

УДК 533.6.011.5:519.63

ОБТЕКАНИЕ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ С ПЕРЕДНИМИ ИГЛАМИ ПРИ НАЛИЧИИ ВДУВА ЧЕРЕЗ ИХ ПОВЕРХНОСТЬ

КАРЛОВСКИЙ В. Н., ЛЕВИН В. А., САХАРОВ В. И.

Численно исследовано осесимметричное сверхзвуковое обтекание идеальным газом затупленного тела с выдвинутой вперед иглой при наличии вдува с ее поверхности. Изучено влияние длины и формы иглы, параметров вдуваемого газа и расположения проникаемого участка на картину течения и сопротивление тела.

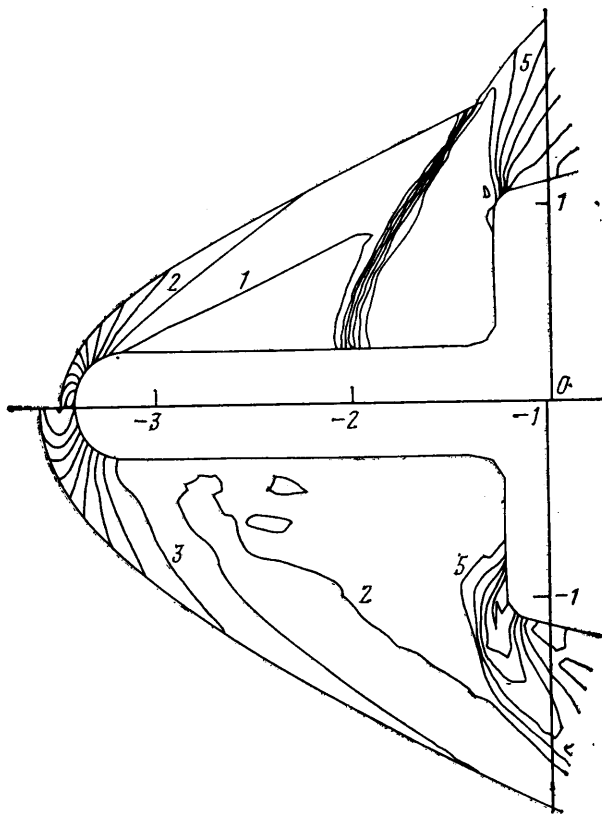
Вдув газа навстречу сверхзвуковому потоку, обтекающему затупленное тело, представляет собой одно из средств управления, позволяющее изменять аэродинамические характеристики [1]. Принудительный или естественный вдув с поверхности является также одним из способов ее защиты от конвективного и радиационного тепловых потоков. Вдув позволяет снизить коэффициент сопротивления сферически затупленного тела на 20–25%, однако для этого требуется значительный расход газа. При этом становится существенной реактивная составляющая силы сопротивления. Для некоторых значений длины участка вдува и расхода вдуваемого газа суммарное сопротивление проникаемого тела может быть даже больше, чем волновое сопротивление непроницаемого [2].

Другим способом снижения волнового сопротивления затупленного тела является установка иглы перед его носовой частью [1, 3–6]. Естественно ожидать, что совместное действие этих двух способов приведет к большему эффекту.

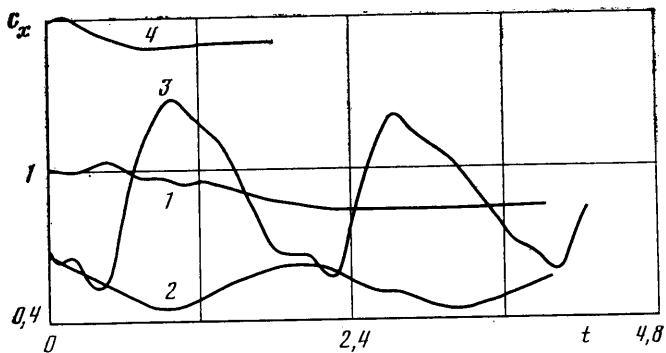
Рассматривается неподвижное тело вращения, обтекаемое сверхзвуковым потоком вязкого нетеплопроводного газа с известными параметрами в бесконечности. Для определения газодинамических функций в области возмущенного движения используется система нестационарных уравнений Эйлера для осесимметричного течения [6]. Считается, что вдуваемый по нормали к поверхности тела газ имеет одинаковый с набегающим показатель адиабаты. Задаются участок вдува, энтальпии h_w и расход $f = \rho v_n$ вдуваемого газа. В процессе расчета контактный разрыв не выделяется. Для разностной аппроксимации уравнений газовой динамики применяется схема Мак-Кормака второго порядка точности по времени и пространству [6, 7]. В качестве характерных величин выбраны p_∞ , ρ_∞ , $\sqrt{p_\infty/\rho_\infty}$ и L — характерный размер тела. Индекс ∞ относится к условиям в набегающем потоке.

В первой серии расчетов рассматривалось обтекание осесимметричного усеченного конуса с выдвинутой вперед сферически затупленной цилиндрической иглой. Диаметр иглы d в основной серии расчетов составлял $0,25D$, где D — диаметр передней торцевой части тела; угол полураствора хвостового конуса был равен 15° . Отношение K длины иглы l к диаметру D изменялось в пределах 0–1,5; большая серия расчетов была выполнена для $K=1$. Образующая тела задавалась в декартовой системе координат, а затем последовательностью конформных отображений переводилась в расчетной области в близкую к окружности конфигурацию [6].

В расчетах количество точек поперек ударного слоя достигало 41, а вдоль — 140. При измельчении сетки уменьшаются, как и следовало ожидать, области «размазывания» внутренних разрывов — ударных волн и контактных поверхностей, однако коэффициент волнового сопротивления и положение головной ударной волны при расчетах, например, на сетках



Фиг. 1



Фиг. 2

21×140 и 21×70 меняются не более чем на 2% (для $K=1$). Число Маха в набегающем потоке было равно трем.

На фиг. 1 сверху изображено поле изобар для $K=1$ при отсутствии вдува. На этой и на всех последующих фигурах изобары даны с шагом 1,0. Обтекающий переднее сферическое затупление газ за головной ударной волной разгоняется вдоль цилиндрической части до сверхзвуковой скорости. Влияние основного тела вверх по потоку ограничено внутренней ударной волной, которая находится на расстоянии нескольких d от носовой части иглы. Интенсивность этой волны значительно меньше, чем прямого скачка, поэтому давление на торцевой части тела также существенно ниже, чем при обтекании торца без иглы [6]. В области сопряжения иглы и основного тела образуется зона возвратного течения. Давление и плотность здесь почти постоянны, а скорости малы.

Из рассмотрения поля направлений вектора скорости можно заключить, что образующая циркуляционной области близка к конической, об этом же свидетельствует коническая форма внутренней ударной волны перед ней. Головная ударная волна состоит из двух четко выраженных участков — волны от сферически затупленного цилиндра и результирующей волны, образованной в результате взаимодействия первой с внутренним скачком.

В представленной ниже серии расчетов вдув с поверхности сферического затупления осуществляется по закону $f = a \cos \varphi$ при $y \leq d/2$ (здесь y — расстояние по нормали от оси симметрии тела, а φ — угол между осью симметрии и лучом, проходящим через центр передней полусферы) или рассматривался кусочно-постоянный вдув $f = \text{const}$ при $y \leq 0,375d$.

Вдув газа существенно изменяет картину обтекания (рассматривается $f=1$, $a=0,678$, $h_w=h_\infty$). Максимум давления перемещается из передней точки тела внутрь ударного слоя. Отрывная область перед торцом расширяется, скачок перед ней смещается выше по потоку и становится менее интенсивным по сравнению с вариантом без вдува. Вследствие дополнительного подвода газа в ударный слой внешний скачок отодвигается дальше от тела; вместе с меньшим углом наклона внутреннего скачка к оси симметрии это приводит к перемещению тройной точки вниз по потоку и ослаблению результирующей волны. Все это ведет к уменьшению сопротивления рассматриваемой конфигурации. По мере увеличения энthalпии вдуваемого газа ($h_\infty \leq h_w \leq 4h_\infty$) описанные эффекты усиливаются.

Интегральные расходы вдуваемого с поверхности передней полусферы газа одинаковы для двух рассмотренных способов организации вдува при $a=0,678$ и $f=1$. Однако коэффициент сопротивления конфигурации при $h_w=3h_\infty$ в случае кусочно-постоянного вдува меньше на 15%, чем при вдуве по косинусу.

Увеличение интегрального расхода вдуваемого газа приводит к существенной перестройке течения. На фиг. 1 (нижняя часть) представлена картина обтекания и поле изобар в ударном слое при вдуве по косинусу ($a=1,7$; $h_w=3h_\infty$). Отрывная область начинается сразу за проникаемым участком и охватывает всю боковую поверхность иглы, образуя вытянутый жидкий конус. Эта область заполнена газом малой плотности и почти постоянного давления. Внутренний скачок перед ней исчезает, зато появляется ударная волна около внешней кромки торца выше точки присоединения потока. Ниже по течению эта волна ослабевает и в расчетной области не достигает далеко отнесенной головной ударной волны. Увеличение расхода ($a=2,125$, $h_w=3h_\infty$) приводит к еще более сильному отеснению набегающего потока от поверхности обтекаемого тела и ослаблению скачка на внешней кромке торца, который вырождается в небольшую область сжатия. Вместе с дальнейшим увеличением отхода головной волны несколько повышается давление за ее прямолинейным участком.

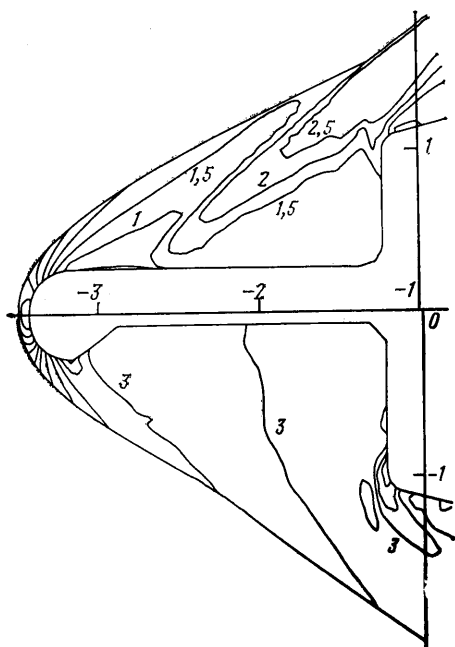
Рассмотрим влияние вдува газа с проникаемой носовой части на обтекание тела при отношении K длины иглы к диаметру торца, меньшем единицы. В данной серии расчетов задавался расход $f=1$ при $y \leq 0,375d$.

При отсутствии вдува короткая игла ($K \leq 0,25$) не оказывает влияния на течение и не приводит к снижению сопротивления [6]. При наличии вдува отход ударной волны на оси симметрии увеличивается менее чем вдвое, в то время как в расчете независимого обтекания сферического затупления при тех же параметрах — в 3 раза. Это различие объясняется тем, что форма и отход волны определяются всей торцевой частью тела. Коэффициент сопротивления за счет вдува уменьшается от 1,6 (непроницаемое тело) до 1,5 ($h_w=4h_\infty$).

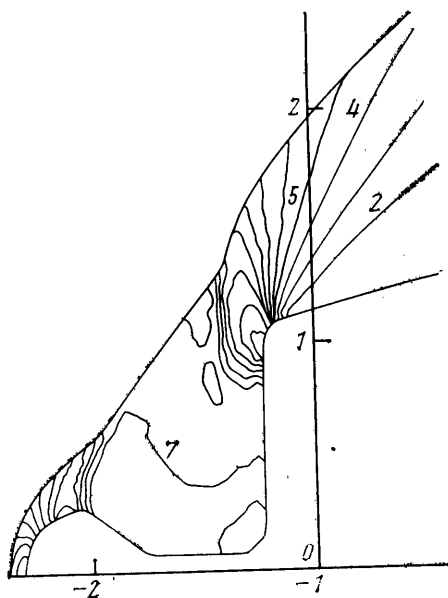
При $K=0,5$ и $0,75$ установившегося решения получить не удалось. На фиг. 2 изображена зависимость коэффициента волнового сопротивления c_x от безразмерного времени t . Кривые 1—4 соответствуют значениям $K=1$; $0,75$; $0,5$; $0,25$ и $h_w/h_\infty=2, 4, 1, 4$. Во всех четырех вариантах в каче-

стве начальных данных использованы установившиеся решения без вдува, при этом кривые 1 и 4 изображены с момента старта, а 2 и 3 с некоторого более позднего момента, до которого они имеют хаотический характер. После определенного переходного процесса решение на длинной ($K=1$) и короткой ($K=0,25$) иглах устанавливается, а решения на промежуточных длинах по истечении гораздо большего отрезка времени носят колебательный характер.

При $K=0,5$ отрывная область начинается почти сразу за проникаемым участком. Точка присоединения перемещается от оси симметрии и в некоторый момент достигает внешней кромки торца, головная ударная волна в это время становится выпуклой, а сопротивление близко к минимуму.



Фиг. 3

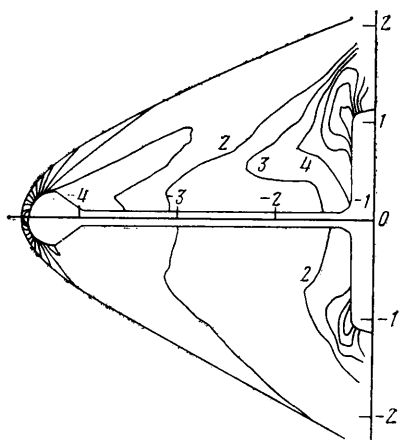


Фиг. 4

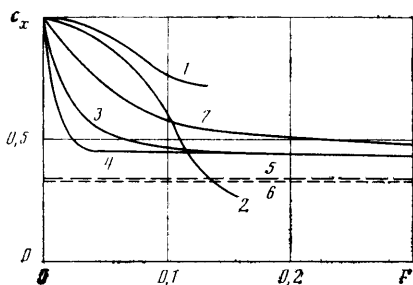
Затем точка присоединения опускается вниз, часть торца обтекается внешним потоком и здесь образуется волна сжатия, которая достигает головной волны и усиливает ее. Сопротивление достигает максимума. После этого процесс начинает повторяться.

Вдвух с боковой поверхности иглы ($K=1$) осуществлялся двумя способами: с постоянным $f=\text{const}$, $x_1 \leq x \leq x_2$, и линейным $f=\beta(x-x_1)/(x_2-x_1)$, $x_1 \leq x \leq x_2$, расходами.

Здесь x_1 и x_2 — абсциссы начала (выше по потоку) и конца боковой цилиндрической поверхности иглы. На фиг. 3 вверху изображено поле изохор для линейного расхода $\beta=0,25$ и $h_w=h_\infty$. По сравнению с обтеканием непроницаемого тела здесь вдвух также существенно изменяет структуру течения. Циркуляционная область оттесняется от поверхности иглы вдуваемым газом, который при обтекании этой области отклоняется в сторону, противоположную основному потоку. Внутренний скачок перед этой зоной начинается значительно выше по течению, интенсивность его почти вдвое меньше. Взаимодействие этого скачка с головной ударной волной не приводит к ее значительному усилению. При дальнейшем увеличении расхода интенсивности вдува достаточно, чтобы уже в начале проникаемого участка оттеснить основной поток от тела и значительно снизить его сопротивление.



Фиг. 5



Фиг. 6

Изучалось также обтекание тел с иглой, оснащенной насадком. Основное тело — усеченный конус с углом полураствора 15° — такое же, как и во всех предыдущих вариантах. Диаметр цилиндрической иглы $d=0,0625D$. На переднем конце иглы располагается насадок в виде сферически затупленного обратного конуса с углом полураствора 40° . Диаметр переднего сферического затупления составляет $0,25D$ — такой же, как толщина иглы в предыдущих расчетах.

Рассмотрим, как изменяется картина обтекания при увеличении K . При $K=0,5$ (фиг. 4) переднее сферическое затупление обтекается уже независимо от остальной части тела, лежащей вниз по потоку. Здесь газ разгоняется до сверхзвуковой скорости. С миделя обратного конуса происходит срыв потока, образуются обширная застойная область и сильный внутренний скачок уплотнения перед ней. Поворачиваясь при переходе через этот скачок, внешний поток движется вдоль границы циркуляционной области и затем присоединяется к поверхности тела на торцевой части. Присоединение сопровождается сжатием газа, здесь образуется еще одна внутренняя ударная волна, которая взаимодействует с головной и усиливает ее. Головная ударная волна состоит из трех участков: волны от переднего сферического затупления, конической волны, возникающей при обтекании присоединенного жидкого конуса, и участка, обусловленного влиянием торца.

Заметим, что похожая структура течения образуется и при обтекании тела с толстой иглой такой же длины и без насадка [6]. Однако при последующем удлинении иглы без насадка положение отрывной области стабилизируется и перестает зависеть от K [6]. Для тела с насадком при увеличении длины иглы срыв происходит по-прежнему с миделя обратного конуса. Скачок перед отрывной областью вырождается в волну сжатия, поскольку поток сходится с миделя под значительно более острым углом к оси симметрии. Область присоединения смещается ближе к внешней кромке торца, при этом существенно ослабевает ударная волна, расположенная вблизи внешней кромки.

При $K=1$ (нижняя часть фиг. 3, поле изобар) обширная циркуляционная область начинается с миделя насадка и экранирует от внешнего потока практически всю торцевую часть тела. Давление в ней, за исключением локального максимума на внешней кромке торца, постоянно. Форма ударной волны близка к той, которая возникает при течении около сферически затупленного конуса. При такой длине и форме иглы коэффициент сопротивления всей конфигурации снижается наиболее эффективно.

При $K=1,5$ (фиг. 5, верхняя часть) срыв, как и раньше, происходит с миделя насадка, диаметр отрывной зоны при движении вниз по потоку увеличивается мало. Область присоединения на торце смещается ближе к оси симметрии, перед внешней кромкой образуется сильный внутренний скачок, который взаимодействует с отрывной областью, изменяя в ней распределение давлений. В направлении от торца к насадку давление вдоль боковой поверхности иглы уменьшается в 4 раза, тогда как при меньших K во всей застойной зоне было почти постоянным.

Для того чтобы оттеснить поток от торцевой части тела, с обратной конической поверхности насадка был осуществлен вдув газа при $f=\text{const}$. Интенсивность скачка в окрестности внешней кромки торца при этом уменьшается и давление на всей торцевой части падает (фиг. 5, нижняя часть, $f=0,75$, $h_w=h_\infty$).

На фиг. 6 для $K=1$ изображена зависимость коэффициента сопротивления рассмотренных конфигураций от безразмерного интегрального расхода газа F со всего проникаемого участка в единицу времени, отнесенного к площади торцевой части тела, для случаев: кривая 1 — вдув с носа, $f=a \cos \varphi$, $h_w=h_\infty$; 2 — то же, $h_w=3h_\infty$; 3 — вдув с боковой поверхности иглы $f=\text{const}$, $h_w=h_\infty$; 4 — то же, $h_w=4h_\infty$; 5 — затупленный по сфере конус без вдува (эквивалентный конус); 6 — непроницаемое тело, оснащенное иглой с насадком; 7 — вдув сбоку по линейному закону, $h_w=h_\infty$.

Видно, что при небольших суммарных расходах вдув с боковой поверхности иглы приводит к большему снижению сопротивления по сравнению со вдувом с переднего полусферического затупления, при этом равномерное распределение по поверхности более выгодно, чем линейное. При увеличении расхода вдув горячего газа с носовой полусферы приводит к образованию жидкого конуса более острого, чем эквивалентный, и соответственно к наименьшему сопротивлению всей конфигурации (кривая 2). Сопротивление непроницаемого тела, оснащенного иглой с коническим насадком (прямая 5), при $K=1$ существенно ниже, чем у тела с гладкой иглой той же длины, даже если с поверхности последней осуществляется вдув газа с $h_w=h_\infty$. При всех рассмотренных способах расположения проникаемого участка вдув более горячего газа через него позволяет достичь большего снижения сопротивления при фиксированном расходе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Краснов Н. Ф., Захарченко В. Ф., Кошевой В. Н. Основы аэродинамического расчета. М.: Высш. шк., 1984. 264 с.
2. Антонов В. А., Гришин А. М. Исследование аэродинамики осесимметричных тел в сверхзвуковом потоке при наличии локализованного вдува // ПМТФ. 1982. № 4. С. 86—92.
3. Чжен П. Отрывные течения. Т. 2. М.: Мир, 1973. 280 с.
4. Белов И. А. Взаимодействие неравномерных потоков с преградами. Л.: Машиностроение, 1963. 144 с.
5. Забродин А. В., Черкашин В. А. Расчет сверхзвукового обтекания тела с выступающей иглой: Препринт № 73. М.: Ин-т прикл. матем. АН СССР, 1980. 49 с.
6. Карловский В. Н., Сахаров В. И. Численное исследование сверхзвукового обтекания затупленных тел с выдвинутой вперед иглой // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 3. С. 119—127.
7. McCormack R. W. The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering // AIAA Pap. 1969. № 354. 6 p.

Москва

Поступила в редакцию
6.VIII.1986