

03;12

О моделировании транс- и сверхзвукового вязкого обтекания конусов на баллистической установке

© А.Н. Михалев

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург
E-mail: mikhalev@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 4 февраля 2007 г.

Показаны возможности баллистического эксперимента по изучению влияния сжимаемости и вязкости на обтекание конических форм летательных аппаратов. Выделен немонотонный характер зависимости параметров ближнего следа конуса от числа Рейнольдса, важный для учета в условиях натурального полета.

РАС: 47.40.Ki

Тестовой моделью испытаний выбран прямой круговой конус с полууглом раствора 15° . Определены коэффициенты сопротивления C_x острого и затупленного (удлинения $L/D = 1$) конусов при нулевом угле атаки. В диапазоне чисел Маха $M_\infty = 0.5-4$ экспериментально определены параметры ближнего следа: донное давление p_b и донная плотность ρ_b . Поведение этих параметров рассмотрено также при постоянном числе Маха 2.3, но при варьирующихся числах Рейнольдса $Re_{\infty D}$ в диапазоне $6 \cdot 10^4 - 1.5 \cdot 10^5$.

1. Влияние сжимаемости (числа Маха) на транс- и сверхзвуковое обтекание конусов проявляется в перестройке полей давления вблизи боковой и донной поверхности, что вызывает немонотонное поведение C_x (а также подъемной силы и аэродинамического момента). На рис. 1 показаны зависимости коэффициента сопротивления от числа Маха как для острого конуса, так и для затупленного по сфере конуса с удлинением $L/D = 1$. Числа Рейнольдса были в диапазоне $Re_{\infty D} = 8 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^6$, что соответствовало турбулентному режиму обтекания моделей в полете на трассе.

C_x конусов при нулевом угле атаки определялся по данным траекторной обработки согласно широко известной методике [1]. Существен-

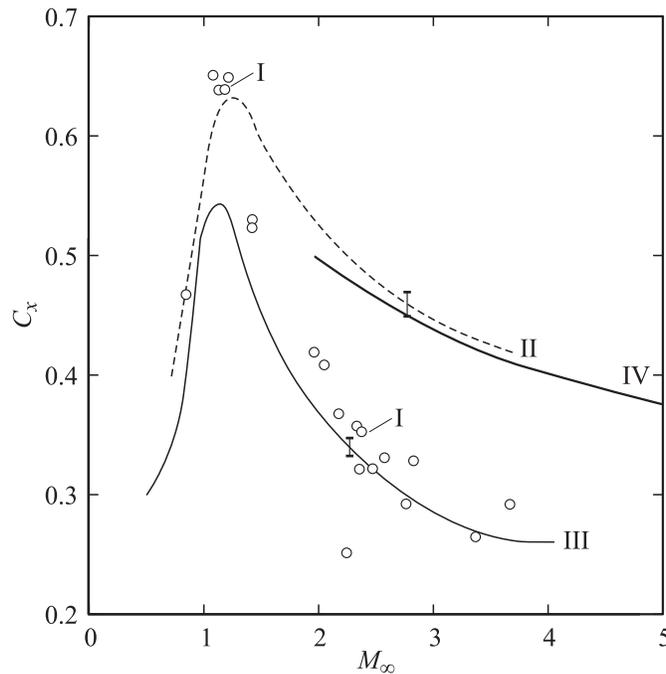


Рис. 1. Экспериментальные зависимости коэффициента сопротивления C_x конусов от числа Маха: I — данные автора, III — данные [3] — острый конус; II — данные [3], IV — данные автора [2] — затупленный конус.

ный вклад в полный коэффициент сопротивления вносил коэффициент донного сопротивления (определявшийся донным давлением).

Вклад донного давления [2] в полное сопротивление достигает величины до $\sim 0.3C_x$; поэтому опасны возможные неточности его измерения при пользовании данными трубных продувок, что понятно из [3]. К моделированию по числу Маха следует добавить, что на базе баллистических пороховых метателей реализуются скорости моделей, соответствующие диапазону $M_\infty = 0.5-5$, однако расширение диапазона по числам Маха технически возможно осуществить путем заполнения барокамеры полигона моделирующими газами: ксеноном, фреоном-14 и другими газами с низкой скоростью звука.

2. Проявление вязких эффектов обтекания, в частности интенсивности смещения в пограничном слое, свободных слоях смещения и следе составляет важный вопрос [4]. На рис. 2, *a, b* показана зависимость относительной плотности в донной области ρ_b , полученной из данных обработки интерферограмм обтекания конуса [5] с полууглом 15° . В цитируемой работе кратко изложена методика реконструкции радиальных профилей плотности по интерферограммам. Донное давление, согласно [2], представлено в функции числа Рейнольдса, посчитанного по набегающему потоку и диаметру модели $D - \text{Re}_{\infty D}$. Вооружившись теорией Крокко–Лиза, удалось связать немонотонный характер поведения донных параметров с положением точки перехода к турбулентности в различных зонах обтекания [5]. Уточним, что числа Рейнольдса представляли $\text{Re}_{\infty D} = p_{\infty} V_{\infty} D / (R T_{\infty} \mu_{\infty})$, где p_{∞}, V_{∞} — соответственно давление и скорость набегающего потока, T_{∞}, μ_{∞} — соответственно температура и динамическая вязкость газа набегающего потока, а R — газовая постоянная. Отсюда понятно, что в экспериментах мы могли варьировать числа Рейнольдса как давлением в баротрассе, так и размерами выстреливаемых моделей.

Немонотонное поведение графиков рис. 2, *a, b* известно из наших публикаций [2,4], в которых оно детально обсуждено в связи с местоположением точки перехода к турбулентности в различных зонах поля обтекания конусов.

3. Остановимся на влиянии на обтекание конусов менее изученного критерия температурного фактора баллистических моделей T_w/T_0 , где T_w — температура стенки, T_0 — температура торможения набегающего потока.

Величина этого фактора существенно разнит баллистическое моделирование от трубного, в котором температура набегающего газа T_{∞} , как правило, ниже, несмотря на все предпринимаемые меры [6]. Поддержание температурного фактора модели на уровне, соответствующем натурной величине, называется обеспечением моделирования по полному теплосодержанию. В трубах непрерывного действия температурный фактор T_w/T_0 близок к 1.

Основное преимущество баллистической установки для моделирования гиперзвукового полета состоит в возможности поддержания реальных энтальпий (температур) торможения. В указанных режимах (режимы выше) температура торможения становится столь же важным параметром моделирования, как числа M и Re [7].

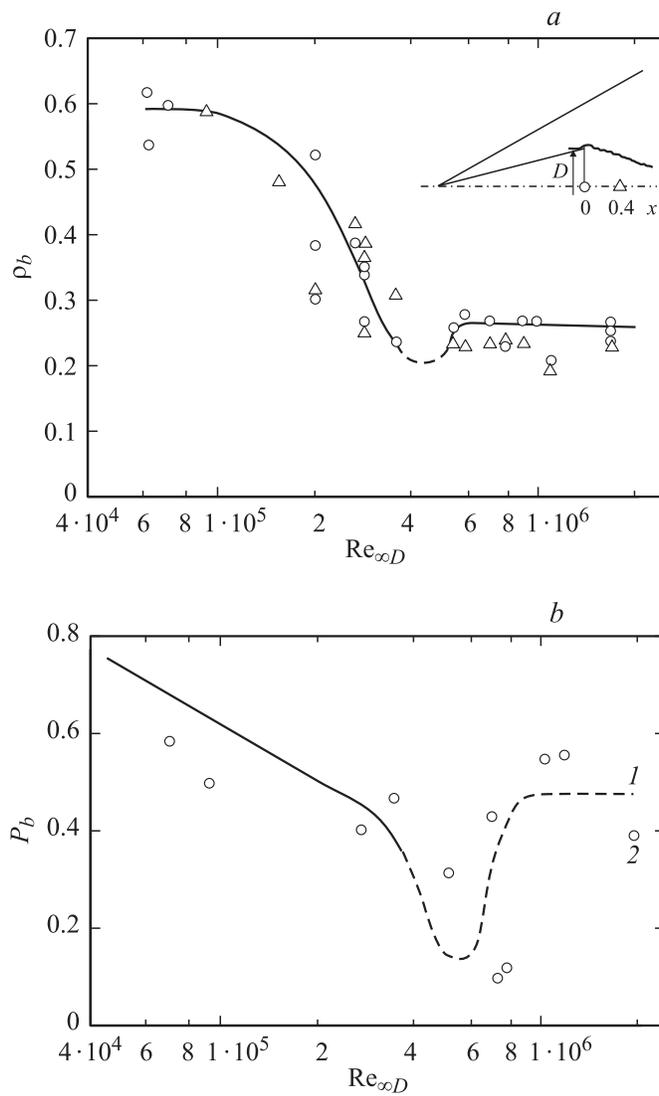


Рис. 2. *a* — зависимость донной плотности острого конуса от числа Рейнольдса (при $M = 2.3$); *b* — зависимость донного давления острого конуса от числа Рейнольдса (при $M = 2.3$); 1 — данные автора, 2 — данные [2].

В тех условиях измерений сил на трубах, где моделирование по температурному фактору не является определяющим для изучаемого процесса, его различием можно пренебречь. Как правило, это весовые измерения сил при турбулентных числах Рейнольдса. Однако наши измерения параметров ближнего следа конуса в диапазоне переходных чисел Re показали, что T_w/T_0 (температурный фактор) влияет на структуру течения в ближнем следе конусов (и на коэффициент сопротивления C_x) [8].

В первом приближении нам удалось свести и объяснить данные по обтеканию нагретых/охлажденных конусов и конусов, имевших лабораторную температуру, введением эффективных чисел Рейнольдса [8,9] $Re_{eff} = \rho(T^*)V_\infty(T^*)D/(\mu^*(T^*))$, где плотность ρ и вязкость μ были взяты при эффективной температуре Эккерта T^* [10]. Подчеркнем, однако, что отличия, превышающие уровень ошибок, были выявлены лишь при ламинарном и переходном обтекании конусов. Интенсивность турбулентного смешения блокирует пристенные эффекты, связанные с варьированием T_w (температуры стенки), равноценно с температурой на внешней границе погранслоя T_e , входящей в температуру Эккерта.

В полученных газодинамических результатах на баллистических трассах регистрировались интегральные характеристики (C_x , донные параметры, геометрия ближнего следа), являющиеся следствием локальных профилей параметров обтекания, адекватных реализуемым в натуральных условиях. Вопреки неполной независимости варьирования критериев подобия (влиянию M_∞ на температурный фактор, влиянию температуры стенки на эффективные числа Re), полученные данные баллистических измерений могут переноситься непосредственно на натурные условия полета при проектировании летательных аппаратов различного профиля.

Несмотря на ограниченную распространенность аэробаллистического метода в секторе экспериментальных газодинамических исследований, получаемые таким методом результаты обладают рядом уникальных свойств. Первое и основное — это практически натурное моделирование по основным критериям подобия. Второе, не менее важное, это существенно более экономичное получение интегральных и локальных характеристик обтекания тел (в свободном полете). Правда, создание аэробаллистической установки и разработка программного обеспечения для дешифровки траекторных и интерферометрических (см. выше [4]) данных занимали срок до 10 лет. Это время оценено без

затрат на создания методик моделирования полета имитаторов двухфазных сред, не говоря уже о современных методиках магнитной газодинамики, возникающих по требованиям перспективных задач. Третьей проблемой остается трудность гиперскоростного метания моделей, в решении которой легкогазовые метатели, технология которых остается критичной по энерговыкладу, могут быть дополнены электромагнитными метателями, ставшими уже реальным инструментом физических опытов и технического приложения.

Список литературы

- [1] *Мишин Г.И.* // Аэрофизические методы исследований сверхзвуковых течений. М.–Л., 1967. С. 190–192.
- [2] *Шелудько Ю.В.* // Физико-газодинамические баллистические исследования. Л., Наука, 1980. С. 3–8.
- [3] *Петров К.П.* Аэродинамика тел простейших форм. М.: Факториал, 1998. 432 с.
- [4] *Михалев А.Н.* // Физико-газодинамические баллистические исследования. Л.: Наука, 1980. С. 88–98.
- [5] *Ковалев П.И., Менде Н.П., Михалев А.Н.* и др. // Оптические методы исследований в баллистическом эксперименте. Л.: Наука, 1979. С. 70–90.
- [6] *Красильщиков А.П., Носов В.В.* // Аэромеханика. М.: Наука, 1976. С. 199–207.
- [7] *Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях* / Под ред. Н.А. Златина и Г.И. Мишина. М.: Наука, Физматлит, 1974. 344 с.
- [8] *Дементьев И.М., Михалев А.Н.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. В. 2. С. 41–45.
- [9] *Дементьев И.М., Иванов А.А., Карташов В.Д.* и др. // Ученые записки ЦАГИ. 1981. Т. 12. № 3. С. 121–123.
- [10] *Eckert E.R.G.* // Journ. Aero. Sci. 1955. V. 22. P. 585–586.