03

Экспериментальное исследование теплообмена в передней отрывной области при взаимодействии сверхзвукового потока с цилиндром

© П.А. Попов,[1] Е.В. Колесник,[2] Н.А. Монахов,[1] А.В. Масюкевич,[1,2] Е.В. Бабич[2]

[1]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе,
194021 Санкт-Петербург, Россия
[2]Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: pavel.popov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 2 октября 2024 г.
В окончательной редакции 3 ноября 2024 г.
Принято к публикации 12 ноября 2024 г.

Представлены результаты экспериментального исследования взаимодействия сверхзвукового потока за падающей ударной волной с цилиндрическим препятствием и пограничного слоя, развивающегося на внутренней поверхности камеры низкого давления ударной трубы прямоугольного сечения. Показано, что данный подход позволил исследовать особенности нестационарного теплообмена в передней отрывной области при энтальпии сверхзвукового потока ≈ 3 MJ/kg и температуре торможения ≈ 2500 K. Получены пространственные и временные распределения давления и теплового потока в передней отрывной области. С помощью теневой фотосъемки изучены структура и динамика области взаимодействия.

Ключевые слова: ударная труба, теневая фотография, тепловой поток, пограничный слой, ударная волна, вязко-невязкое взаимодействие, подковообразные вихри.

DOI: 10.61011/JTF.2024.12.59272.309-24

Введение

Несмотря на многолетнюю историю изучения, проблема взаимодействия ударных волн с пограничным слоем остается актуальным и важным направлением исследований экспериментальной и вычислительной газодинамики, имеющим как фундаментальное, так и прикладное значение [1–5]. Значительный интерес представляет исследование течения вблизи прямоугольного выступа [6–8], цилиндра [9–12], затупленного ребра [13–15], расположенных на пластине, поскольку они имитируют характерные элементы, закрепленные на поверхности высокоскоростных летательных аппаратов. Отличительной особенностью данных конфигураций является существенно трехмерная картина обтекания со сложной ударно-волновой структурой, сопровождающаяся отрывом и присоединением пограничного слоя [6–15]. Это приводит к сильной пространственной неоднородности поля давления и теплового потока по поверхности самой пластины и препятствия. В наибольшей степени это проявляется вблизи сочленения, где возникают области с экстремально высокими значениями, превышающими на порядок величину в невозмущенном пограничном слое. На практике данные эффекты зачастую являются нежелательными, поскольку повышенные механические и тепловые нагрузки могут привести к разрушению теплозащитного покрытия и далее летательного аппарата в целом [17].

К настоящему моменту теоретически и экспериментально достаточно подробно изучены основные физические механизмы, определяющие вязко-невязкое взаимодействие в широком диапазоне чисел Маха и Рэйнольдса сверхзвукового потока [16,17]. Подавляющее большинство экспериментальных работ выполнено на аэродинамических трубах длительного действия. Они позволяют создать сверхзвуковой поток с параметрами, контролируемыми с высокой точностью. Типичными средствами диагностики являются измерение давления на поверхности пластины и препятствия, визуализация течения различными способами, такими, как теневая фотосъемка [8,11,12], PIV-метод и сажемасляная визуализация линий тока [11,14]. Значительно реже проводится измерение тепловых потоков [6–8,14], а также визуализация полей теплового воздействия с помощью термокрасок [13,17]. Основной задачей подобных экспериментов является получение усредненных по времени значений в области вязко-невязкого взаимодействия с необходимым пространственным разрешением. Высокая достоверность таких экспериментальных данных позволяет рассматривать их в качестве эталонных и используется, в частности, для верификации численных расчетов [18].

Важным направлением современных исследований является анализ нестационарных характеристик течения, направленных на изучение механизмов формирования неустойчивости течения [1–5]. Основной интерес представляют динамика отрывной области в целом [12,14], пульсационные характеристики давления на поверхности пластины и препятствия [12,14], пространственные энергетические спектры пульсаций давления и их корре-

ляции [5,12]. Следует отметить, что основной объем экспериментальных данных по нестационарным характеристикам получен на основе анализа измерений давления, при этом количество работ, посвященных диагностике тепловых потоков в отрывной области, в настоящее время незначительно.

Существенным ограничением при использовании установок длительного действия является неполное соответствие условий эксперимента реальному высокоскоростному полету. Это не позволяет в полной мере исследовать влияние свойств газа при высоких температурах и воспроизвести аэротермодинамику сверхзвукового потока. Данная проблема может быть решена только на высокоэнтальпийных установках импульсного действия [19,20]. Как правило, такие исследования проводятся на ударных трубах с отражающим соплом [6–8,21], однако в этом случае достоверное определение всех параметров потока газа на выходе из сопла является нетривиальной задачей [22]. Также сложным является вопрос о нестационарных и пульсационных характеристиках потока, учитывая, что длительность рабочего времени установки зачастую сопоставима с характерным временем колебаний в отрывной зоне.

Возможным подходом, когда удается частично воспроизвести влияние высокотемпературных эффектов, является размещение препятствия на внутренней поверхности камеры низкого давления ударной трубы [23]. В этом случае она выполняет роль пластины, вдоль которой развивается пограничный слой, а препятствие обтекается сверхзвуковым потоком за падающей ударной волной. В рамках такого подхода параметры сверхзвукового потока могут быть определены с достаточной точностью по начальным условиям эксперимента, при этом уровень возмущений оказывается ниже, чем при использовании ударных труб с отражающим соплом, однако диапазон достижимых газодинамических параметров становится заметно меньше, в частности, ограничено максимальное число Маха за счет сильного нагрева газа за падающей ударной волной при достаточно высокой энтальпии сверхзвукового потока. Также необходимо учитывать поперечную неоднородность и изменение во времени параметров потока в точке измерения в силу замедления падающей ударной волны из-за образования пограничного слоя на внутренней поверхности камеры низкого давления [24].

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования взаимодействия сверхзвукового потока за падающей ударной волной с цилиндрическим препятствием, установленным поперек камеры низкого давления ударной трубы прямоугольного сечения. С помощью теневой фотосъемки исследована структура и динамика области вязко-невязкого взаимодействия вблизи цилиндра. Проведено измерение давления и теплового потока на линии симметрии перед цилиндром. Получено пространственное и временное распределение средних значений данных величин. Зарегистрированы существенные пульсации теплового потока на малых расстояниях от боковой поверхности цилиндра в турбулентной фазе течения. Отличительной особенностью настоящей работы от [23] является значительно более высокая энтальпия сверхзвукового потока и температура торможения, а соответственно, и проявления реальных свойств рабочего газа при высоких температурах.

Несмотря на указанные выше ограничения, полученные результаты показывают, что данный подход позволяет исследовать особенности вязко-невязкого взаимодействия в передней отрывной области в некотором диапазоне чисел Маха и Рэйнольдса при энтальпии сверхзвукового потока ≈ 3MJ/kg и температуре торможения ≈ 2500 K, что практически невозможно на установках длительного действия или установках, построенных по схеме Людвига, и может применяться наряду с ударными трубами с отражающим соплом.

1. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на ударной трубе ФТИ им. А.Ф. Иоффе прямоугольного сечения. Длина камеры высокого давления составляет 1.08 m, камеры низкого давления 10 m, высота канала 150 mm, ширина 50 mm. Камеры разделены блоком диафрагм, оборудованным вертикальным ножом. Это позволяет добиться высокой повторяемости по давлению в камере высокого давления, при котором происходит раскрытие диафрагмы, а соответственно, и по числу Маха падающей волны и параметрам сверхзвукового потока за ней. В камере низкого давления на расстоянии 8.6 m от блока диафрагм боковой поверхностью навстречу потоку был установлен горизонтальный цилиндр диаметром $D = 12$ mm. Цилиндр был закреплен на горизонтальной шпильке длиной 92 mm, упирающейся в вертикальную державку диаметром 15 mm (рис. 1).

В боковых стенках камеры низкого давления в месте установки цилиндра находятся окна для оптической диагностики течения. Теневая система собрана на основе прибора ИАБ-451. В экспериментах использовались две системы подсветки и фоторегистрации. В первом случае применялся полупроводниковый лазер с электронно-лучевой накачкой и длительностью импульса 10 ns в паре с цифровым зеркальным фотоаппаратом. Она использовалась для получения единичных теневых фотографии разрешением 4912×3264 пикселей. Пространственное разрешение, ограниченное возможностями теневого прибора, составляло ~ 0.1 mm. Это позволило проанализировать пространственную структуру области вязко-невязкого взаимодействия в фиксированные моменты времени. Во втором случае использовался светодиод Luminus CBT-120-G и многокадровая скоростная фотокамера Revealer X213. Разработанная схема питания светодиода позволяла создавать серию идентичных токовых импульсов амплитудой до 250 A, длительностью до $2\,\mu$s и интервалом между ними $20\,\mu$s. В каждом эксперименте было получено не менее 60 фотографий разрешением 704×264 пикселей. Это позволило

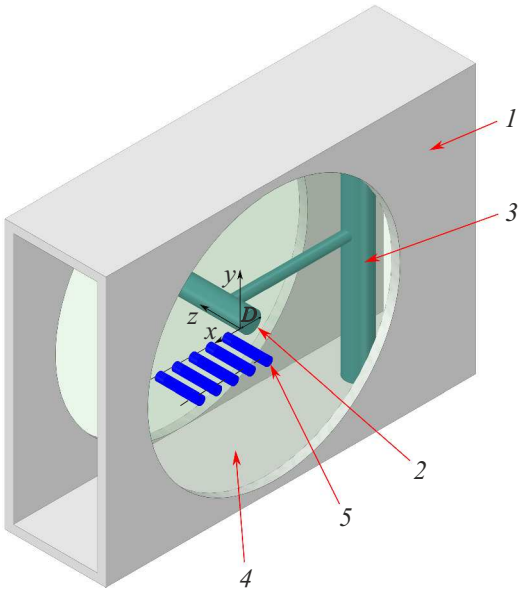


Рис. 1. Фрагмент камеры низкого давления ударной трубы *1* с цилиндром *2*, установленным на державке *3*. В боковой стенке может устанавливаться либо стеклянное окно *4*, либо металлическая заглушка с датчиками давления *5* или датчиком теплового потока.

проанализировать динамику взаимодействия в течение всего рабочего времени установки. Пространственное разрешение, ограниченное возможностями скоростной фотокамеры, составляло ~ 0.25 mm.

Помимо оптической диагностики проводилось измерение давления на различных расстояниях от боковой поверхности цилиндра. Для этого вместо одного из окон устанавливалась идентичная по размерам заглушка с пятью датчиками давления PCB Piezotronics 113B28. Они были установлены вдоль линии, проходящей через центр цилиндра и параллельной оси симметрии ударной трубы; расстояние между центрами соседних датчиков составляло 12 mm. Верхняя граница регистрируемых частот составляет ~ 100 kHz, частота собственных колебаний датчика > 500 kHz. Регистрация электрических сигналов проводилась с помощью цифрового осциллографа с временным разрешением $1\,\mu$s. Поскольку диаметр рабочей поверхности используемых датчиков составляет 5.5 mm, пространственное разрешение не превышает $\sim D/2$, что ограничивало возможности получения детального распределения давления в передней отрывной области.

Для измерения теплового потока была изготовлена аналогичная заглушка с датчиком на анизотропном термоэлементе из монокристалла висмута [25,26], установленным в сменной вставке (рис. 2). Длина термоэлемента составляла 4 mm, ширина — 0.4 mm, толщина — 0.35 mm. При установке вставка ориентировалась таким образом, чтобы длинная сторона термоэлемента была расположена вертикально, поперек потока газа. Таким образом, пространственное разрешение в горизонтальном направлении составляло ~ 0.4 mm. Регистрация теплового потока в невозмущенном пограничном слое без установленного цилиндра показала, что максимальная амплитуда сигнала датчика на выбранном режиме работы установки составляет ~ 1 mV и соответствует нижнему пределу измерений используемого цифрового осциллографа. Поэтому для увеличения отношения сигнал/шум и повышения качества проводимых измерений датчик был подключен к промежуточному усилителю на базе инструментального усилителя INA128. Коэффициент усиления составлял $\times 200$ или $\times 500$ в зависимости от максимальной амплитуды сигнала. Сигнал датчика регистрировался с помощью цифрового осциллографа с временным разрешением $0.4\,\mu$s. Тепловой поток рассчитывался по электрическому сигналу с использованием методики [27]. Перед проведением экспериментов датчик был откалиброван с помощью отраженной ударной волны [28]. Неопределенность вольт-ваттного коэффициента и рассчитываемого теплового потока не превышала 10%.

При проведении измерений на малых расстояниях от боковой поверхности цилиндра в области максимальных значений теплового потока было обнаружено постепенное снижение динамических характеристик датчика. Проведенный анализ показал, что причиной является нарушение монокристаллической структуры висмута вблизи рабочей поверхности термоэлемента и образование тонкого слоя, не участвующего в генерации термоэдс [29]. Для восстановления способности датчика регистрировать высокочастотные составляющие теплового потока, перед каждым экспериментом проводилась шлифовка его рабочей поверхности наждачной бумагой зернистостью P2500. Также периодически проводилась контрольная калибровка по отраженной ударной волне для проверки текущего вольт-ваттного коэффициента.

Поскольку в каждом эксперименте положение цилиндра и датчиков в заглушке неизменно, для получения пространственного распределения давления и теплового потока проводилась серия опытов с идентичными



Рис. 2. Вставка с датчиком теплового потока на анизотропном термоэлементе из монокристалла висмута.

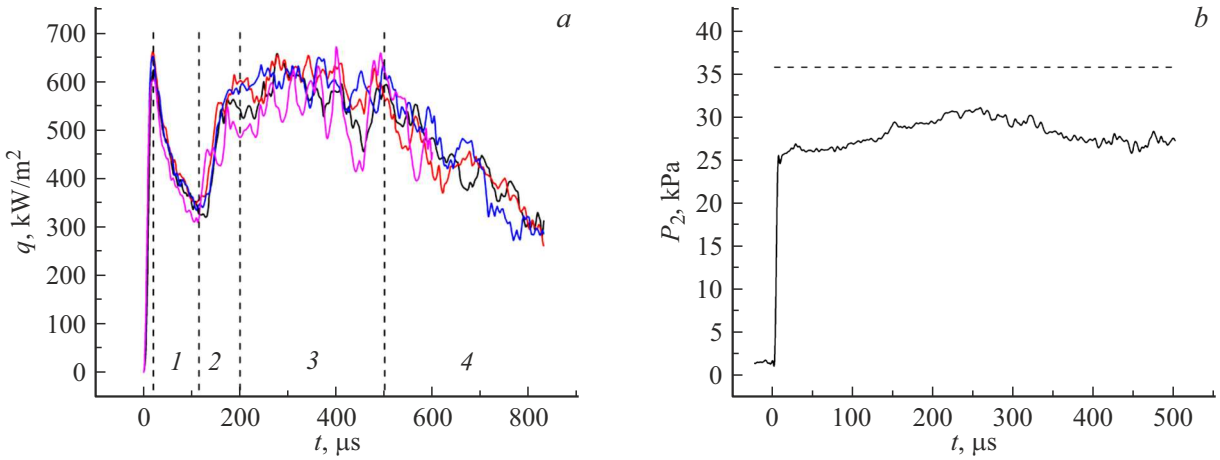


Рис. 3. Тепловой поток на внутренней поверхности камеры низкого давления после прохождения падающей ударной волны (*a*), где *1* — ламинарная фаза, *2* — ламинарно-турбулентный переход, *3* — турбулентная фаза, *4* — движение толкающего газа; статическое давление за падающей ударной волной (*b*), измеренное в эксперименте (сплошная линия) и рассчитанное по начальным условиям эксперимента (штриховая линия).

начальными условиями, но различным расстоянием от боковой поверхности цилиндра до точек регистрации. Применимость такого подхода базируется на высокой воспроизводимости условий эксперимента как по давлению разрыва диафрагмы, так и по структуре потока в области вязко-невязкого взаимодействия. Для этого было уделено особое внимание точности установки оптических окон и заглушек с датчиками для минимизации возмущений в пограничном слое из-за возможного несовпадения их плоскости с внутренней поверхностью камеры низкого давления.

Необходимо отметить, что картина обтекания цилиндра за рабочее время установки не является в полной мере стационарной. Параметры сверхзвукового потока в точке измерения изменяются во времени в силу замедления падающей ударной волны из-за образования пограничного слоя на внутренней поверхности камеры низкого давления ударной трубы. Также отошедшая ударная волна взаимодействует с пограничным слоем с образованием λ-структуры, что может влиять на ее форму и положение. Диаметр цилиндра, параметры толкающего и рабочего газа выбирались исходя из требуемого числа Рэйнольдса, а также возможности реализации „квазистационарного“ обтекания максимальной длительности при минимальном изменении параметров потока. В качестве критерия оценки этого изменения использовалась величина отхода и форма головной ударной волны, изменение которой фиксировалось с помощью теневой фотосъемки и лазерной подсветки с точностью ≈ 0.1 mm.

2. Сверхзвуковой поток за падающей ударной волной

В первой серии экспериментов регистрировалось давление и тепловой поток в пограничном слое без установленного цилиндра. Основными задачами являлись анализ длительности и изменение параметров сверхзвукового потока за рабочее время ударной трубы в выбранном режиме. Также исследовалось влияние точности установки заглушки с датчиками на развитие возмущений в пограничном слое и повторяемость экспериментов. Последнее является принципиально важным, поскольку в каждом эксперименте проводилось измерение только в одной точке, а пространственные распределения были получены путем передвижения цилиндра относительно неподвижных датчиков, сопровождающееся снятием и установкой заглушки. Также важной задачей являлся анализ применимости пары датчик–усилитель для регистрации высокочастотных осцилляций теплового потока на малых расстояниях от боковой поверхности цилиндра

В качестве толкающего газа использовался гелий, в качестве рабочего газа — воздух. Фиксированное давление раскрытия диафрагмы в камере высокого давления $p_4 = 810 \pm 20$ kPa. Начальное давление в камере низкого давления измерялось с помощью датчика InstruTech CVG101 и составляло $P_1 = 1.33 \pm 0.3$ kPa. Измеренное число Маха падающей ударной волны вблизи места установки цилиндра $M_1 = 4.75–0.1$.

На рис. 3, *a* показаны результаты измерений теплового потока, полученные в различных экспериментах. За начало отсчета принят момент прохождения падающей ударной волны мимо датчика. На кривой можно выделить четыре характерных участка, соответствующих ламинарной (1), переходной (2) и турбулентной фазе течения (3), а также движению холодного толкающего газа (4). В первой фазе после скачкообразного роста тепловой поток уменьшается в $\sim 1/\sqrt{t}$ раз, что вызвано нарастанием толщины ламинарного пограничного слоя. Далее в момент времени $t \approx 120\,\mu$s, соответствующий числу Рэйнольдса $\mathrm{Re} = 3.3 \cdot 10^5$, происходит достаточно резкое возрастание теплового потока, обусловленное переходом к турбулентному режиму течения. В момент

времени $t \approx 600\,\mu$s, соответствующий числу Рэйнольдса $\mathrm{Re} = 1.7 \cdot 10^6$, начинается заметное убывание теплового потока, вызванное приходом в точку измерения холодного толкающего газа. Таким образом, можно считать, что максимальная длительность рабочего времени установки на данном режиме не превышает $500\,\mu$s. Среднее значение теплового потока в турбулентной фазе течения составляет $400-600\,\mathrm{kW/m^2}$.

Совпадение начала ламинарно-турбулентного перехода в различных экспериментах говорит о достаточной точности установки заглушки, и соответственно об отсутствии заметных возмущения пограничного слоя. Близкие средние значения теплового потока и длительности каждой из фаз практически совпадают, что говорит о хорошей повторяемости начальных условий экспериментов, а, соответственно, и параметров потока воздуха за падающей ударной волной. Следует отметить, что с течением времени уровень осцилляций в турбулентной фазе возрастает. В случае экспериментов с установленным цилиндром, наличие отрывной зоны приводит к дополнительному возмущению потока и уменьшению длительности ламинарной и переходной фазы. По этой причине, приведенные на рис. 3, *a* длительности фаз следует рассматривать как оценки сверху.

На рис. 3, *b* показано измеренное давление P_2 за падающей ударной волной и теоретическое значение, рассчитанное по начальному давлению в камере низкого давления P_1 и измеренному числу Маха M_1 (см. таблицу) с помощью Nenzf1d, входящего в пакет Gas Dynamics Toolkit (GDTK) [30]. Немонотонный профиль кривой вызван наличием участка формирования и разгона падающей ударной волны вблизи блока диафрагм и области ее дальнейшего замедления из-за образования пограничного слоя на внутренней поверхности камеры низкого давления[31,32]. Заметное расхождение экспериментального и теоретического значений может быть вызвано достаточно высокой неопределенностью измерения начального давления P_1, составляющей $\pm 10\%$ от измеряемого значения. Из опыта работы на данной установке известно, что измеренное число Маха в конце камеры низкого давления примерно на 10% меньше теоретического значения, рассчитанного по идеальной теории. Проведенные оценки показывают, что изменение параметров газа за падающей волной за счет ее замедления составляет $\sim 20\%$, в то время как числа Маха и Рэйнольдса изменяются не более чем на 5%. Из рис. 3, *b* видно, что за рабочее время установки, $\approx 500\,\mu$s относительное изменение давления P_2 не превышает 20%, что подтверждает результаты оценок. Это позволяет считать сверхзвуковой поток, натекающий на цилиндр, практически неизменным во времени.

Согласно результатам измерений [33,34] и теоретическим оценкам [34,35], в случае ламинарного пограничного слоя плотность теплового потока падает как $1/\sqrt{t}$, поэтому величина $\mathrm{St} \cdot \mathrm{Re}^{1/2}$ должна быть постоянной. Числа Стэнтона и Рэйнольдса определяются следующим образом:

$$\mathrm{St} = \frac{q}{\rho_2 v_2 c_{p2}(T_{aw} - T_w)},$$

Таблица 1. Рассчитанные параметры сверхзвукового потока воздуха за падающей ударной волной

Плотность ρ_2, kg/m^3	0.086
Температура T_2, K	1439
Давление P_2, Pa	35700
Теплоемкость C_{p_2}, J/(kg·K)	1214
Удельная энтальпия H_2, J/kg	$2.8 \cdot 10^6$
Вязкость μ_2, Pa·s	$5.4 \cdot 10^{-5}$
Скорость V_2, m/s	1330
Число Маха M_2	1.8
Единичное число Рэйнольдса Re_2, 1/m	$2.1 \cdot 10^6$

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho_2 v_2^2 t}{\mu_2},$$

где $T_{aw} = T_2\left(1 + \sqrt{\mathrm{Pr}}\frac{\gamma-1}{2}M_2^2\right)$, q — плотность теплового потока, T_w — температура внутренней поверхности камеры низкого давления ударной трубы, Pr — число Прандтля, γ — показатель адиабаты. Согласно работе [34], величина $\mathrm{St} \cdot \mathrm{Re}^{1/2} = 0.66$, в настоящих экспериментах получено $\mathrm{St} \cdot \mathrm{Re}^{1/2} = 0.80 \pm 0.04$ (рис. 4, *a*). Данное отличие может быть связано с неопределенностью начальных данных экспериментов.

Теплообмен в развитом турбулентном пограничном слое описывается соотношением $\mathrm{St} \cdot \mathrm{Re}^{1/5} = \mathrm{const}$. В рассматриваемых работах [33–35], с которыми было выполнено сравнение результатов настоящих экспериментов, значение константы $\mathrm{St} \cdot \mathrm{Re}^{1/5}$ лежало в пределах $0.0296-0.041$. Значение константы в рассматриваемых экспериментах, полученное в результате осреднения по интервалу чисел Рэйнольдса $\mathrm{Re} = 5 \cdot 10^5 - 16 \cdot 10^5$, составило $\mathrm{St} \cdot \mathrm{Re}^{1/5} = 0.039 \pm 0.003$ (рис. 4, *b*). Незначительное изменение произведений $\mathrm{St} \cdot \mathrm{Re}^{1/2}$ и $\mathrm{St} \cdot \mathrm{Re}^{1/5}$ во времени вызвано использованием постоянных значений параметров газа (см. таблицу).

3. Структура течения вблизи цилиндра

Во второй серии экспериментов проводилось исследование структуры течения в передней отрывной области с помощью теневой фотосъемки. После прохождения падающей ударной волны и начала обтекания цилиндра сверхзвуковым потоком, перед ним на расстоянии Δ формируется отошедшая ударная волна. Ее взаимодействие с пограничным слоем на внутренней поверхности камеры низкого давления приводит к образованию отрывной области с подковообразными вихревыми структурами (рис. 5). Известно [11,36], что основным параметром, определяющим размеры данной области L_{sep}, является отношение диаметра цилиндра к толщине пограничного

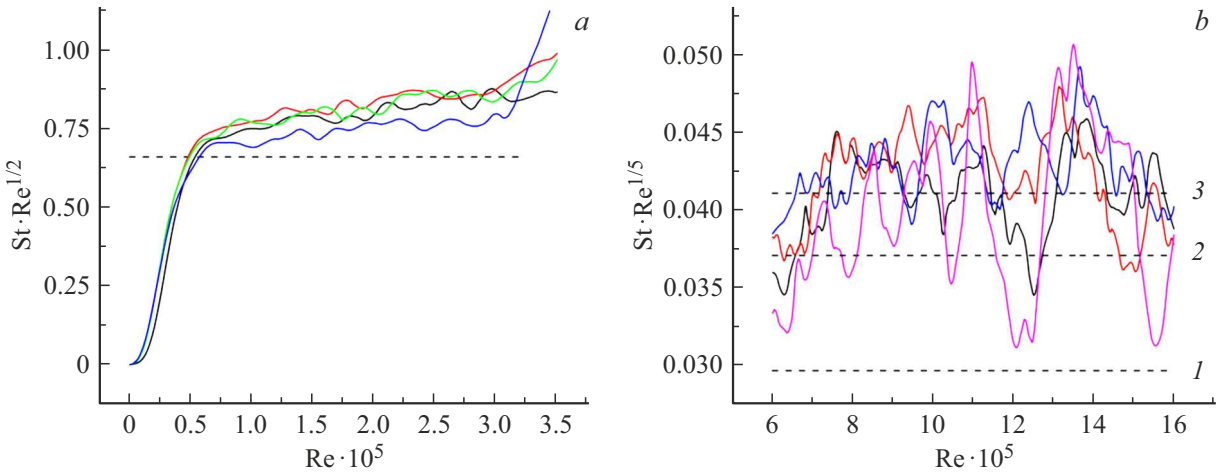


Рис. 4. Сравнение измеренных тепловых потоков в пограничном слое за падающей ударной волной с известными теоретическими зависимостями: *a* — ламинарный режим, штриховая линия — $\mathrm{St}\cdot\mathrm{Re}^{1/2} = 0.66$ [34]; *b* — турбулентный режим, штриховая линия *1* — $\mathrm{St}\cdot\mathrm{Re}^{1/5} = 0.0296$ [33], линия *2* — $\mathrm{St}\cdot\mathrm{Re}^{1/5} = 0.037$ [35], линия *3* — $\mathrm{St}\cdot\mathrm{Re}^{1/5} = 0.041$ [34].

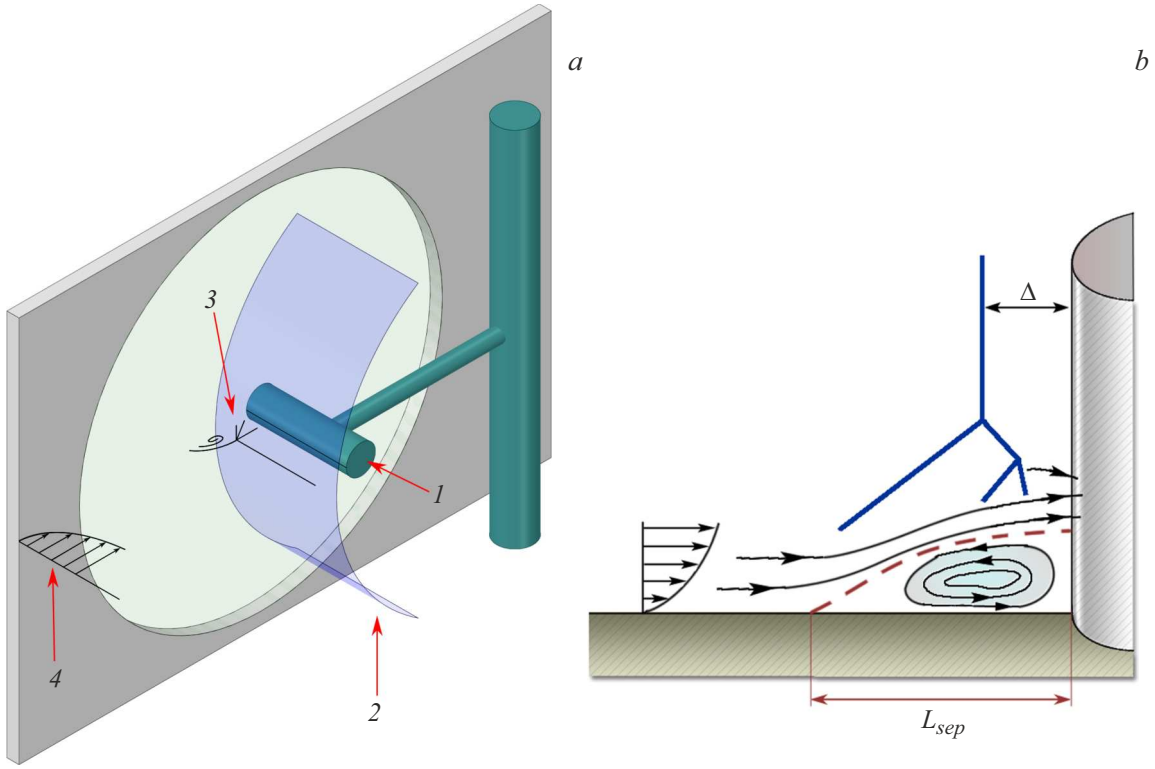


Рис. 5. Структура течения в канале низкого давления ударной трубы (*a*) и ударно-волновая структура и положение отрывной зоны (*b*); *1* — цилиндр, *2* — отошедшая ударная волна, *3* — λ-структура, *4* — профиль пограничного слоя на внутренней поверхности камеры низкого давления, Δ — расстояние отхода ударной волны, L_{sep} — ширина отрывной области.

слоя D/δ. Параметрические исследования [11] показывают, что в широком диапазоне чисел Маха и Рэйнольдса справедливо соотношение $2 < L_{sep}/D < 3.5$. При этом значительный разброс используемых для анализа в [11] экспериментальных данных не позволяет говорить об однозначной зависимости L_{sep}/D от D/Δ.

На рис. 6 показана серия фотографий, полученных в одном эксперименте с помощью скоростной фотокамеры. Она иллюстрирует основные этапы развития взаимодействия падающей ударной волны и сверхзвукового потока за ней с цилиндром. На фотографии (рис. 6, *a*) видно формирование отошедшей ударной волны *1* и локализованной области возмущения вблизи критической

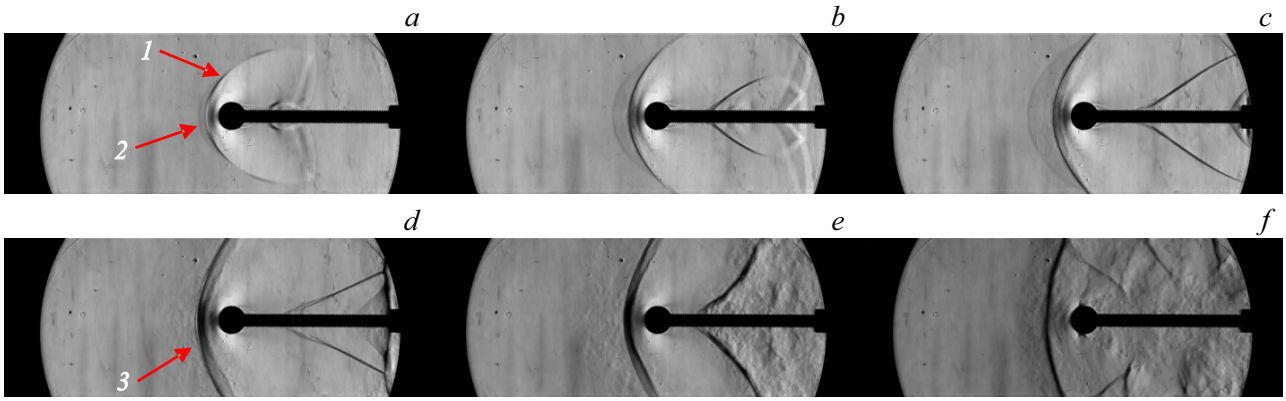


Рис. 6. Теневые фотографии в момент времени от начала взаимодействия падающей ударной волны с боковой поверхностью цилиндра: *a* — 20, *b* — 40, *c* — 60, *d* — 140, *e* — 300, *f* — 540 μs; *1* — формирование отошедшей ударной волны, *2* — образование возмущений в области критической точки, *3* — деформация профиля ударной волны вдоль оптической оси теневой системы.

точки *2*, вызванной ее взаимодействием с пограничным слоем. Далее положение ударной волны практически не изменяется вплоть до нарушения картины течения (рис. 6, *e*), что говорит о слабом изменении параметров сверхзвукового потока во времени, но при этом протяженность области возмущения вдоль оси трубы перед ударной волной постепенно увеличивается. На фотографии (рис. 6, *f*) показано разрушение картины течения, вызванное взаимодействием отошедшей ударной волны с пограничным слоем с образованием λ-конфигурации и начало движения волны навстречу сверхзвуковому потоку [35]. Увеличение ее „толщины“ *3* вызвано искривлением вдоль оси оптической системы. Видно, что, начиная с 300 μs, структура отошедшей ударной волны и течения вблизи цилиндра начинает постепенно изменяться. Постепенное исчезновение видимого фронта волны перед областью возмущений вызвано увеличением наклона относительно оптической оси и уменьшением градиента плотности. Нестационарный характер образующихся структур вызван в первую очередь нарастанием толщины пограничного слоя и неустойчивостью вихревых структур, приводящей к изменению размеров отрывной области и в малой степени меняющимися параметрами потока газа в силу замедления падающей ударной волны.

На рис. 7 показана теневая фотография, полученная в момент времени $t = 100\,\mu$s после контакта падающей ударной волны с боковой поверхностью цилиндра *1*. Нормированный на диаметр цилиндра отход ударной волны *2*, составляет $\Delta/D = 0.67$. Вверх по потоку от нее видны слабые возмущения *3*, обусловленные наличием обширной отрывной области. Длина этой области вдоль линии симметрии, ограниченная слабой волной *4*, составляет $L_{sep}/D = 2.25 \pm 0.05$. Также наблюдаются возмущения *5* позади отошедшей волны, вызванные образованием подковообразных вихревых структур в отрывной зоне. Анализ аналогичных теневых фотографий, полученных с периодичностью 20 μs, показал, что в течение $\sim 300\,\mu$s отход ударной волны практически не увеличивался.

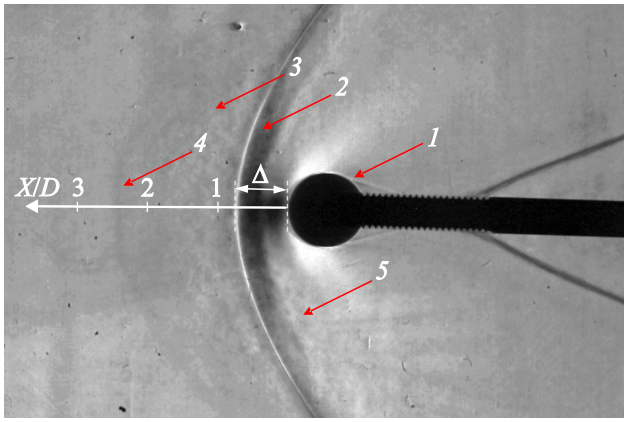


Рис. 7. Теневая фотография обтекания цилиндра в момент времени $t = 100\,\mu$ после начала взаимодействия с падающей ударной волной. *1* — цилиндр, *2* — отошедшая ударная волна, *3* — возмущения в области взаимодействия, *4* — ударная волна перед областью взаимодействия, *5* — возмущения от подковообразных вихрей.

4. Результаты измерения давления

В третьей серии экспериментов проводилось измерение давления и теплового потока в передней отрывной области на различных расстояниях от боковой поверхности цилиндра. Возникающая сложная структура течения приводит к существенно неоднородному пространственному распределению газодинамических параметров. На рис. 8 приведены результаты измерения давления. Резкий рост сигнала каждого из датчиков в начальный момент времени соответствует прохождению падающей ударной волны вдоль его рабочей поверхности. Далее в течение примерно 500 μs среднее значение давления остается практически неизменным, несмотря на изменение структуры обтекания (рис. 6). Видно, что на сигналах датчиков, установленных в пределах передней отрывной зоны на расстоянии $x/D < 2.75$,

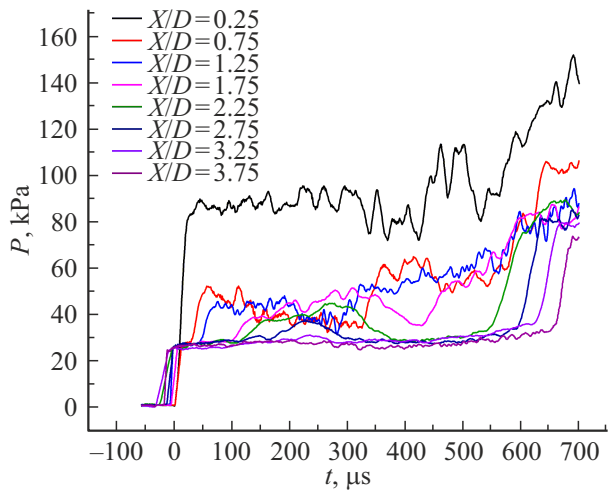


Рис. 8. Результаты измерения давления на различных расстояниях от боковой поверхности цилиндра.

наблюдаются заметные осцилляции. Максимальная амплитуда осцилляций растет по мере приближения к цилиндру при этом на малых расстояниях от него амплитуда увеличивается и с течением времени. Основной причиной такого поведения является нестационарный характер самого отрывного течения, вызванный его внутренней неустойчивостью [12,14]. Аналогичный рост осцилляций со временем наблюдается и в турбулентной фазе невозмущенного пограничного слоя (рис. 3, *a*). В момент времени $\approx 600\,\mu$s наблюдается резкий рост давления, последовательно регистрируемый датчиками, расположенными вперед по потоку, что соответствует обратному движению отошедшей ударной волны вследствие ее взаимодействия с пограничным слоем (рис. 6, *f*). Таким образом, по результатам измерения давления длительность рабочего времени можно оценивать в $500\,\mu$s.

На рис. 9 показано пространственное распределение давления, полученное осреднением по временному интервалу в $\pm 25\,\mu$s в ламинарной и переходной, а также турбулентной фазах обтекания. В обоих случаях вне передней отрывной зоны на расстоянии $x/D > 3$ давление практически соответствует значению за падающей ударной волной в невозмущенном потоке (рис. 3, *b*). Видно, что в конце ламинарной фазы, соответствующей времени $\approx 100\,\mu$s после начала обтекания и числу Рэйнольдса $3 \cdot 10^5$, вблизи цилиндра образуются две характерные зоны повышенного давления. Первая непосредственно у цилиндра, а вторая — на расстоянии $x/D \approx 1.2$. После начала ламинарно-турбулентного перехода структура течения меняется, форма второй области повышенного давления становится все более выраженной, и она движется от цилиндра. Максимальное значение наблюдается на расстоянии $x/D \approx 1.7$. С течением времени ее профиль сглаживается, и наблюдается обратное движение к цилиндру, завершающееся в момент времени $400\,\mu$s образованием структуры с одним локальным максимумом. Следует отметить, что полученные результаты не позволяют утверждать, что форма наблюдаемых структур является установившейся и данная проблема требует дальнейшего изучения.

5. Результаты измерения теплового потока

На рис. 10 показаны результаты измерений теплового потока на расстоянии $x/D = 0.04$ ($x = 0.5$ mm) от поверхности цилиндра до середины термоэлемента, полученные в серии из четырех экспериментов с идентичными начальными условиями. Среднее значение в различных экспериментах отличается не более чем на 20% и составляет $\sim 4300\,\mathrm{kW/m^2}$, что практически на порядок превышает уровень теплового потока в невозмущенном пограничном слое в турбулентной фазе течения (рис. 3, *a*). На двух кривых заметны осцилляции длительностью порядка $50\,\mu$s и амплитудой порядка среднего значения теплового потока, возникающие в турбулентной фазе обтекания, тогда как амплитуда пульсаций на остальных кривых не превышает 10%. В ламинарной фазе осцилляции практически отсутствуют.

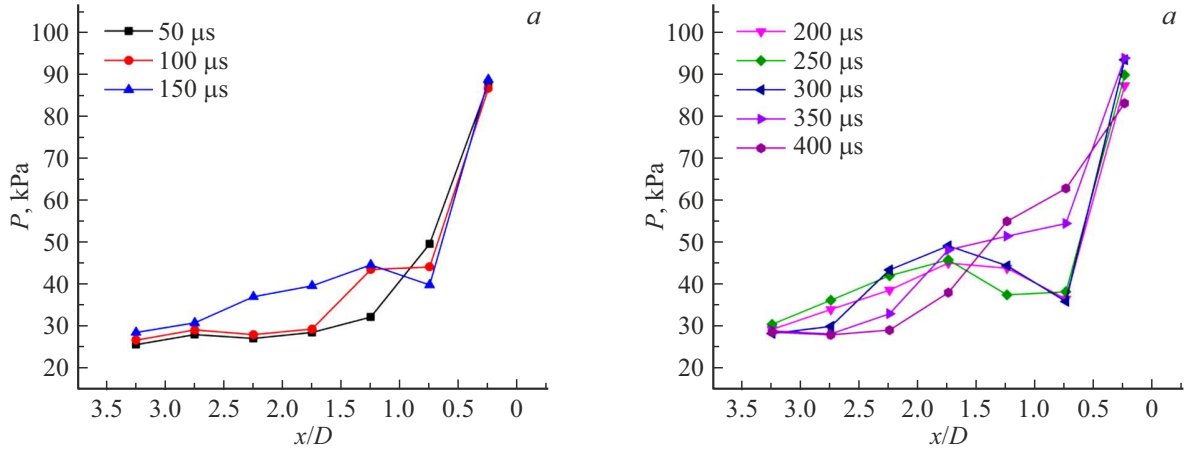


Рис. 9. Пространственное распределение осредненного по времени давления в ламинарной и переходной фазах (*a*) и турбулентной (*b*) фазе обтекания.

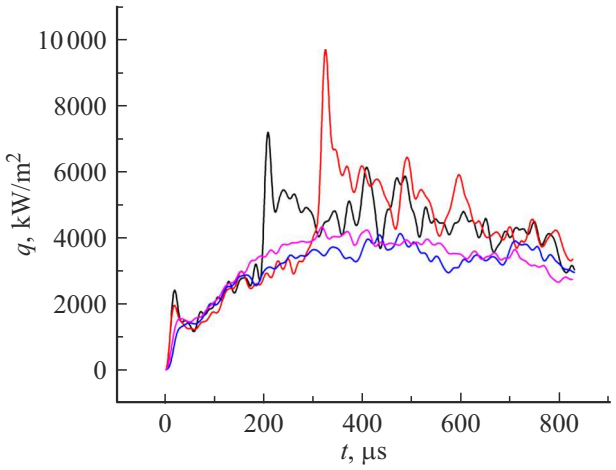


Рис. 10. Результаты измерения теплового потока на расстоянии $x/D = 0.04$ $(x = 0.5\,\text{mm})$ от боковой поверхности цилиндра.

Столь сильное различие в характере поведения кривых теплового потока говорит о существенно нестационарном и нерегулярном характере течения в отрывной области, что отражается на особенностях процесса теплообмена. Аналогичный результат был получен на расстоянии $x/D = 0.12$ $(x = 1.5\,\text{mm})$ от поверхности цилиндра.

Необходимо отметить, что в данной серии было проведено большое количество экспериментов и получены кривые теплового потока с сильно различающимся уровнем осцилляций, но близким средним значением. Анализ данных результатов показал, что основной причиной расхождения является изменение динамических характеристик датчика [29] при измерении теплового потока высокой интенсивности в воздушной среде, вызванной деградацией его рабочей поверхности. Поскольку данное явление напрямую связано с нестационарными процессами теплообмена и носит случайный характер, отсутствие осцилляций на кривой теплового потока может быть вызвано как их реальным отсутствием в эксперименте, так и изменением свойств поверхности в ходе измерений. При этом если они присутствуют, то это однозначно говорит о наличии таких возмущений в точке измерения.

На рис. 11 показаны результаты измерений теплового потока на различных расстояниях от боковой поверхности цилиндра. После резкого роста теплового потока в момент прихода падающей ударной волны на всех кривых наблюдается небольшой участок спада, соответствующий ламинарному режиму течения. Дальнейший резкий рост теплового потока обусловлен приходом отраженной от цилиндра ударной волны и началом формирования сложной трехмерной газодинамической структуры обтекания. Во всех точках на расстояниях $x/D < 0.67$ тепловой поток существенно превышает значения в невозмущенном пограничном слое, наибольшее значение достигается на расстоянии $x/D = 0.33$ от цилиндра. Нерегулярные осцилляции различной частоты и амплитуды отражают нестационарную природу ударно-волнового взаимодействия в рассматриваемой области. Максимальная амплитуда осцилляций теплового потока достигает 50% от среднего значения по всей длительности измерений. По мере отдаления от боковой поверхности цилиндра, осцилляции теплового потока уменьшаются, а среднее значение стремится к величине в невозмущенном пограничном слое. На расстоянии $X/D = 2.67$, которое можно считать границей отрывной зоны, отличия находятся в пределах ошибки измерения. Локализация области максимальных осцилляций теплового потока и давления вблизи боковой поверхности цилиндра (рис. 8) вызвана структурой течения (рис. 5,*b*) и распределением интенсивности турбулентных пульсаций.

На рис. 12 показаны пространственные распределения осредненного по интервалу $\pm 25\,\mu$s теплового потока в ламинарной и турбулентной фазах течения. В первом случае видна структура, схожая с распределением давления. На расстоянии $x/D < 0.5$ наблюдается локальный максимум, в несколько раз превышающий значение в невозмущенном пограничном слое. Второй локальный

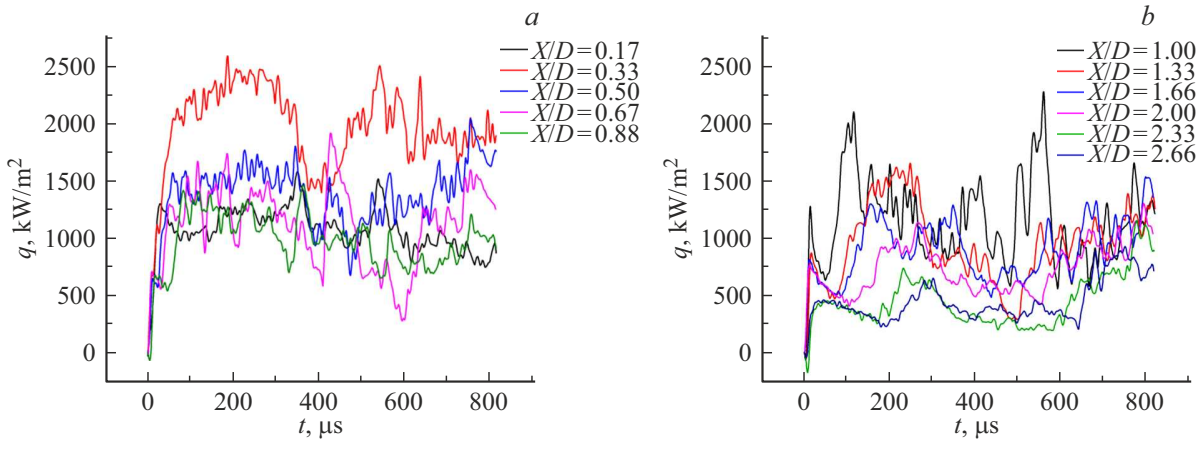


Рис. 11. Результаты измерений теплового потока от времени на малых (*a*) и больших (*b*) расстояниях от боковой поверхности цилиндра.

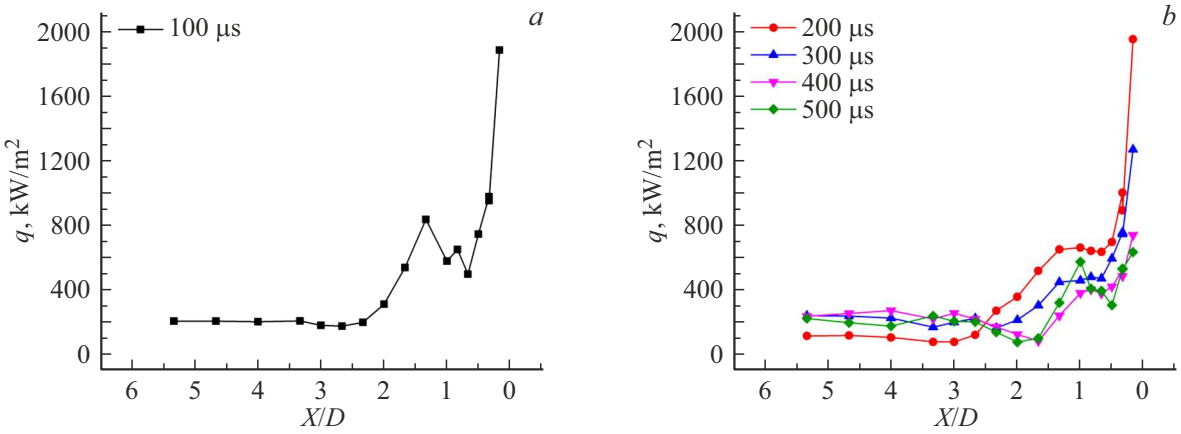


Рис. 12. Распределение теплового потока на различных расстояниях от боковой стенки цилиндра в ламинарной (a) и турбулентной (b) фазах течения.

максимум, существенно меньший по амплитуде, находится на расстоянии $x/D \approx 1.2$. На расстояниях $x/D > 2$ уровень теплового потока соответствует значениям для невозмущенного пограничного слоя при отсутствии цилиндра. В случае турбулентного пограничного слоя также наблюдаются две зоны повышенного теплового потока, но при этом профиль второй зоны гораздо более гладкий. С течением времени наблюдается уменьшение величины первого максимума и формирование значительно более выраженного второго максимума, появление которого является характерной особенностью, возникающей при трехмерном взаимодействии ударной волны с пограничным слоем [2,13,16,23]. При этом наблюдается значительное уменьшение размеров отрывной области, также ранее экспериментально зарегистрированное в работе [23]. Начиная с момента времени $400\,\mu$s, наблюдается образование локального минимума на расстоянии $x/D \approx 1.5$. Необходимо отметить, что при расчете средних значений теплового потока не учитывались сильные осцилляции на малых расстояниях от боковой поверхности цилиндра, поскольку их появление носит спонтанный характер.

Заключение

Исследованы особенности структуры течения в передней отрывной зоне при обтекании цилиндрического препятствия сверхзвуковым потоком. Отличительной особенностью работы от других экспериментальных исследований является установка цилиндра на внутренней поверхности камеры низкого давления ударной трубы прямоугольного сечения, а не на пластине в выходном сечении сверхзвукового сопла. В данной конфигурации сверхзвуковой поток формируется за падающей ударной волной, а пограничный слой развивается по поверхности ударной трубы. С помощью теневой диагностики определена пространственная структура области вязко-невязкого взаимодействия перед цилиндром и динамика ее развития в течение всего рабочего времени установки. Проведены измерения давления и теплового потока в невозмущенном пограничном слое и на различных расстояниях от боковой поверхности цилиндра.

Полученные результаты позволили проанализировать влияние различных факторов на длительность рабочего времени, в течение которого структура течения остается квазистационарной, и возможно проведение достоверных измерений. Показано, что, несмотря на изменение физических параметров сверхзвукового потока за падающей ударной волной, числа Маха и Рэйнольдса, определяющие структуру взаимодействия, остаются практически неизменными.

Результаты измерения теплового потока без цилиндра хорошо совпадают с известными теоретическими зависимостями для ламинарного и турбулентного теплового потока. Это показывает применимость датчиков на анизотропных термоэлементах для данного класса течений, а также корректность процедуры калибровки и обработки электрического сигнала. Показано, что быстродействие системы измерения теплового потока достаточно, для регистрации осцилляций теплового потока с частотой.

Проведены измерения давления и теплового потока на различном расстоянии от боковой поверхности цилиндра. Получены временные и пространственные распределения в передней отрывной области в ламинарной и турбулентной фазах течения. Наблюдаются два локальных максимума теплового потока. Первый в несколько раз превышает тепловой поток в невозмущенном пограничном слое. Второй, менее выраженный, максимум, расположенный в пределах $1 < x/D < 2$, изменяет свое положение в процессе взаимодействия ударной волны с пограничных слоем. Оценки размеров передней отрывной зоны по данным тепловых измерений соответствуют результатам теневой диагностики и измерениям давления. Вблизи цилиндра наблюдаются хаотические колебания теплового потока и давления большой амплитуды относительно среднего значения, что является проявлением нестационарного характера течения в зоне вязко-невязкого взаимодействия.

Полученные результаты показывают, что используемый подход, когда препятствие располагается на внутренней поверхности камеры низкого давления, вдоль которой развивается пограничный слой за падающей ударной волной, является возможным способом моделирования взаимодействия высокоэнтальпийного сверхзвукового потока газа с пограничным слоем. Несмотря на ограничения по достижимым числам Маха и Рэйнольдса, он позволяет проводить исследования нестационарных процессов теплообмена в передней отрывной области. Наличие выраженной ламинарной и турбулентной фаз позволяет проанализировать особенности структуры течения и распределения давления и теплового потока при различных числах Рэйнольдса.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-29-00286.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] D.S. Dolling. AIAA J., **39** (8), 1517 (2001). DOI: 10.2514/2.1476
[2] H. Babinsky, J. Harvey. *Shock Wave–Boundary-Layer Interactions* (Cambridge University Press, 2011)
[3] D.G. Gaitonde. Prog. Aerosp. Sci., **72**, 80 (2015). DOI: 10.1016/j.paerosci.2014.09.002
[4] K. Sabnis, H. Babinsky. Prog. Aerosp. Sci., **143**, 100953 (2023). DOI: 10.1016/j.paerosci.2023.100953
[5] D.V. Gaitonde, M.C. Adler. Annu. Rev. Fluid Mech., **55**, 291 (2023). DOI: 10.1146/annurev-fluid-120720-022542
[6] C.S. Kumar, K.P.J. Reddy. J. Heat Transfer., **135**, 121701 (2013). DOI: 10.1115/1.4024667
[7] C.S. Kumar, T. Singh, K.P.J. Reddy. Phys. Fluids., **26**, 126101 (2014). DOI: 10.1063/1.4902400
[8] C.S. Kumar, K.P.J. Reddy. AIAA J., **52** (4), 747 (2014). DOI: 10.2514/1.J052658
[9] D. Gang, S. Yi, L. He. J. Vis., **19**, 581 (2016). DOI: 10.1007/s12650-016-0354-x
[10] В.Я. Боровой, Е.Г. Зайцев, В.Е. Мошаров, В.Н. Радченко. Ученые записки ЦАГИ, **52** (4), 3 (2021).
[11] S.A. Lindorfer, C.S. Combs, P.A. Kreth, R.B. Bond, J.D. Schmisseur. Shock Waves., **30**, 395 (2020). DOI: 10.1007/s00193-020-00938-z
[12] C. Combs, P. Kreth, J. Schmisseur, E. Lash. AIAA J., **56** (3), 1288 (2018). DOI: 10.2514/1.J056390
[13] O.R. Tutty, G.T. Roberts, P.H. Schuricht. J. Fluid Mech., **737**, 19 (2013). DOI: 10.1017/jfm.2013.541
[14] H. Ngoh, J. Poggie. Phys. Rev. Fluids., **7** (2022). DOI: 10.1103/PhysRevFluids.7.093903
[15] P. Schuricht, G. Roberts. Proceedings of 8th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, 1998, AIAA Paper 98–1579. DOI: 10.2514/6.1998-1579
[16] М. Хемш, Дж. Нилсен. *Аэродинамика ракет* (Мир, М., 1989)
[17] В.Я. Боровой, И.В. Егоров, В.Е. Мошаров, А.С. Скуратов, В.Н. Радченко. *Экстремальный нагрев тел в гиперзвуковом потоке. Газодинамические явления и их характеристики* (Наука, М., 2018)
[18] В.Я. Боровой, В.Е. Мошаров, А.Ю. Ноев, В.Н. Радченко. Известия РАН. МЖГ, **3**, 58 (2009).
[19] G. Sangdi, H. Olivier. Progress in Aerospace Sci., **113**, 100607 (2020). DOI: 10.1016/j.paerosci.2020.100607.
[20] P. Reynier, Progress in Aerospace Sci., **85**, 1 (2016). DOI: 10.1016/j.paerosci.2016.04.002
[21] S.A. Maszkiewicz, G.I. Gillespie, S.J. Laurence. Proceedings of AIAA SCITECH Forum, 2022, AIAA Paper 2022-1818. DOI: 10.2514/6.2022-1818
[22] G. Sangdi, H. Olivier, C.-Y. Wen. Phys. Fluids, **34**, 056103 (2022). DOI: 10.1063/5.0089120
[23] H. Ozawa, S.J. Laurence. J. Fluid Mechan., **849**, 1009 (2018). DOI: 10.1017/jfm.2018.433
[24] W. Dagao, G. Han, M. Liu, Z. Li, Z. Jiang. Phys. Fluids, **36**, 076125 (2024). DOI: 10.1063/5.0219298
[25] S.Z. Sapozhnikov, V.Yu. Mityakov, A.V. Mityakov. Heatmetry: *The Science and Practice of Heat Flux Measurement: Heat and Mass Transfer*. (Springer International Publishing, 2020)
[26] П.А. Попов, Н.А. Монахов, Т.А. Лапушкина, С.А. Поняев. ЖТФ, **92** (9), 1334 (2022). DOI: 10.21883/JTF.2022.09.52924.54-22 [P.A. Popov, N.A. Monakhov, T.A. Lapushkina, S.A. Poniaev. Tech. Phys., **67** (9), 1144 (2022). DOI: 10.21883/TP.2022.09.54677.54-22]
[27] П.А. Попов, С.В. Бобашев, Б.И. Резников, В.А. Сахаров. Письма в ЖТФ, **44** (8), 3 (2018). DOI: 10.21883/PJTF.2018.08.45960.17036 [P.A. Popov, S.V. Bobashev, B.I. Reznikov, V.A. Sakharov. Tech. Phys. Lett., **44** (4), 316 (2018). DOI: 10.1134/S1063785018040235]
[28] П.А. Попов, Н.А. Монахов, Т.А. Лапушкина, С.А. Поняев, Р.О. Куракин. Письма в ЖТФ, **48** (20), 7 (2022). DOI: 10.21883/PJTF.2022.20.53688.19297 [P.A. Popov, N.A. Monakhov, T.A. Lapushkina, S.A. Poniaev, R.O. Kurakin. Tech. Phys. Lett., **48** (10), 46 (2022). DOI: 10.21883/TPL.2022.10.54798.19297]
[29] П.А. Попов, А.В. Масюкевич, Е.В. Колесник, А.Б. Подласкин. Письма в ЖТФ, **50** (12), 36 (2024). DOI: 10.61011/PJTF.2024.12.58063.19882
[30] Электронный ресурс. GDTk — a collection of software for doing gas dynamics, from simple desktop calculations through to simulations on supercomputers. Режим доступа: https://gdtk.uqcloud.net (Дата обращения 02/10/2024)
[31] Т.В. Баженова, Л.Г. Гвоздева. *Нестационарные взаимодействия ударных волн* (Наука, М., 1977)
[32] S. Janardhanraj, K. Abhishek, G. Jagadeesh. J. Fluid Mech., 910 (A3), 1 (2021). DOI: 10.1017/jfm.2020.914
[33] W.R. Davies, L. Bernstein. J. Fluid Mech., **36** (1), 87 (1969). DOI: 10.1017/S0022112069001534
[34] H. Knauss, T. Roediger, D. Bountin, B. Smorodsky, A. Maslov, J. Srulijes. J. Spacecr. Rockets., **46** (2), 255 (2009). DOI: 10.2514/1.32011
[35] R.A. Hartunian, A.L. Russo, P.V. Marrone. J. Aeronautical Sci., **27** (8), 587 (1960). DOI: 10.2514/8.8656
[36] В.Я. Боровой, М.В. Рыжкова. Изв. АН СССР. МЖГ, **1**, 78-87 (1974).