

1. Введение

Проблемы торможения, спуска и посадки различных объектов в атмосферах планет, спасения капсул космических аппаратов (КА) с научной аппаратурой или результатами космических исследований и т.п. неразрывно связаны с исследованиями аэродинамики КА и их элементов при различных режимах обтекания. В ряде случаев в компоновке КА присутствуют элементы с проницаемыми поверхностями, например, сетчатые или перфорированные экраны в качестве отражателей радиоволн [1, 2], рис. 1, теплового протектора [3, 4, 5], раскрывающегося лепесткового тормозного экрана или парашютного устройства [6]. Теоретический расчет аэродинамических характеристик космических аппаратов с проницаемыми экранами представляет существенные трудности, поскольку связан с решением как проблем определения параметров непосредственного воздействия газовой среды на проницаемую поверхность, так и с определением эффектов вторичного влияния распределенной неоднородности, образующейся в просочившемся через проницаемую поверхность потоке газа, на обтекание КА или его элементов, расположенных в аэродинамическом следе за проницаемой поверхностью [7].

В зависимости от степени разреженности газа возможны различные режимы обтекания проницаемых поверхностей, которые определяются наличием нескольких характерных линейных масштабов и, соответственно, - чисел Кнудсена Kn ,

$$Kn_L = \frac{\lambda}{L}, \quad Kn_l = \frac{\lambda}{l}, \quad Kn_h = \frac{\lambda}{h}.$$

Здесь λ - средняя длина свободного пробега молекул в различных слоях атмосферы (ориентировочное соответствие параметров атмосфер Земли и, например, Марса оценивается из соотношения: давление, плотность и температура на высоте 40 км в воздушной атмосфере Земли примерно соответствуют условиям на высоте 5 км в атмосфере CO_2 над поверхностью Марса [6]); $L \sim 10^{-1} \div 10^1$ - внешний масштаб проницаемого экрана, l - характерный диаметр сквозных отверстий в экране, h - размер сплошных элементов внутренней структуры проницаемости. Для сетчатых и перфорированных экранов, как правило, справедливы оценки $L \gg l \sim h$, поэтому характерные числа Кнудсена соотносятся как $Kn_L \gg Kn_l \sim Kn_h$.

При $Kn_L \gg 1$ происходит свободномолекулярное обтекание каждого элемента структуры проницаемости и всего экрана в целом. Гиперзвуковое свободномолекулярное обтекание сетчатых поверхностей и расположенных за ними тел исследовано теоретически [1] и экспериментально [8]. Проницаемая поверхность влияет на аэродинамические характеристики аппарата за счет формирования локальных неоднородностей в виде чередующихся участков «тени» за сплошными элементами и «струй»

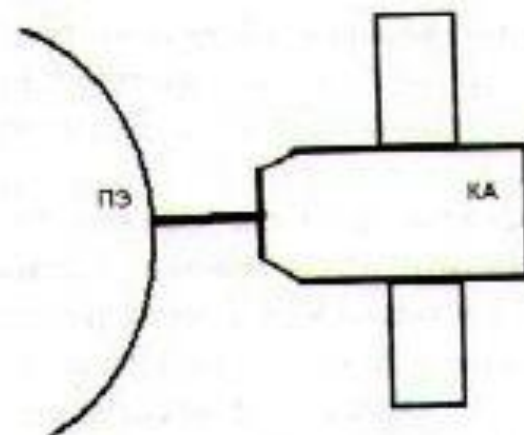


Рис. 1: Схема КА с проницаемым экраном

молекул, пролетевших сквозь отверстия ячеек. Расчеты [1] для ряда компоновок КА с сетчатыми поверхностями показывают, что даже в случае сильно разреженной среды, характерной для условий орбитального полета, и достаточно редких сетчатых экранов (величина заполнения экранирующей поверхности $\delta = 30\%$) пренебрегать влиянием экрана на обтекание аппаратов нельзя.

Если $Kn_{L,h} \gg 1$, но $Kn_L \ll 1$, то в L -масштабе газ уже можно считать сплошной средой, но граничные условия все еще определяются свободномолекулярным обтеканием микроструктуры проницаемости. Такой смешанный режим рассматривался в [2].

Если $Kn_{L,h} \ll 1$, то газ необходимо рассматривать как сплошную среду на уровне всех трех масштабов. Это наиболее трудно исследуемый режим «сплошности». Граничные условия на проницаемом экране в этом случае представляют собой нелинейную систему соотношений на поверхности разрыва с поверхностными источниками импульса. Соответствующая геометрическая структура обобщенной ударной адиабаты включает ветви различной размерности (кривые, точки и конечные области [9]), что приводит к возникновению различных схем обтекания проницаемых экранов, в частности, возможен режим двойного запирания, сопровождающийся образованием крупномасштабной неоднородной сверхзвуковой донной струи при обтекании проницаемых экранов с отошедшим скачком уплотнения [10].

В работе представлены некоторые экспериментальные и расчетные данные о структурах течений газа около компоновок тел с проницаемыми экранами при обтекании на режимах «сплошности».

1. Эксперименты выполнены в сверхзвуковой аэродинамической трубе А-8 НИИ механики МГУ [11] при числах Маха $M_\infty = 2,5$ и $3,0$. В качестве проницаемых экранов брались перфорированные диски и сферические сегменты. Моделью капсулы КА, расположенной в следе за проницаемым экраном, служили цилиндры диаметром $D = 75$ мм и удлинением $1,4$. Визуализация картины течения осуществлялась с помощью оптического прибора ИАБ-451, оснащенного приставкой для получения цветных изображений неоднородностей плотности потока, регистрируемых с помощью видеокамеры.

На рис. 2 показаны теневые картины обтекания при $M_\infty = 3,01$ вогнутого сферического сегмента (рис. 2, а) и плоской круглой пластины (рис. 2, б) с проницаемостью 37% (коэффициента заполнения $\delta = 63\%$). Перед экранами имеется отошедший скачок уплотнения, позади формируется сверхзвуковая донная струя, хорошо видна ячеистая микроструктура, образованная системой слабых возмущений (линий Маха). На рис. 3 представлены фотографии теневых картин сверхзвукового обтекания при $M_\infty = 2,5$ компоновок диск-цилиндр (соотношение диаметров экрана и тела $L/D = 1,4$ при величине зазора $H = 0,73D$ на рис. 3, а, и $H=D$ на рис. 3, б). Диск на рис. 3, а малопроницаемый ($\delta = 88\%$), протекающий через него газ испытывает значительные потери полного давления, течение в зазоре между диском и цилиндром дозвуковое. При удалении экрана и увеличении его проницаемости непосредственно за диском образуется сверхзвуковая зона течения, поэтому перед торцом цилиндра возникает вторичный скачок уплотнения (см. рис. 3, б, $\delta = 35\%$). Размытая линия фронта вторичного скачка свидетельствует о его неустойчивости и высокочастотных колебаниях (экспозиция съемки была 10^{-3} с), что связано с отрывом пограничного слоя на поверхности соединительного стержня. Замена центрального соединительного стержня периферийными стойками (рис. 2) приводит к стабилизации положения вторичного скачка. Такой режим течения без образования передних отрывных структур около цилиндра хорошо поддается моделированию в рамках системы уравнений невязкой среды.

2. При теоретическом моделировании проницаемый экран вместе со слоем локального струйного течения интерпретируется как поверхность сильного разрыва с условиями совместности на скачке, учитывающими законы сохранения массы, энергии и изменения импульса. Для замыкания соответствующей системы уравнений привлекаются дополнительные соотношения, зависящие от типа взаимодействия проницаемого участка с газовой средой [9, 10].

Основными для рассматриваемого класса задач являются типы простого и двойного запираания, когда течение на наветренной стороне экрана имеет дозвуковую составляющую скорости в направлении нормали к экрану, но не зависит от течения позади него. При этом тип двойного запираания дополнительно характеризуется тем, что нормальная составляющая скорости прошедшего через экран потока становится сверхзвуковой и, поэтому, все аэродинамические характеристики экрана перестают зависеть от условий вниз по потоку. Описанные граничные условия были использованы для решения соответствующей задачи о распаде произвольного разрыва при построении алгоритма расчета обтекания тел с проницаемыми экранами. На рис. 4 даны примеры расчетных картин поля чисел Маха около компоновок цилиндра с дисковыми проницаемыми экранами при нулевом угле атаки (число Маха набегающего потока $M_\infty = 3,0$, показатель адиабаты $\gamma = 1,4$). Воспроизведены режимы простого (рис. 4, а) и двойного (рис. 4, б) запираания. В обоих случаях перед экраном имеется отошедший скачок уплотнения. В первом случае между диском и цилиндром течение дозвуковое, вторичного скачка нет; во втором - дозвуковая зона локализуется около торца цилиндра и не влияет на течение в окрестности проницаемого диска, аэродинамические нагрузки на который оказываются такими же, как и при отсут-

ствии заднего тела. Данные расчеты были выполнены с использованием простейшей осесимметричной модификации метода Годунова С. К. с первым порядком аппроксимации по пространству и времени на равномерной расчетной сетке с числом узлов $4 \cdot 10^5$.

Расчетные структуры течений на рис. 4 хорошо согласуются с данными физических экспериментов в аэродинамической трубе при умеренных числах Маха (см. рис. 2, рис. 3), однако в условия полета с большими числами M_∞ обтекание достаточно редких экранов может происходить без образования единой отошедшей ударной волны. При таком взаимодействии нормальная составляющая скорости остается сверхзвуковой по обе стороны от поверхности разрыва, моделирующей проницаемый экран [9]. В реальном течении этому соответствует локальное сверхзвуковое обтекание сплошных фрагментов проницаемого экрана (например, сетчатого). Для замыкания системы граничных условий на поверхности разрыва, моделирующей проницаемый экран при данном типе взаимодействия, необходимо задавать коэффициент сопротивления характерного сплошного фрагмента структуры проницаемости с учетом интерференции от соседних таких же фрагментов, что в большинстве случаев весьма затруднительно. В некоторых простейших случаях альтернативой может быть сквозной расчет течения около редкого проницаемого экрана, включая обтекание его структурных элементов. Такие расчеты были выполнены с использованием стандартных вычислительных кодов пакета GDT-4.1 [12].

На рис. 5 представлены результаты численного моделирования двумерного течения около компоновки модели КА с параболическим сильно проницаемым ($\delta = 20\%$) экраном, представляющим собой сетку из параллельных лент, для условий полета на высоте 40 км в атмосфере Земли при $M_\infty = 5$ (показаны картины поля давления (а) и распределения числа Маха (б)). В данном случае гиперзвуковое обтекание экрана происходит без образования единой отошедшей ударной волны. Проходя через экран, набегающий поток лишь слегка ослабляется, оставаясь сверхзвуковым. Однако из-за наведенной в нем поперечной неоднородности перед телом в ударном слое возникает обширная отрывная область, существенно влияющая на картину обтекания тела и его аэродинамические характеристики.

2. Заключение

Рассмотрено сверхзвуковое обтекание проницаемых экранов для различных схем течения. Структура обтекания компоновки тела с экраном существенно зависит от степени проницаемости, размеров и формы поверхности экрана. В зазоре между экраном и телом могут возникать нестационарные ударно-волновые структуры и области отрыва. Показано, что даже в случае экранов в виде слабо затеняющих поток редких сеток возможны аномальные структуры гиперзвукового обтекания тела, что связано с влиянием наведенной поперечной неоднородности в потоке, прошедшем через проницаемую поверхность. Эти данные будут полезны при разработке методов расчета аэродинамических характеристик космических аппаратов с проницаемыми элементами при входе в атмосферы планет.

Литература

- [1] Шведов А. В. О расчете аэродинамических характеристик тел с сетчатыми поверхностями в гиперзвуковом потоке разреженного газа. — Труды ЦАГИ, 1990, Вып. 2436.
- [2] Христинич В. Б. Модель течения газа низкой плотности в перфорированных границах для расчета аэродинамики космических антенн. — Всб.: Модели механики сплошных сред. СПбГУ, 1996.
- [3] Белов И. А., Исаев С. А., Митин А. Ю. и др. Моделирование отрывных течений в ударном слое преград, обтекаемых неравномерным потоком. Сверхзвуковые газовые струи. — Н.: Наука, 1983.
- [4] Гувернюк С. В., Савинов К. Г. О сверхзвуковом обтекании затупленных тел, экранированных проницаемой поверхностью. — Изв. АН СССР, МЖГ, 1986, № 2.
- [5] Гувернюк С. В., Савинов К. Г., Ульянов Г. С. Сверхзвуковое обтекание торца, экранированного проницаемым диском. Волновые задачи механики деформируемых сред II. — М.: Изд-во МГУ, 1990.
- [6] Некоторые проблемы создания и отработки космических аппаратов, предназначенных для входа в атмосферы планет. — М. ВИНТИ, серия «Исследование космического пространства», 1975, Том 6.
- [7] Белов И. А., Гувернюк С. В., Мосин А. Ф., и др. Взаимодействие неравномерных потоков с проницаемыми экранами и сплошными преградами. — Восьмой Всероссийский съезд по теоретической и прикладной механике. Анн. докл., Екатеринбург: УрО РАН, 2001.
- [8] Омелик А. И., Помаржанский В. В., Шведов А. В. Экспериментальное определение аэродинамических характеристик образцов сеток в гиперзвуковом свободномолекулярном потоке. — Ученые записки ЦАГИ, 1986, Т. 18, № 4.
- [9] Гувернюк С. В. Адиабата проницаемой поверхности. — Аэромеханика и газовая динамика, 2003, № 3.
- [10] Гувернюк С. В., Савинов К. Г., Ульянов Г. С. Сверхзвуковое обтекание затупленных перфорированных экранов. — Изв. АН СССР, МЖГ, 1985, № 1.
- [11] Аэродинамические установки Института механики Московского университета. Под ред. Черного Г. Г., Зубкова А. И., Панова Ю. А. — Изд-во МГУ, 1985.
- [12] Зибаров А. В. Пакет прикладных программ GDT и его применение в задачах численного моделирования газодинамических процессов. — Автореферат докторской дисс., М.: МФТИ, 2000.



а



б

Рис. 2: Сверхзвуковое обтекание вогнутого (а) и плоского (б) проницаемых экранов при $M_\infty = 3.0$



а



б

Рис. 3: Сверхзвуковое обтекание ($M_\infty = 2.5$) компоновок цилиндра с проницаемыми дисковыми экранами при $\delta = 88\%$, $L/D = 0.73$ (а) и $\delta = 35\%$, $L/D = 1.0$ (б)

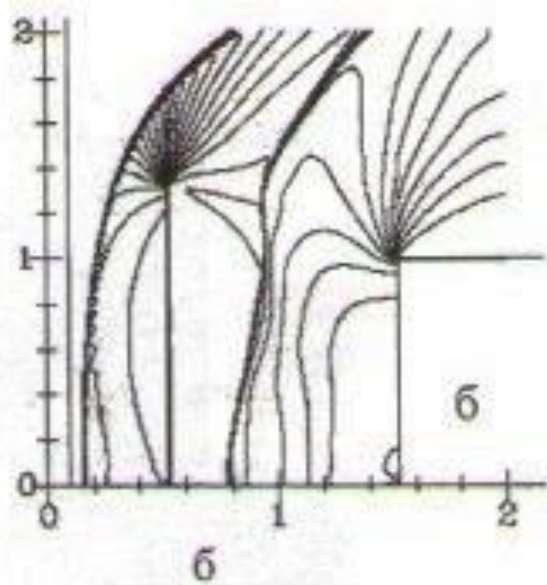
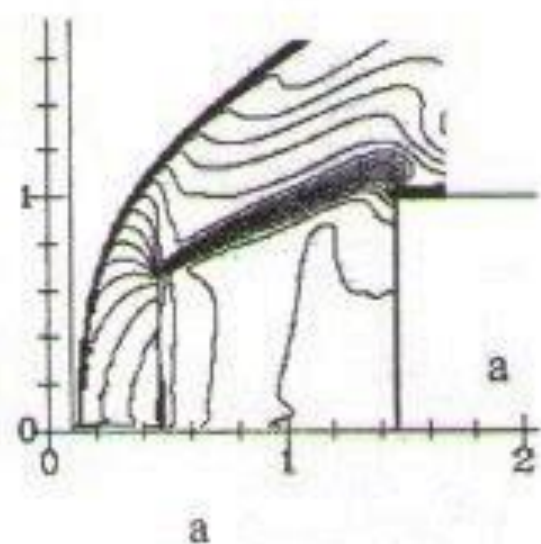


Рис. 4: Изолинии числа Маха при сверхзвуковом обтекании компоновки диск-цилиндр на режиме простого (а) и двойного (б) запираания при $M_\infty = 3.0$

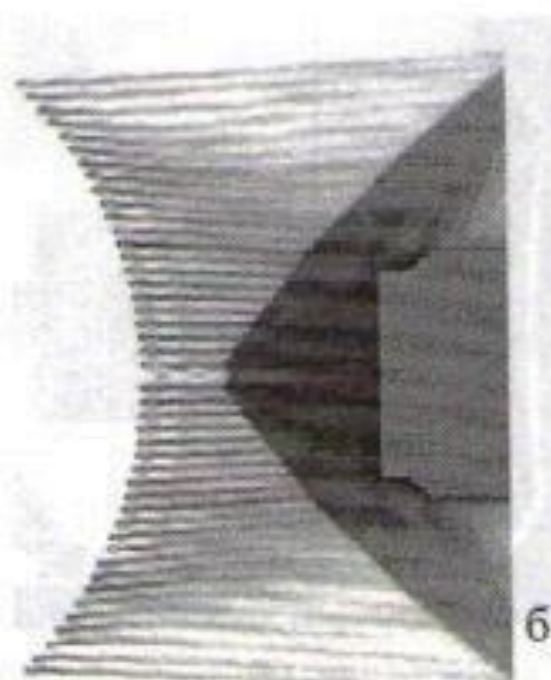


Рис. 5: Расчет гиперзвукового обтекания модели КА с вогнутым сетчатым экраном при $M_\infty = 5$; картины распределения давления (а) и числа Маха (б)