

03

Диагностика полей плотности фотометрическим теневым методом при гиперзвуковом обтекании конуса в легкогазовой баллистической установке

© П.П. Храмцов, В.А. Васецкий, В.М. Грищенко, М.В. Дорошко, М.Ю. Черник, А.И. Махнач, И.А. Ших

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси,
220072 Минск, Беларусь
e-mail: iceret@list.ru

Поступило в Редакцию 14 февраля 2018 г.

В окончательной редакции 14 февраля 2018 г.

Принято к публикации 15 апреля 2019 г.

Предложен новый способ получения гиперзвуковых течений и представлены результаты экспериментального исследования гиперзвукового обтекания конусов с углами полураствора $\tau_1 = 3^\circ$ и $\tau_2 = 12^\circ$ при числах Маха набегающего потока $M = 18$ ($\tau_1 = 3^\circ$) и 14.4 ($\tau_2 = 12^\circ$). Использование легкогазовой баллистической установки, в которой вместо канала разгона было установлено сопло Лавалья, позволило получить гиперзвуковой поток с высоким значением оптической плотности истекающего газа, достаточной для визуализации и диагностики течения оптическими методами. Визуализация картины течения производилась теневым методом ножа и щели. Теневые картины регистрировались с помощью высокоскоростной камеры Photron Fastcam с временем экспозиции $1 \mu\text{s}$ и скоростью съемки $300\,000 \text{ fps}$. Число Маха для набегающего потока рассчитывалось по теневым картинам на основе угла наклона ударной волны.

Ключевые слова: легкогазовая установка, гиперзвуковое течение, теневой метод, сопло Лавалья, число Маха.

DOI: 10.21883/JTF.2019.10.48165.74-18

Введение

Быстрое развитие современной авиации и космической техники привело к необходимости экспериментального и теоретического исследований стойкости различных материалов к воздействию твердых высокоскоростных частиц, а также задач обтекания тел гиперзвуковыми потоками. Для решения задач экспериментального моделирования высокоскоростного удара разработаны и успешно используются различные конструкции легкогазовых пушек, способных обеспечить разгон ударников сравнительно большой массы до скоростей, сопоставимых с первой космической скоростью. Условия проведения этих экспериментов (в частности, параметры рабочего газа) схожи с условиями исследования гиперзвуковых течений, поэтому определенные конструкции легкогазовых пушек при замене канала разгона на сопло Лавалья могут применяться для получения гиперзвуковых потоков с целью визуализации и диагностики гиперзвукового обтекания тел [1–4]. Начиная с 40-х годов прошлого века, получено множество экспериментальных данных, касающихся способов формирования, особенностей течения и методов исследования характеристик сверх- и гиперзвукового обтекания тел различных геометрий [5–16], а также накоплен большой теоретический материал [17–19]. С развитием вычислительной техники к экспериментальным способам диагностики гиперзвуковых потоков добавились методы численного моделирования [20–24]. Следует отметить,

что экспериментальные исследования гиперзвукового обтекания объектов в силу важности решаемых задач являются предпочтительными. Для подтверждения и уточнения полученных результатов проводятся также полетные испытания, которые обеспечивают получение более надежных и достоверных данных. Число Маха определяется, как правило, путем измерения полного и статического давления в потоке при помощи насадка Прандтля либо используется расчетное число Маха для сопла Лавалья [5,6,10–12,14,15].

Метод измерения давления при использовании насадка Прандтля и метод измерения температуры с помощью термопар являются инвазивными, и их применение искажает реальную картину течения, а также усложняет конструкцию и монтаж исследуемых объектов вследствие необходимости размещения измерительных элементов внутри и на поверхности исследуемых моделей. В гиперзвуковых аэродинамических установках наиболее эффективными являются оптические методы исследования с использованием высокоскоростных камер для регистрации быстропротекающих процессов. Для получения картины течения в гиперзвуковых потоках используются методы лазерного ножа, дымовой визуализации, визуализации при помощи искрового разряда и т.д. [5,7,12,15]. Оптические методы, основанные на связи оптических и термодинамических свойств среды (например, теневые и интерференционные методы), позволяют проводить измерения в гиперзвуковом потоке бесконтактным способом с высокой точностью. В качестве метода, альтер-

нативного термопарным измерениям, для визуализации и измерения поля температур на поверхности модели можно использовать термоиндикаторные покрытия [8,9].

При решении определенных задач современного авиастроения и ракетной техники иногда возникает необходимость совместного рассмотрения двух смежных вопросов: определения стойкости материалов к высокоскоростному удару и диагностики гиперзвукового обтекания тел. В связи с этими требованиями представляется целесообразным создание универсального испытательного стенда — компактного, быстродействующего и оснащенного оптической системой диагностики, на котором возможно проведение как баллистических испытаний, так и исследование картины течения и характеристик гиперзвукового обтекания объектов любой сложности.

Экспериментальное оборудование и методика измерений

Большинство экспериментальных схем, в которых реализуется гиперзвуковое истечение газа при больших значениях числа Маха, построено на основе ударной трубы. В торце трубы устанавливаются блок диафрагм и сопло Лавалья, через которое происходит истечение нагретого газа за фронтом отраженной ударной волны [25]. При этом вследствие высокой степени расширения газа в сопле Лавалья, рассчитанного на большое значение числа Маха, плотность результирующего потока оказывается достаточно низкой, что сильно затрудняет визуализацию потока оптическими методами. Значения углов

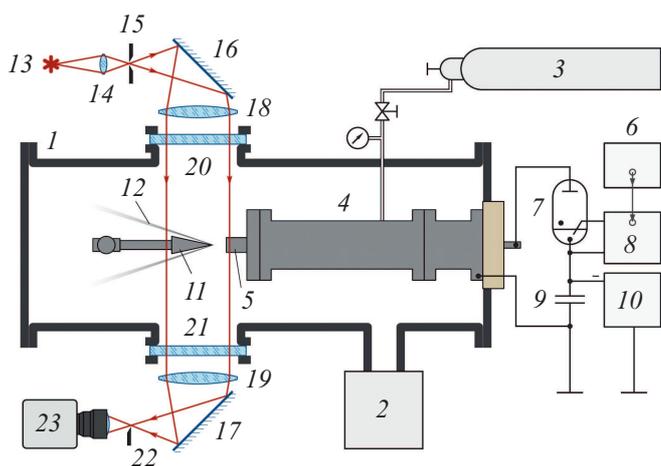


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — вакуумная камера, 2 — вакуумный пост, 3 — баллон с гелием, 4 — легкогазовая секция, 5 — сопло, 6 — генератор импульсов, 7 — коммутирующее устройство (игнитрон), 8 — устройство запуска игнитрона, 9 — конденсаторная батарея, 10 — высоковольтный источник напряжения, 11 — обдуваемая модель (конус), 12 — коническая ударная волна, 13 — источник света, 14 — конденсор, 15 — щель, 16, 17 — поворотные зеркала, 18, 19 — длиннофокусные объективы, 20, 21 — оптические окна, 22 — нож Фуко, 23 — высокоскоростная камера.

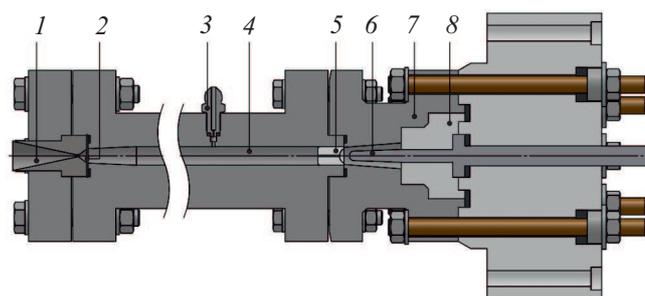


Рис. 2. Конструкция видоизмененного метательного устройства с соплом: 1 — сопло Лавалья, 2 — диафрагма, 3 — штуцер для напуска газа, 4 — канал, в котором происходит сжатие газа поршнем, 5 — поршень, 6 — центральный электрод (катод), 7 — анод плазменного ускорителя, 8 — изолятор.

отклонения зондирующего излучения при прохождении света через оптическую неоднородность определяются выражениями [26]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_x &= \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial \ln n(x, y, z)}{\partial x} dz, \\ \varepsilon_y &= \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial \ln n(x, y, z)}{\partial y} dz, \end{aligned} \quad (1)$$

где z_1 и z_2 — координаты входа и выхода света из оптической неоднородности.

При этом градиенты показателя преломления газа $\partial n/\partial x$ и $\partial n/\partial y$ в случае истечения легкого газа в вакуум оказываются очень небольшими по величине. Например, в случае истечения гелия в вакуумную камеру с остаточным давлением 1 Торг при характерном масштабе обтекаемого образца $\sim 10^{-2}$ м величины градиентов показателя преломления не превышают $5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$. Поэтому в ряде случаев для проведения диагностики таких течений приходится прибегать к использованию методов многоходовой интерферометрии, многолучевой интерферометрии, интерферометрии в поляризованном свете, явления аномальной дисперсии, а также голографических методов повышения чувствительности оптических измерений, что сильно усложняет методику и технику экспериментального исследования [27]. С другой стороны, использование легкогазовой баллистической установки, в которой вместо канала разгона с ударником установлено сопло Лавалья, позволяет получить гиперзвуковой поток с высоким значением оптической плотности истекающего газа и применить метод Теплера для его визуализации. Работа экспериментальной установки для гиперзвукового обдува в режиме баллистической установки подробно описана в [28].

Эксперименты по гиперзвуковому обдуву конусов проводились в вакуумной камере при остаточном давлении газа, равном 1 Торг. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

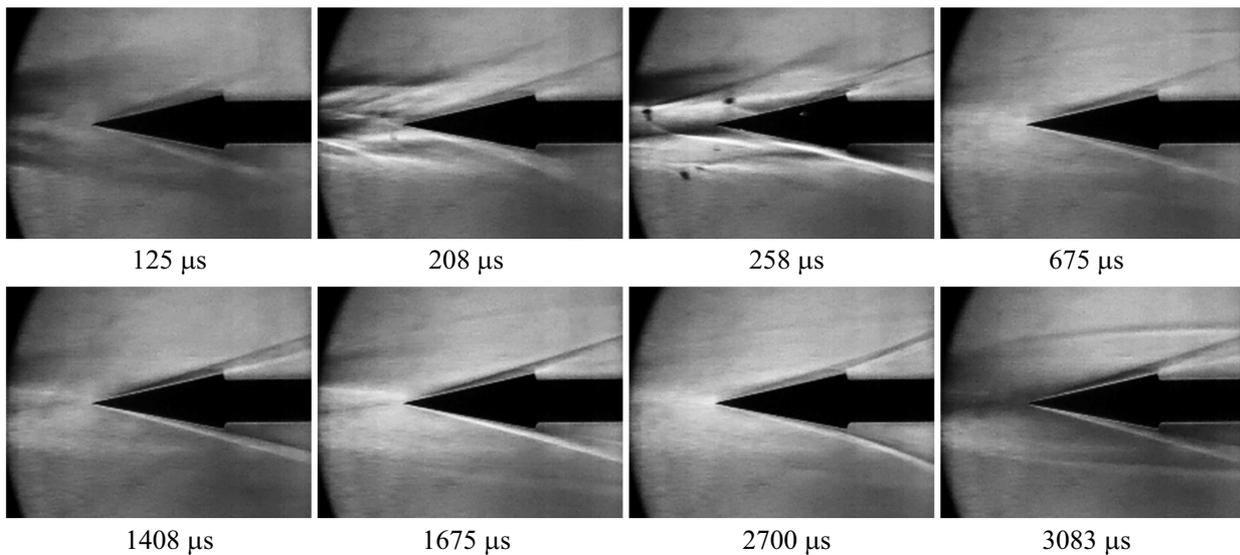


Рис. 3. Скоростная съемка гиперзвукового обтекания конуса с углом полураствора $\tau_2 = 12^\circ$.

Более детальная схема видеоизмененного метательного устройства метательного устройства с соплом Лавалья приведена на рис. 2. В проведенных экспериментах легкогазовая секция заполнялась гелием до давления ~ 40 bar. Поршень, вызывающий адиабатическое сжатие легкого газа, приводился в движение в результате работы эрозионного магнитоплазменного ускорителя. Конденсаторная батарея емкостью $1200 \mu\text{F}$ заряжалась до напряжения $4\text{--}5$ kV. Непосредственно перед конфузальной частью сопла Лавалья устанавливалась диафрагма, состоящая из 5 латунных мембран толщиной $100 \mu\text{m}$ каждая. Разрыв диафрагмы происходил при давлении ~ 1600 bar. Степень сжатия и температуру рабочего газа можно оценить, исходя из уравнения Пуассона:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}, \quad (2)$$

где P , V , T — давление, объем и температура газа соответственно, γ — отношение удельных теплоемкостей для одноатомного газа, а индекс 1 соответствует состоянию газа до сжатия, индекс 2 — состоянию газа при разрыве диафрагмы.

Для представленных экспериментов степень сжатия рабочего газа в момент разрыва диафрагмы составляет ~ 10 , а температура достигает 1500 K. После разрыва диафрагмы продолжается дальнейшее сжатие газа при одновременном его истечении через критическое сечение сопла Лавалья. Максимальная степень сжатия, которая может быть рассчитана как отношение объема легкогазовой секции к объему конфузальной части сопла, для данной установки равна 50. Геометрические параметры сопла Лавалья для числа Маха $M = 18$ рассчитывались

по формуле [18]:

$$\frac{A}{A^*} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \frac{1}{M} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}, \quad (3)$$

где A и A^* — площади выходного и критического сечений сопла соответственно.

Обдуваемые модели конусов жестко фиксировались соосно с соплом на расстоянии 20 mm от его среза. Для визуализации картин гиперзвукового обтекания конуса использовался теневой метод ножа и щели. Ширина щели составляла 0.16 mm, а нож Фуко устанавливался в фокальной плоскости приемной части теневого прибора таким образом, чтобы перекрывать половину изображения щели. В качестве источника света использовалась галогеновая лампа мощностью 150 W. Фокусное расстояние теневого прибора составляло 1 m. Регистрация теневых картин (рис. 3) проводилась с помощью высокоскоростной камеры Photron Fastcam с временем экспозиции $1 \mu\text{s}$ и скоростью съемки $300\,000$ fps.

Результаты экспериментов и обсуждение

Анализ результатов скоростной съемки теневых картин гиперзвукового обтекания конусов показывает, что в начальный промежуток времени, продолжительностью около $260\text{--}300 \mu\text{s}$, наблюдается поток, содержащий некоторое количество частиц, образовавшихся в результате разрушения диафрагмы, около каждой из которых виден свой конус Маха (рис. 3). В течение последующего интервала, равного 1.3 ms, происходит нарастание скорости потока и выход сопла на стационарный режим. Продолжительность стационарного режима истечения из сопла на максимальной скорости достигает 4.5 ms.

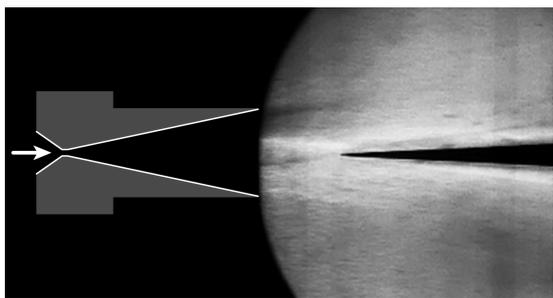


Рис. 4. Гиперзвуковое обтекание конуса с углом полураствора $\tau_1 = 3^\circ$.

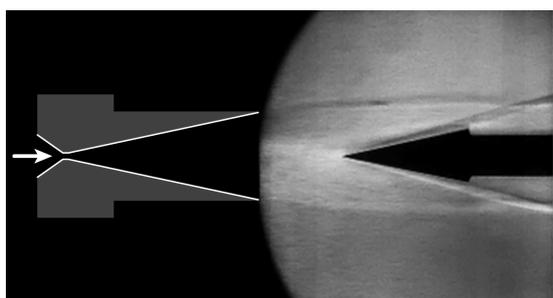


Рис. 5. Гиперзвуковое обтекание конуса с углом полураствора $\tau_2 = 12^\circ$.

При максимальной скорости набегающего потока на теньевых картинах наблюдается наиболее острый угол наклона ударной волны. Далее по увеличению угла наклона ударной волны на теньевых картинах можно судить о постепенном уменьшении скорости набегающего потока, что связано с падением давления в конфузурной части сопла.

На рис. 4 и 5 представлены теньевые картины гиперзвукового обтекания конусов с углами полураствора $\tau_1 = 3^\circ$ и $\tau_2 = 12^\circ$, соответствующие моменту достижения максимального значения скорости набегающего потока.

Общая теория расчета сверхзвукового обтекания конуса позволяет определить характеристики течения на основе известного значения угла наклона σ ударной волны [17,18]. Из этой теории получено аналитическое выражение для расчета чисел Маха при гиперзвуковой скорости обтекания [19]:

$$M = \sqrt{\frac{2 \csc^2 \sigma \{C - \sec \sigma\}}{(\gamma + 1) \left\{ C + \frac{\cos \sigma}{\sin^2 \sigma} \right\} - (\gamma - 1) \{C - \sec \sigma\}}}, \quad (4)$$

где τ — угол полураствора модели конуса, M — число Маха набегающего потока, C — константа, определяемая формулой

$$C = \ln \left(\frac{\sin \sigma}{1 - \cos \sigma} \right) - \ln \left(\frac{\sin \tau}{1 - \cos \tau} \right) - \frac{\cos \tau}{\sin^2 \tau}.$$

В данном исследовании угол наклона ударной волны измерялся по теньевым картинам гиперзвукового обтекания моделей. В результате расчетов по формуле (4)

получены значения $M_1 = 18$ для конуса с углом полураствора $\tau_1 = 3^\circ$ (рис. 4) и $M_2 = 14.4$ для конуса с углом полураствора $\tau_2 = 12^\circ$ (рис. 5).

Анализ теньевых картин и расчет полей плотности гелия при гиперзвуковом обтекании конуса

Как известно из теории шлирен-метода [26], относительное изменение интенсивности света $(I - I_0)/I_0$ в приближении геометрической оптики прямо пропорционально углу отклонения луча ε в оптической неоднородности и определяется соотношением

$$\frac{I - I_0}{I_0} = \frac{\varepsilon f}{d}, \quad (5)$$

где $d = 0.16 \text{ mm}$ — ширина щели, $f = 1000 \text{ mm}$ — фокусное расстояние оптической системы, I_0 и I — интенсивность света при отсутствии и наличии оптической неоднородности соответственно.

Поскольку обтекаемое тело обладает осевой симметрией, при обработке теньевых картин использовалось допущение о наличии осесимметричной картины течения. Введем систему координат таким образом, чтобы начало координат совпадало с вершиной конуса, а оси располагались следующим образом: ось x — нормально к кромке оптического ножа, ось z — вдоль пучка проходящего света, а ось y — вдоль оси симметрии конуса. В этом случае величины углов отклонения света связаны с распределением показателя преломления внутри изучаемой неоднородности посредством соотношений Абеля, получаемых из формулы (1) [26,29]:

$$\varepsilon(x) = 2 \int_x^R \frac{d \ln n(r)}{dr} \frac{x dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}, \quad (6)$$

где x — текущая координата, R — радиус исследуемой неоднородности.

В дальнейших расчетах использовалось обращение уравнения Абеля, в котором величина $d \ln n/dr$ представлена в явном виде:

$$\frac{d \ln n(r)}{dr} = \frac{1}{\pi} \frac{d}{dr} \int_r^R \frac{\varepsilon(x) dx}{\sqrt{x^2 - r^2}}. \quad (7)$$

После повторного интегрирования уравнения (7) получаем распределение показателя преломления по радиусу неоднородности [26,29]

$$\ln \frac{n(r)}{n_0} \approx \frac{n(r) - n_0}{n_0} = \frac{\Delta n}{n_0} = \frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{\varepsilon(x) dx}{\sqrt{x^2 - r^2}}, \quad (8)$$

где n_0 — некоторое известное значение показателя преломления на линии интегрирования, например, в невозмущенной области течения $n_0 = n(R) \approx 1$.

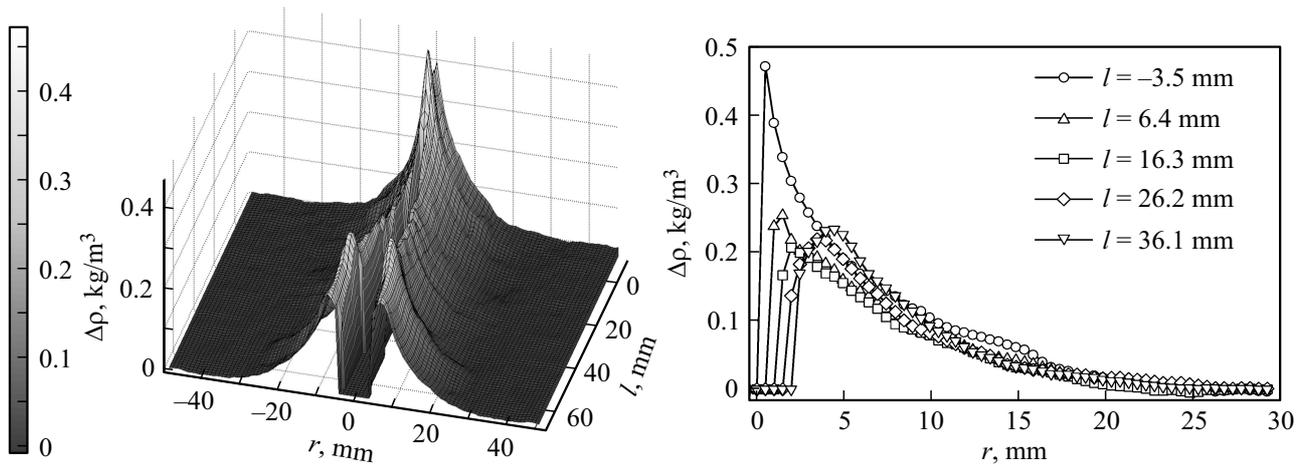


Рис. 6. Результаты расчета полей плотности гелия при гиперзвуковом обтекании конуса с углом полураствора $\tau_1 = 3^\circ$. Слева — 3D-распределение поля плотности, справа — выделенные сечения.

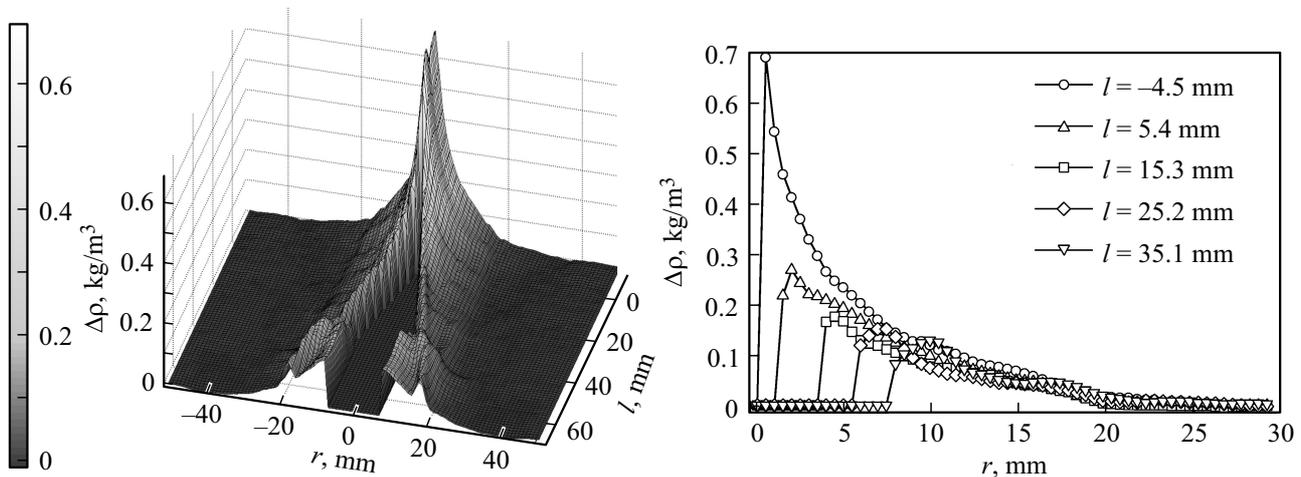


Рис. 7. Результаты расчета полей плотности гелия при гиперзвуковом обтекании конуса с углом полураствора $\tau_2 = 12^\circ$. Слева — 3D-распределение поля плотности, справа — выделенные сечения.

Методика численного расчета показателя преломления по формуле (8) заключается в том, что исследуемая неоднородность разбивается на кольцевые зоны, число N которых равно количеству пикселей изображения в направлении оси x . Величина угла отклонения ε в пределах кольцевой зоны принимается постоянной. При этих условиях выражение (8) может быть представлено в виде суммы элементарных интегралов:

$$\frac{\Delta n(r_j)}{n_0} = \frac{1}{\pi} \sum_{i=j}^{N-1} \varepsilon(r_i) \int_{r_i}^{r_{i+1}} \frac{dr}{\sqrt{r^2 - r_j^2}}. \quad (9)$$

Распределение показателя преломления в поле течения рассчитывается по формулам (5), (8) путем независимого интегрирования по каждому сечению, перпендикулярному оси симметрии конуса.

Величины показателя преломления в соседних сечениях, рассчитанные по этой методике, оказываются

несвязанными между собой, что приводит к появлению характерных искажений в распределении показателя преломления. Эти искажения обусловлены высокой шумовой составляющей экспериментально полученной функции распределения интенсивности света I вдоль оси y . Для устранения случайных шумов проводилось предварительное сглаживание этой функции в указанном выше направлении методом наименьших квадратов [30,31]:

$$\int_{y_{\min}}^{y_{\max}} \left(\frac{d^2 I}{dy^2} \right)^2 dy \rightarrow \min. \quad (10)$$

При этом значения аппроксимирующей функции должны отличаться от значений исходной экспериментально полученной зависимости не более чем на величину, равную стандартному отклонению шумов интенсивности зондирующего излучения I_0 в области невозмущенного потока.

Расчет плотности гелия осуществлялся с использованием соотношения Гладстона–Дейла [26,29]

$$n - 1 = K_{He} \rho, \quad (11)$$

где $K_{He} = 0.19607 \text{ cm}^3/g$ — константа Гладстона–Дейла для гелия. Величина K_{He} для данного газа и данной длины волны считается постоянной в большом диапазоне давлений. Ее значение было рассчитано, исходя из табличных значений плотности и показателя преломления газа при нормальных условиях [26]. Поскольку выбор начальных значений n_0 и ρ_0 является произвольным, на рис. 6,7 представлено распределение величины $\Delta\rho$, которая находится из соотношения

$$\Delta n = K_{He} \Delta\rho. \quad (12)$$

Как можно видеть из рис. 6 и 7, плотность гелия в набегающем потоке претерпевает резкий скачок в зоне столкновения потока с поверхностью конуса и далее вниз по потоку наблюдается плавное снижение значения плотности по закону, близкому к экспоненциальному. Наличие малых флуктуаций плотности гелия на некотором расстоянии от острия конуса связано, по всей видимости, с потерей устойчивости в пограничном слое. Полученные данные о распределении плотности гелия в пограничном слое на поверхности конуса находятся в хорошем качественном согласии с результатами других авторов [13,17,18].

Заключение

Модификация легкогазовой баллистической системы, в которой вместо канала разгона с ударником установлено сопло Лаваля, позволяет осуществить экспериментальное исследование обтекания моделей потоком, характеризующимся высокими значениями числа Маха и плотностью, достаточной для количественных оптических измерений теневыми или интерференционными методами.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Smith F.* // J. Fluid Mech. 1963. Vol. 17. N 1. P. 113–125. DOI: 10.1017/S0022112063001154
- [2] *Пилюгин Н.Н., Леонтьев Н.Е., Голубятников А.Н.* // Успехи мех. 2003. Т. 2. Вып. 2. С. 97–124.
- [3] *Putzar R., Schaefer F.* // Procedia Eng. 2015. Vol. 103. P. 421–426. DOI: 10.1016/j.proeng.2015.04.041
- [4] *Putzar R., Schaefer F.* // Int. J. Impact Eng. 2016. Vol. 88. P. 118–124. DOI: 10.1016/j.ijimpeng.2015.09.009
- [5] *Ridyard H.W.* The aerodynamic characteristics of two series of lifting bodies at Mach number 6.86. NASA Research Memorandum NACA-RM-L54C15. 1954. 36 p.
- [6] *Rogers E.W.E., Berryand C.J., Davis B.M.* Experiments with cones in low-density flows at Mach numbers near 2. A.R.C. Reports and Memoranda No. 3505. 1964. 44 p.
- [7] *Owens R.V.* Aerodynamic characteristics of spherically blunted cones at Mach numbers from 0.5 to 5.0. NASA Research Note NASA-TN-D-3088. 1965. 60 p.
- [8] *Hubner J.P., Carroll B.F., Schanze K.S., Ji H.F., Holden M.S.* // AIAA J. 2001. Vol. 39. N 4. P. 654–659. DOI: 10.2514/2.1358
- [9] *Kurita M., Nakakita K., Mitsuo K., Watanabe S.* // J. Aircr. 2006. Vol. 43. N 5. P. 1499–1505. DOI: 10.2514/1.13608
- [10] *Brosh A., Kussoy M.I.* An experimental investigation of the impingement of a planar shock wave on an axisymmetric body at Mach 3. NASA Technical Memorandum NASA-TM-84410. 1983. 165 p.
- [11] *Brown J.D., Brown J.L., Kussoy M.I.* A documentation of two- and three-dimensional shock-separated turbulent boundary layers. NASA Technical Memorandum NASA-TM-101008. 1988. 105 p.
- [12] *Kussoy M.I., Horstmanand K.C.* Intersecting shock-wave/turbulent boundary-layer interactions at Mach 8.3. NASA Technical Memorandum NASA-TM-103909. 1992. 52 p.
- [13] *Петров К.П.* Аэродинамика тел простейших форм. М.: Физматлит, 1998. 428 с.
- [14] *Радциг А.Н.* Экспериментальная гидроаэромеханика. М.: МАИ, 2004. 296 с.
- [15] *Erdem E., Yang L., Kontis K.* // 16th AIAA/DLR/DGLR International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference. Bremen, Germany. 2009. P. 1–13. DOI: 10.2514/6.2009-7347
- [16] *Saravanan S., Jagadeesh G., Reddy K.P.J.* // Exp. Therm. Fluid Sci. 2009. Vol. 33. N 4. P. 782–790. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2009.02.005
- [17] *Булах Б.М.* Нелинейные конические течения газа. М.: Наука, 1970. 342 с.
- [18] *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. М.: Дрофа, 2003. 840 с.
- [19] *Pottsepp L.* // J. Aerosp. Sci. 1960. Vol. 27. N 7. P. 558–559. DOI: 10.2514/8.8642
- [20] *Башкин В.А., Егоров И.В., Иванов Д.В., Пафнутьев В.В.* // Ученые записки ЦАГИ. 2003. Т. XXXIV. Вып. № 3–4. С. 3–16.
- [21] *Коваленко В.В., Кравцов А.Н., Мельничук Т.Ю.* // Ученые записки ЦАГИ. 2011. Т. XLII. Вып. 1. С. 31–36. [*Kovalenko V.V., Kravtsov A.N., Melnichuk T.Yu.* // TsAGI Sci. J. 2011. Vol. 42. N 1. P. 37–46. DOI: 10.1615/TsAGISciJ.v42.i1.30]
- [22] *Пилипенко А.А., Полевой О.Б., Приходько А.А.* // Ученые записки ЦАГИ. 2012. Т. XLIII. Вып. № 1. С. 3–31. [*Pylypenko A.O., Polevoy O.B., Prykhodko O.A.* // TsAGI Sci. J. 2012. Vol. 43. N 1. P. 1–36. DOI: 10.1615/TsAGISciJ.2012005226]
- [23] *Галактионов А.Ю., Хлупнов А.И.* // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. 2015. № 5. С. 4–13.
- [24] *Димитриева Н.Ф.* // Труды ИСП РАН. 2017. Т. 29. Вып. 1. С. 7–20.
- [25] *Гейдон А., Герл И.* Ударная труба в химической физике высоких температур / Пер. с англ. М.: Мир, 1963. 428 с. [*Gaydon A.G., Hurler I.R.* The Shock Tube in High Temperature Chemical Physics. London: Verlag Chapman and Hall Ltd., 1963.]

- [26] *Васильев Л.А.* Теневые методы. М.: Наука, 1968. 400 с.
- [27] *Белозеров А.Ф.* Оптические методы визуализации газовых потоков. Казань: КГТУ, 2007. 746 с.
- [28] *Khramtsov P.P., Vasetskiy V.A., Grishchenko V.M., Makhnach A.I., Chernik M.Yu., Shikh I.A.* // High Temp. Mater. Processes. 2015. Vol. 9. N 3–4. P. 209–219.
DOI: 10.1615/HighTempMatProc.2016015794
- [29] *Скотников М.М.* Теневые количественные методы в газовой динамике. М.: Наука, 1976. 160 с.
- [30] *Savitzky A., Golay M.J.E.* // Anal. Chem. 1964. Vol. 36. N 8. P. 1627–1639. DOI: 10.1021/ac60214a047
- [31] *Вокasten К.* // J. Opt. Soc. Am. 1961. Vol. 51. N 9. P. 943–947. DOI: 10.1364/JOSA.51.000943