией присоединения для всех рассматриваемых конфигураций угла сжатия.

Теперь рассмотрим подробнее результаты, полученные для этих моделей.

3.2 Высоконапорный слой в течении в пространственном угле сжатия

3.2.1 Зависимость параметров высоконапорного слоя от величины угла уступа

На рис. 46-48 приведены шлирен-фотографии течения в области над поверхностью модели угла сжатия с углом уступа $\varphi = 20^\circ - 40^\circ$. На всех трёх фотографиях за линией присоединения течения над поверхностью модели можно видеть тонкую светлую полосу непосредственно у стенки наклонной поверхности и тёмную полосу над ней. При горизонтальном расположении ножа Фуко светлые области на фотографии соответствуют положительному градиенту плотности $\partial\rho/\partial r > 0$, а тёмные – отрицательному $\partial\rho/\partial r < 0$, то есть в направлении r плотность над стенкой модели вначале нарастает, а затем убывает. Следовательно, на границе этих областей существует зона с максимумом плотности – высоконапорный слой HPL.

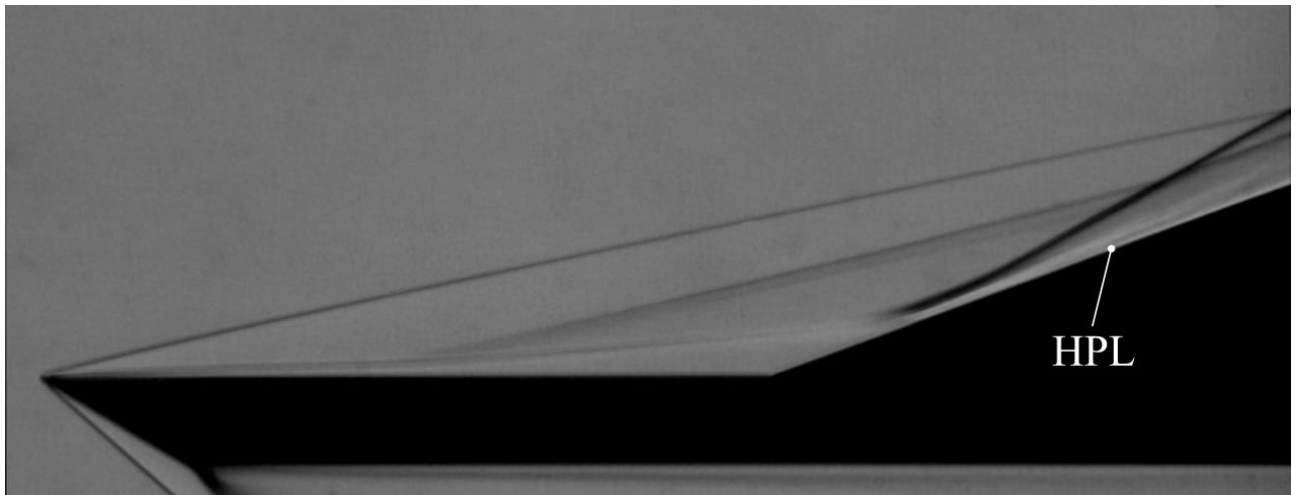


Рис. 46. Шлирен-фотография сверхзвукового отрывного течения в угле сжатия $\varphi = 20^\circ$.

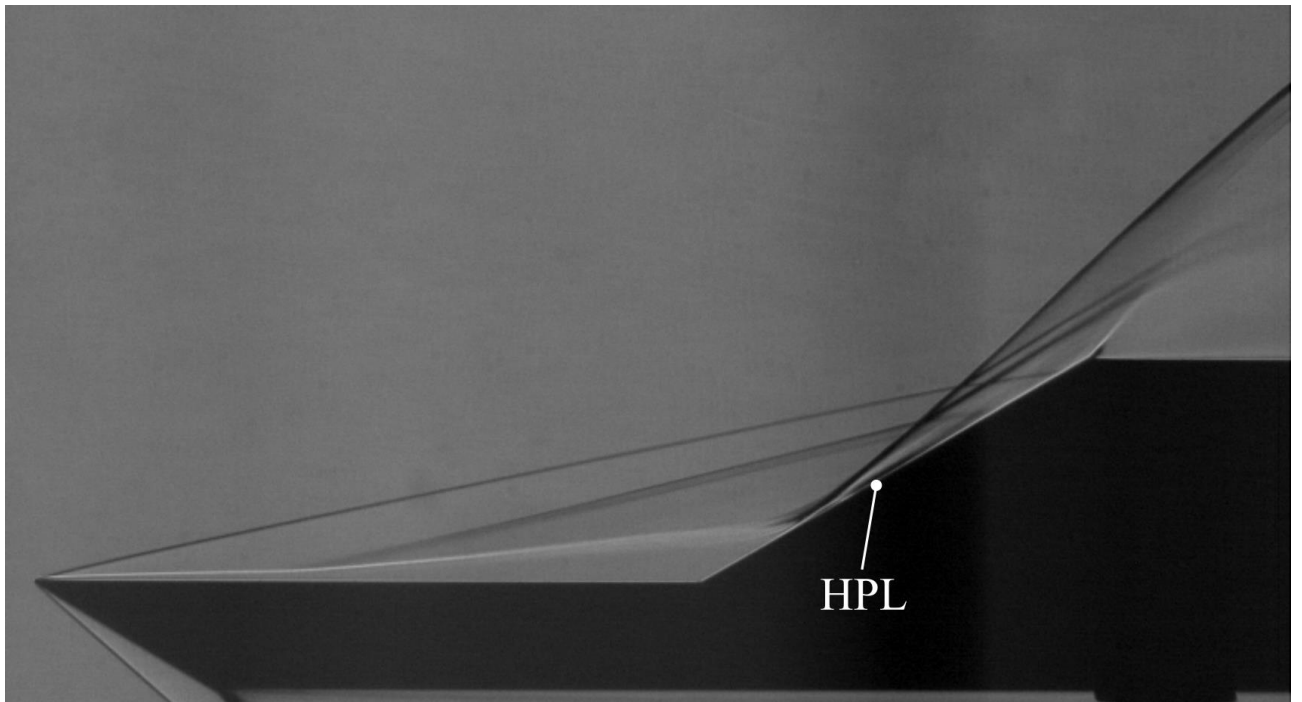


Рис. 47. Шлирен-фотография сверхзвукового отрывного течения в угле сжатия $\varphi = 30^\circ$.

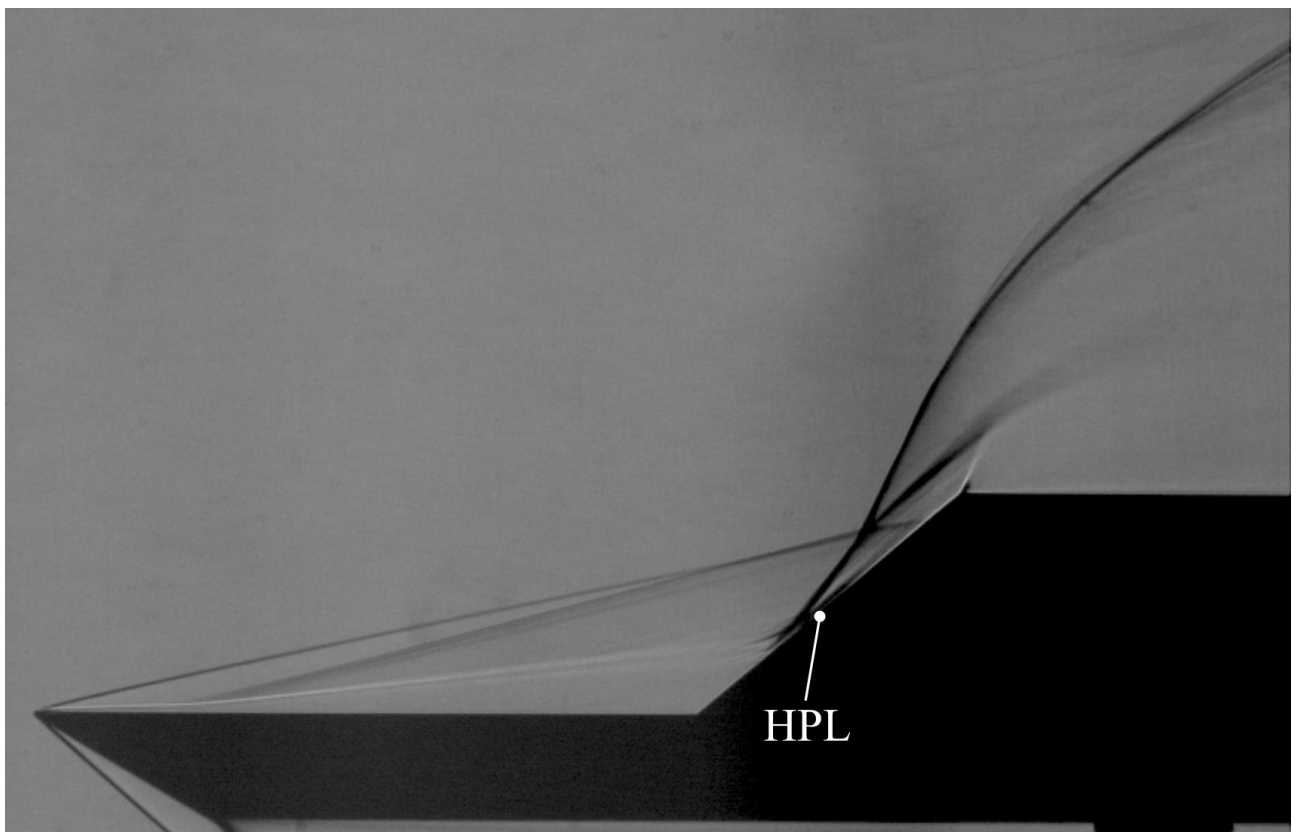


Рис. 48. Шлирен-фотография сверхзвукового отрывного течения в угле сжатия $\varphi = 40^\circ$.

На рис. 49 приведены две мгновенные фотографии течения в угле сжатия с углом уступа $\varphi = 50^\circ$, сделанные в случайные моменты времени. Течение при $\varphi = 50^\circ$ сопровождается наличием пульсаций потока в отрывной области. На фотографии видны возмущения в сдвиговом слое SL над областью возвратного течения, которые попадают на скачок присоединения C_3 и вызывают его колебания в пространстве.

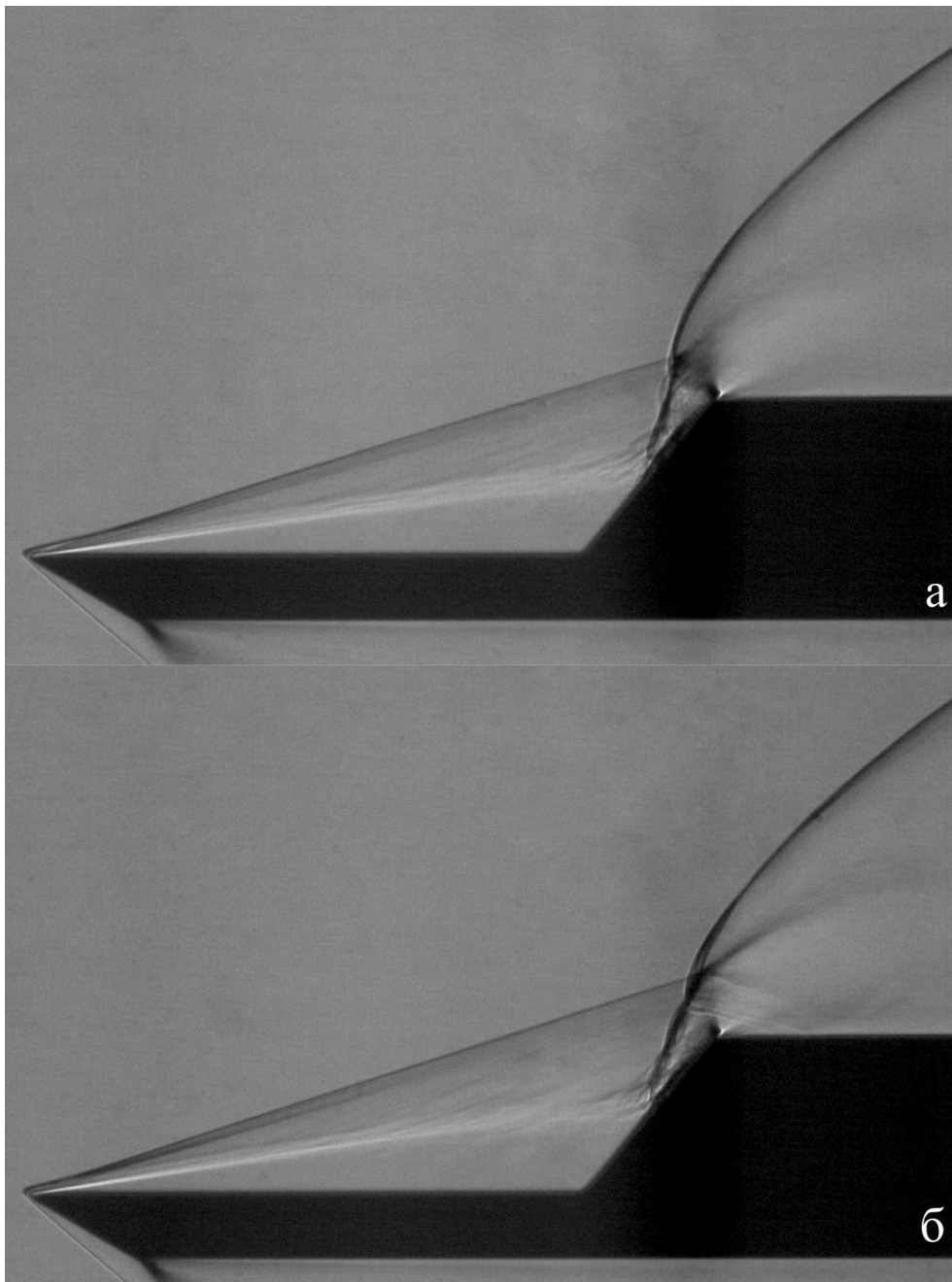


Рис. 49. Шлирен-фотографии сверхзвукового отрывного течения в угле сжатия $\varphi = 50^\circ$.

На рис. 50 приведено сравнение шлирен-фотографии течения и распределения полного давления в зоне присоединения для модели угла сжатия 30° . Скачки уплотнения C_1 , C_2 , C_3 видны на профиле как резкие изменения давления Пито (точки 5, 4, 3 соответственно). В области, расположенной между скачком C_3 и стенкой модели зонд регистрирует узкий пик давления Пито (между точками 1 и 2). На шлирен-фотографиях в этом месте располагается область максимальной плотности. Если считать, что за скачком C_3 статическое давление распределено вдоль линии измерения (по нормали к поверхности уступа) приблизительно равномерно, то изменение полного давления в этом направлении (а, следовательно, и давления Пито) обусловлено изменением скоростного напора. В свою очередь, скоростной напор прямо пропорционально зависит от плотности газа, поэтому неоднородность распределения в вертикальном направлении давления Пито связана с неоднородностью распределения плотности. Наблюдается качественное соответствие данных визуализации и зондовых измерений. Следовательно, существование высоконапорного слоя HPL вблизи стенки модели подтверждено независимыми экспериментальными методами.

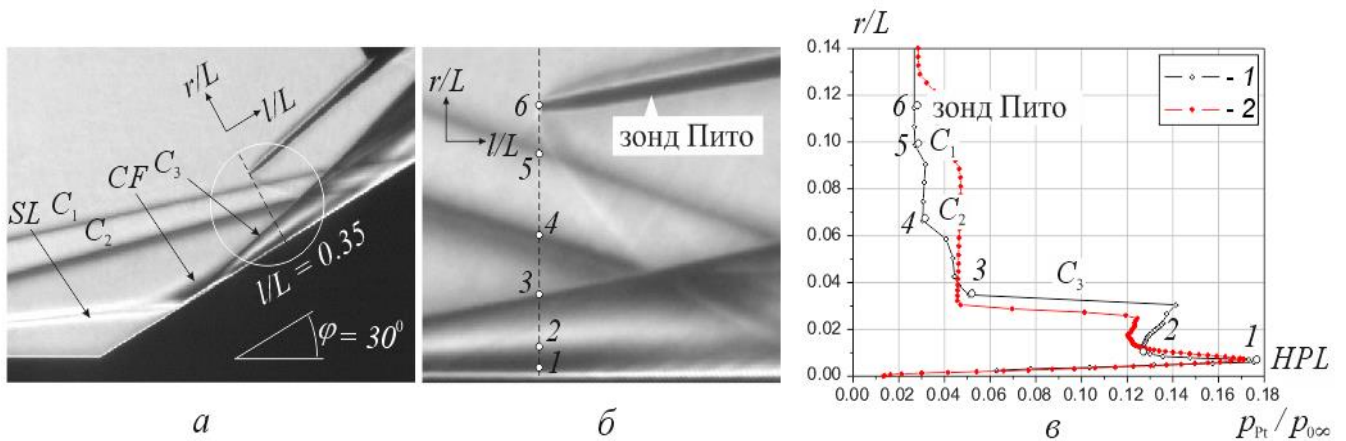


Рис. 50. Соотнесение ударно-волновой структуры течения с результатами измерений зонда Пито, $M = 6$, $\varphi = 30^\circ$, сечение $l/L = 0.35$: (а) – шлирен-фотография течения, (б) – эта же фотография в увеличенном масштабе в области зондового измерения, (в) – профиль давления Пито.

Аналогичные результаты показаны на рис. 51 для случая $\varphi = 40^\circ$. Скачки C_1 , C_2 , C_3 , C_3' , пересекаются в точке T (см. также шпирен-фотографию течения на рис. 52). Из этой точки вниз по потоку отходит контактный слой SS , разделяющий потоки за скачками C_3 и C_3' , и веер волн разрежения EF , падающий на поверхность модели. На рис. 54, б показано распределение измеренного зондом давление Пито в сечениях $l/L = 0.38$ и 0.46 . На этих профилях видны скачок C_3' , поверхность SS , веер волн разрежения EF . Вблизи стенки виден высоконапорный слой HPL , также различимый и на соответствующей фотографии.

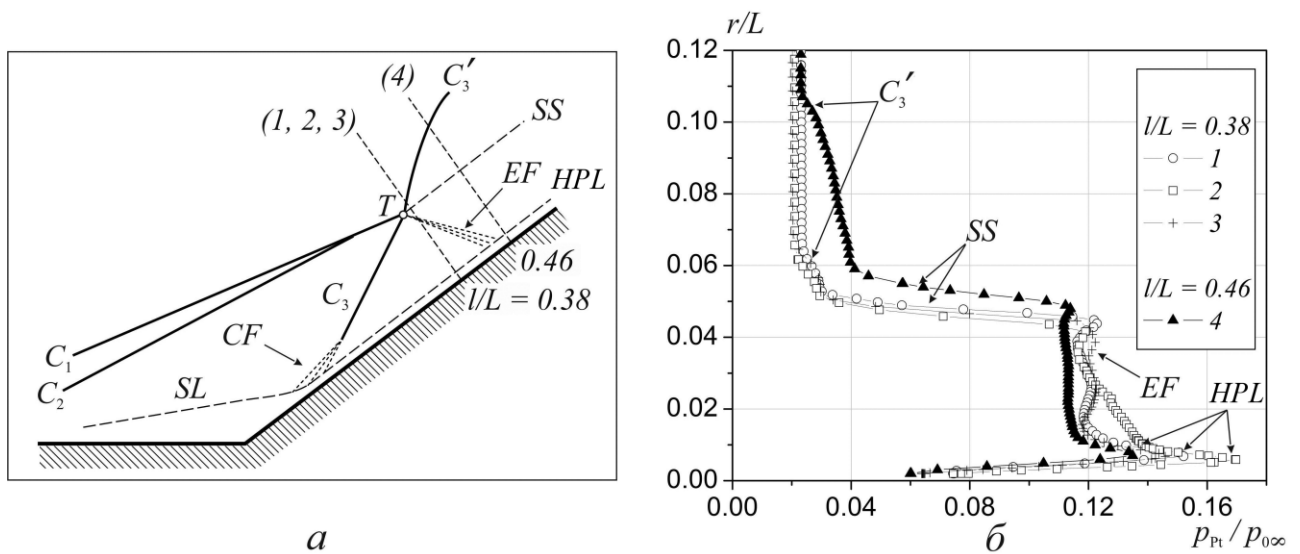


Рис. 51. Схема течения в области присоединения (а) и распределение давления Пито в сечениях $l/L = 0.38$ и 0.46 (б) для модели $\varphi = 40^\circ$ при $M = 6$.

Интересен случай $\varphi = 20^\circ$ (рис. 52). Как и в предыдущих случаях, между точками 1 и 2 наблюдается пик давления Пито, соответствующий высоконапорному слою. Однако видно, что плотность вначале повышается от точки 4 к точке 3 (тёмная область), потом уменьшается (точки 3 – 2), ещё раз повышается (точки 2 – 1), и у самой стенки снова понижается. Такую же зависимость изменения давления Пито видно и на профиле рис. 10, в. Следовательно, над высоконапорным слоем располагается ещё одна область повышенной плотности. Это явление будет обсуждаться в следующем разделе.

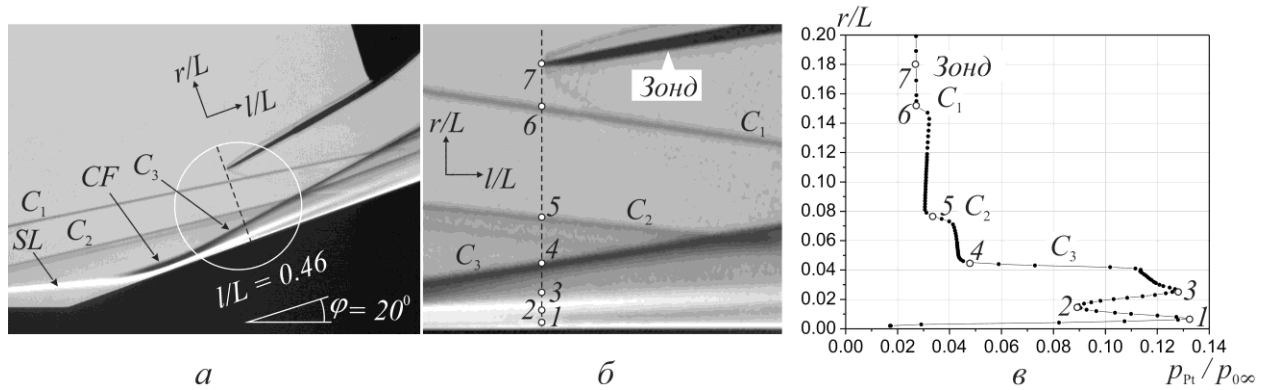


Рис. 52. Соотнесение ударно-волновой структуры течения с результатами измерений зонда Пито, $M_\infty = 6$, $\varphi = 20^\circ$, сечение $r/L = 0.46$: (а) – шлирен-фотография течения, (б) – эта же фотография в увеличенном масштабе в области зондового измерения, (в) – профиль давления Пито

На рис. 53 приведено сравнение распределения давления Пито за линией присоединения для всех исследованных моделей пространственного угла сжатия. Для всех исследованных величин угла сжатия высоконапорный слой располагается в области $r/L = 0 \dots 0.4$. Амплитуда пика давления Пито НРЛ сходна для углов сжатия 30 и 40° . Для модели угла сжатия 20° относительная величина НРЛ меньше, так как скачок C_3 наклонён под небольшим углом к поверхности уступа и потери полного давления на нём малы. При уменьшении угла наклона уступа (менее 20°) потери за скачком присоединения будут уменьшаться, и полное давление за ним будет приближаться к полному давлению в набегающем потоке. Можно ожидать, что при меньших углах уступа высоконапорный слой не формируется. В случае угла сжатия 50° существенно меньшая амплитуда пика НРЛ объясняется тем, что пульсации течения влияют на показания зонда полного давления и регистрируется усреднённая величина давления Пито меньше мгновенного значения. При увеличении угла наклона уступа (более 50°) структура течения изменится – либо линия отрыва выйдет на переднюю кромку пластины, либо линия присоединения достигнет вершины уступа.

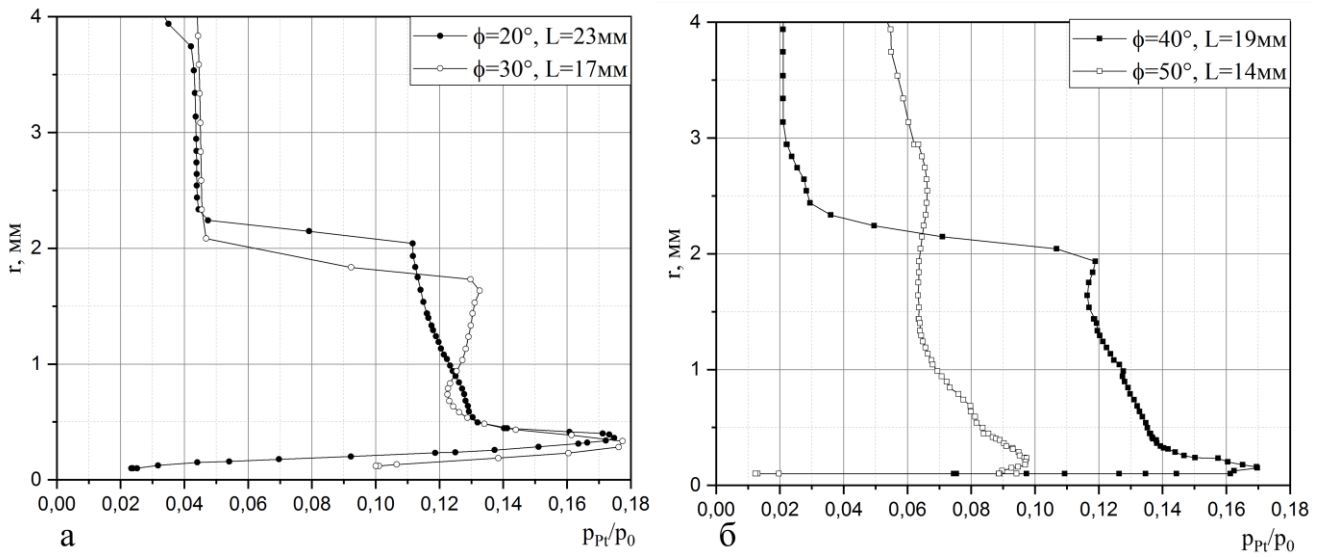


Рис. 53. Распределение давления Пито для моделей с углом сжатия (а) – $\varphi = 20$ и 30° ; (б) – $\varphi = 40$ и 50° .

3.2.2 Зависимость параметров высоконапорного слоя от вихревой структуры течения в зоне присоединения

Вернёмся к наблюдаемой неоднородности плотности потока в зоне присоединения для случая $\varphi = 20^\circ$. Результаты зондовых измерений представлены на рис. 54: схема течения (рис.58, а), профили в сечениях $l/L = 0.46$ (рис. 58, б, три различных эксперимента), $l/L = 0.7$ (рис. 58, в, профили при $z/L = 0$ и $z/L = 0.02$, полученные в одном эксперименте), $l/L = 0.8$ (рис. 58, г, два эксперимента). Можно отметить хорошее соответствие результатов в верхней части профилей Пито (положение скачков и контактных поверхностей) для различных экспериментов. Напротив, в нижней части графиков (область обозначена VW) данные эксперимента заметно расходятся. Более того, проведённое в одном эксперименте последовательное измерение вначале профиля в сечении $z/L = 0$, а затем в сечении $z/L = 0.02$ (смещение на величину порядка ширины измерительного зонда) показало отличие результатов друг от друга (линии 4 и 5 на рис. 54, в).

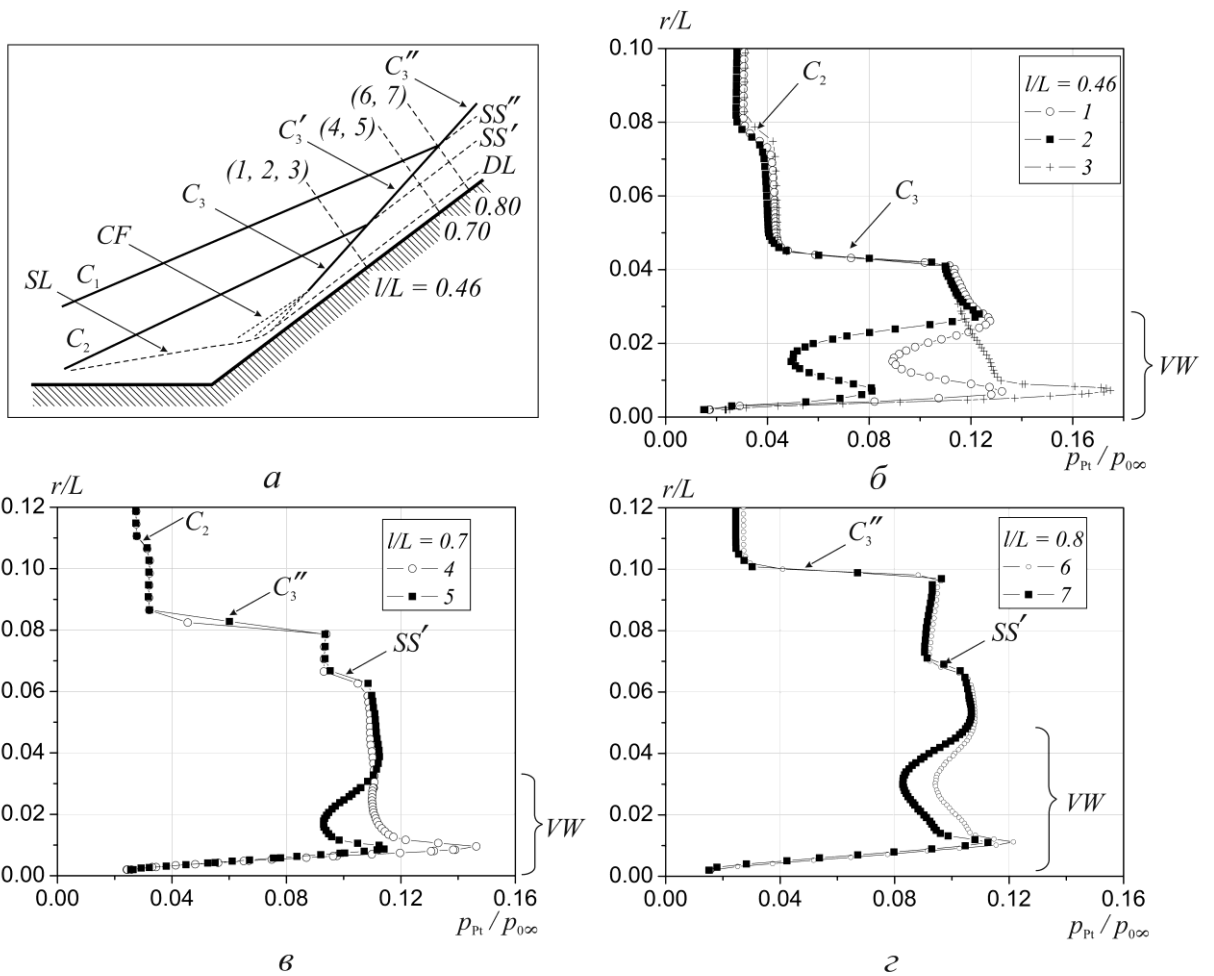


Рис. 54. Схема течения в области присоединения (а) и распределение давления Пито в сечениях $l/L = 0.46$ (б), $l/L = 0.7$ (в), $l/L = 0.8$ (г) для модели $\varphi = 20^\circ$ при $M = 6$

Для анализа наблюдаемого течения были привлечены результаты численного расчёта. На рис. 55 показана расчётная структура течения в плоскости $z = 0$ (рис. 55, а) и в сечениях $l/L = 0.24 - 0.48$ (рис. 55, б – е). Видны все основные элементы отрывного течения, описанные ранее, включая высоконапорный слой НРЛ и систему пристенных вихрей VW. Показана эволюция продольных вихрей вниз по потоку. Видно, что под влиянием вихрей высоконапорный слой НРЛ “размывается” и превращается в серию локальных областей с повышенным полным давлением.

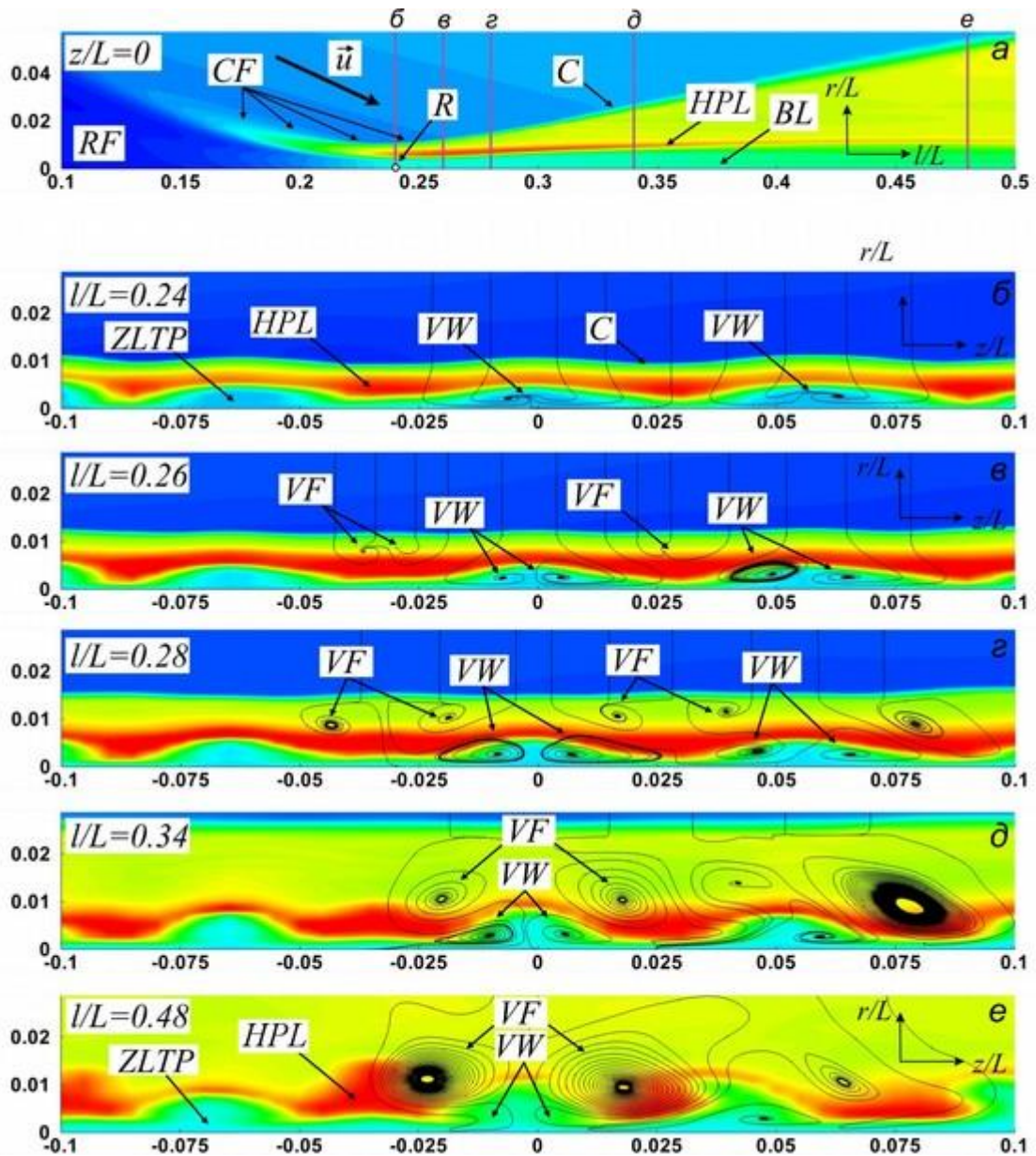


Рис. 55. Расчётная картина течения в угле сжатия $M = 6$, $\varphi = 20^\circ$: (а) – структура течения в плоскости симметрии модели ($z = 0$); (б) – (е) – структура течения в сечении $l/L = 0.24 - 0.48$. Показано распределение плотности.

На рис. 56, а показан один расположенный вблизи стенки парный продольный вихрь VW , а на 56, б – соответствующее ему распределение давления Пито вдоль трёх характерных координатных линий: между соседними вихрями (линия 1), на краю области, занятой парным вихрем (линия 2), в середине области, занятой парным вихрем (линия 3).

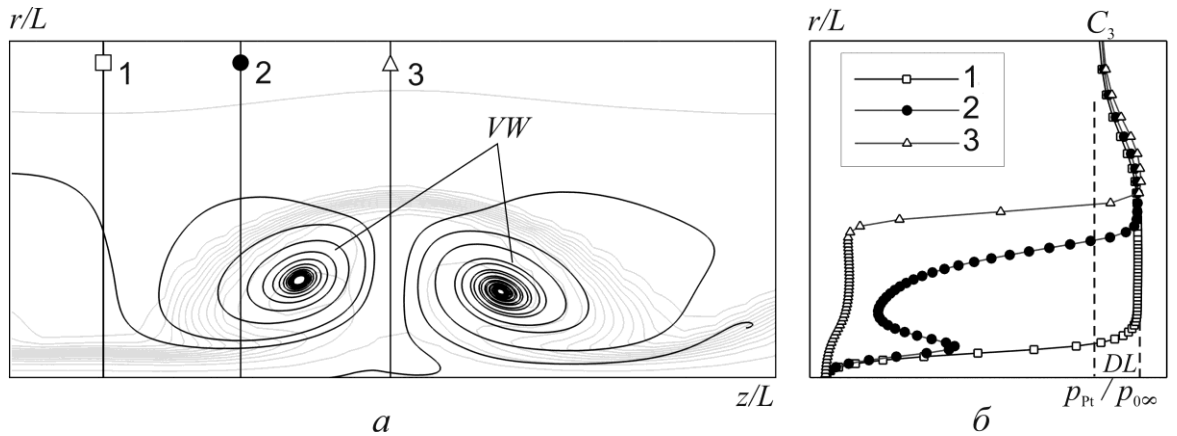


Рис. 56. Структура вихревого течения вблизи наклонной стенки уступа, построенная по распределению давления Пито для случая $M_\infty = 6$, $\varphi = 20^\circ$, в сечении $l/L = 0.47$: (а) – продольный пристенный парный вихрь; (б) – характерные профили давления Пито в этом же сечении при различном значении координаты z/L .

Можно заключить, что наблюдаемая на шпирен-фотографии (рис. 52, б) сложная картина пристенного течения связана с формированием вблизи стенки уступа системы продольных парных вихрей, а регистрируемые на соответствующих распределениях давления Пито (рис. 54, б – г) характерные локальные распределения давления являются следствием вовлечения вихрями VW высоконапорного газа из внешней части пограничного слоя в пристенную область.

Выводы по разделу 3.2

1. Высоконапорный слой в угле сжатия формируется в области присоединения сверхзвукового отрывного течения в диапазоне углов наклона уступа $20 - 50^\circ$.
2. Установлено влияние вихревой структуры течения в области присоединения на параметры высоконапорного слоя.

3.3 Высокоскоростной слой в течении на коническом теле с иглой (осесимметричная постановка)

На рис. 57 представлены шпирен-фотографии течения на теле с острой иглой (рис. 61 а – в, длина иглы равна $L_s = 35, 60$ и 100 мм соответственно) и теле с тупой иглой (рис. 57 г – е, длина иглы равна $L_s = 25, 60$ и 95 мм соответственно). Видна ударно-волновая структура течения, сходная со схемой на рис. 12. Фотографии, показанные на рис. 57, б сделаны при длинной экспозиции 125 мкс («осреднённые» во времени), на рис. 57, в – при короткой экспозиции 4 мкс («мгновенный» снимок). На «мгновенной» фотографии в области перед линией присоединения видны локальные во времени волнообразные искривления сдвигового слоя, которые указывают на пульсирующий характер течения в отрывной области с относительно малой амплитудой пульсаций. Анализ «мгновенных» фотографий для всех вариантов модели показал, что пульсации сдвигового слоя для случая $L_s = 35$ мм малы, а в случаях $L_s = 60$ и 100 мм могут влиять на результаты зондовых измерений. В течении на теле с тупой иглой пульсации сдвигового слоя присутствуют независимо от длины иглы.

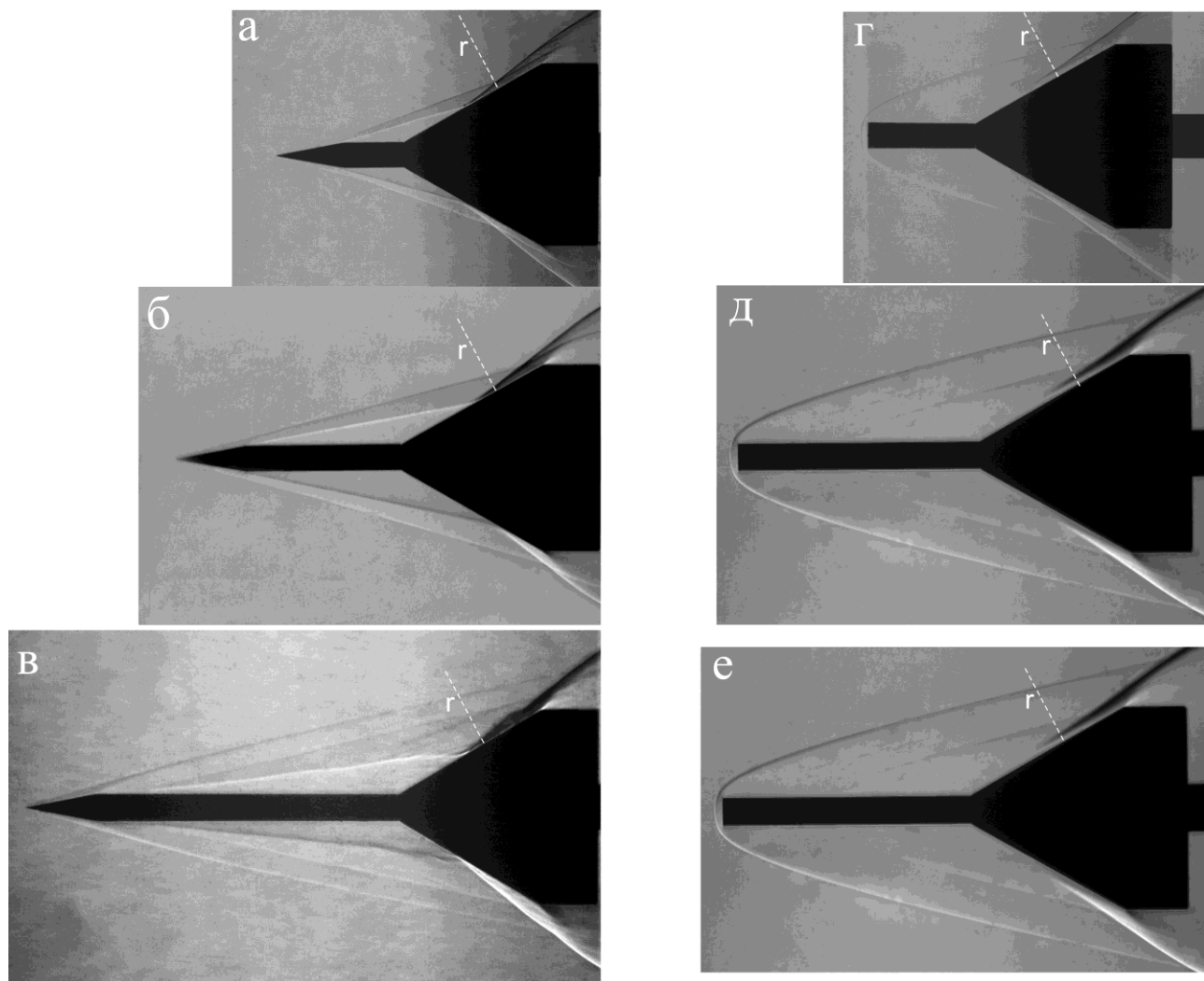


Рис. 57. Шлирен-визуализация течения на теле с острой иглой: а – $L_s = 35$ мм, б – $L_s = 60$ мм, в – $L_s = 100$ мм; и теле с тупой иглой: г – $L_s = 25$ мм, д – $L_s = 60$ мм, е – $L_s = 95$ мм. Пунктирной линией r показано сечение, в котором проводились измерения распределения давления Пито.

На рис. 58 представлены экспериментальные распределения давления Пито (p_{Pt} – измеренное зондом Пито полное давление, $p_{0\infty}$ – полное давление в набегающем потоке) для конического тела с острой иглой вдоль линии r , перпендикулярной к поверхности конуса (показана белой штриховой линией r на рис.58а – в). Для случаев $L_s = 60$ и 100 мм скачок присоединения S_3 имеет форму плавного изменения полного давления $p_{Pt}/p_{0\infty}$ по высоте r , что обусловлено наличием пульсаций в сдвиговом слое SL. На всех профилях отчётливо виден

локальный максимум НРЛ в пристенной области, соответствующий высоконапорному слою.

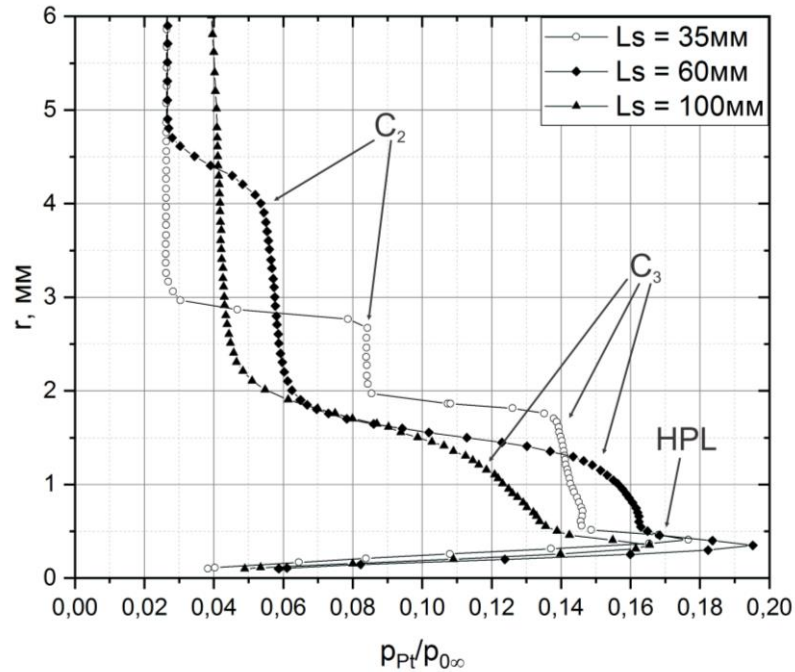


Рис. 58 Распределение давления Пито за линией присоединения потока для конуса с острой иглой $L_s = 35, 60$ и 100 мм.

На рис. 59 показано сравнение распределения давления Пито для модели конуса с острой иглой $L_s = 60$ мм, конуса с тупой иглой $L_s = 95$ мм и угла сжатия с углом наклона поверхности сжатия $\varphi = 30^\circ$, полученного в предыдущих исследованиях для тех же параметров потока [80] в сечении $L_{Pt} = 17.3$ мм. Для угла сжатия и тела с острой иглой пик НРЛ высоконапорного слоя согласуется по расположению по высоте над стенкой модели и по амплитуде. В случае обтекания тела с тупой иглой высоконапорный слой НРЛ не обнаружен.

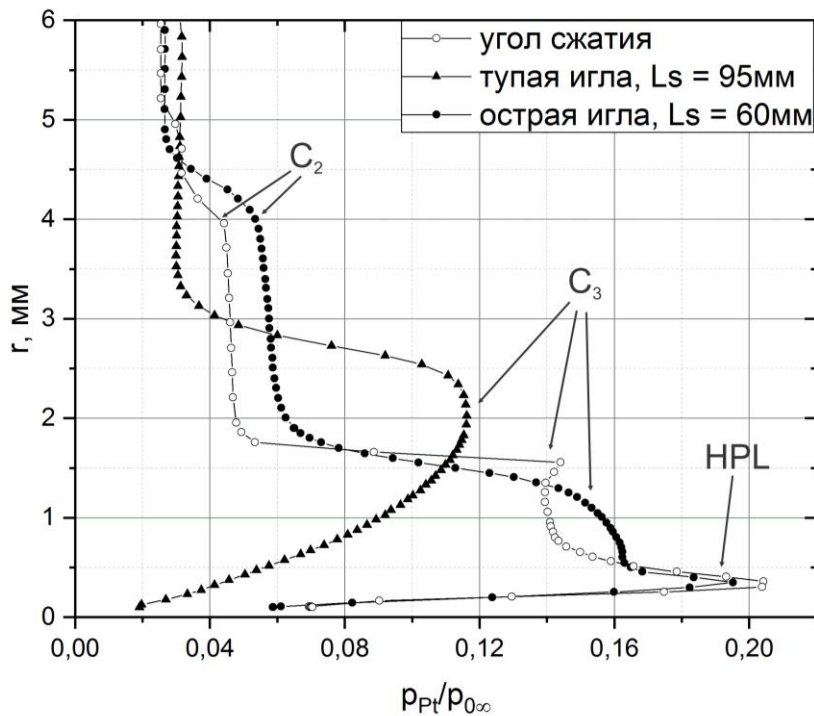


Рис. 59. Распределение давления Пито за линией присоединения потока для угла сжатия 30° [80], конуса с тупой иглой ($L_s = 95$ мм) и конуса с острой иглой ($L_s = 60$ мм).

Чтобы установить причину такого расхождения, сравним ударно-волновую структуру исследуемых течений. На рис. 60 приведены схемы течений на коническом теле с тупой и острой иглой. Видно, что положение и интенсивность скачков уплотнения в случае острой иглы сходны с течением в угле сжатия, а при обтекании тела с тупой иглой образуется отошедший прямой головной скачок уплотнения, потери полного давления на котором существенно выше, чем на косом головном скачке. Следовательно, характер головного скачка уплотнения может препятствовать возникновению высоконапорного слоя.

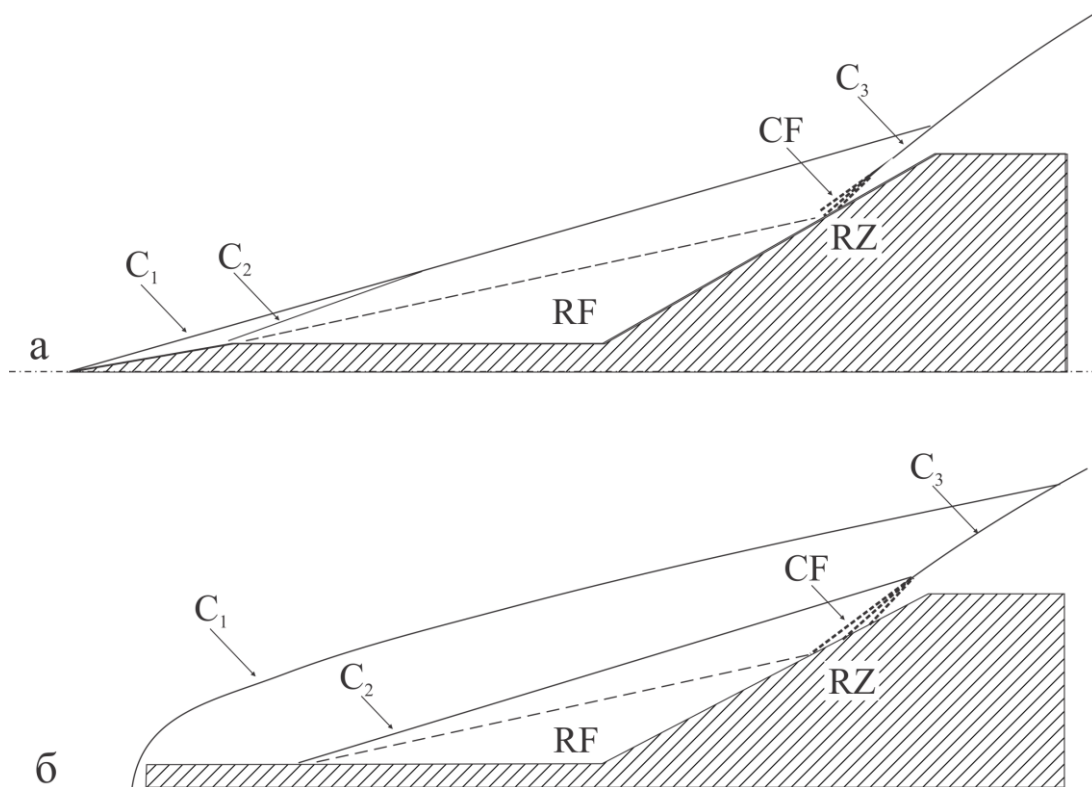


Рис. 60. Схемы течения на конусе с острой (а) и тупой (б) иглой.

Выводы по разделу 3.3

1. Высоконапорный слой обнаружен для течения в осесимметричном угле сжатия. Установлено, что его существование в отрывном течении не зависит от того, двумерное течение или пространственное. Этот результат согласуется с работой [84], в которой проводилось численное исследование сверхзвукового течения вокруг тела с иглой с закруглённым носиком.

2. Существование высоконапорного слоя зависит от характера головного скачка уплотнения на модели. Отошедший прямой головной скачок уплотнения на тупом носике модели препятствует образованию высоконапорного слоя, так как потери полного давления на нём слишком велики.

3.4 Высоконапорный слой в течении в угле сжатия установленными боковыми стенками (квазидвумерная постановка)

Исследовалось обтекание модели угла сжатия с углом уступа $\varphi = 30^\circ$, на которую были установлены боковые стенки с острой передней кромкой. Хотя в этой конфигурации угла сжатия исключено боковое стекание, в таком течении присутствуют интенсивные угловые вихри, поэтому его нельзя считать двумерным, как предыдущий случай. Тем не менее, маслосажевая визуализация течения (рис. 65) показывает, что в центральной области модели линии отрыва и присоединения имеют форму, близкую к прямой, а значит, структура отрывного течения близка к двумерной [37].

На рис. 61 показаны результаты маслосажевой визуализации течения для угла сжатия 30° . Видно, что в дополнение к основной отрывной области, формируемой углом сжатия, на боковых стенках модели возникают симметричные отрывные области. Линии тока на поверхности модели на границах отрывных областей V указывают на взаимодействие между ними и основной отрывной областью S с образованием угловых продольных вихрей

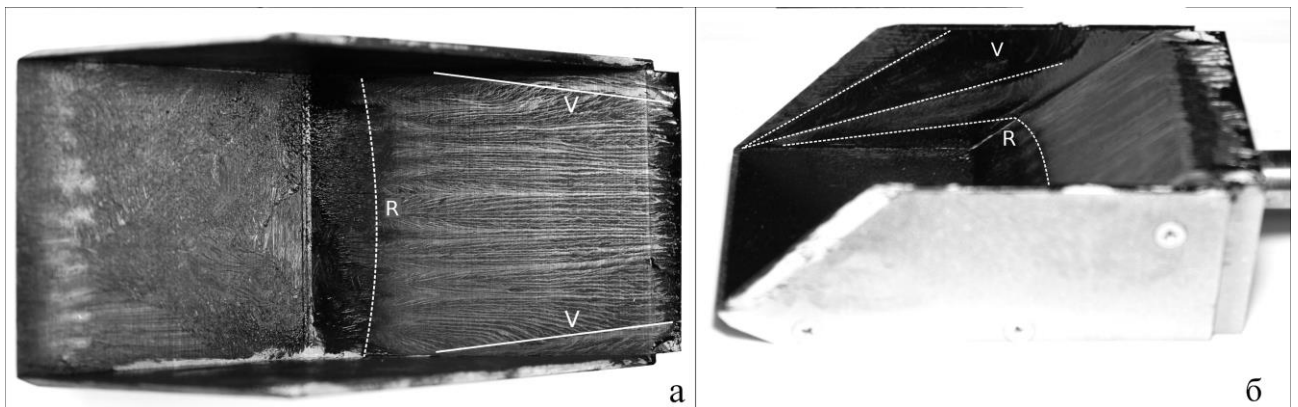


Рис. 61. Маслосажевая визуализация течения в угле сжатия 30° с боковыми стенками. R — линия присоединения, V — отрывные области на стенках модели.

На рис. 62 представлена маслосажевая визуализация течения для модели угла сжатия с углом уступа 30° (а — без боковых стенок, б — с боковыми стенками). Консистенция маслосажевой смеси подбиралась так, чтобы разрешить вихревые структуры за линией присоединения, поэтому линия отрыва на

фотографиях не видна. Положение линии присоединения R говорит о том, что в случае со стенками область отрыва увеличивается; это же показано на шлирен-фотографии течения (рис. 44). Эти данные согласуются с работой [62], где исследовалось взаимодействие падающего скачка уплотнения с пограничным слоем в потоке, ограниченном боковыми стенками. Видно, что размер продольных вихревых структур в области присоединения увеличивается.

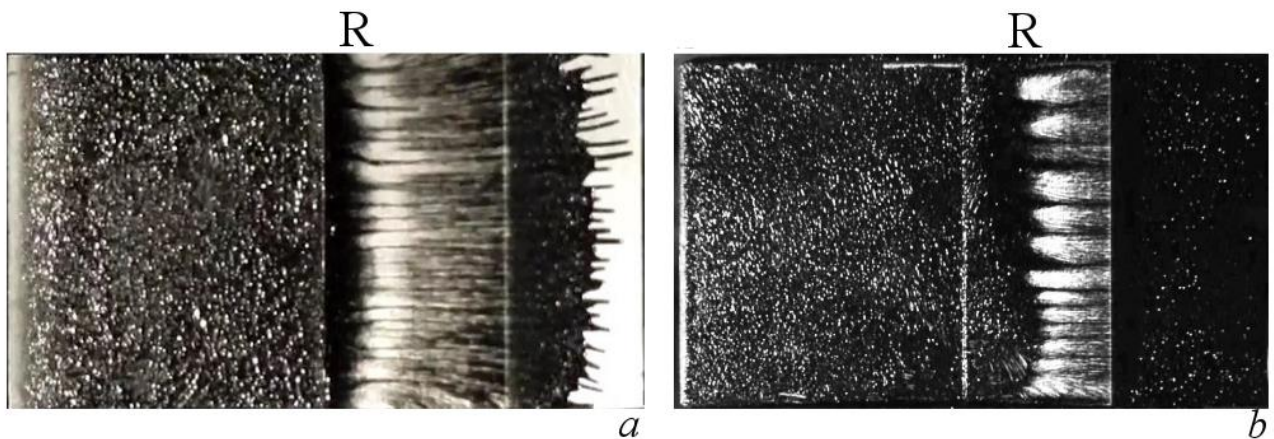


Рис. 62. Маслосажевая визуализация течения на поверхности модели: (а) угол сжатия 30° без боковых стенок; (б) угол сжатия 30° с боковыми стенками.

На рис. 63 представлены графики распределения давления Пито в присоединённом потоке. Измерения проводились по нормали к поверхности уступа на расстоянии 5 мм и 10 мм от линии присоединения (её положение определялось по данным шлирен-визуализации). Видно, что для обеих моделей распределение давления Пито имеет характерный пик НРЛ на одной и той же высоте над поверхностью модели. Это подтверждает, что высоконапорный слой существует в течении без бокового стекания.

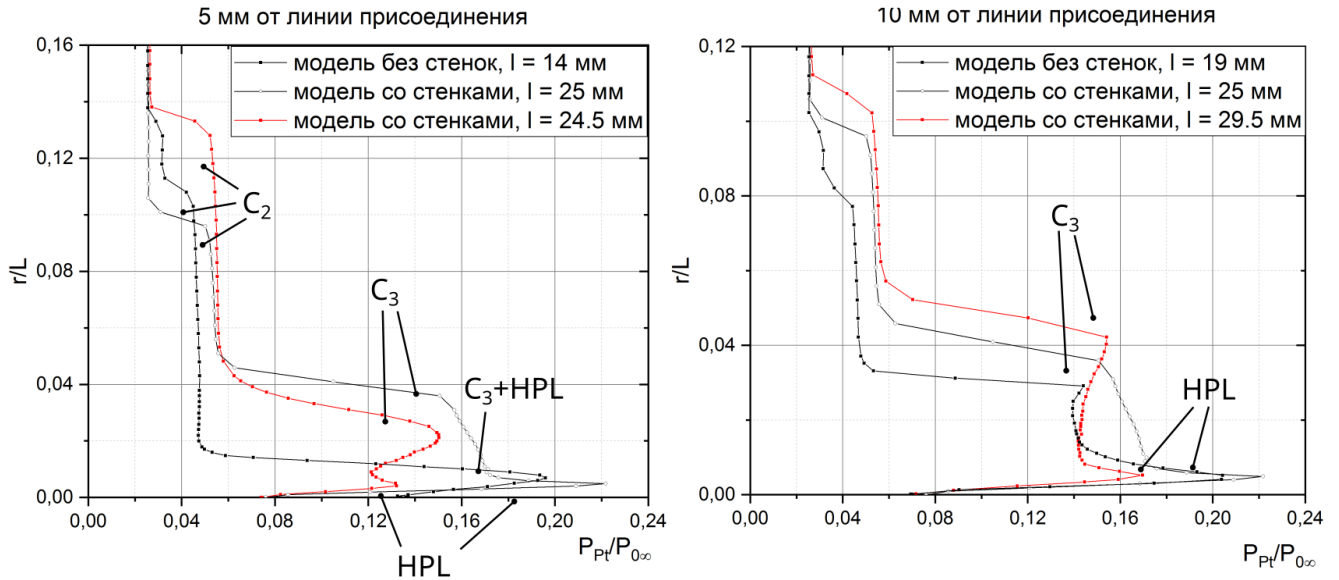


Рис. 63. Распределение давления Пито течения в угле сжатия с боковыми стенками и без них: (а) сечение 5 мм от линии присоединения; (б) сечение 10 мм от линии присоединения.

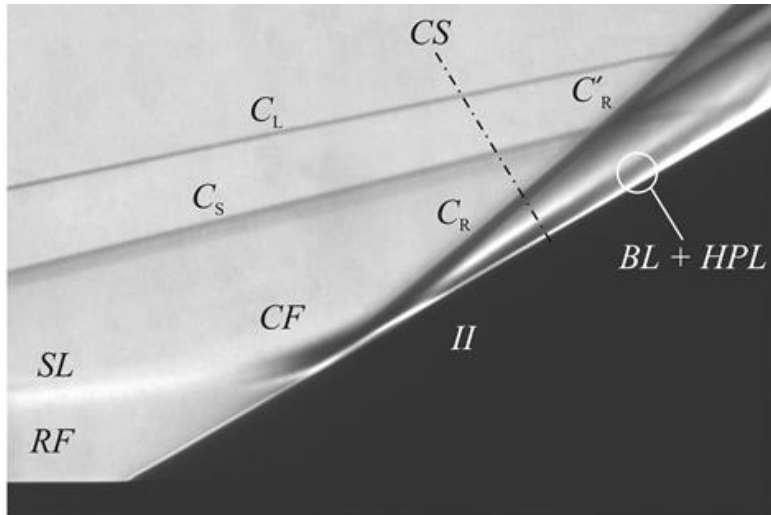
Видно, что амплитуда пика давления Пито меньше, чем в случае без боковых стенок. Опираясь на данные визуализации течения на поверхности, можно предположить, что вихревые структуры большего размера в зоне присоединения потока, вызванные отсутствием бокового стекания, могут препятствовать развитию высоконапорного слоя.

Выводы по разделу 3.4

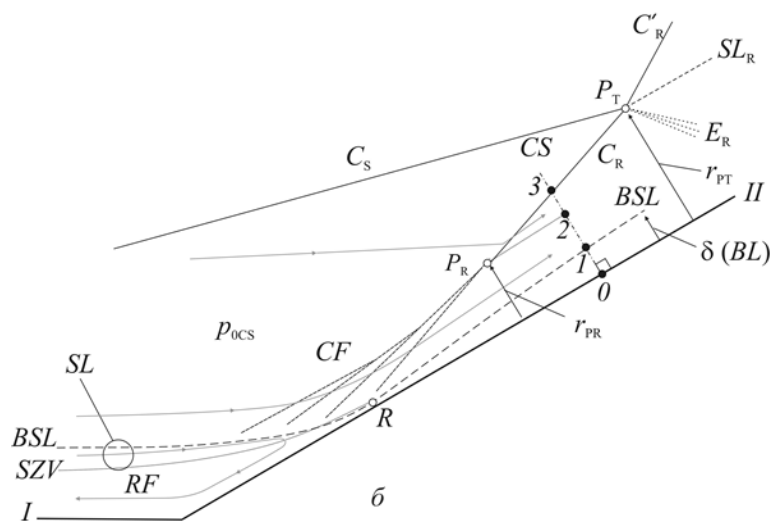
1. Высоконапорный слой обнаружен для течения в угле сжатия с установленными боковыми стенками. Это согласуется с результатами, полученными для течения вокруг конического тела с иглой.
2. Интенсивные вихревые структуры в зоне присоединения потока могут препятствовать развитию высоконапорного слоя.

3.5 Механизм образования высоконапорного слоя

Перейдём к обсуждению механизма возникновения высоконапорного слоя. Схема структуры течения в области присоединения приведена на рис. 64.



а



б

Рис. 64 а – шлирен-фотография зоны присоединения течения в угле сжатия, б – схема образования высоконапорного слоя. C_L – головной скачок уплотнения, C_S – скачок отрыва, веер волн сжатия CF образует скачок присоединения C_R . В сдвиговом слое SL выделены три линии тока 1 – 3. Линия нулевых скоростей SZV отделяет зону возвратного течения RF , RZ – область присоединения. За линией присоединения R течение разделяется на пограничный слой BL , высоконапорный слой HPL и основной поток.

Выберем в сдвиговом слое SL три линии тока 1, 2 и 3. После присоединения течения линия тока 1 образует пограничный слой VL. Линия тока 3 проходит через скачок уплотнения C3 и испытывает потери полного давления. Однако линия тока 2 проходит через веер волн сжатия CF, в котором испытывает изэнтропический разворот практически без потерь полного давления. В результате этого значение полного давления остаётся близким к значению в набегающем потоке и образуется высоконапорный слой HPL.

Распределение полного давления p_0 в сечении CS за линией присоединения R (обозначено пунктирной линией на рис. 64а) представлено на рис. 65. Выделено три точки, определяющие форму профиля полного давления: 1 – верхняя граница пограничного слоя, 2 – высота образования скачка присоединения CR, то есть верхняя граница веера волн сжатия CF, и 3, которая соответствует высоте скачка CR в сечении CS над поверхностью стенки. В случае, если бы толщиной пограничного слоя можно было пренебречь (рис. 65а), веер волн CF доходил бы до поверхности модели. В этом месте вследствие изэнтропического сжатия полное давление равно полному давлению перед скачком p_{0CR} . Напротив, если пренебречь размерами веера волн сжатия (рис. 65б), полное давление в сечении CS меняется от статического давления p_{CR} за скачком присоединения на стенке (точка 0 на эпюре) до полного давления за скачком присоединения p_{0CR} на верхней границе пограничного слоя δ (точка 1). Объединение этих двух эпюр (в) даёт уже знакомый нам профиль полного давления в высоконапорном слое HPL. Течение ниже него испытывает влияние вязкости в пограничном слое VL, выше – потери полного давления в пересекающихся характеристиках веера волн сжатия CF. Максимальная величина полного давления в высоконапорном слое зависит от соотношения полных давлений перед и за скачком присоединения, высота максимума – от высоты веера волн сжатия над стенкой модели и толщины пограничного слоя.

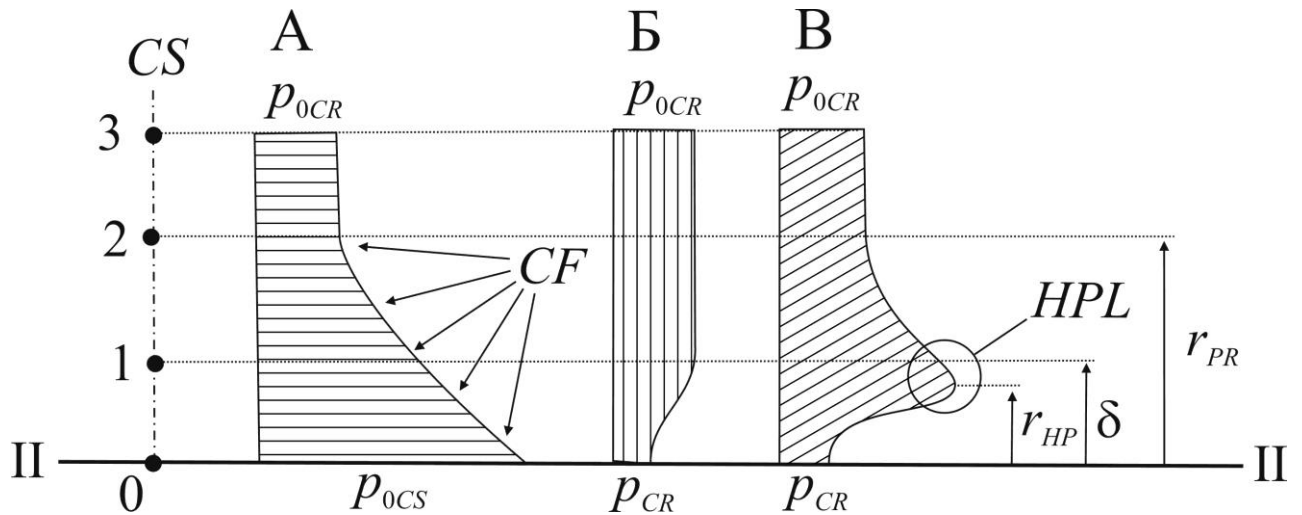


Рис. 65 Физический механизм формирования высоконапорного слоя: эюры полного давления

Таким образом, высоконапорный слой образуется в результате совместного влияния на поток отсутствия потерь полного давления в веере волн сжатия из-за изэнтропического разворота течения и вязкости в пограничном слое, формирующемся за линией присоединения.

Для уточнения предложенного механизма проведён расчёт давления Пито в сечении, расположенном вниз по потоку от линии присоединения (рис. 66). Предполагается, что полное давление в высоконапорном слое равно полному давлению в набегающем потоке. Статическое давление в слое равно статическому давлению за скачком присоединения. Потери полного давления вследствие прохождения потоком скачка на передней кромке модели и скачка отрыва считаются пренебрежимо малыми. Число Маха набегающего потока $M_\infty = 6$; угол наклонной поверхности модели $\varphi = 30^\circ$.

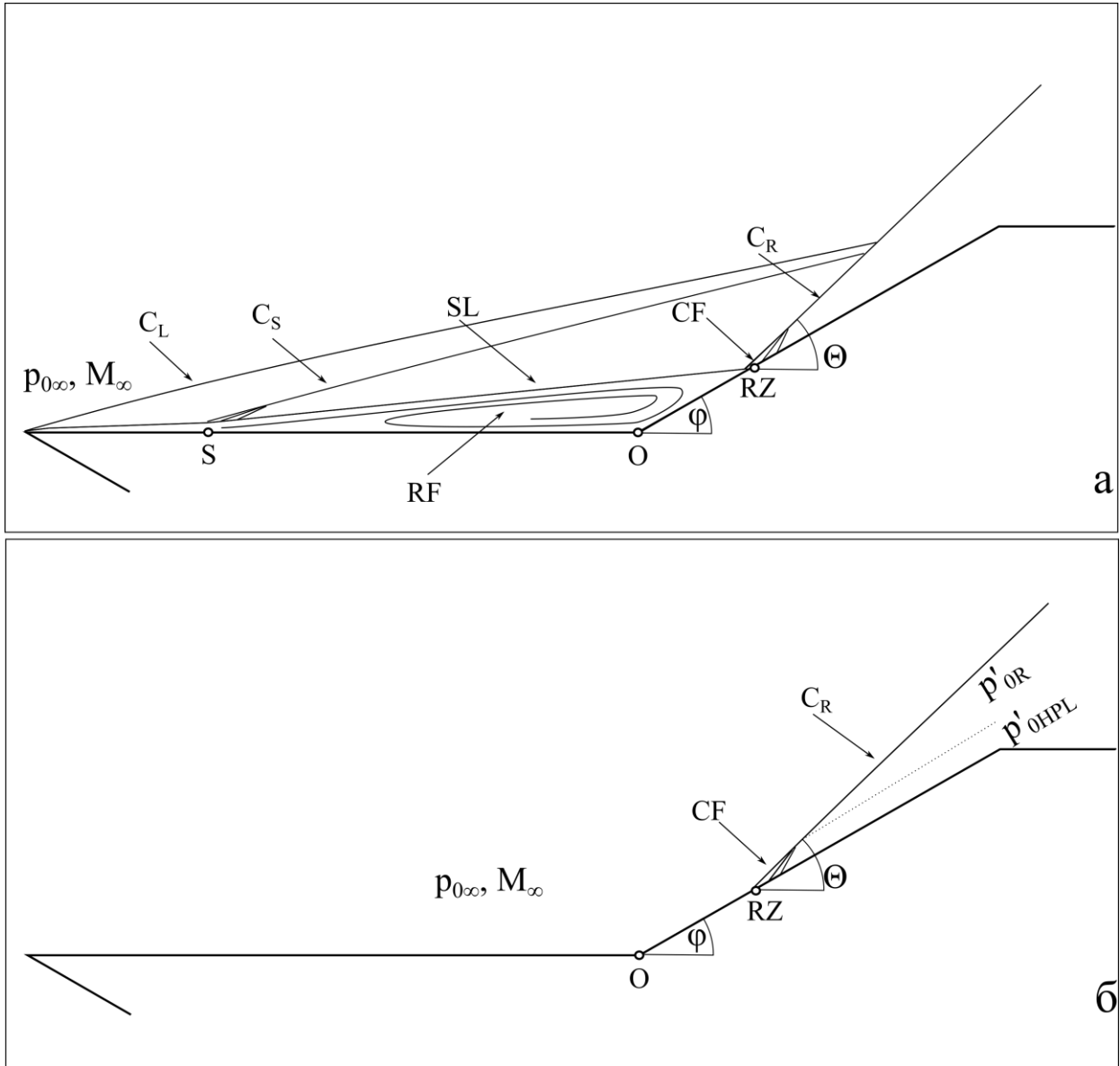


Рис. 66. а – схема течения в угле сжатия; б – упрощённая схема течения, скачки C_L и C_S не учитываются. θ – угол наклона скачка присоединения, p'_{OR} – давление Пито за скачком присоединения CR , p'_{OHPL} – давление Пито в высоконапорном слое HPL

Для сравнения с экспериментом нужно найти значения давления Пито за скачком присоединения (p'_{OR}) и в высоконапорном слое (p'_{OHPL}). Чтобы это сделать, необходимо определить значения числа Маха M_R и M_{HPL} , полного давления p_{OR} и p_{OHPL} и статического давления $p_R = p_{HPL}$, а также угол наклона скачка присоединения θ . Эти параметры связаны через соотношения [101]:

$$\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{ctg} \Theta \frac{M_{\infty}^2 \sin^2 \Theta - 1}{1 + M_{\infty}^2 \left[\frac{k+1}{2} - \sin^2 \Theta \right]} \quad (1)$$

– соотношение между величиной угла сжатия φ и углом наклона скачка присоединения Θ , k – постоянная адиабаты газа;

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2k}{k+1} M_{\infty}^2 \sin^2 \Theta - \frac{k-1}{k+1} \quad (2)$$

– адиабата Гюгонио, индекс «1» соответствует параметрам потока перед скачком, «2» - за скачком;

$$\frac{p'_0}{p_{0\infty}} = \left[\frac{k+1}{2M^2 - (k-1)} \right]^{\frac{1}{k-1}} \left[\frac{(k+1)M_{\infty}^2}{2 + (k-1)M_{\infty}^2} \right]^{\frac{k}{k-1}} \quad (3)$$

– формула Рэлея;

$$p_0 = p \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (4)$$

– формула изэнтропического течения.

Расчёт параметров в набегающем потоке

1. По формуле (4) находится статическое давление в набегающем потоке

$$p_{\infty} = p_0(p_{0\infty}, M_{\infty}) = 0.00063 p_{0\infty}.$$

2. По формуле (3) находится полное давление за прямым скачком уплотнения (давление Пито)

$$p'_{0\infty} = p'_{0\infty}(p_{0\infty}, M_{\infty}) = 0.003 p_{0\infty}.$$

Расчёт параметров за скачком присоединения CR

1. Из уравнения (1) находится угол наклона скачка присоединения θ по величине угла сжатия φ и числу Маха набегающего потока M_∞

$$\theta = \theta(\varphi, M_\infty) = 40.8^\circ.$$

2. Из формулы (2) определяется статическое давление

$$p_R = p_R(p_\infty, M_\infty, \theta) = 17.8p_\infty = 0.011p_{0\infty}.$$

3. Из формулы (3) определяется полное давление p_{0R} . Так как CR – косой скачок уплотнения, в формуле Рэля (3) следует использовать нормальную компоненту числа Маха:

$$M_{n\infty} = M_\infty \cdot \sin\theta$$

$$\text{Тогда } p_{0R} = p_{0R}(p_{0\infty}, M_{n\infty}) = 0.148p_{0\infty}.$$

4. Из формулы (4) определяется число Маха за скачком

$$M_R = M_R(p_R, p_{0R}) = 2.35.$$

5. По формуле (3) искомое давление Пито за скачком присоединения равно

$$p'_{0R} = p'_{0R}(M_R, p_{0R}) = 0.56p_{0R} = 0.083p_{0\infty}.$$

Расчёт параметров в высоконапорном слое HPL

1. Из формулы (4) определяется число Маха

$$M_{HPL} = M_{HPL}(p_R, p_{HPL}) = 3.62.$$

2. По формуле (3) искомое давление Пито в высоконапорном слое равно

$$p'_{0HPL} = p'_{0HPL}(M_\infty, p_{0\infty}) = 0.192p_{0\infty}.$$

Результаты сравнения расчёта и эксперимента приведены на рис. 67. Видно, что величина давления Пито в высоконапорном слое, рассчитанная в соответствии с предложенным механизмом, соответствует экспериментальным данным. Оценка давления Пито за скачком присоединения занижена из-за выбранного приближения.

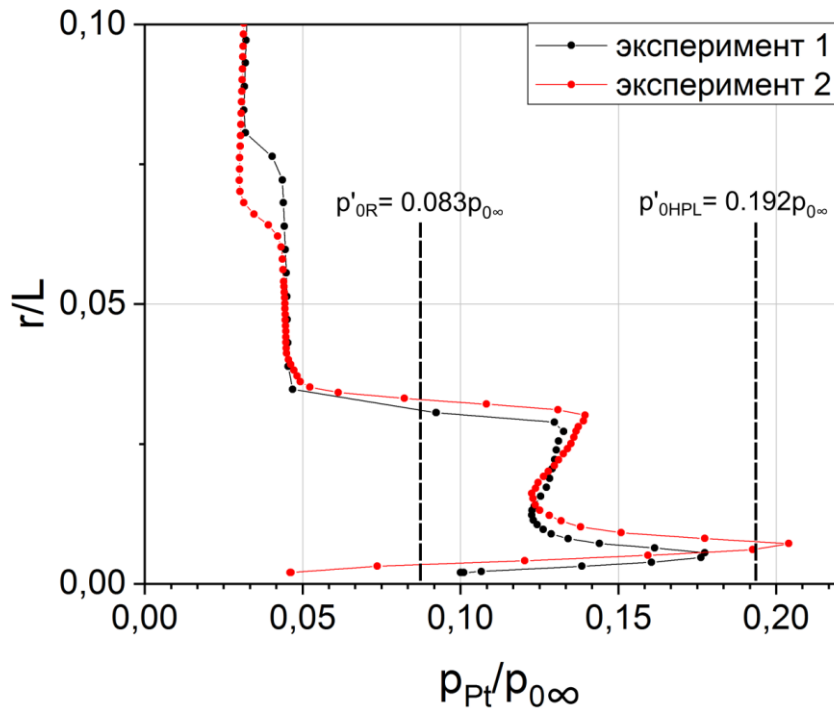


Рис. 67. Сравнение экспериментального давления Пито для угла сжатия 30° с рассчитанным значением

Глава 4. Влияние числа Маха и Рейнольдса на высоконапорный слой

Рассмотрим сперва результаты, полученные для турбулентного режима течения в диапазоне чисел Маха $M = 3 - 6$. На рис. 68 - 71 показаны результаты экспериментальной шпирен-визуализации течения (слева) и численного расчёта в продольной плоскости симметрии модели (справа). В эксперименте течение при $M = 5$ и $M = 6$ сопровождается конденсацией воздуха в рабочей части трубы. В соответствующих этим случаям расчётах эффекты конденсации не учитывались. Штриховой линией показаны сечения l/L , в которых приведено распределение полного давления (рис. 77, б) в направлении r/L , перпендикулярном поверхности модели. Пояснительная схема течения в плоскости симметрии модели приведена на рис. 72, а.

В случаях $M = 3$ и 4 видно хорошее качественное соответствие расчётных и экспериментальных данных, в случаях $M = 5$ и 6 наблюдаемое соответствие хуже, но позволяет использовать результаты численного расчёта для анализа структуры течения в области присоединения.

Видно, что при увеличении числа Маха наклон всех скачков к горизонтальной плоскости увеличивается, потери полного давления за скачком присоединения C_3 растут, высота веера волн сжатия r_{CF} над поверхностью модели уменьшается. При числе Маха $M = 3$ потери полного давления в потоке, прошедшем через скачок отрыва C_2 и веер волн сжатия CF относительно невелики, высота веера r_{CF} практически достигает точки взаимодействия скачков отрыва C_2 и присоединения C_3 , поэтому весь газовый поток между пограничным слоем BL и контактном слоем SS остаётся высоконапорным. При увеличении числа Маха от $M = 4$ до $M = 5$ потери полного давления в области между BL и SS остаётся растут, появляется хорошо заметный максимум p_{0max} . При $M = 6$ веер CF прижимается к поверхности модели, потери за скачком C_3 ещё более

увеличиваются, в результате чего вблизи стенки модели над пограничным слоем формируется тонкий слой высоконапорного газа - высоконапорный слой.

По полученным результатам можно сделать вывод, что высоконапорный слой может формироваться как при ламинарном, так и турбулентном режимах отрывного течения при числе Маха $M > 5$.

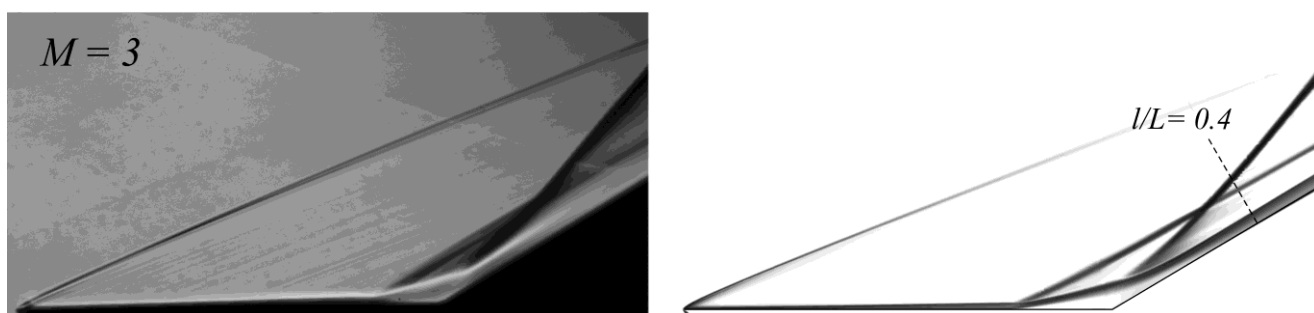


Рис. 68. Экспериментальная шлирен-фотография и расчётная картина течения в плоскости симметрии модели при $M = 3$ ($Re = 3.1$ млн. - эксперимент, 1.6 млн. - численный расчёт)

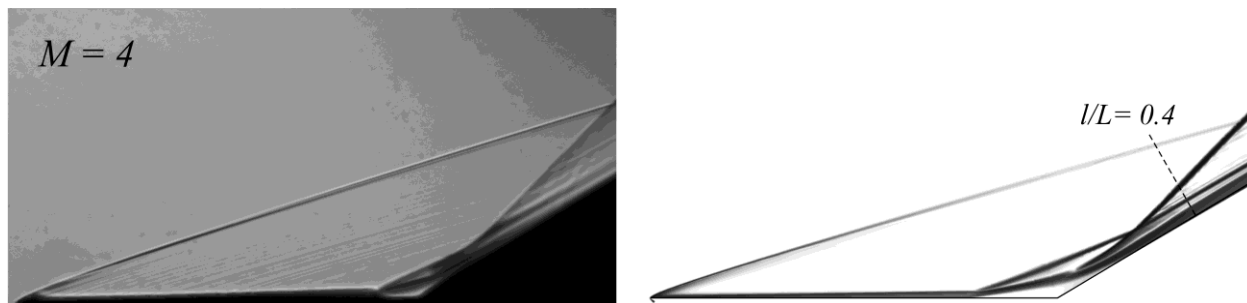


Рис. 69. Экспериментальная шлирен-фотография и расчётная картина течения в плоскости симметрии модели при $M = 4$ ($Re = 4.2$ млн. - эксперимент, 2.4 млн. - численный расчёт)

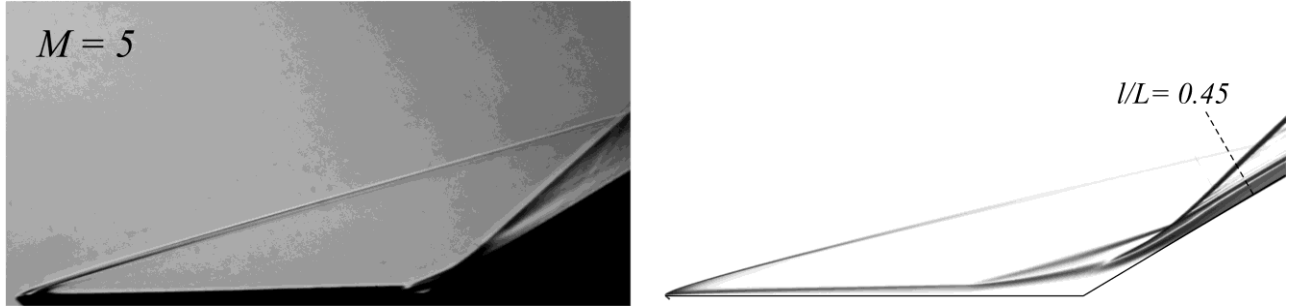


Рис. 70. Экспериментальная шлирен-фотография и расчётная картина течения в плоскости симметрии модели при $M = 5$ ($Re = 5.3$ млн., течение с конденсацией воздуха в набегающем потоке - эксперимент, 0.6 млн. - численный расчёт)

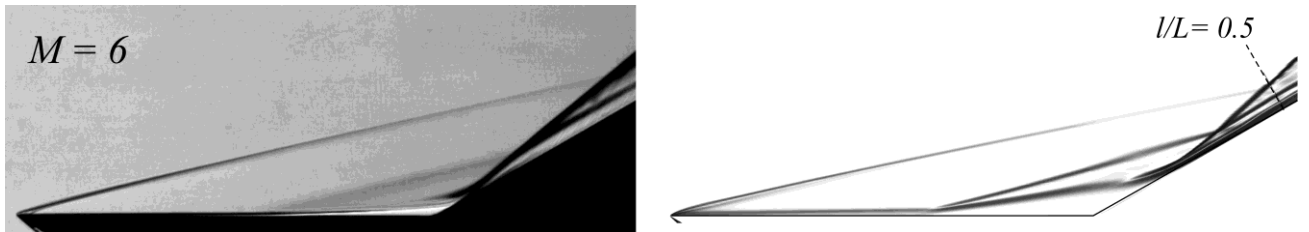


Рис. 71. Экспериментальная шлирен-фотография и расчётная картина течения в плоскости симметрии модели при $M = 6$ ($Re = 5.4$ млн., течение с конденсацией воздуха в набегающем потоке - эксперимент, 5.3 млн. - численный расчёт)

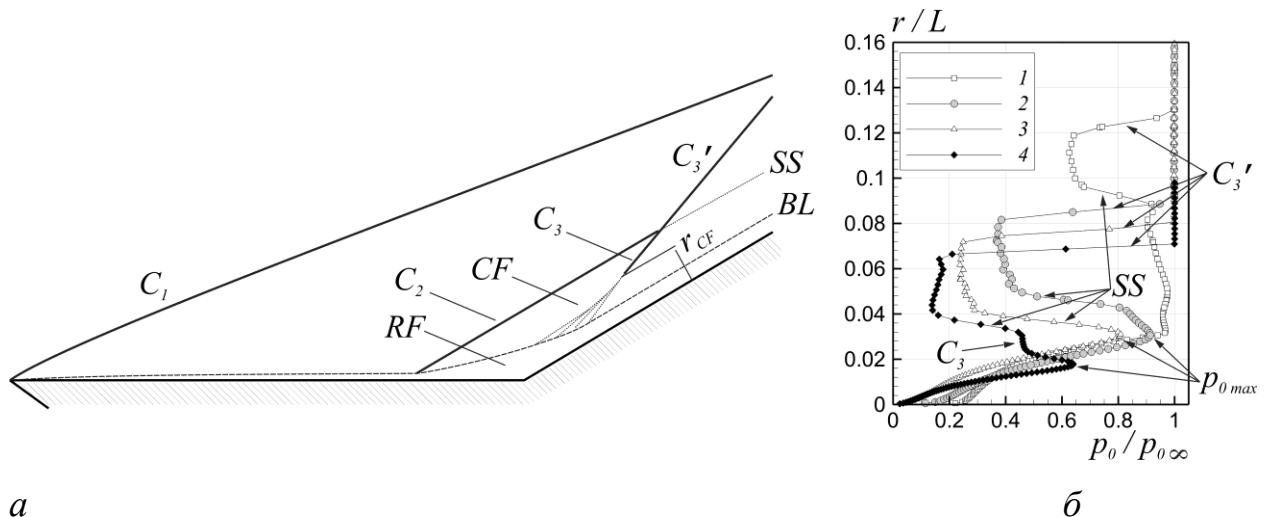


Рис. 72. Схема отрывного течения (а) и профиль полного давления (б) в поперечных сечениях $l/L = 0.4$ ($M = 3, 4$), $l/L = 0.45$ ($M = 5$), $l/L = 0.5$ ($M = 6$)

Влияние числа Рейнольдса при ламинарном режиме отрывного течения для случая $M = 6$ можно установить из рис. 73, где приведены шлирен-фотографии

ламинарного отрывного течения при $M = 6$ в диапазоне $Re = 0.7 - 2.9$ млн. Фотография при числе $Re = 2.5$ млн. получена без подогрева воздуха в форкамере установки с наличием в набегающем потоке сконденсированного азота и кислорода с целью определения влияния эффекта конденсации на характер отрывного течения. Справа внизу рисунка показано расчётное распределение полного давления в сечении $l/L = 0.3$ для случаев, показанных на фотографиях 1 (минимальное значение числа Рейнольдса) и 7 (максимальное значение числа Рейнольдса).

Видимая на всех фотографиях отрывная область различается мало за исключением случая с конденсацией течения, где размер области возвратного течения несколько меньше, чем в остальных случаях. Также на всех фотографиях в области присоединения можно различить пристенную структуру, аналогичную показанной на рис.8, что указывает на то, что во всех этих случаях существует высоконапорный слой. На приведённом профиле полного давления виден скачок присоединения C_3 и локальный максимум под ним - высоконапорный слой *HPL*.

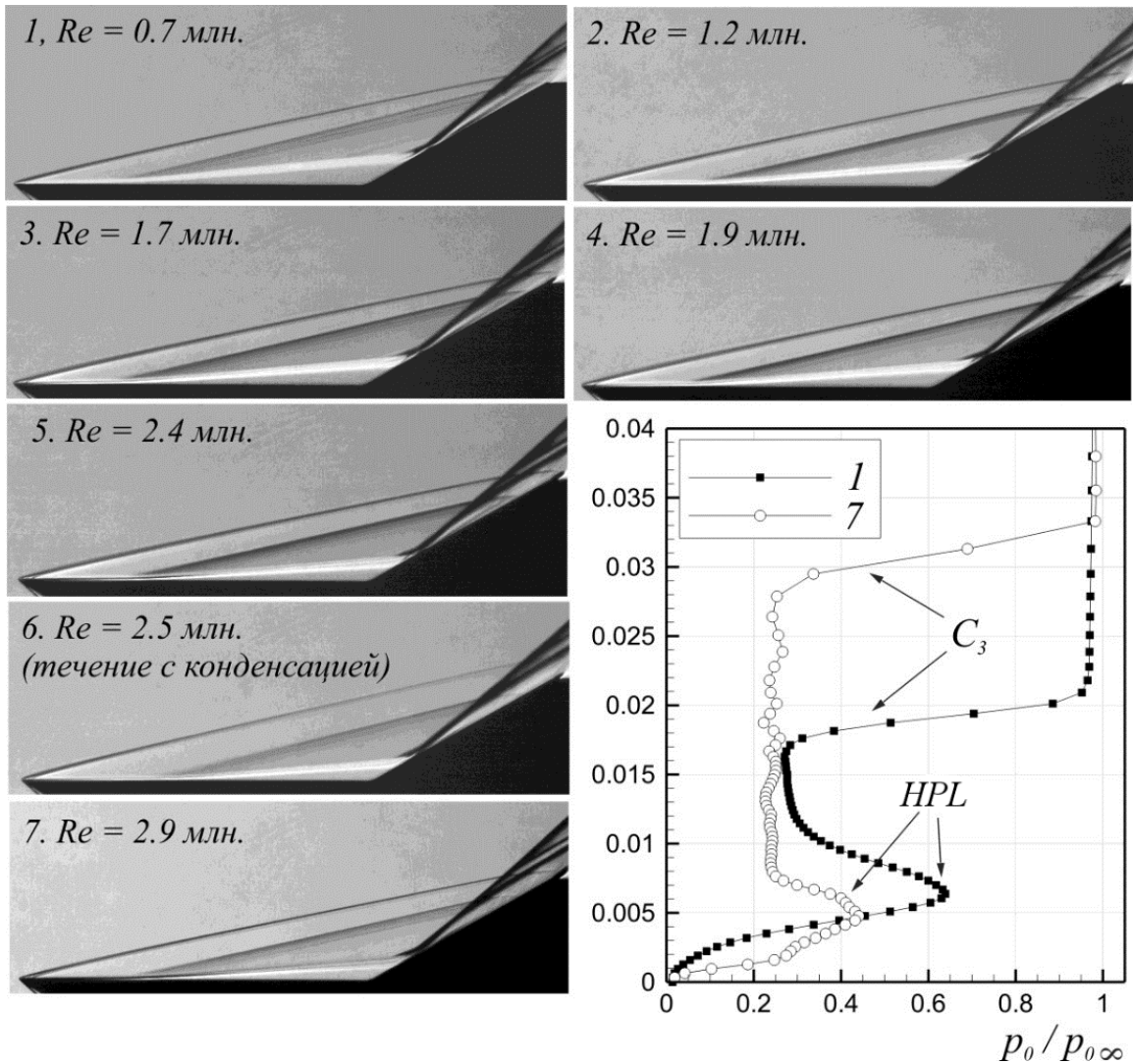


Рис. 73. Шлирен-фотографии ламинарного отрывного течения при $M = 6$ и расчётное распределение полного давления над поверхностью модели в сечении $x/L = 0.3$ для фотографий 1 и 7

Полученные результаты показывают, что при ламинарном отрывном течении при $M = 6$ высоконапорный слой обнаруживается во всём исследованном диапазоне чисел Рейнольдса (0.6 - 2.9 млн.). Высота слоя над поверхностью модели и его интенсивность с ростом числа Рейнольдса несколько понижается. Влияние конденсации на формирование слоя невелико.

На рис. 74 показаны структура и параметры высоконапорного слоя при числе Маха $M = 8$: экспериментальная шлирен-фотография (рис. 74, а при $Re = 0.3$ млн.), расчётная картина течения (рис. 74, б при $Re = 3.1$ млн.), расчётное распределение полного давления в сечении $x/L = 0.3$ (рис. 74, в при $Re = 3.1$ млн.).

Общая картина пространственного отрывного ламинарного течения аналогична наблюдаемой на рис. 71 при $M = 6$, что указывает на то, что и в этом случае высоконапорный слой формируется, его интенсивность согласно данным численного расчёта составляет порядка 0.85 - 0.9 от величины полного давления набегающего потока.

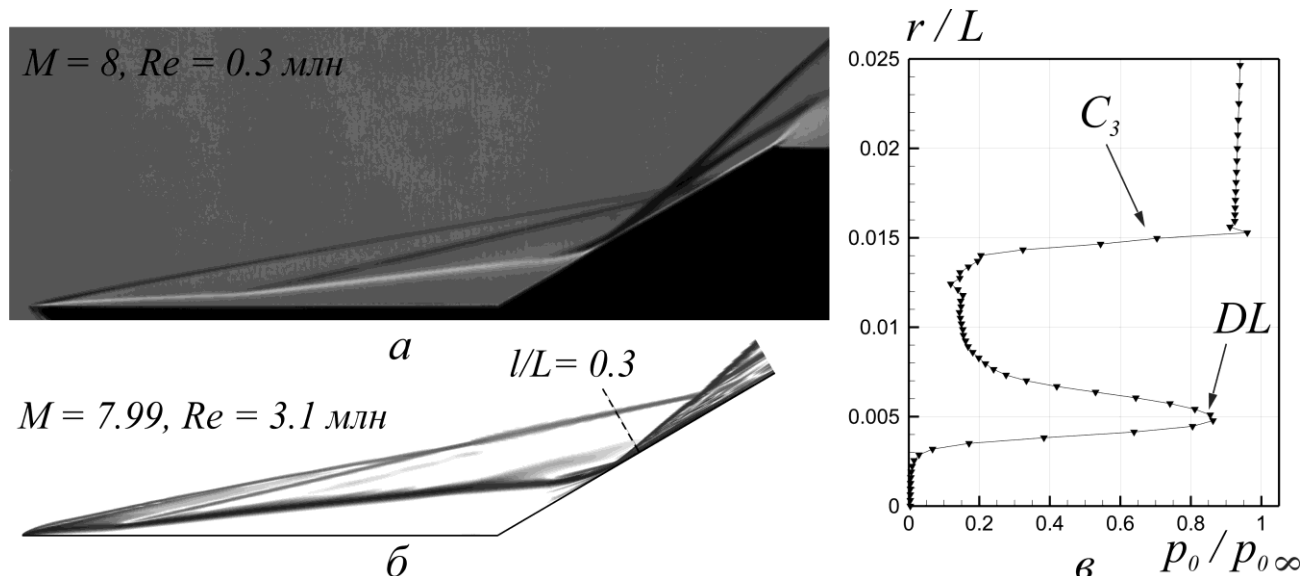


Рис. 74. Структура отрывного течения при $M = 8$: шлирен-фотография (а), расчётная картина течения (б), расчётное распределение полного давления в сечении $l/L = 0.3$ (в)

Выводы по гл. 4

1. Установлено, что необходимым условием формирования высоконапорного слоя является высокое сверхзвуковое число Маха набегающего потока ($M > 5$)

2. Для $M_\infty = 6$ показано, что в диапазоне $Re_L = 0.6 \cdot 10^6 - 2.7 \cdot 10^6$ структура отрывного течения и характеристики высоконапорного слоя меняются незначительно.

Заключение

Проведено экспериментальное и численное исследование высоконапорного слоя за линией присоединения сверхзвукового отрывного течения в угле сжатия в двумерной, квазидвумерной и пространственной постановке. Установлено, что явление образования высоконапорного слоя за линией присоединения потока имеет общий характер. Анализ полученных данных о структуре и параметрах течения позволил сделать следующие выводы:

1. Уточнён механизм формирования высоконапорного слоя в течении в угле сжатия. Показано, что высоконапорный слой возникает вследствие совместного влияния вязкости в пограничном слое и изэнтропического сжатия. Впервые представлены формулы для расчёта параметров течения в высоконапорном слое.
2. Впервые установлено существование высоконапорного слоя в осесимметричном течении. Показано, что высоконапорный слой образуется как в двумерных, так и в трёхмерных отрывных течениях.
3. Показано, что определяющими параметрами для возникновения высоконапорного являются величина угла сжатия φ , число Маха набегающего потока M_∞ . Представлены данные о величине измеренного полного давления в высоконапорном слое в зависимости от геометрии модели угла сжатия. Установлено, что высоконапорный слой явно выражен в течении в угле сжатия при $M_\infty > 5$. Для $M_\infty = 6$ показано, что в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_L = 0,6 \cdot 10^6 - 2,7 \cdot 10^6$ структура отрывного течения и характеристики высоконапорного слоя меняются незначительно.

Литература

1. Korkegi R.H. Survey of viscous interactions associated with high Mach number flight // AIAA Journal. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1971. Vol. 9, № 5. P. 771–784.
2. Camarda C.J. Space Shuttle Design and Lessons Learned // NATO Science and Technology Organization Lecture Series. 2014.
3. Bertin J.J., Cummings R.M. Fifty years of hypersonics: where we've been, where we're going // Progress in Aerospace Sciences. 2003. Vol. 39, № 6. P. 511–536.
4. Green J.E. Interactions between shock waves and turbulent boundary layers // Progress in Aerospace Sciences. 1970. Vol. 11. P. 235–340.
5. Zheltovodov A.A. Some advances in research of shock wave turbulent boundary layer interactions // Collection of Technical Papers - 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting. 2006.
6. Babinsky H., Harvey J.K. Shock wave-boundary-layer interactions // Shock Wave-Boundary-Layer Interactions. 2011.
7. Gaitonde D. V. Progress in shock wave/boundary layer interactions // Progress in Aerospace Sciences. 2015.
8. Чжен П. Отрывные течения. В 3 т // М.: Мир. 1972.
9. Запрягаев В.И., Кавун И.Н., Липатов И.И. Возникновение высоконапорного слоя в угле сжатия при сверхзвуковой скорости потока // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2014. № 6. P. 135–144.
10. Звегинцев В.И. Газодинамические проблемы при работе сверхзвуковых воздухозаборников в нерасчетных условиях (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теплофизики ..., 2017. Vol. 24, № 6. P. 829–858.
11. Гунько Ю.П., Мажуль И.И. Газодинамическое построение плоского сверхзвукового воздухозаборника с повышенным коэффициентом расхода // Теплофизика и аэромеханика. Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теплофизики ..., 2012. Vol. 19, № 4. P. 431–448.
12. Боровой В.Я. Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем // М.: Машиностроение. 1983. Vol. 141.
13. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Наука М., 1974.
14. Краснов Н.Ф., Кошевой В.Н., Калугин В.Т. Аэродинамика отрывных течений: Учебное пособие. Высшая школа, 1988.
15. Tobak M., Peake D.J. Topology of Three-Dimensional Separated Flows // Annual Review of Fluid Mechanics. 1982.

16. Legendre R. Écoulement au voisinage de la pointe avant d'une aile à forte flèche aux incidences moyennes // *La Recherche Aeronautique*. 1952. Vol. 30. P. 3–8.
17. Délerly J.M. Robert Legendre and Henri Werlé: Toward the Elucidation of Three-Dimensional Separation // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2001.
18. Chapman G.T., Yates L.A. Topology of flow separation on three-dimensional bodies // *Applied Mechanics Reviews*. 1991. Vol. 44, № 7.
19. Lighthill M. 2.6 Attachment and Separation in Three-Dimensional Flows // *Laminar boundary layers*. Oxford University Press, 1963.
20. Surana A., Grunberg O., Haller G. Exact theory of three-dimensional flow separation. Part 1. Steady separation // *Journal of Fluid Mechanics*. 2006.
21. Délerly J. Three-dimensional separated flows topology: Singular points, beam splitters and vortex structures // *Three-dimensional Separated Flows Topology: Singular Points, Beam Splitters and Vortex Structures*. 2013. 1–155 p.
22. Chapman G.T. Topological classification of flow separation on three-dimensional bodies. 1986.
23. Lange R.H. Present status of information relative to the prediction of shock-induced boundary-layer separation. 1954.
24. Chapman D.R., Kuehn D.M., Larson H.K. Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition // *NACA Technical Report 1356*. 1957.
25. Settles G.S., Dodson L.J. Supersonic and hypersonic shock/boundary-layer interaction database // *AIAA Journal*. 1994.
26. Knight D., Mortazavi M. Hypersonic shock wave transitional boundary layer interactions - A review // *Acta Astronautica*. 2018.
27. Dolling D.S. Fifty years of shock-wave/boundary-layer interaction research: what next? // *AIAA journal*. 2001. Vol. 39, № 8. P. 1517–1531.
28. Нейланд В.Я. et al. Асимптотическая теория сверхзвуковых течений вязкого газа. Физматлит, 2004.
29. Balakumar P., Zhao H., Atkins H. Stability of hypersonic boundary layers over a compression corner // *AIAA Journal*. 2005.
30. Simeonides G., Haase W. Experimental and computational investigations of hypersonic flow about compression ramps // *Journal of Fluid Mechanics*. Cambridge University Press, 1995. Vol. 283. P. 17–42.
31. Holden M.S. Theoretical and experimental studies of the shock wave-boundary layer interaction on compression surfaces in hypersonic flow. Cornell Aeronautical Lab Inc Buffalo NY, 1970.
32. Hu Y.C. et al. Prediction of plateau and peak of pressure in a compression ramp flow with large separation // *Physics of Fluids*. 2020. Vol. 32, № 10.
33. Schülein E., Krogmann P., Stanewsky E. Documentation of Two-Dimensional Impinging Shock/Turbulent Boundary Layer Interaction Flow. 1996.

34. Miller D., Hijman R., Childs M. Mach 8 to 22 studies of flow separations due to deflected control surfaces // *AIAA Journal*. 1964. Vol. 2, № 2. P. 312–321.
35. Marini M. Analysis of hypersonic compression ramp laminar flows under sharp leading edge conditions // *Aerospace Science and Technology*. 2001.
36. Нейланд В.Я., Соколов Л.А., Шведченко В.В. Структура отрывного течения при обтекании угла сжатия сверхзвуковым потоком и различных значениях температурного фактора // *Успехи механики сплошных сред*. 2009. P. 540–562.
37. Lewis J.E., Kubota T., Lees L. Experimental investigation of supersonic laminar, two-dimensional boundary-layer separation in a compression corner with and without cooling. // *AIAA Journal*. 1968. Vol. 6, № 1. P. 7–14.
38. Bogdonoff S.M., Vas I.E. Preliminary investigations of spiked bodies at hypersonic speeds // *Journal of the Aerospace Sciences*. 1959. Vol. 26, № 2. P. 65–74.
39. Mair W. LXVIII. Experiments on separation of boundary layers on probes in front of blunt-nosed bodies in a supersonic air stream // *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. Taylor & Francis, 1952. Vol. 43, № 342. P. 695–716.
40. Alexander S.R., Katz E. Flight Tests to Determine the Effect of Length of a Conical Windshield on the Drag of a Bluff Body at Supersonic Speeds. National Aeronautics And Space Admin Langley Research Center Hampton VA, 1947.
41. Wood C. Hypersonic flow over spiked cones // *Journal of Fluid Mechanics*. Cambridge University Press, 1962. Vol. 12, № 4. P. 614–624.
42. Holden M.S. Experimental studies of separated flows at hypersonic speeds. I-Separated flows over axisymmetric spiked bodies. // *AIAA Journal*. 1966. Vol. 4, № 4. P. 591–599.
43. Milicev S.S., Pavlovic M.D. Influence of spike shape at supersonic flow past blunt-nosed bodies: experimental study. // *AIAA journal*. 2002. Vol. 40, № 5. P. 1018–1020.
44. Ahmed M.Y.M., Qin N. Recent advances in the aerothermodynamics of spiked hypersonic vehicles // *Progress in Aerospace Sciences*. 2011. Vol. 47, № 6. P. 425–449.
45. Бедарев И. et al. Экспериментальное и численное исследование гиперзвукового отрывного течения в окрестности конуса с "юбкой" // *Прикладная механика и техническая физика*. Федеральное государственное унитарное предприятие Издательство Сибирского ..., 2002. Vol. 43, № 6. P. 100–112.
46. Nompelis I., Candler G.V., Holden M.S. Effect of Vibrational Nonequilibrium on Hypersonic Double-Cone Experiments // *AIAA Journal*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2003. Vol. 41, № 11. P. 2162–2169.

47. Edney B. Anomalous Heat Transfer and Pressure Distributions on Blunt Bodies at Hypersonic Speeds in the Presence of an Impinging Shock. Flygtekniska Forsoksanstalten, Stockholm (Sweden), 1968.
48. Deveikis W.D., Sawyer J.W. Aerodynamic characteristics of tension shell shapes at Mach 3.0. 1966.
49. Panaras A., Drikakis D. Physical and numerical aspects of the high-speed unsteady flow around concave axisymmetric bodies // CEAS Space J. 2011. Vol. 1, № 1–4. P. 23–32.
50. Wright M.J. et al. Numerical and Experimental Investigation of Double-Cone Shock Interactions // AIAA Journal. 2000. Vol. 38, № 12. P. 2268–2276.
51. Hao J. et al. Three-dimensionality of hypersonic laminar flow over a double cone // J. Fluid Mech. 2022. Vol. 935. P. A8.
52. Running C.L. et al. Hypersonic shock-wave/boundary-layer interactions on a cone/flare // Experimental Thermal and Fluid Science. 2019. Vol. 109. P. 109911.
53. Benay R. et al. Shock wave/transitional boundary-layer interactions in hypersonic flow // AIAA journal. 2006. Vol. 44, № 6. P. 1243–1254.
54. Бедарев И., Борисов А., Федорова Н.Н. Моделирование сверхзвуковых турбулентных течений в окрестности осесимметричных конфигураций // Прикладная механика и техническая физика. Федеральное государственное унитарное предприятие Издательство Сибирского ..., 2002. Vol. 43, № 6. P. 93–99.
55. Chanetz B. Study of axisymmetric shock wave/boundary layer interaction in hypersonic laminar flow // Office National D'Etudes et de Recherches Aerospatiales TR RT. 1995. Vol. 42. P. 4362.
56. Candler G., Nompelis I., Druguet M.-C. Navier-Stokes predictions of hypersonic double-cone and cylinder-flare flow fields. 2001. P. 1024.
57. Graur I.A. et al. Comparison of kinetic and continuum approaches for simulation of shock wave/boundary layer interaction // Shock Waves. 2003. Vol. 12, № 4. P. 343–350.
58. Босняков С.М., Ремеев Н.Х. Исследование пространственного обтекания плоского воздухозаборника с боковыми щеками сверхзвуковым потоком газа: 5 // Ученые записки ЦАГИ. Россия, Жуковский: Федеральное государственное унитарное предприятие «Центральный аэрогидродинамический институт им. профессора Н.Е. Жуковского», 1980. Vol. XI, № 5. P. 40–46.
59. Nguyen T. et al. Effects of sidewall compression and relaminarization in a scramjet inlet // Journal of Propulsion and Power. 2013. Vol. 29, № 3.
60. Hohn O.M., Gulhan A. Experimental investigation of sidewall compression and internal contraction in a scramjet inlet // Journal of Propulsion and Power. 2017. Vol. 33, № 2.

61. Lusher D.J., Sandham N.D. The effect of flow confinement on laminar shock-wave/boundary-layer interactions // *J. Fluid Mech.* 2020. Vol. 897. P. A18.
62. Garnier E. Stimulated Detached Eddy Simulation of three-dimensional shock/boundary layer interaction // *Shock Waves.* 2009. Vol. 19, № 6. P. 479–486.
63. Корнилов В. Пространственные пристенные турбулентные течения в угловых конфигурациях. Сибирское отделение Российской академии наук, 2013.
64. Poggie J., Porter K.M. Numerical simulation of sidewall influence on supersonic compression ramp interactions // *2018 Fluid Dynamics Conference.* 2018.
65. Bisek N.J. Sidewall interaction of a supersonic flow over a compression ramp // *53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting.* 2015.
66. Ginoux J.J. Experimental evidence of three-dimensional perturbations in the reattachment of a two-dimensional laminar boundary layer at $M=2,05$ // *VKI Training Center for Experimental Aerodynamics Technical Note 1-1.* Von Karman Institute for Fluid Dynamics, 1958.
67. Görtler H. Dreidimensionales zur stabilitätstheorie laminarer grenzschichten // *ZAMM.* 1955. Vol. 35. P. 326.
68. Floryan J.M. On the görtler instability of boundary layers // *Progress in Aerospace Sciences.* 1991.
69. Saric W.S. Görtler Vortices // *Annual Review of Fluid Mechanics.* 1994. Vol. 26, № 1. P. 379–409.
70. Бражко В.Н. Некоторые особенности поперечной периодичности течения в двумерных сверхзвуковых отрывных областях // *Ученые записки ЦАГИ. Федеральное государственное унитарное предприятие «Центральный ...»,* 1991. Vol. 22, № 4.
71. Dwivedi A. et al. Reattachment streaks in hypersonic compression ramp flow: An input-output analysis // *Journal of Fluid Mechanics.* 2019.
72. McCormack P.D., Welker H., Kelleher M. Taylor-goertler fortices and their effect on heat transfer // *Journal of Heat Transfer.* 1970.
73. Ishiguro Y. et al. Visualization of hypersonic compression corner flows using temperature- And pressure-sensitive paints // *Collection of Technical Papers - 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting.* 2007.
74. Chuvakhov P.V., Radchenko V.N. Effect of Görtler-like vortices of various intensity on heat transfer in supersonic compression corner flows // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* 2020.
75. Navarro-Martinez S., Tutty O.R. Numerical simulation of Görtler vortices in hypersonic compression ramps // *Computers and Fluids.* 2005.
76. Запрягаев В.И., Кавун И.Н., Липатов И.И. Возникновение высоконапорного слоя в угле сжатия при сверхзвуковой скорости потока //

Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2014. № 6. P. 135–144.

77. Kavun I.N., Lipatov I.I., Zapryagaev V.I. Flow effects in the reattachment region of supersonic laminar separated flow // International Journal of Heat and Mass Transfer. Elsevier, 2019. Vol. 129. P. 997–1009.

78. Zapryagaev V.I., Kavun I.N., Trubitsyna L.P. Effect of Mach and Reynolds numbers on the parameters of the high-pressure layer in the supersonic separated flow near a ramp // Journal of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1404, № 1. P. 012103.

79. Panaras A.G. Pulsating flows about axisymmetric concave bodies // AIAA Journal. 1981. Vol. 19, № 6. P. 804–806.

80. Zapryagaev V.I., Kavun I.N., Trubitsyna L.P. Reattachment of a Laminar Separated Flow At a Hypersonic Velocity of the Flow // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. 2020. Vol. 61, № 5. P. 710–716.

81. Zapryagaev V.I., Kavun I.N., Trubitsyna L.P. Heat transfer in supersonic separated flow of the compression corner // Journal of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1382, № 1.

82. Chetverushkin B.N., Khankhasaeva Y.V., Lutskii A.E. Compact quasi-gas-dynamic system and high performance computing // Journal of Computational and Applied Mathematics. Elsevier, 2020. Vol. 375. P. 112792.

83. Суржигов С.Т. et al. Атлас результатов компьютерного моделирования задач высокоскоростной аэротермодинамики и аэрофизики. Москва: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2021. 605 p.

84. Han G., Jiang Z. Hypersonic Flow Field Reconfiguration and Drag Reduction of Blunt Body with Spikes and Sideward Jets // International Journal of Aerospace Engineering. 2018. Vol. 2018. P. 1–16.

85. Zapryagaev V.I., Kavun I.N., Trubitsyna L.P. Dynamic layer formation in the reattachment zone for a supersonic laminar separated flow // Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering. 2019.

86. Запрягаев В.И. et al. Автоматизированное рабочее место оператора гиперзвуковой аэродинамической трубы Т-326 // Информационные и математические технологии в науке и управлении. Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт систем ...», 2017. № 2 (6).

87. Запрягаев В.И. et al. Применение системы автоматизированного сбора данных для исследования распределения давления в гиперзвуковой аэродинамической трубе Т-326 // Информационные и математические технологии в науке и управлении. Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт систем ...», 2016. № 4–1.

88. Харитонов А. Техника и методы аэрофизического эксперимента. Новосибирский государственный технический университет, 2011.

89. Запрягаев В.И. et al. Подсистемы позиционирования, используемые в аэродинамических установках периодического действия // Информационные и математические технологии в науке и управлении: Тр. XV Байкал. Всерос. конф. Ч. 2010. Vol. 3. P. 172–179.
90. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. Рипол Классик, 1963.
91. Бретшнайдер С. Свойства газов и жидкостей: Инженерные методы расчета. Химия, 1966.
92. Morkovin M.V., Bradfield W.S. Probe Interference in Measurements in Supersonic Laminar Boundary Layers // Journal of the Aeronautical Sciences. 1954. Vol. 21, № 11.
93. Monaghan R.J. The use of pitot tubes in the measurement of laminar boundary layers in supersonic flow // RAE Technical Note No. Aero 2369. Ministry of Supply, Royal Aircraft Establishment, RAE Farnborough, 1955.
94. Chue S.H. Pressure probes for fluid measurement // Progress in Aerospace Sciences. 1975. Vol. 16, № 2.
95. Горлин С.М., Слезингер И.И. Аэромеханические измерения: Методы и приборы. Наука, 1964.
96. Allen J.M. Pitot-Probe Displacement in a Supersonic Turbulent Boundary Layer. National Aeronautics and Space Administration, 1972. Vol. 6759.
97. Повх И. Аэродинамический эксперимент в машиностроении // Л.: Машиностроение. 1974. Vol. 480.
98. Петунин А.Н. Методы и техника измерений параметров газового потока:(приемники давления и скоростного напора). Машиностроение, 1972.
99. Шустов В.И. Определение поля давления с помощью трубки Пито в сверхзвуковых потоках с ударными волнами // Ученые записки ЦАГИ. Федеральное государственное унитарное предприятие «Центральный ...», 1974. № 3.
100. Edney V.E. Effects of shock impingement on the heat transfer around blunt bodies. // AIAA Journal. 1968. Vol. 6, № 1. P. 15–21.
101. Аржаников Н.С., Садекова Г.С. Аэродинамика летательных аппаратов. М.: Высшая школа, 1983.