

УДК 533.601.155

## **ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ НЕСУЩИХ ТЕЛ С ПОВЕРХНОСТЬЮ СЖАТИЯ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ**

**Ю.П. ГУНЬКО, И.И. МАЖУЛЬ, Р.Д. РАХИМОВ**

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,  
Новосибирск*

Представлены результаты сравнительного исследования сверхзвукового обтекания несущих тел с различной формой нижней поверхности сжатия. Расчеты трехмерного невязкого стационарного обтекания рассматриваемых конфигураций проведены численно в рамках модели Эйлера. Рассматриваются как простые остроносые пирамидальные тела, при обтекании которых формируются конические течения, так и более сложные конфигурации с поперечно-вогнутыми поверхностями, реализующими трехмерные конвергентные течения с повышенной степенью сжатия. Конвергентные конфигурации включают варианты с закруглением в плане передней кромки в области носка тела. Кроме того, рассмотрены конфигурации в виде так называемых волнолетов, построение которых осуществляется методами газодинамического конструирования по линиям тока плоских и осесимметричных сверхзвуковых течений во внутренних каналах. Анализ характеристик обтекания конфигураций выполнен применительно к разработке новых аэродинамических форм гиперзвуковых летательных аппаратов с воздушно-реактивными двигателями. Они могут быть использованы в качестве носовых частей с поверхностью сжатия, за которой устанавливается воздухозаборник. Показано, что в рассмотренном диапазоне чисел Маха наиболее высокие уровни повышения давления потока в концевом сечении, т. е. в месте возможного расположения воздухозаборника, обеспечивают конвергентные волнолеты.

### **ВВЕДЕНИЕ**

В разработках гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА) с воздушно-реактивными двигателями (ВРД) существенное значение имеют выбор и определение рациональной конфигурации аппарата. В частности, это связано со значительным расходом воздуха, проходящего через двигатель при больших сверхзвуковых скоростях полета. Воздушная струя, прежде чем она захватывается воздухозаборником, обтекает поверхность носовой части аппарата. Традиционными являются конфигурации ГЛА с ВРД, у которых носовая часть имеет пирамидально-образную форму, а нижняя поверхность сжатия плоская или поперечно-выпуклая с малой кривизной. В таких случаях обычно используются плоские или квазиплоские воздухозаборники. В то же время для ГЛА с ВРД перспективно применение трехмерных воздухозаборников. Это связано также с поиском новых аэродинамических форм ГЛА, обеспечивающих высокую тягово-аэродинамическую эффективность конфигурации в целом.

Для конструирования трехмерных конфигураций ГЛА с ВРД и их элементов в последнее время широкое распространение получили методы, в которых аэродинамические поверхности выстраиваются по линиям тока известных невязких сверхзвуковых течений меньшей размерности. Используются

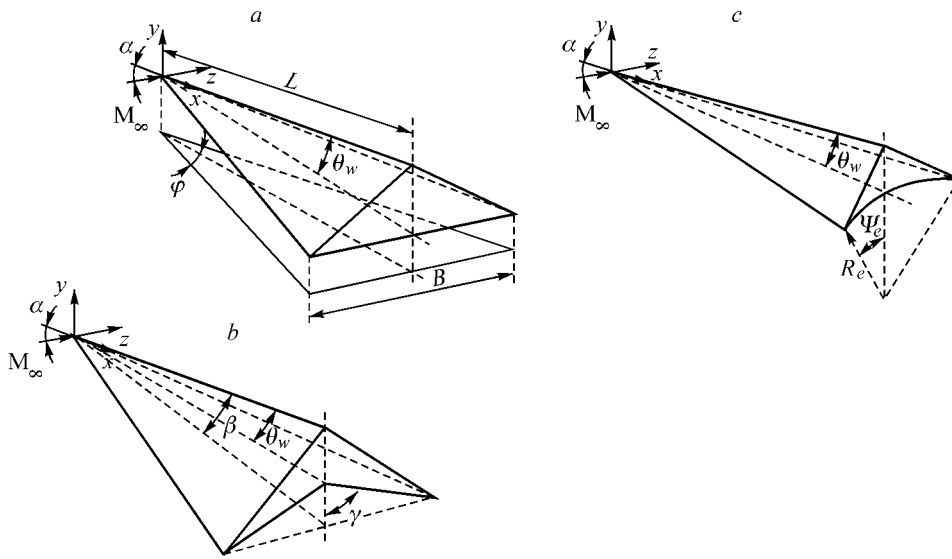
обычно простые решения, определяемые точно аналитически или численно. Комбинирование областей — вырезок из простых течений или их “склейка” — позволяют получать конфигурации, удовлетворяющие множеству разнообразных требований, предъявляемых к летательным аппаратам. Это направление было названо газодинамическим конструированием [1, 2] и включает, во-первых, построение волнолетов — объемных несущих конфигураций, передние кромки которых лежат на поверхности скачка известной формы, вторых — элементов воздушно-реактивных двигателей, в частности воздухозаборников и сопел.

В ряду работ по газодинамическому конструированию элементов ВРД следует отметить построение трехмерных воздухозаборников, называемых конвергентными [3 – 5]. Их конструирование проводилось с использованием сверхзвуковых осесимметричных течений сжатия и с помощью комбинирования плоских течений [5]. Основной принцип устройства таких воздухозаборников заключается в том, чтобы в области участка внешнего сжатия сверхзвуковой поток имел сходящиеся в пространстве линии тока, т. е. был конвергентным. Тем самым обеспечивается, в частности, компактная, близкая к круговой, форма сечения в горле воздухозаборника и на входе в канал двигателя. Площадь стенок этого канала получается меньше, чем в двигателях с плоскими или осесимметричными (с центральным телом) воздухозаборниками, формирующими щелевую форму канала в горле. Благодаря этому может быть облегчено решение теплозащиты стенок канала гиперзвуковых ВРД. Одним из наиболее интересных видов конвергентных воздухозаборников являются так называемые лотковые [4], конструируемые из сверхзвуковых осесимметричных течений сжатия с помощью секторных вырезок. Они имеют нестреловидную дугообразную переднюю кромку и вогнутые поверхности внешнего сжатия. Эти воздухозаборники, в частности, позволяют получить более высокую степень внешнего сжатия, например, при тех же углах наклона поверхностей, что и у плоских воздухозаборников [5]. В то же время их особенностью является сложность сопряжения поверхностей собственно воздухозаборника и поверхностей сжатия носовой части ГЛА, имеющих поперечно-выпуклую или близкую к плоской форму.

В данной работе рассмотрены несущие конфигурации с поперечно-вогнутыми поверхностями сжатия [6 – 8], с которыми удобно компоновать лотковые конвергентные воздухозаборники вида [4]. Эти конфигурации могут использоваться, в частности, в качестве основы для построения носовых частей ГЛА с ВРД. Проводится сравнение несущих тел с различной формой нижней поверхности сжатия. Анализируются возможности достижения высоких степеней сжатия потока на нижней поверхности перед воздухозаборником.

## 1. ГЕОМЕТРИЯ ИССЛЕДУЕМЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

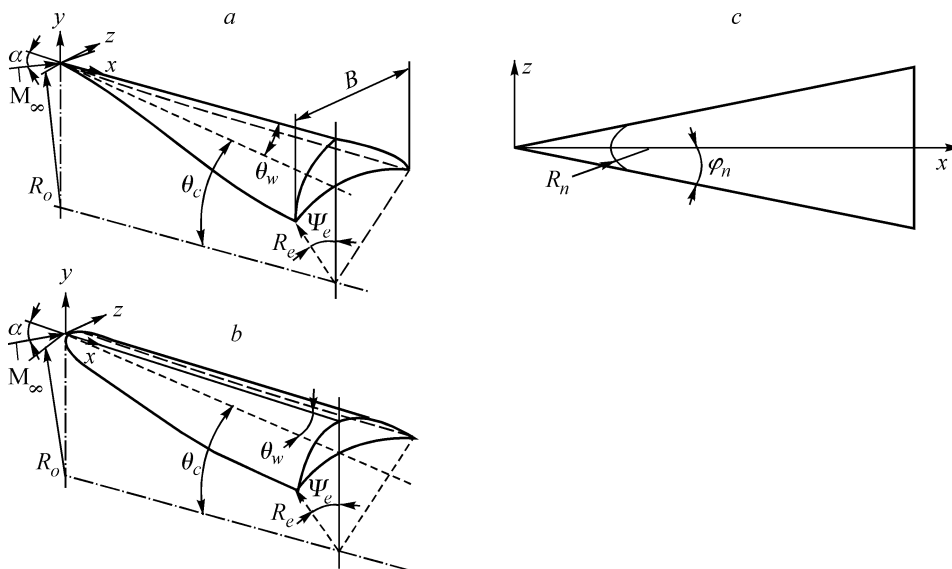
Рассматриваются и сравниваются несколько типов простейших несущих конфигураций. Во-первых, это остроносые пирамидальные тела с треугольным поперечным сечением и плоской нижней поверхностью (дельтовидное тело, рис. 1, *a*). Подобные конфигурации являются “традиционными” в различного рода проектах перспективных гиперзвуковых летательных аппаратов с ВРД. Они используются в качестве носовых частей с поверхностью предварительного сжатия потока перед плоским воздухозаборником. Далее, это тела с  $\Lambda$ -образной нижней поверхностью ( $\Lambda$ -образное тело, или волнолет Нонвейлера [9], рис. 1, *b*). Последние имеют так называемый расчетный режим обтекания нижней поверхности, который характеризуется заданными числом Маха  $M_d$  и углом атаки  $\alpha_d$ . На этом режиме течение в области сжатия соответствует однородному течению за плоским косым скачком уплотнения, опирающимся на передние стреловидные кромки тела.



Кроме того, рассматриваются пирамидальные тела с нижней конической поперечно-вогнутой поверхностью, радиус поперечной кривизны которой изменяется линейно по длине тела — от нулевого значения в носке до заданной величины  $R_e$  в сечении донного среза (рис. 1, c). В дальнейшем эти тела будем называть телами с “прямой” конической поперечно-вогнутой поверхностью сжатия. Они удобны для компоновки с ними лотковых конвергентных воздухозаборников.

Все три пирамидальные конфигурации имеют треугольную форму в плане с одинаковым полууглом при вершине (см. рис. 1, a). Верхние поверхности и ориентация их по отношению к набегающему потоку выбраны таким образом, что при нулевом угле атаки они расположены по потоку. Вследствие прямолинейности передних кромок верхние поверхности являются плоскими. Для всех отмеченных выше тел характерно формирование конического потока.

Исследуются также трехмерные стреловидные несущие тела вида [6 - 8] с поверхностью сжатия, представляющей собой внутреннюю поверхность “обратного” усеченного конуса с углом полураствора  $\theta_c$  (рис. 2, a). При по-



строении угол  $\theta_c$  формообразующего конуса принимается равным углу клина ( $\theta_c = \theta_w$ ). При заданном радиусе  $R_e$  дуги поперечного контура в концевом сечении радиус поверхности в носке конфигурации  $R_0 = R_e + L \operatorname{tg} \theta_c$ , т. е. радиус нижней конической поверхности в поперечных сечениях линейно изменяется по длине тела. Длина дуги поперечного сечения поверхности задавалась изменяющейся вниз по потоку таким же образом, как и для прямой конической поверхности — линейно от нулевого значения в носке до величины, соответствующей заданным значениям радиуса  $R_e$  и полуугла  $\psi_e$  дуги контура концевого сечения. Поэтому форма поверхности может быть представлена в виде квазиразвертки треугольной формы с углом  $\varphi_n = R_e \psi_e \cos(\theta_c)/L$  при вершине (рис. 2, *c*). Размах квазиразвертки при данном значении координаты  $x$  равен длине дуги поверхности. Отметим, что передние кромки рассматриваемого тела получаются не прямыми, а криволинейными пространственными линиями. Верхние поверхности, расположенные по направлению набегающего потока при  $\alpha_d = 0$ , являются линейчатыми цилиндрическими. Их построение осуществляется движением образующей, параллельной оси формообразующего конуса, вдоль передних кромок. Эти поверхности искривлены в поперечном сечении, их кривизна в данном случае зависит от формы поперечного сечения нижней поверхности сжатия, которая определяет кривизну линий передних кромок. В дальнейшем эти конфигурации будем называть телами с “обратной” конической поперечно-вогнутой поверхностью сжатия. Для них, в отличие от тел с “прямой” конической поверхностью сжатия, кривизна нижней поверхности в поперечном сечении имеет конечное значение в носке и увеличивается вниз по потоку к концевому сечению. Вследствие этого такого рода поверхности при сверхзвуковых скоростях формируют трехмерные конвергентные течения сжатия с линиями тока, сходящимися в пространстве вниз по потоку, и с продольным градиентом давления [6]. Рассматриваемая несущая конфигурация с конвергентной поверхностью сжатия также удобна для компоновки с ней лоткового конвергентного воздухозаборника.

Для тела с “обратной” конической поверхностью сжатия исследуется также конфигурация с закругленным в плане носком (рис. 2, *b*). Эта конфигурация отличается от исходной тем, что носок ее развертки представляет собой дугу окружности с радиусом  $R_n$  (см. рис. 2, *c*). Соответственно с изменением носка тела и его передней кромки меняются длина тела и форма верхней поверхности.

Геометрия исследуемых тел может быть определена следующими параметрами. Для дельтовидного тела — это угол клина в плоскости симметрии  $\theta_w$  и полуугол  $\varphi$  при вершине проекции тела в плане. Геометрия  $\Lambda$ -образного тела задается углом  $\theta_w$ , углом раскрытия  $\gamma$  и углом  $\beta$  наклона плоскости передних кромок, соответствующим наклону плоского скачка уплотнения при заданном расчетном режиме — числе Маха  $M_d$  и угле атаки  $\alpha_d = 0$ .

Для тела с “прямой” конической поверхностью сжатия были рассмотрены два варианта: во-первых, с “правильной” конической поверхностью, соответствующей круговому конусу с углом полураствора  $\theta_c$ , и с осью, наклоненной к направлению набегающего потока на угол  $\theta_c + \theta_w$ , во-вторых — с конической поверхностью, для которой радиусы поперечного контура поверхности задавались в поперечных сечениях, перпендикулярных к верхнему ребру тела (при угле атаки  $\alpha = 0$  направление этого ребра совпадает с набегающим потоком). По определению, для этого варианта пирамидальной конфигурации радиус поперечной кривизны поверхности изменяется линейно по длине тела. Следовательно, эта поверхность является конической линейчатой. Пирамидальное тело с такой конической поверхностью задается также тремя параметрами: углом клина  $\theta_w$  в плоскости симметрии, полууглом  $\varphi$  при

виде в плане или полууглом  $\psi_e$  дугового сектора и величиной  $R_e$  радиуса контура поверхности в конечном поперечном сечении. Как показали проведенные расчеты, различие характеристик обтекания рассмотренных вариантов тел незначительно, и ниже приводятся данные только для тела с линейчатой конической поверхностью.

Для тела с “обратной” конической поверхностью сжатия, помимо отмеченных параметров  $\theta_w$  и  $R_e$ , необходимо задавать либо полуугол  $\varphi_n$  при вершине квазиразвертки ее нижней поверхности, либо полуугол  $\psi_e$  дугового сектора в конечном сечении. Для тела с закруглением носка должен быть задан радиус  $R_n$  закругления носка развертки.

Построение несущих тел осуществлялось так, чтобы сохранялись одинаковыми (там, где это было возможным) такие интегральные геометрические параметры, характеризующие их аэродинамическую эквивалентность, как удлинение несущей поверхности в плане  $\lambda = B^2/S_p$  или относительный размах  $\bar{B} = B/L$ , относительная площадь концевого (миделевого) сечения  $\bar{S}_m = S_m/S_p$  и коэффициент объема  $\tau = V/S_p^{3/2}$ , относительная толщина в плоскости симметрии  $\bar{c} = h/L$ . Здесь  $V$  и  $L$  — объем и длина тела,  $S_p$  — площадь несущей поверхности в плане,  $B$  и  $h$  — размах и толщина тела (в плоскости симметрии) в конечном сечении,  $S_m$  — площадь миделевого сечения. Из условия идентичности удлинения в плане для пирамидальных тел следует, что их относительный размах в конечном сечении одинаков. Для тел с коническими поперечно-вогнутыми поверхностями сжатия радиусы  $R_e$  и углы  $\psi_e$  в конечном сечении принимались одинаковыми, что эквивалентно сохранению относительного размаха. В то же время следует отметить, что для тела с “обратной” конической поверхностью сжатия, передние кромки которого криволинейны, не соблюдается условие равенства удлинения. В плоскости симметрии продольное сечение всех несущих тел имеет клиновидную форму, и угол этого клина  $\theta_w$  был один и тот же для всех конфигураций, что эквивалентно условию сохранения относительной толщины. Для всех тел был принят одинаковым режим обтекания в том смысле, что при угле атаки  $\alpha_d = 0$  в плоскости симметрии направление верхней поверхности совпадает с направлением набегающего потока, а нижняя поверхность наклонена под углом  $\theta_w$  к этому направлению. Длина тела  $L$  также была одинаковой и принималась  $L = 1$ , за исключением тела с закругленной в плане передней кромкой.

При проведении численных расчетов были выбраны следующие значения геометрических параметров рассматриваемых тел:  $\theta_w = 10^\circ$ ,  $\varphi = 7,1^\circ$ ,  $\psi_e = 45^\circ$ ,  $R_e = 0,176L$ . Для  $\Lambda$ -образного тела  $\gamma = 41,5^\circ$  и  $\beta = 17,6^\circ$ , где величина угла наклона плоскости передних кромок соответствует наклону плоского скачка уплотнения от клина с углом  $\theta_w$  при  $M_\infty = M_d = 6$ . Для тел с обратной конической поверхностью было принято  $\varphi_n = 7,8^\circ$ , значение  $R_n$  варьировалось в диапазоне  $0 - 0,125B$ . Выбранные определяющие геометрические параметры обеспечивают значения интегральных параметров  $\tau = 0,237$  и  $S_m = 0,176$  для дельтовидного и  $\Lambda$ -образного тел,  $\tau = 0,211$  и  $S_m = 0,158$  для тела с “прямой” и соответственно  $\tau = 0,204$  и  $S_m = 0,148$  для тела с “обратной” коническими поверхностями сжатия. При этом для всех конфигураций относительная толщина  $\bar{c} = 0,176$ , относительный размах  $\bar{B} = 0,249$  и для конических тел удлинение  $\lambda = 0,498$ .

Полученные расчетные данные далее представлены в относительных координатах, нормированных по длине тела: продольная  $\bar{x} = x/L$ , вертикальная, измеряемая от верхнего ребра тела,  $\bar{y} = y/L$  и поперечная  $\bar{z} = z/L$ .

## 2. МЕТОД РАСЧЕТА

Расчеты сверхзвукового трехмерного невязкого стационарного обтекания рассматриваемых конфигураций проведены численно в рамках модели Эйлера. Реализован маршевый метод на основе TVD-схемы с уменьшением полной вариации решения третьего порядка точности. Метод позволяет рассчитывать течения, которые являются всюду сверхзвуковыми в маршевом направлении, и проводить сквозной расчет течений со скачками уплотнения без введения искусственной вязкости. Детали используемого численного алгоритма описаны в [10]. Данные расчеты проведены в основном на сетке  $80 \times 80$  точек в маршевом сечении  $zy$ .

## 3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА

Численные данные для исследуемых несущих тел были получены при числах Маха набегающего потока  $M_\infty = 4$  и  $6$  и углах атаки  $\alpha = -5^\circ$ ;  $0$  и  $5^\circ$ . Анализ полей давлений показал, что структура поперечного течения рассматриваемых конфигураций соответствует режимам обтекания со скачком уплотнения, отсоединенным от передних стреловидных кромок, за исключением  $\Lambda$ -образного тела. Для последнего при  $M_\infty = 6$  и  $\alpha = -5^\circ$  и  $0$  реализуются режимы с присоединенным скачком уплотнения. При  $\alpha = 0$  верхние поверхности этого тела обтекаются невозмущенным потоком, а в области сжатия на нижней поверхности поток соответствует однородному течению за плоским скачком уплотнения. При  $\alpha = -5^\circ$  верхние поверхности обтекаются потоком за скачками, образующимися на сверхзвуковых передних кромках, а поток около нижних поверхностей остается практически однородным. В то же время с увеличением отклонения от расчетного режима при  $M_\infty > M_d$  в области нижних поверхностей образуется маховская система скачков уплотнения. Пример такого режима показан на рис. 3, где приведены изобары в поперечном сечении и распределение относительного давления  $p/p_\infty$  по размаху нижней поверхности в сопоставлении с экспериментальными данными.

Основной интерес в рассматриваемой задаче представляет область сжатия под нижней поверхностью тел. Распределение относительного давления на нижней поверхности остроносых тел, в плоскости сим-

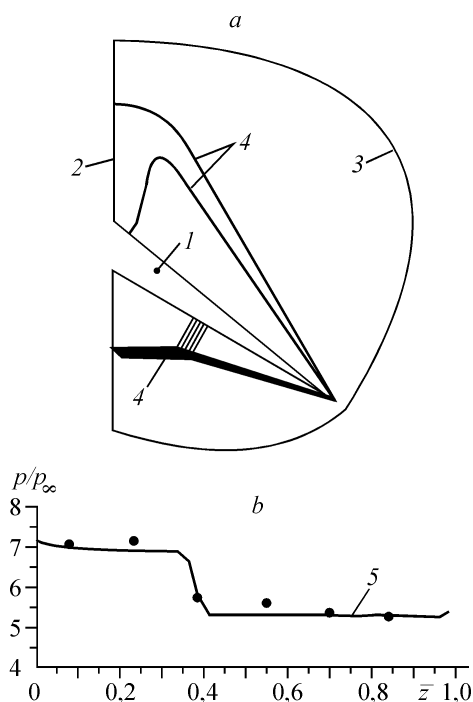


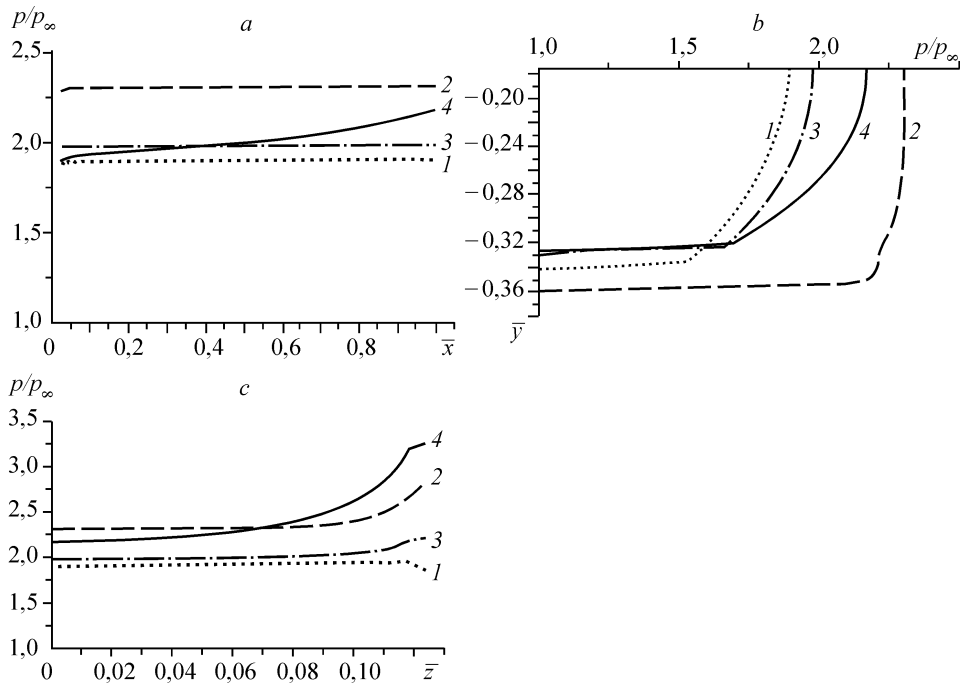
Рис. 3. Изобары (а) и распределение давления по размаху нижней поверхности  $\Lambda$ -образного тела (б) с расчетными параметрами:  $M_d = 2,5$ ,  $\theta_w = 10^\circ$ ,  $\gamma = 60^\circ$  при  $M_\infty = 4,04$  и  $\alpha = 12,7^\circ$ .

1 — обтекаемое тело, 2 — плоскость симметрии, 3 — граница расчетной области, 4 — изобары, 5 — расчет, точки — эксперимент.

метрии и в области между поверхностью тела и скачком уплотнения приведены на рис. 4 для значений  $M_\infty = 4$  и  $\alpha = 0$ .

Постоянство давления в плоскости симметрии для конических тел очевидно в силу коничности течения. Для тела с “обратной” конической поверхностью сжатия давление возрастает вниз по потоку вдоль поверхности сжатия, хотя ее наклон к строительной оси в плоскости симметрии остается постоянным. Это показывает, что здесь имеет место продольный градиент давления, и в данном случае реализуется конвергентное течение сжатия. Наиболее низкий уровень значений  $p/p_\infty$  наблюдается для дельтовидного, наиболее высокий — для  $\Lambda$ -образного тела. Последнее обусловлено практически двумерным характером обтекания нижней  $\Lambda$ -образной поверхности конфигурации вследствие достаточно небольших отклонений от расчетного режима в рассматриваемом диапазоне параметров набегающего потока. Это подтверждается также представленным на рис. 4, *b* распределением давления между поверхностью тела и скачком уплотнения в конечном сечении. Для  $\Lambda$ -образного тела давление мало изменяется в этом направлении. Для остальных конфигураций распределение параметров аналогично тому, которое имеет место за коническим скачком уплотнения, а именно, давление плавно возрастает от скачка к поверхности тела. В то же время для тела с “обратной” конической поверхностью сжатия давление нарастает к поверхности быстрее, чем для дельтовидного тела или тела с “прямой” конической поверхностью сжатия. Таким образом, в данном случае реализуется более высокий градиент давления между скачком уплотнения и поверхностью тела.

Изменение давления по размаху нижней поверхности в конечном сечении тел приведено на рис. 4, *c*. В этом сечении, в плоскости симметрии  $\bar{z} = 0$ , уровень давления наиболее высокий для  $\Lambda$ -образного тела и наиболее низкий для дельтовидного. В соответствии с полученными расчетными данными различие составляет 10 – 16 % при  $M_\infty = 4$  и 13 – 18 % при  $M_\infty = 6$ . Тело с “обратной” конической поверхностью сжатия занимает промежуточное положение. Вблизи передней кромки — боковой кромки сечения, при  $\bar{z} = 0,08 - 0,12$ , уровень давления у этого тела превышает соответствующие значения даже для



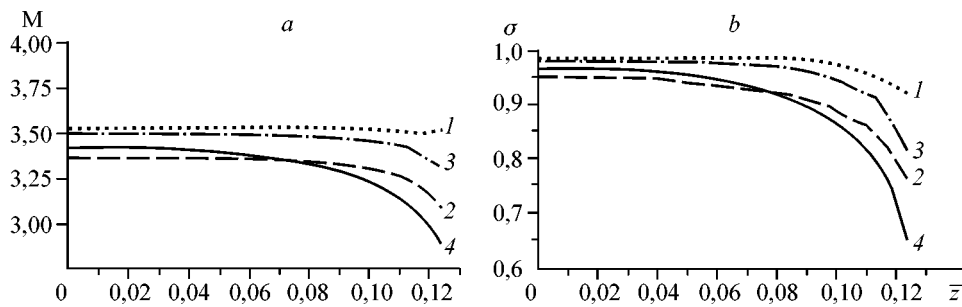


Рис. 5. Распределение местных чисел Маха и коэффициента восстановления полного давления по размаху нижней поверхности тел в конечном сечении.

Обозн. см. рис. 4.

$\Lambda$ -образного тела. Отметим, что для конических конфигураций распределение давления по размаху достаточно равномерно. Для  $\Lambda$ -образного тела это согласуется с экспериментальными данными при числах Маха набегающего потока, меньших расчетного ( $M_\infty < M_d$ ) [11].

Характер распределения числа Маха потока и коэффициента восстановления полного давления  $\sigma$  по размаху нижней поверхности качественно согласуется с распределением давления. На рис. 5 приведены зависимости указанных параметров для конечного сечения. В частности, можно отметить, что значения  $\sigma$  в плоскости симметрии близки для дельтовидного тела, тел с “прямой” и “обратной” коническими поверхностями, а для  $\Lambda$ -образного тела ниже на 1 – 7 % при  $M_\infty = 4$  и на 4 – 15 % при  $M_\infty = 6$ . Для всех тел коэффициент восстановления полного давления уменьшается по направлению от плоскости симметрии к боковой кромке. Это уменьшение наиболее существенно для тела с “обратной” конической поверхностью сжатия, и вблизи боковой кромки значения  $\sigma$  для него становятся даже меньше, чем для  $\Lambda$ -образного тела. Аналогичная картина имеет место и для распределения чисел Маха потока.

Рассмотрим далее результаты по влиянию закругления носка для тел с “обратной” конической поверхностью. Распределение давления на нижней поверхности по длине тела в плоскости симметрии  $\bar{z} = 0$  представлено на рис. 6 для различных относительных радиусов закругления  $\bar{R}_n = R_n/B$ . Следует отметить, что для остроносого тела, при  $R_n = 0$ , эффект бокового сжатия вследствие поперечного искривления поверхности начинает проявляться при достаточном удалении вниз по потоку от носка. Для конфигурации с закругленным в плане носком, в отличие от остроносой, сначала формируется тече-

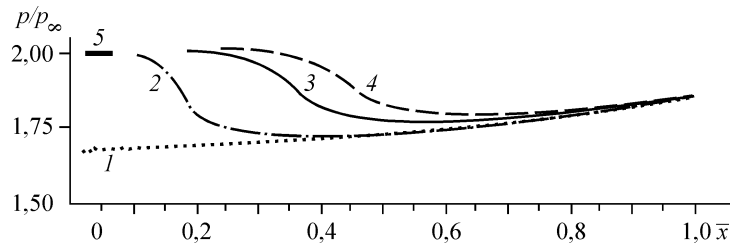


Рис. 6. Влияние закругления носка тела на распределение давления по длине в плоскости симметрии при  $M_\infty = 6$  и  $\alpha = -5^\circ$ .

$\bar{R}_n = 0$  (1), 0,05 (2), 0,1 (3), 0,125 (4).



ние, близкое к плоскому. Однако далее проявляется концевой эффект — влияние стреловидных передних кромок конфигурации, обтекаемых с отсоединенным скачком уплотнения, с удалением от носка течение начинает асимптотически приближаться к тому, которое образуется при обтекании остроносой конфигурации. При этом в диапазоне  $\bar{R}_n = 0 - 0,125$  с увеличением  $\bar{R}_n$  эффект поджатия потока вблизи носка распространяется вниз по потоку на все большую часть обтекаемой поверхности. Однако влияние концевого эффекта в конечном счете сказывается даже для больших радиусов закругления носка, и давление в концевом сечении выходит на уровень, имеющий место для остроносой конфигурации. Поэтому в концевом сечении наблюдаются практически одинаковые уровень и характер распределения давления для тел с закругленным носком и заостренных. В то же время коэффициент восстановления полного давления для тела с закругленным носком при удалении от плоскости симметрии к боковой кромке сначала увеличивается, достигая максимума, а затем снова начинает уменьшаться.

#### 4. НЕСУЩИЕ КОНФИГУРАЦИИ В ВИДЕ ВОЛНОЛЕТОВ С КОНВЕРГЕНТНЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ СЖАТИЯ

Как следует из приведенных выше данных, конфигурации с “обратной” конической поверхностью, несмотря на конвергентность течения сжатия, не обеспечивают явных преимуществ. В значительной степени это, по-видимому, обусловлено тем, что рассмотренному диапазону скоростей соответствуют режимы обтекания с дозвуковой скоростью по нормали к стреловидным передним кромкам. Однако следует отметить, что для этих конфигураций возможно изыскание дополнительных возможностей формирования более эффективного течения сжатия (в частности, это может быть обеспечение обтекания со сверхзвуковыми передними кромками по всей длине конфигураций). Одна из этих возможностей — построение волнолетов с конвергентными поверхностями сжатия — рассматривается ниже.

Как известно, волнолеты являются несущими аэродинамическими конфигурациями, для построения которых используются линии тока сверхзвуковых течений со скачками уплотнения. Такого рода построения получили название газодинамического конструирования. Конструируются как простейшие объемные несущие конфигурации, так и более сложные, с воздухозаборниками и проточными каналами, соответствующие компоновкам летательных аппаратов с воздушно-реактивными двигателями. Ниже анализируются некоторые характеристики конвергентных волнолетов типа [6, 12], построенных на основе сверхзвуковых течений в сужающихся каналах — воронках с круглым поперечным сечением, радиус которого уменьшается вниз по потоку. На передних кромках канала-воронки образуется воронкообразный скачок уплотнения, причем исходное течение в окрестности передней кромки является локально плоским. За скачком уплотнения формируется течение с линиями тока, сходящимися к оси канала, так что вниз по потоку вдоль поверхности канала и вдоль линий тока за скачком имеется продольный градиент давления. Рассмотрение этих волнолетов связано с возможностью их использования для построения носовых частей летательного аппарата в компоновке с лотковыми конвергентными воздухозаборниками.

Схема построения волнолета на основе течения в сужающихся конических каналах показана на рис. 7. Задается однородный сверхзвуковой поток с числом Маха  $M_\infty = M_{d^*}$ , который набегаем на сужающийся конический канал с радиусом  $R_0$  в начальном сечении  $x = 0$  и углом наклона стенки  $\theta_c$  к оси течения. В этом канале образуется осесимметричное течение с воронкообразным скачком  $S$ . В некотором поперечном сечении с координатой  $x_e$ , которое принимается за концевое сечение при построении волнолета, задается попе-

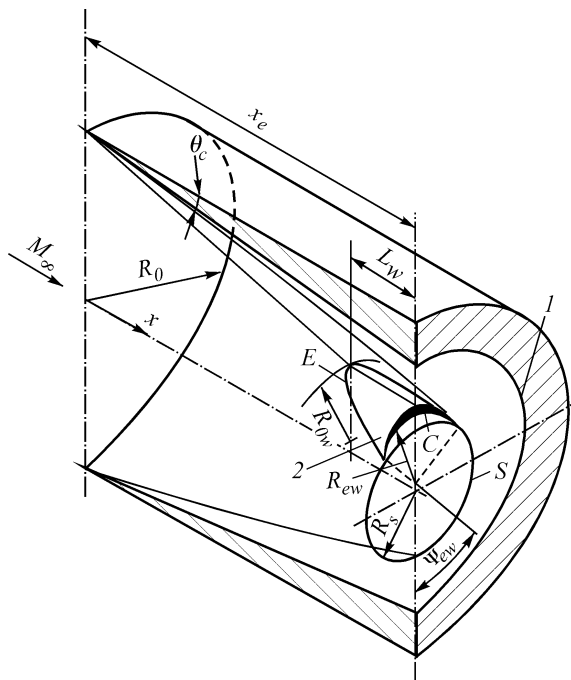


Рис. 7. Схема построения волнолетов на основе течения в сужающемся коническом канале.  
1 — конический канал, 2 — волнолет.

речный контур  $C$  нижней поверхности. Были рассмотрены волнолеты с контуром  $C$  в виде дуги окружности радиуса  $R_{ew}$ . Начиная с этого сечения нижняя поверхность строится вверх по потоку вдоль линий тока исходного течения, проходящих через контур  $C$ . Передняя кромка волнолета является линией  $E$  пересечения конструируемой поверхности и скачка уплотнения  $S$ . Для конструируемой таким образом нижней поверхности сжатия радиу-

сы поперечной кривизны уменьшаются вниз по потоку ( $R_{ew} < R_{0w}$ , где  $R_{0w}$  — радиус поперечной кривизны поверхности в носовой точке волнолета). Следует отметить, что указанный радиус изменяется по размаху тела во всех поперечных сечениях, кроме конечного, для которого  $R_{ew} = \text{const}$ . Верхняя поверхность представляет собой цилиндрическую поверхность с образующими, параллельными оси течения. При виде в плане волнолеты имеют криволинейную переднюю кромку с переменной стреловидностью. В плоскости симметрии передняя кромка перпендикулярна к направлению набегающего потока.

Исходное невязкое сверхзвуковое осесимметричное течение рассчитывалось методом характеристик [13]. Для определения линий тока и соответственно поверхности сжатия волнолетов использовалась функция тока. Погрешность построения в зависимости от числа расчетных узлов вдоль продольной оси оценивалась интегрально, во-первых, по изменению коэффициента подъемной силы и, во-вторых, по изменению расхода струи, прилегающей к поверхности волнолета и ограниченной скачком уплотнения в конечном сечении. В последнем случае расход определялся по параметрам набегающего потока перед скачком уплотнения и по параметрам струи между скачком и телом в конечном сечении. Используемый алгоритм построения обеспечивал погрешность менее 0,1 % по отмеченным двум интегральным параметрам.

Кроме числа Маха  $M_d$  и угла  $\theta_c$ , определяющих исходное для построения поле течения, для описания геометрии волнолетов в качестве независимых параметров принимаются относительный радиус нижней поверхности  $\bar{R}_{ew} = R_{ew} / R_0$  и полуугол сектора  $\psi_{ew}$  дуги окружности в конечном сечении (см. рис. 7). Вследствие продольных градиентов давления в исходном поле течения геометрические параметры и аэродинамические характеристики рассматриваемых волнолетов должны зависеть от его продольного положения в этом поле, т. е. от относительной продольной координаты  $\bar{x}_e = x_e / R_0$  конечного сечения волнолета.

В качестве примера на рис. 8 представлено распределение относительного давления  $p/p_\infty$  по поверхности сжатия волнолета при  $M_d = 6$ ,

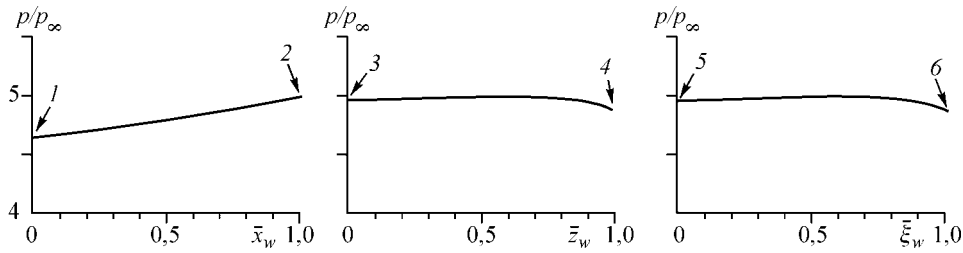


Рис. 8. Распределение относительного давления в области сжатия волнолета.

1 — носок тела, 2 — концевое сечение, 3 — плоскость симметрии, 4 — передние кромки, 5 — поверхность волнолета, 6 — скачок уплотнения  $S$ .

$\psi_{ew} = 45^\circ$ ,  $\theta_c = 10^\circ$ ,  $\bar{x}_e = 2,21$  и  $\bar{R}_{ew} = 0,2$ . Показано изменение давления по длине ( $p/p_\infty = f(\bar{x}_w)$ ) в плоскости симметрии  $\bar{z}_w = 0$ , по размаху тела ( $p/p_\infty = f(\bar{z}_w)$ ) в концевом сечении  $x_w = L_w$  и в плоскости симметрии концевого сечения между поверхностью тела и скачком уплотнения ( $p/p_\infty = f(\bar{\xi}_w)$ ). Здесь  $\bar{x}_w = (x - x_e + L_w)/L_w$ ,  $\bar{z}_w = z/(B_w/2)$ ,  $\bar{\xi}_w = (r - R_{ew})/(R_s - R_{ew})$  — местные безразмерные продольная, поперечная и вертикальная координаты соответственно;  $r$  и  $R_s$  — радиусы текущей точки и скачка уплотнения в плоскости симметрии рассматриваемого концевого поперечного сечения;  $B_w$  — размах волнолета. Давление на поверхности волнолета заметно превышает уровень  $p/p_\infty = 3,67$ , соответствующий двумерному течению при обтекании плоского клина с углом  $\theta_w = \theta_c$ . Кроме того, в плоскости симметрии давление возрастет по длине волнолета примерно на 7%. В концевом сечении давление на теле слабо зависит от поперечной координаты  $\bar{z}_w$  и также слабо меняется между поверхностью тела и скачком уплотнения в плоскости симметрии. Таким образом, в области между поверхностью тела и скачком в целом имеет место достаточно равномерный поток.

Из условия сохранения расхода, полной энергии и энтропии определены также среднемассовые параметры струи, охватываемой поверхностью тела и скачком в концевом сечении, — число Маха  $M_m$ , относительное статическое давление  $p_m/p_\infty$  и др. Среднее давление струи в концевом сечении (рис. 9) практически не зависит от радиуса нижней поверхности  $\bar{R}_{ew}$  и возрастает с увеличением параметра  $\bar{x}_e$ . Оно существенно выше, чем давление для эквивалентного  $\Lambda$ -образного тела — волнолета Нонвейлера, конструируемого из плоского течения. Последнее также отмечено на рис. 9.

Таким образом, для рассмотренных волнолетов, построенных на основе течений в сужающихся конических каналах-воронках, в области между скачком и нижней поверхностью реализуются повышенные уровни сжатия потока, причем в концевом сечении, т. е. в месте возможного расположения воздухозаборника сило-

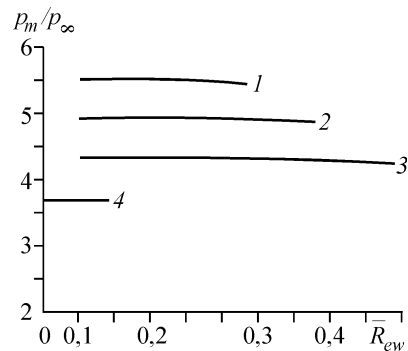


Рис. 9. Среднемассовое относительное давление струи, охватываемой поверхностью тела и скачком уплотнения в концевом сечении.

$\bar{x}_e = 2,04$  (1), 1,78 (2), 1,17 (3), 4 —  $\Lambda$ -образное тело.

вой установки, поле потока остается достаточно равномерным. Заметим, что интегральные аэродинамические характеристики данных волнолетов как несущих конфигураций исследовались в [12].

В заключение авторы благодарят А.М. Харитонову и А.Н. Кудрявцеву за содействие при выполнении данной работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Майкапар Г.И., Келдыш В.В. Газодинамическое конструирование гиперзвуковых самолетов // МЖГ. — 1969. — № 3.
2. Kuchemann D. The aerodynamic design of aircraft. — Oxford: Pergamon Press, 1978.
3. Блохин А.М., Гутов Б.И., Затолока В.В. Конвергентные входные диффузоры и осесимметричные сверхзвуковые течения сжатия Буземана // Аэрофизические исследования. — Новосибирск, 1972. — С. 105 – 108. — (Сб. науч. тр. / Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР).
4. Гутов Б.И., Затолока В.В. Конвергентные входные диффузоры с начальным скачком и дополнительным внешним сжатием // Там же. — 1973. — С. 64 – 66.
5. Щепановский В.А., Гутов Б.И. Газодинамическое конструирование сверхзвуковых воздухозаборников. — Новосибирск: ВО Наука, 1993.
6. Гунько Ю.П., Маркелов Г.Н., Шашкин А.П. Газодинамическое конструирование волнолетов с конвергентными поверхностями сжатия и воздухозаборниками // Сиб. физ.-техн. журн. (Изв. СО РАН). — 1993. — Вып. 4. — С. 47 – 55.
7. Гунько Ю.П. Газодинамическое конструирование аэродинамических конфигураций с конвергентными поверхностями сжатия и воздухозаборниками // Математическое моделирование, аэродинамика и физическая газодинамика. — Новосибирск, 1995. — С. 133 – 142. — (Сб. науч. тр. / Ин-т теорет. и прикл. механики СО РАН).
8. Гунько Ю.П. Аэродинамические компоновки гиперзвуковых воздушно-реактивных летательных аппаратов с конвергентными воздухозаборниками // Техника воздушного флота. — 1996. — № 5 – 6. — С. 63 – 71.
9. Nonwiler T.R. Delta wings of shapes amenable to exact shock wave theory // ARC Paper. — 1961. — No. 22.
10. Kudryavtsev A.N., Rakhimov R.D. A marching procedure of numerical solution of two-dimensional and three-dimensional steady Euler equations using shock-capturing schemes // Int. Conf. on the Methods of Aerophysical Research: Proc. Pt 1. — Novosibirsk, 1998. — P. 117 – 122.
11. Гунько Ю.П., Мажуль И.И. Обтекание нижней поверхности  $\Lambda$ -образных крыльев на нерасчетных режимах при числах Маха, меньших расчетного // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1977. — № 3, вып. 1. — С. 8 – 13.
12. Гунько Ю.П., Мажуль И.И., Маркелов Г.Н. Волнолеты с высокими несущими свойствами // Теплофизика и аэромеханика. — 1998. — Т. 5, № 1. — С. 45 – 51.
13. Кацкова О.Н., Наумова И.Н., Шмыглевский Ю.Д., Щулишина Н.П. Опыт расчета плоских и осесимметричных сверхзвуковых течений газа методом характеристик. — М.: Изд. ВЦ АН СССР, 1961.

*Статья поступила в редакцию 22 декабря 1998 г.*