

ЛИТЕРАТУРА

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Изд-во иностр. лит., 1956. 528 с.
2. Miller D. G., Bailey A. B. Sphere drag at Mach numbers from 0.3 to 2.0 at Reynold numbers approaching 10^7 .— J. Fluid Mech., 1979, v. 93, № 3, p. 449.
3. Ануфриев В. М., Комаров В. В., Купцов В. М., Мельников Д. А., Сергиенко А. А. Дискретная составляющая в спектре шума сверхзвуковых струй.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 5, с. 162.
4. Швец А. И., Швец И. Т. Газодинамика ближнего следа. Киев: Наукова думка, 1976. 382 с.
5. Купцов В. М., Остроухова С. И. Пульсации донного давления за цилиндром и диском при обтекании дозвуковым потоком.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 1, с. 181.
6. Merz R. A. Subsonic base pressure fluctuations.— AIAA Journal, 1979, v. 17, № 4, p. 436.
7. Mabey D. G. Some measurements of base pressure fluctuations of subsonic and supersonic speeds.— Aeronaut. Res. Council., London, Current Papers, 1972, № 1204, 11 p.

Москва

Поступила в редакцию
3.I.1980

УДК 533.6.011.3.5:518.5

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЯГОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК И СТРУКТУРА ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ТЕЧЕНИЙ В СОПЛАХ

ТКАЧЕНКО А. С.

Для численного исследования пространственных сверхзвуковых течений газа в соплах широко используется метод малых возмущений, трехмерный метод характеристик и разностные методы. Для решения задачи о смешанном пространственном течении газа в сопле Лавала разработан обратный метод [1]. Наиболее обширные результаты как для сверхзвуковых, так и для смешанных течений получены с использованием явной разностной схемы первого порядка точности, являющейся пространственным аналогом схемы С. К. Годунова (см. [2] и библиографию к ней).

В настоящей работе в основу численного метода положена явная конечно-разностная схема Мак — Кормака, имеющая второй порядок точности на гладких решениях. Исследуются тяговые характеристики и структура течений, пространственность которых обусловлена одной из следующих причин: 1) наличием несимметричных возмущений течения в области минимального сечения (круглого сопла), 2) несоосностью дозвуковой и сверхзвуковой части сопла, 3) пространственной формой сверхзвуковой части сопла (разрезное управляющее сопло).

Численное исследование распространения возмущений, накладываемых на сверхзвуковое течение невязкого нетеплопроводного газа в минимальном сечении сопла проведено методом, предложенным в работе [3]. Результаты сравниваются с результатами, полученными методом малых возмущений и методом характеристик.

Наложение возмущений на входе в сверхзвуковую часть моделирует, в частности, течение в сопле с несоосной дозвуковой и сверхзвуковой частью. Проведен расчет действительного течения идеального газа на дотрансзвуковом участке такого сопла с привлечением метода установления. Полученные параметры на входе в сверхзвуковую часть сопла использованы для расчета течения и тяговых характеристик вниз по течению до среза сопла. Показано, что амплитуда боковой силы в этом случае на порядок меньше, нежели в случае задания равномерно отклоненного потока в минимальном сечении.

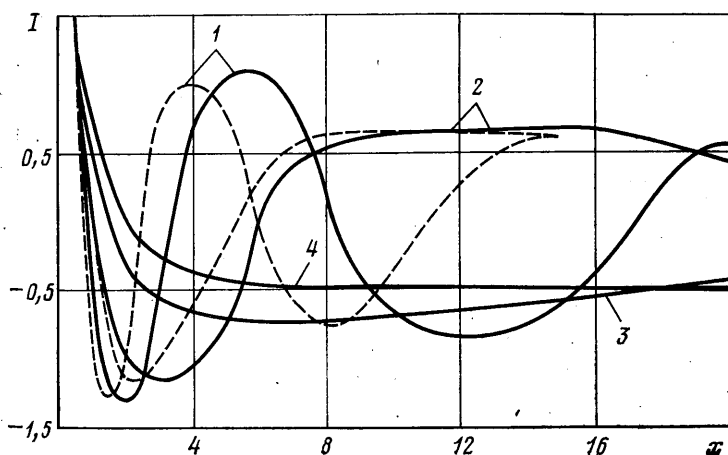
Рассчитано сверхзвуковое течение в разрезном управляющем сопле как для идеального газа, так и для монодисперсной смеси газа и частиц конденсата. Исследована структура течения для данной формы сопла, зависимость коэффициента разворота от положения разреза и степени расширения сопла. Для случая течения смеси газа и частиц конденсата получены потери импульса, обусловленные выпадением частиц. Показано, что эти потери значительно больше, чем в случае осесимметричного течения.

1. Исследуется механизм распространения малых возмущений специального вида, существующих в потоке газа в области минимального сечения круглого сопла, вниз по течению в сверхзвуковую часть. В минимальном сечении задается равномерный поток газа, повернутый под некоторым углом γ , величина которого определяется размер возмущения. Такие течения ранее рассмотрены в работах [4–8].

Трехмерные течения в [4, 5] рассматриваются как возмущение одномерного течения, т. е. предполагается, что поперечные скорости малы по сравнению с продольной и возмущение складывается из двух частей: симметричного возмущения,

возникающего вследствие отклонения осесимметричного течения от одномерных параметров, и несимметричного возмущения, вызванного малыми асимметриями. Линеаризованная теория дает среднюю по сечению величину угла наклона потока при условии, что кривизна горла сопла не слишком велика. При этом можно вычислить боковое количество движений и параллельное смещение осевой составляющей тяги. Метод малых возмущений использован также в работах [6, 7], где рассматривается течение в конических соплах. Маловозмущенное течение предполагается близким к радиальному и в этом предположении линеаризуется система уравнений газовой динамики.

В полной постановке задача о распространении малых возмущений из критической части сопла рассмотрена в [8]. Анализ основан на применении трехмерного



Фиг. 1

метода характеристик. Было показано, что при отклонениях потока в критической части менее чем на 2° ударные волны в сверхзвуковой части относительно слабы и метод корректен. Значительное число работ, посвященных данной задаче, объясняется важным приложением результатов к проектированию сопел.

Далее приводится ряд результатов для конических сопел, полученных ранее в работах [4–8], которые сравниваются между собой и с результатами настоящей работы. Параметрические расчеты охватывают диапазон полууглов раствора конуса сверхзвуковой части $\theta = 5, 10, 20, 25^\circ$ для радиуса скругления сопла $r_1/r_0 = 0,5$ (r_0 — радиус минимального сечения). В минимальном сечении сопла задавался равномерный поток газа с местным числом Маха $M = 1,1$ и величиной показателя адиабаты $\kappa = 1,2$, втекающий под углом γ к оси сопла.

Количественное сравнение зависимости величины бокового удельного импульса от длины сопла при $\gamma = 1^\circ$ приведено на фиг. 1. Поскольку сравнение проводится по размерной величине импульса, свойства газа существенны и задавались величиной газовой постоянной $R = 322,62$ Дж/кг $^\circ$ K и температуры торможения $T_0 = 3333$ K. Цифрами 1, 2, 3, 4 отмечены серии кривых для полууглов конусности сопла соответственно 5, 10, 20, 25° . Сплошной линией в каждой серии кривых обозначены результаты данной работы и метода характеристик [8], которые очень близки, пунктирной — результаты работы [6], полученные методом малых возмущений.

Наблюдается хорошее соответствие с методом характеристик и качественное — с методом малых возмущений.

На фиг. 2 приведены кривые положения второго нуля боковой силы (импульса) в зависимости от угла конусности сопла θ и безразмерного текущего радиуса сопла. Сплошной линией аппроксимируются результаты настоящей работы, пунктирной — результаты [4], крестики соответствуют [6]. Результаты метода характеристик в данном масштабе полностью совпадают с полученными в настоящей работе.

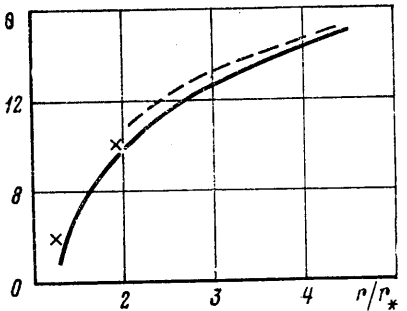
Любая точка кривой на фиг. 2 дает полуугол конусности сопла и радиус сопла, при котором его следует отрезать, чтобы получить сопло с нулевым отклонением вектора тяги.

В рамках линейной теории положение нулей боковой силы (импульса) не зависит от величины возмущения (γ). В [3] отмечено, что уже при $\gamma = 2^\circ$ и прочих равных условиях положение второго нуля несколько смещается, что является проявлением нелинейности задачи.

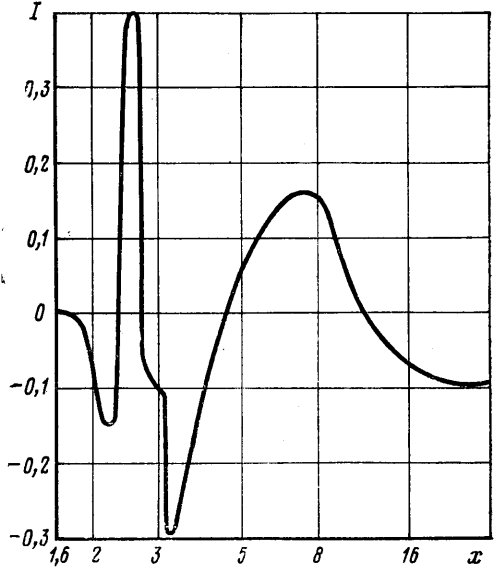
Расчеты проводились для $\theta=10^\circ$. При $\gamma=0,5; 1; 2; 3^\circ$ положение второго нуля определялось значениями $x=5,94; 5,94; 5,98; 6,04$ соответственно.

Таким образом, при большой величине возмущения γ положение нулей бокового импульса зависит от γ . Заметим, что смещение возрастает с ростом номера нуля. Следовательно, при больших возмущениях фиг. 2 дает неправильное представление о поле течения в сопле.

2. Использованное предположение об однородности потока в минимальном сечении упрощает действительное течение в сужающемся-расширяющемся сопле. Даже при больших радиусах скругления горла приведенные результаты качественны. Нами были проведены расчеты течения невязкого нетеплопроводного газа в до-трансзвуковой части сопла. Дозвуковая часть сопла представляет собой конус с полууглом раствора 40° , повернутый по отношению к оси сверхзвуковой части на угол $\gamma=5^\circ$. Слева к конусу примыкает цилиндр радиуса $1,5r_*$, справа — симметричное горло сопла



Фиг. 2



Фиг. 3

с радиусом скругления $0,5r_*$. Форма симметричной сверхзвуковой части сопла остается конической с $\theta=10^\circ$.

Для определения поля течения в до-трансзвуковой части интегрируется система уравнений газовой динамики.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{W}) = 0, \quad \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \mathbf{W}) + \frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

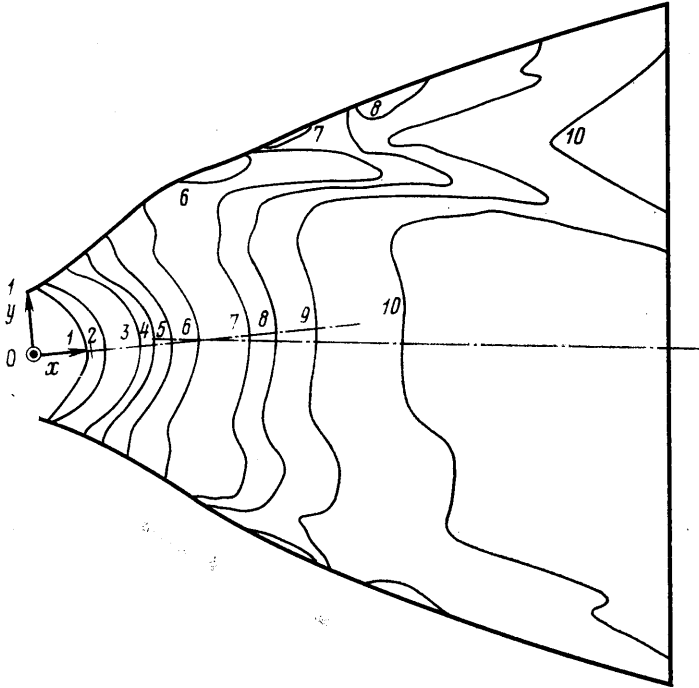
$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \mathbf{W}) + \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\rho \omega^2}{r} = 0$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \omega \mathbf{W}) + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + \frac{\rho v \omega}{r} = 0$$

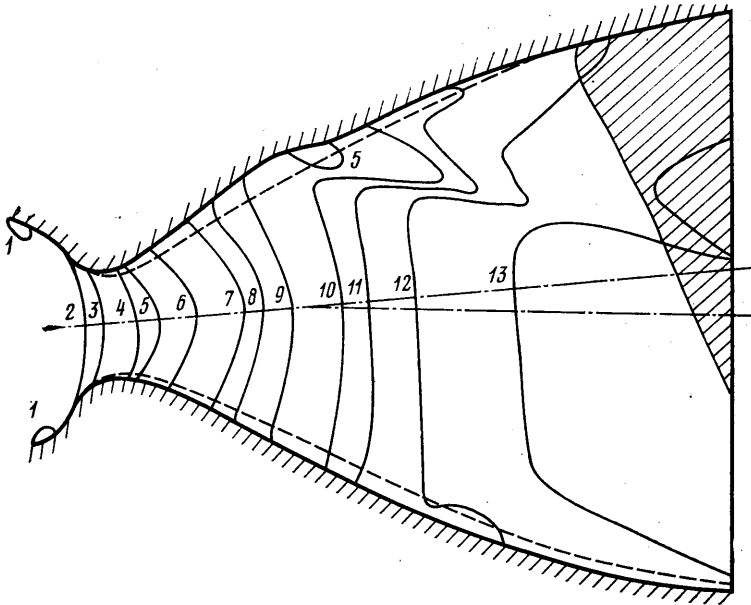
$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho i_0 \mathbf{W}) = 0, \quad p = (\kappa - 1) \rho \left(E - \frac{u^2 + v^2 + \omega^2}{2} \right)$$

Здесь ρ — плотность газа, p — давление, \mathbf{W} — вектор скорости с компонентами u, v, ω , E — полная энергия, i_0 — энтальпия торможения газа; r, x, φ — цилиндрическая система координат.

Стационарное решение ищется с помощью метода установления [9–12]. При численной реализации используется разностная схема Мак-Кормака. На входе в сопле задаются энтальпия, энтропия и направление вектора скорости. Ошибки в определении интегрального расхода, в энтропийной функции p/ρ^κ не превышали 0,5% на сетке, содержащей 2000 узлов. Параметры течения в сечении, где $u > a$, использовались в качестве исходных для расчета сверхзвуковой части сопла. На фиг. 3 показано изменение бокового единичного импульса вдоль сопла. Максимум величины бокового импульса наблюдается в области, прилегающей к горлу сопла. Это говорит



Фиг. 4



Фиг. 5

о наибольшей неравномерности потока в этой части сопла. Далее вниз по течению возмущения, имеющие место в дозвуковой части, быстро затухают. Эти результаты качественно согласуются с выводами работ [9–11].

Характер поведения бокового единичного импульса в сверхзвуковой части таков же, как и в случае задания равномерно отклоненного потока на входе в сверхзвуковую часть сопла (фиг. 1). Количественное же различие значительно. Величина амплитуды

литуды колебания на порядок меньше. Изменилось положение нулей боковой силы. (При сравнении следует учитывать, что на фиг. 1 минимальному сечению соответствует значение $x=0$, а на фиг. 3 — $x=3$).

3. Разработанный метод численного интегрирования системы уравнений газовой динамики для стационарного течения [3] использовался для расчета сверхзвуковых течений в разрезных управляющих соплах. Сверхзвуковая часть сопла состоит из неподвижной и поворотных частей. Поверхность сопла задается сплайн-функцией третьего порядка от двух переменных. Симметричное течение на входе в сверхзвуковую часть получено интегрированием двумерной системы уравнений газовой динамики с использованием метода установления. Структура течения в сверхзвуковой части сопла иллюстрируется на фиг. 4, где приведены линии постоянства давления для угла поворота $\gamma=5,5^\circ$. На фиг. 4 центру системы координат соответствует точка 0; там же показаны направления осей и характерные масштабы длины. Цифрами 1–10 пронумерованы изолинии соответственно для $p/p_0=0,3; 0,2; 0,1; 0,08; 0,06; 0,04; 0,02; 0,015; 0,01; 0,005$. Пространственная картина течения определяется взаимодействием скачка уплотнения, имеющего коническую форму, с поверхностями воли разрежения. Интенсивность скачка уплотнения, максимальная в верхней части плоскости симметрии ($\varphi=0$) падает с ростом φ . Наблюдается качественное соответствие с картиной в разрезном сопле с внезапным расширением потока, приведенной на фиг. 5 работы [12]. Зависимость величины боковой силы от угла поворота практически линейная и составляет 1,72% продольной составляющей на 1° поворота. Как показали проведенные исследования, величина боковой силы зависит главным образом от угла раскрытия сверхзвуковой части сопла и расстояния l_p от сечения разреза до критического. Уменьшение расстояния l_p и угла раскрытия увеличивает коэффициент разворота k , который характеризуется отношением угла поворота вектора тяги к углу поворота сопла.

4. Действительное течение в сопле может представлять собой течение смеси газа и частиц конденсата. Как показано в [13], при этом имеет место выпадение частиц на стенку сопла и связанные с этим потери импульса в осесимметричных соплах. В разрезных управляющих соплах следует ожидать большого проявления этого эффекта.

В настоящей работе приводятся результаты расчетов двухфазного монодисперсного течения смеси газа и частиц в разрезном управляющем сопле, описываемого моделью двухжидкостной сплошной среды. Описание метода и некоторые результаты применения можно найти в [14]. Параметры течения на входе в сверхзвуковую часть в сечении, где $u>a$, были получены с помощью метода [15, 16]. Выбрались следующие начальные данные. Показатель адиабаты «замороженного» течения $\kappa=1,18$, весовая доля конденсата $z=0,35$, газовая постоянная смеси $R=284,2$ Дж/кгК, отношение теплоемкости газа при постоянном давлении к теплоемкости вещества частиц $c_p/c=2$, число Прандтля $Pr=0,62$, среднемассовый размер частиц $d_{43}=7$ мкм. Контур разрезного сопла прежний. На фиг. 5 приведены линии постоянства давления в плоскости симметрии. Цифрами 1–13 пронумерованы изолинии соответствия для $p/p_0=1; 0,8; 0,7; 0,55; 0,3; 0,2; 0,1; 0,08; 0,04; 0,02; 0,015; 0,01; 0,005$. Пунктиром показано сечение предельной поверхности частиц этой плоскостью. Качественная картина течения такова же, как и в случае чистого газа. Относительная величина боковой силы осталась на том же уровне. Налицо несимметричное выпадение частиц на стенку сопла. Проекция на плоскость симметрии поверхности сопла, на которую выпадают частицы, заштрихована.

Двухфазные потери, связанные с динамической и температурной неравновесностью, как показали расчеты, практически не зависят от угла поворота сопла (изменяются в диапазоне 2,5–2,6%). Однако составляющая двухфазных потерь, связанная с выпадением частиц конденсата на стенку сопла, возрастает с ростом γ . Масса выпадающих частиц для данного сопла составила 2,3% расхода частиц конденсата при осесимметричном течении и 3% — при $\gamma=0,096$. В предположении, что частицы, выпадающие на стенку сопла, не участвуют больше в создании реактивной тяги, суммарные двухфазные потери увеличивались от 3,3% при $\gamma=0$ до 3,6% при $\gamma=0,096$.

Следует отметить, что с увеличением d_{43} масса выпавших частиц и связанные с этим потери на двухфазность резко увеличиваются для сопла в отклоненном состоянии, причем это увеличение тем больше, чем больше γ . Так, при $d_{43}=10$ мкм нет выпадения частиц при $\gamma=0$, при $\gamma=0,01$ частицы начинают выпадать на стенку и при дальнейшем повороте сопла выпадение резко возрастает. Например, при $\gamma=0,096$ масса выпавших частиц составляет 4,4 расхода частиц конденсата. Двухфазные потери соответственно возрастают с 3,9 до 5,5%. Подобным образом влияет увеличение весовой доли конденсата.

Автор признателен И. М. Васенину за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пирумов У. Г. Пространственные до- и сверхзвуковые течения в соплах и каналах переменного сечения.— МПП, 1972, т. 36, вып. 2, с. 239.
2. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
3. Рычков А. Д., Ткаченко А. С. О расчете пространственных сверхзвуковых течений в соплах Лаваля.— В кн.: Матер. 5-й Научн. конф. по мат. и мех. Томск. ун-та. Т. 2. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1975, с. 48.
4. Darwell H. M., Trubridge G. F. P. Design of rochet nozzles to reduce gas misalignment.— J. Spacecraft and Rockets, 1968, v. 5, № 1, p. 36.
5. Walters A. G. Non-symmetric flow in Laval type nozzles.— Phil. Trans. Roy. Soc., London, Ser. A, 1972, v. 273, № 1232, p. 185 (Рус. пер.: Уолтерс. Несимметричные течения в соплах Лаваля.— Вопросы ракетной техники, 1974, № 8, с. 21).
6. Пирумов У. Г. К теории мало возмущенных пространственных течений в соплах.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 1, с. 146.
7. Никулин Г. З., Пирумов У. Г., Пчелкина Л. В., Росляков Г. С. Пространственные течения газа в соплах.— В кн.: Вычислительные методы и программирование. Вып. 30. М.: Изд-во МГУ, 1979, с. 30.
8. Hoffman J. D., Maughn A. R. Gas dynamic gain of supersonic thrust nozzles.— J. Spacecraft and Rockets, 1974, v. 11, № 10, p. 697.
9. Дворецкий В. М., Иванов М. Я. К расчету смешанного течения в соплах с несимметричной дозвуковой частью.— Уч. зап. ЦАГИ, 1974, т. 5, № 5, с. 39.
10. Дворецкий В. М. К исследованию пространственных смешанных течений в соплах с несимметричным входом.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 2, с. 167.
11. Дворецкий В. М. Исследование влияния формы сопла на характеристики пространственных до- и сверхзвуковых течений.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 6, с. 147.
12. Дворецкий В. М., Зеленцов В. В. Численное исследование особенностей газодинамики управляющих сопел.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 6, с. 126.
13. Камзолов В. Н., Маслов Б. Н., Пирумов У. Г. Исследование траекторий частиц в соплах Лаваля.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 5, с. 136.
14. Рычков А. Д., Ткаченко А. С. Численное исследование сверхзвуковых двухфазных течений в поворотных соплах.— В кн.: Газотермодинамика многофазных потоков в энергоустановках: Межвуз. темат. сб. научн. тр. Вып. 1. Харьков, 1978, с. 8.
15. Васенин И. М., Рычков А. Д. Численное решение задачи о течении смеси газа и частиц в осесимметрическом сопле Лаваля.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1973, № 5, с. 178.
16. Глазунов А. А., Рычков А. Д. Исследование неравновесных двухфазных течений в осесимметрических соплах Лаваля.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 6, с. 86.

Томск

Поступила в редакцию
18.II.1980

УДК 533.6.011.6

О РАСЧЕТЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПРОСТРАНСТВЕННОМ ОБТЕКАНИИ ТОНКИХ ЗАТУПЛЕННЫХ КОНУСОВ ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ВОЗДУХА

ЗЕМЛЯНСКИЙ Б. А., СТЕПАНОВ Г. Н.

Методом эффективной длины [1, 2] проведены систематические расчеты теплообмена для ламинарного и турбулентного пограничного слоя на тонких круговых конусах со сферическим затуплением, обтекаемых без отрыва потока под небольшими углами атаки $\beta \leq \theta + 5^\circ$ гиперзвуковым потоком равновесно диссоциирующего воздуха (углы полураствора конусов $0 \leq \theta \leq 20^\circ$, углы атаки $0 \leq \beta \leq 15^\circ$, числа Маха $5 \leq M_\infty \leq 25$). Параметры газа на внешней границе пограничного слоя приняты равными невязким параметрам на поверхности конусов. На основе анализа результатов предложены простые приближенные зависимости для коэффициентов теплообмена.

1. Принципиальное отличие пространственного пограничного слоя от двумерного состоит в существовании вторичных течений, в результате чего направления невязких линий тока на внешней границе и предельных линий тока на стенке не совпадают [3]. Однако для холодных стенок (практически уже при $t_w = i_w / H_\infty \approx 0,6$, где H_∞ — полная энтальпия, i_w — энтальпия газа при температуре стенки) вторичные течения слабо влияют на теплообмен [4]. Это позволяет при расчетах теплообмена ими пренебречь, что приводит к осесимметричной аналогии, согласно которой погра-