

УДК 533.6.011.5:519.63

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ С ВЫДВИНУТОЙ ВПЕРЕД ИГЛОЙ

КАРЛОВСКИЙ В. Н., САХАРОВ В. И.

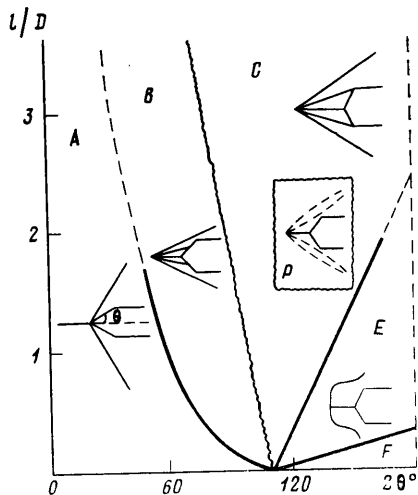
Разработана методика расчета сверхзвукового течения идеального газа около осесимметричных затупленных тел с выдвинутой вперед иглой. Изучено обтекание усеченного конуса с выдвинутой вперед сферически затупленной цилиндрической иглой в зависимости от отношения  $K$  длины иглы  $l$  к диаметру  $D$  торцевой части тела и числа Маха  $M$  набегающего потока. Получено несколько стационарных режимов течения, в том числе с формированием в ударном слое циркуляционных зон и внутренних ударных волн. Показано, что установка иглы перед усеченным конусом может приводить к снижению его сопротивления на 40–50%. При  $M=3$  проведено полное исследование изменения коэффициента сопротивления в зависимости от  $K$ .

1. Тонкая игла, установленная перед тупым телом, может быть использована для уменьшения сопротивления, а также теплопередачи при большой скорости набегающего потока. Изменяя длину выступающей иглы, можно управлять аэродинамическими характеристиками аппарата; тонкая прямая игла является удобным и простым средством управления.

Обзор ранних (до 1966 г.) экспериментальных и теоретических работ зарубежных авторов, где изучается обтекание тела с иглой, содержится в [1]. При фиксированных числах Маха и Рейнольдса набегающего потока выделяется шесть режимов сверхзвукового обтекания цилиндра с коническим носком и выступающей из него иглой [2]. На фиг. 1 соответствующие области обозначены буквами  $A, B, C, P, E, F$ . По оси ординат отложено отношение длины иглы к диаметру цилиндра, по оси абсцисс — угол раствора конуса.

Область  $A$  соответствует безотрывному обтеканию. Пограничный слой на игле взаимодействует со скачком уплотнения, образующимся у основания иглы. Интенсивность этого скачка недостаточна для того, чтобы вызвать отрыв. Таким образом, при обтекании тонких тел в этом режиме не следует ожидать отрыва потока и снижения сопротивления за счет иглы [3]. В случае  $B$  поток отрывается вблизи конца иглы и присоединяется на конической поверхности. При увеличении угла раствора конуса точка присоединения перемещается вверх, пока не достигнет излома (случай  $C$ ). В области  $F$  отношение длины иглы к диаметру цилиндра столь мало, что игла не вносит качественных изменений по сравнению с обтеканием конически заостренного цилиндра. Существенно уменьшить сопротивление и полный тепловой поток к телу можно, если реализовать случай  $B$  и  $C$ , в то время как  $A$  и  $F$  не приводят к значительному изменению этих характеристик.

Область  $E$  соответствует неустановившемуся пульсирующему течению. Подробное изложение его физического механизма содержится в [1]. Рассматриваемое явление обусловлено нестационарным взаимодействием внутренней ударной волны с отрывной областью. В течение одного периода отрывная область перед обтекаемым телом возникает, увеличивается и затем вновь исчезает, что сопровождается движением головной и внутренней ударных волн, а также колебаниями давления и других параметров на теле, амплитуда которых достигает стационарных значений этих величин в точке торможения. Частота таких пульсаций в различных экспериментах составляла 2–20 кГц. Область  $P$  представляет другой тип колебаний. Объем



Фиг. 1

застойной области меняется мало, она остается приближенно конической, однако ее граница становится то выпуклой, то вогнутой, положения точек отрыва и присоединения также колеблются с небольшой амплитудой. Колебания такого типа впервые обнаружены в [2] при  $M=15$  и  $Re=0,27 \cdot 10^6$ . Интересно, что в более ранних экспериментах [4] при той же геометрии тела, но при  $M=10$  и  $Re=0,5 \cdot 10^6$  колебаний не наблюдалось.

В [5] изучается обтекание сверхзвуковым потоком конуса с дисковым щитком. Параметры, при которых получены нестационарные режимы, попадают в область  $E'$  на фиг. 1, хотя условия в набегающем потоке и геометрия тела существенно отличаются от [2]. В [6] изучается течение около торца с иглой; при  $M=6$  экспериментально показано, что существует два различных механизма колебаний течения, один из которых ( $0,25 \leq K \leq 1,4$ ) такой же, как в области  $E$ , другой ( $1,4 \leq K \leq 3$ ) — как в области  $P$ .

Независимо от [6] вывод о существовании двух совершенно различных типов колебаний делается в [7]. Интересно, что экспериментально установленное значение  $K$ , равное 1,4, разделяющее эти режимы, точно совпадает с [6]. Согласно терминологии [7], будем в дальнейшем колебания режима  $E$  называть пульсациями, а  $P$  — осцилляциями. Согласно [7], осцилляции вызваны неустойчивостью оторвавшегося от поверхности иглы пограничного слоя. Механизм возникновения пульсаций совершенно иной и связан с образованием сверхзвуковой струи в результате взаимодействия головной и внутренней ударных волн. При ударе о поверхность тела струя разворачивается и подпитывает застойную область. В этом отличие приведенного в [7] объяснения пульсаций от предыдущих исследований, где считалось, что подкачка газа в застойную область происходит из дозвуковой зоны высокого давления, расположенной за внутренней ударной волной.

Численному исследованию обтекания затупленных тел с иглой посвящено значительно меньшее количество работ [8–13]. В [8] в рамках уравнений Навье – Стокса решена задача об обтекании вязким теплопроводным газом цилиндрического торца с бесконечно тонкой иглой. Исследовано влияние чисел  $M$  и  $Re$  на размеры отрывной области и сопротивление тела. В рассмотренном широком диапазоне изменения параметров течение было стационарным. Отмечено, что при  $K=1-1,5$  наблюдается резкое изменение сопротивления цилиндра и возможно появление нестационарности в картине течения. Расчеты нестационарного обтекания и объяснение его механизма в [8] не приведены.

В [9] также на основе полных уравнений Навье – Стокса численно изучено осесимметричное сверхзвуковое обтекание цилиндра с коническим носком и передней иглой конечной толщины. Для рассмотренных параметров набегающего потока и длин игл, не превышающих диаметра торца, установлено существование стационарных режимов течения и показано, что наличие иглы перед телом понижает его полное сопротивление и тепловой поток к поверхности. Нестационарные режимы течения не обнаружено, хотя параметры задачи (за исключением  $Re$ ) близки к [6], где экспериментально обнаружены сильные пульсации. Авторы [9] считают это особенно рассматриваемых ими течений при  $Re \leq 500$ , в то время как в эксперименте  $Re \sim 10^6$ . Единственной известной нам работой, где на основе полных уравнений Навье – Стокса численно моделируется пульсационное обтекание цилиндра с выступающей иглой, является [10]. Приведенные в [10] рисунки полей газодинамических параметров, соответствующих различным фазам течения, похожи на фотографии, полученные при экспериментальном пульсационном обтекании тел с иглой. Однако в отличие, например, от [6] авторы [10] объясняют наблюдаемый ими эффект неустойчивостью оторвавшегося пограничного слоя, а не подпиткой застойной области газом, прошедшим систему скачков.

Численное моделирование сверхзвукового обтекания тела с иглой в рамках модели идеального газа проводится в [11–13]. Некоторое обоснование такого подхода содержится в [12]. Обнаруженное в [11–12] нестационарное течение около иглы с коническим насадком объясняется неустойчивостью границы отрывной области и по характеру колебаний должно быть отнесено к осцилляциям.

В [13] численно исследуется сверхзвуковое обтекание цилиндрического торца с выступающим из него тонким конусом. Нестационарные режимы течения не обнаружены, несмотря на то, что при экспериментальном исследовании [5] обтекание конуса со щитком наблюдались сильные пульсации при конфигурациях тела, близких к расчету [13].

Сложная газодинамика течений около затупленных тел с иглой представляет собой трудную для численного исследования задачу, которая далеко не исчерпана имеющимися по данному вопросу работами. Наибольшие трудности вызывает расчет и интерпретация нестационарных режимов, наблюдаемых в эксперименте.

2. Рассматривается неподвижное тело вращения, обтекаемое сверхзвуковым потоком невязкого, нетеплопроводного газа с известными параметрами в бесконечности. Область возмущенного движения, в которой ищется решение, ограничена вверх по потоку головной ударной волной. Выходная граница выбрана достаточно далеко вниз по течению, чтобы нормальная

к ней составляющая скорости газа была больше местной скорости звука. Замыкают границу рассматриваемой области участок образующей тела и отрезок оси симметрии.

Для определения газодинамических функций в выбранной таким образом области возмущенного движения используется система нестационарных уравнений Эйлера для осесимметричного течения. На ударной волне должны выполняться соотношения Ренкина — Гюгонио, на поверхности тела — условие непротекания.

Расчеты обтекания тел сложной формы необходимо проводить на сетках, адаптированных к особенностям течения. Сферическая система координат не удовлетворяет этим требованиям для рассматриваемых в данной работе конфигураций. Поэтому перейдем к другим координатам при помощи конформного отображения комплексной плоскости  $Z=re^{i\theta}$  на комплексную плоскость  $W=Re^{i\theta}$  по формулам

$$\zeta = z + z^{-1}, \quad \zeta_1 = A\zeta + B, \quad W = \frac{1}{2} (\zeta_1 + \sqrt{\zeta_1^2 - 4})$$

$$A = 4 \frac{a+1}{(a+2)^2}, \quad B = -2 \left( \frac{a}{a+2} \right)^2$$

где  $\zeta$  и  $\zeta_1$  — вспомогательные комплексные переменные. Функция  $W(z)$  отображает конформно внешность круга единичного радиуса с примыкающим к нему разрезом длиной  $a$  на внешность круга единичного радиуса. При этом контур обтекаемого тела и головного скачка переходят в кривые, которые пересекаются с лучами полярной сетки под углами, близкими к прямым. Далее применяется обычное для расчетов с выделением головной ударной волны преобразование координат, переводящее расчетную область в прямоугольник. Для того чтобы иметь возможность сгущать координатные линии в области резкого изменения газодинамических функций, сделано еще одно преобразование координат, которое позволяет управлять распределением узлов расчетной сетки в направлениях поперек ударного слоя и вдоль него.

Для разностной аппроксимации уравнений использована схема Мак-Кормака второго порядка точности по времени и пространству [14]. Производные метрических коэффициентов, входящие в правую часть уравнений газовой динамики, записанных в расчетных переменных, аппроксимируются односторонними разностями — «вперед» на предикторе и «назад» на корректоре [15].

Такой способ расчета не вносит дополнительной ошибки второго порядка малости в правую часть этих уравнений. Кроме того, отпадает необходимость вычисления вторых производных по громоздким аналитическим формулам, что ускоряет счет.

Реализация граничных условий на ударной волне производится аналогично [16]. Граничные условия на поверхности обтекаемого тела реализуются с использованием решения задачи о поршне. Эта схема удовлетворения граничных условий является обобщением на нестационарный случай методики [17], где в сверхзвуковом потоке для поправки величин на поверхности тела применяется решение задачи об обтекании угла.

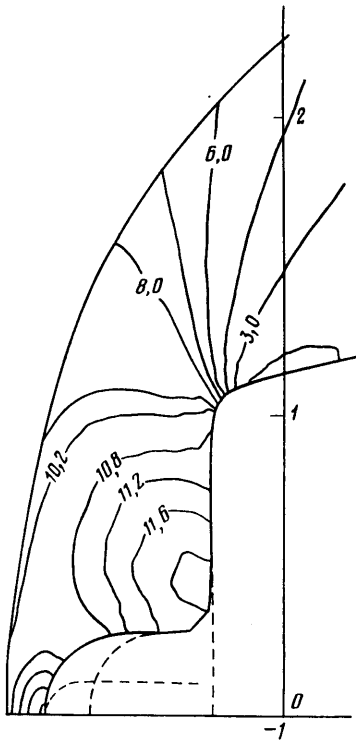
Расчет ведется следующим образом. Вычисленная по разностной схеме величина вектора скорости  $V_1$  поправляется вычитанием из нее нормальной к поверхности тела компоненты скорости  $V_{1n}$ . Плотность и давление поправляются таким образом, чтобы сохранялся инвариант Римана и энтропийная функция  $p/\rho^\gamma$ ; при этом новые значения  $p$  и  $\rho$  даются формулами

$$\rho = \left( \frac{\rho_1 \gamma c^2}{\gamma p_1} \right)^{1/(\gamma-1)}, \quad p = \frac{\rho c^2}{\gamma}, \quad c = c_1 - \frac{1}{2} (\gamma-1) V_{1n}$$

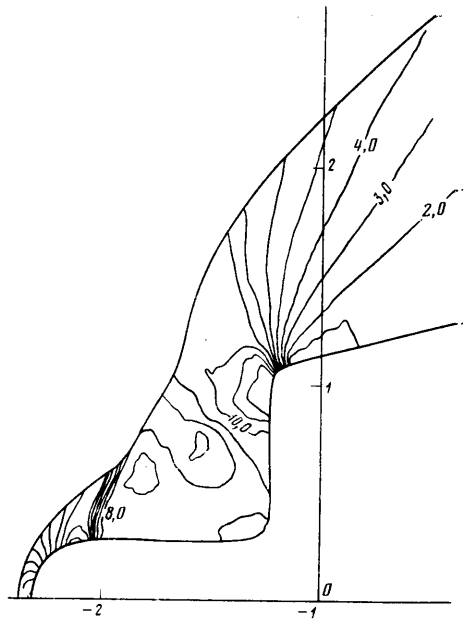
где  $\rho_1$  и  $p_1$  — величины, вычисленные по разностной схеме, а  $c$  — скорость звука.

Для расчетов течений газа с разрывами сложных конфигураций, такими, как внутренние ударные волны, тангенциальные разрывы схемы второго порядка и выше, требуют введения искусственной вязкости или монотонизаторов для подавления осцилляций в окрестностях разрывов. В данной работе используется второй из способов, предложенных в [18], который применяется последовательно по каждой из координат. Этот метод обеспечивает при сквозном расчете разрывных течений газа хорошую локализацию областей больших градиентов и монотонность профилей в их окрестностях.

3. Характерная геометрическая форма образующей класса тел, исследованного в данной работе, представляет собой осесимметричный усеченный конус с выдвинутой вперед сферически затупленной цилиндрической иглой. Диаметр иглы  $d$  в основной серии расчетов составлял  $0,25D$ , где



Фиг. 2



Фиг. 3

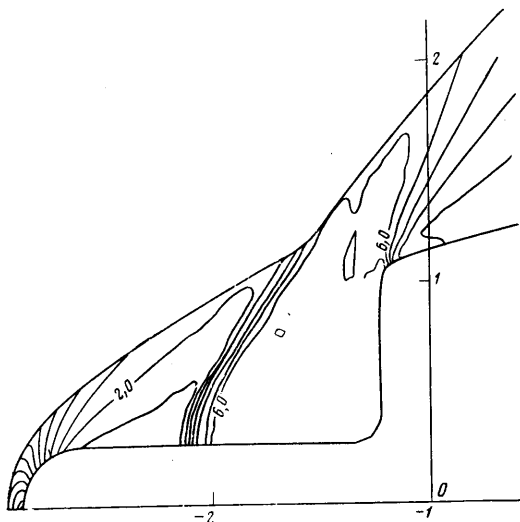
$D$  — диаметр передней торцевой части усеченного конуса. Угол полураствора конуса равнялся  $15^\circ$ . Передняя торцевая часть конуса и его коническая часть сопрягались окружностью радиуса  $0,1D$ , такое же скругление поверхности проводилось в области соединения цилиндрической иглы и плоской торцевой части тела. Отношение  $K$  длины иглы  $l$  к диаметру торца  $D$  изменялось в пределах  $0-1$ . Образующая тела задавалась в декартовой системе координат, а затем серией конформных отображений переводилась в расчетной области в близкую к окружности конфигурацию. Для задания в расчетной плоскости радиуса-вектора тела и нормали к его поверхности решалось нелинейное алгебраическое уравнение.

Числа Маха в набегающем потоке изменялись от 3 до 8. Картины течений иллюстрируются приведенными на фигурах полями изобар.

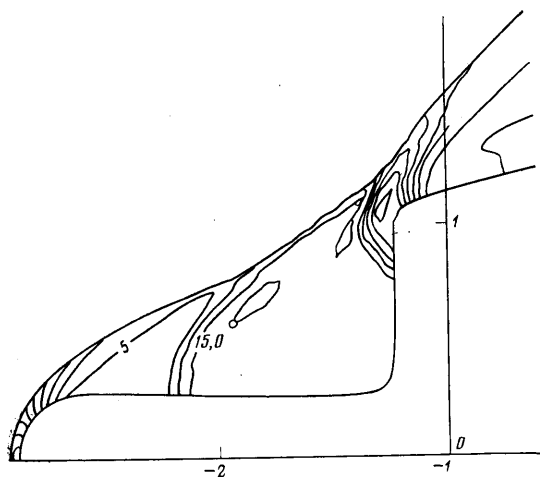
Для  $M=3$  было исследовано влияние величины  $K$  на поле течения. При  $K=0,25$  (фиг. 2) во всей области перед торцевой частью тела давление большое. Газ разгоняется вдоль переднего полусферического затупления, затем тормозится перед торцевой частью практически до нулевой скорости. В области сопряжения торцевой и конической частей происходит резкое ускорение потока и падение давления, а участку торца непосредственно перед разгоном соответствует область почти постоянного давления. Наблюдается также характерная для обтекания затупленных конусов «ложка» давления на конической части тела.

Циркуляционной зоны в области сопряжения иглы и торцевой части не наблюдается, а головная ударная волна всюду выпукла. На фиг. 2 дано положение ударной волны и приведены формы тел с различными короткими иглами и без иглы. Профили ударных волн графически неразличимы, т. е. игла небольшой длины не оказывает никакого воздействия на головную ударную волну, положение которой определяется лишь торцевой частью тела.

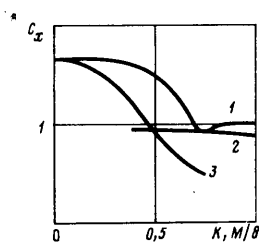
Совершенно иная картина обтекания при  $K=0,5$  (фиг. 3). Здесь образуется обширная циркуляционная зона, которая экранирует от внешнего



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

потока значительную часть торца. Переднее сферическое затупление обтекает независимо от торцевой части тела, лежащей ниже по потоку. Здесь газ разгоняется до сверхзвуковой скорости. Ниже по течению находится косой скачок уплотнения, лежащий перед застойной областью. Поворачивая в этом скачке, внешний поток движется вдоль нее и затем присоединяется к поверхности тела на торцевой части. Присоединение сопровождается сжатием газа, повышение давления в этой области распространяется до головного скачка и усиливает его. Головная ударная волна состоит из трех участков: волны от сферически затупленного цилиндра, конической волны, возникающей при обтекании присоединенного жидкого конуса, и участка, обусловленного влиянием торца.

Положение и наклон внутреннего скачка слабо меняются при увеличении длины иглы. Протяженность его увеличивается, а участок головной волны, где сказывается влияние торца, сдвигается вверх от оси симметрии. Это объясняется перемещением точки присоединения потока ближе

к внешней кромке торца, большая часть которого экранирована застойной областью.

При  $K=0,75$  (фиг. 4) практически весь торец обтекается газом из застойной области. Внешний поток обтекает только сферически затупленный цилиндр и присоединенный конус, образованный циркуляционной зоной. Головная волна состоит из двух участков, соответствующих течению около этих тел. Слабее становится и волна разрежения, так как поток в ней разворачивается на значительно меньший угол по сравнению со случаем  $K=0,5$ .

Рассмотрим, как изменяется картина обтекания для разных  $K$  при увеличении числа  $M$  набегающего потока. При  $M=6$  ( $K=0,5$ ) головной скачок проходит значительно ближе к телу, а внутренний скачок перед застойной областью наклонен к телу под более острым углом, чем при  $M=3$ , положение же точки отрыва сохраняется. Точка присоединения переместилась ближе к оси симметрии, соответственно область влияния на течение торцевой части увеличилась и результирующий скачок усилился. Качественно характер течения остался прежним.

Напротив, увеличение  $M$  до 6 при  $K=0,75$  сопровождается качественной перестройкой течения (фиг. 5). При движении вдоль контактного разрыва внешний поток имеет сверхзвуковую скорость. Точка присоединения потока находится значительно ниже на торцевой части по сравнению с  $M=3$  и часть торца обтекается внешним потоком. В этой области образуется вторая внутренняя ударная волна. При переходе через нее давление в потоке повышается примерно вдвое, затем следует разворот потока на конической части тела, что приводит к резкому падению давления.

При  $M=8$  точка отрыва перемещается еще ближе к концу иглы, вызывая перемещение первого внутреннего скачка вверх по потоку. Результатом его взаимодействия с головной ударной волной является усиление этой волны, причем более значительное, чем при  $M=6$ . Точка присоединения оторвавшегося потока опускается еще ниже к оси симметрии, увеличивая тем самым влияние на течение торцевой части тела. Вторая внутренняя ударная волна, обусловленная обтеканием торца, становится более интенсивной, чем при  $M=6$ , и смещается вверх по потоку, в свою очередь также усиливая головной скачок.

Перейдем к обсуждению влияния типа течения около конического тела с иглой на его аэродинамическое сопротивление. Коэффициент сопротивления  $C_x$ , представленный на фиг. 6, вычислялся по формуле

$$C_x = \frac{16}{\gamma M^2 D^2} \int_0^{1/2 D} (p-1) y dy$$

где  $y$  — безразмерная ордината точки на контуре тела.

Кривая 1 выражает изменение  $C_x$  при увеличении длины иглы  $K$  ( $D=\text{const}$ ) при  $M=3$ . Короткая игла ( $K \leq 0,25$ ) не влияет на положение головной волны, слабо меняет распределение давления по поверхности торца и не изменяет значения  $C_x$ . Увеличение длины иглы приводит к образованию конической застойной области, которая частично экранирует торцевую часть тела. Давление в этой области почти постоянно и примерно вдвое меньше давления в области точки присоединения потока на торце. При дальнейшем удлинении иглы точка присоединения сдвигается к кромке торца и при  $K=0,75$  практически вся торцевая часть тела омывается газом из застойной области. При  $K \geq 0,75$  точка присоединения вновь смещается несколько ближе к оси симметрии, что приводит к небольшому увеличению коэффициента сопротивления. Последующее увеличение длины иглы практически не оказывает влияния на величину сопротивления тела.

Таким образом, снижение сопротивления рассмотренной конфигурации по сравнению с телом без иглы достигает примерно 40% при  $M=3$ . При  $M=6$  уменьшение сопротивления еще более значительно:  $C_x=1,8$  при  $K=0,25$  и  $0,89$  при  $K=0,75$ , т. е. сопротивление уменьшается примерно вдвое (толщина иглы в этих двух расчетах составляла  $0,125$  диаметра торцевой части).

Изменение толщины иглы не приводит к существенной перестройке течения и не оказывает влияния на величину  $C_x$ . Так, уменьшение толщины иглы вдвое при  $M=6$ ,  $K=0,75$  изменяет коэффициент сопротивления на 2%, что лежит в пределах точности расчета.

Кривая 2 дает зависимость  $C_x$  от  $M$  при  $K=0,75$ . Видно, что при изменении  $M$  от 3 до 8 коэффициент сопротивления почти не меняется. При увеличении  $M$  точка присоединения потока смещается к оси симметрии и часть торца, обтекаемая высокоскоростным внешним потоком, становится больше, что должно приводить к увеличению  $C_x$ . Однако уменьшение угла раствора присоединенного конуса приводит к уменьшению давления в той части торцевой поверхности тела, которая обтекается газом из застойной области. В результате совместного влияния этих двух факторов коэффициент сопротивления данного тела слабо меняется при изменении  $M$  в широких пределах.

Для сравнения при  $M=3$  были рассчитаны поля течения и коэффициенты сопротивления для затупленных конусов. Диаметр сферического затупления выбирался таким же, что и у иглы в предыдущих сериях расчетов ( $0,25$  диаметра торцевой части). Угол раствора подбирался таким образом, чтобы при заданном  $K$  образующая конуса совпадала с общей касательной к переднему сферическому затуплению и к верхней затупленной кромке торцевой части тела с иглой. Кривая 3 представляет изменение коэффициента сопротивления таких эквивалентных конусов в зависимости от  $K$ . Видно, что кривая 3 проходит всюду ниже кривой 1. Меньшее сопротивление эквивалентного конуса по сравнению с телом с иглой обусловлено тем, что при обтекании последнего отрыв потока происходит всегда на боковой поверхности иглы. Возникающий присоединенный жидкий конус имеет больший угол раствора по сравнению с эквивалентным, кроме того, при обтекании тела с иглой на торцевой части всегда существует максимум давления в области присоединения потока.

4. При расчете на основе уравнений Эйлера течений с нефиксированной точкой отрыва возможны различные механизмы образования возвратно-циркуляционных зон. Так, в [19] вблизи стенки задается профиль скорости, соответствующий сверхзвуковой части турбулентного пограничного слоя. Такой подход позволяет при расчете сверхзвукового обтекания уступа получить хорошее согласие с экспериментом по форме отрывной области и значению давления за скачком перед уступом.

При расчете обтекания конфигурации, рассмотренной в данной работе, существенная неравномерность в профиле полного давления поперек ударного слоя на боковой поверхности иглы обусловлена влиянием переднего полусферического затупления, что приводит к образованию отрывной зоны. Схемная вязкость наиболее сильно влияет на распределение скоростей внутри отрывной зоны. Давление в ней практически постоянно и определяется формой отрывной области. Все сказанное выше позволяет надеяться на качественно верное определение картины течения, давления в отрывной зоне, а значит, и волнового сопротивления всей конфигурации.

Исследование влияния схемной вязкости на качественную картину течения, в частности на положение точек отрыва и присоединения, проводилось измельчением расчетной сетки в 2—4 раза в одном из направлений и в 2 раза по обоим направлениям одновременно. При этом форма отрывной области практически не менялась, а коэффициент волнового сопротивления изменялся на 2—3%. Увеличить количество расчетных точек на по-

рядок не представляется возможным ввиду ограниченности ресурсов ЭВМ.

Исследование влияния монотонизаторов на положение и локализацию внутренних разрывов проводилось в ряде работ, где предложены эти процедуры. Исключение монотонизатора из численной схемы приводит, как и следовало ожидать, к сильным осцилляциям в окрестностях внутренних разрывов. Уменьшение значения коэффициента, входящего в эту процедуру, до минимально возможного не меняет формы отрывной области и положения внутренних скачков.

Полученная в результате данных расчетов зависимость коэффициента сопротивления  $C_x$  от длины иглы качественно согласуется с наблюдаемой в экспериментах (см. график на с. 252 работы [1], из которого следует, что при увеличении длины иглы больше некоторого значения коэффициент сопротивления меняется слабо).

Для проверки качества полученного численного решения было проведено сравнение с расчетом [12], где в невязкой постановке численно исследуется обтекание полусферы с выдвинутой вперед сферически затупленной цилиндрической иглой (тело типа II в обозначениях [12]). Качественно положения внутренних скачков и отрывных областей весьма близки. Коэффициент волнового сопротивления в наших расчетах и работе [12] получился равным: при  $M=3$  — соответственно 0,74 и 0,78, при  $M=6,8$  — 0,46 и 0,51. Такое различие результатов, полученных двумя численными методами разного порядка аппроксимации, можно считать вполне приемлемым при расчете столь сложных течений.

Авторы выражают благодарность В. А. Левину за постановку задачи и постоянное внимание к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Чжен П. Отрывные течения. М.: Мир, 1972, т. 1. 299 с; т. 2. 280 с.
2. Holden M. S. Experimental studies of separated flows at hypersonic speeds. Pt. I. Separated flows over axisymmetric spiked bodies.— AIAA Journal 1966, v. 4, № 4, p. 591–599. (Рус. перев.: Холден. Экспериментальное исследование отрывных течений при гиперзвуковых скоростях. Ч. I. Отрывные течения на осесимметричных телах с иглой.— Ракетная техника и космонавтика, 1966, т. 4, № 4, с. 21–23.)
3. Лашков Ю. А., Соколова И. Н. Экспериментальное исследование влияния иглы на сопротивление тел вращения.— Уч. зап. ЦАГИ, 1975, т. 6, № 4, с. 93–94.
4. Wood C. J. Hypersonic flow over spiked cones.— J. Fluid Mech., 1962, v. 12, Pt 4, p. 614–624.
5. Даныков Б. Н., Новиков Л. В. Нестационарное обтекание сверхзвуковым потоком конуса с дисковым щитком.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 4, с. 184–189.
6. Антонов А. Н., Грецов В. К. Исследование нестационарного отрывного обтекания тел сверхзвуковым потоком.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 4, с. 93–99.
7. Panaras A. G. Pulsating flows about axisymmetric concave bodies.— AIAA Journal, 1981, v. 19, № 6, p. 804–806. (Рус. перев.: Панарас А. Г. Пульсирующие течения около осесимметричных вогнутых тел.— Ракетная техника и космонавтика, 1981, т. 19, № 8, с. 157–159.)
8. Мышенков В. И. Численное исследование отрывного течения перед цилиндром с иглой.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 6, с. 162–166.
9. Пасконов В. М., Черанева Н. А. Численное исследование отрывных ламинарных течений вязкого газа при сверхзвуковом обтекании тел с передними иглами.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1984, № 2, с. 126–131.
10. Shang J. S., Hankey W. L., Smith R. E. Flow oscillations of spike – tipped bodies.— AIAA Pap., 1980, № 62, 9 p.
11. Забродин А. В., Черкашин В. А. Расчет сверхзвукового обтекания тела с выступающей иглой. Препринт № 73. М.: ИПМ АН СССР, 1980. 44 с.
12. Черкашин В. А. Сверхзвуковое обтекание тела с выступающей иглой. Препринт № 139. М.: ИПМ АН СССР, 1981, 25 с.
13. Давыдов Ю. М., Коробицын Г. П., Постников В. Г. Обтекание затупленных тел с иглами и кавернами.— Инж.-физ. журн., 1979, т. 37, № 4, с. 712–716.
14. MacCormack R. W. The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering.— AIAA Pap., 1969, № 354.
15. Hindman R. G. Generalized coordinate forms of governing fluid equations and associated geometrically induced errors.— AIAA Journal, 1982, v. 20, № 10, p. 1359–1367. (Рус. перев.: Хайндман Р. Г. Общие формы уравнений газовой динамики



и погрешности, обусловленные использованием криволинейных координат.—  
Аэрокосмическая техника, 1983, т. 1, № 5, с. 47—57.)

16. Сахаров В. И., Турский Г. А. Расчет сверхзвукового обтекания затуплений методом установления по времени.— В сб.: Гиперзвуковые пространственные течения при наличии физико-химических превращений. М.: Изд-во МГУ, 1981, с. 93—105.
17. Abbet M. J. Boundary condition calculation procedures for inviscid supersonic flow fields.— Proc. AIAA Comput. Fluid Dyn. Conf. Palm. Springs, Calif., 1973. New York. N. Y., 1973, p. 153—172.
18. Жмакин А. И., Попов Ф. Д., Фурсенко А. А. Метод сглаживания при расчете разрывных течений газа.— В сб.: Алгоритмы и математическое обеспечение для физических задач. Л.: 1977, № 2, с. 65—72.
19. Петров Г. И. Система скачков уплотнения и волн разрежения при обтекании тел сложной формы.— В кн.: Гидроаэромеханика и космические исследования. М.: Наука, 1985, с. 32—35.

Москва

Поступила в редакцию  
21.V.1985