

10. Кутателадзе С. С., Новопашии С. А., Перепелкин А. Л., Ярыгин В. Н. Тонкая структура течения сверхзвуковой недорасширенной турбулентной струи // ДАН СССР.— 1987.— Т. 295, № 3.
11. Lamont P. G., Hund B. L. The impingement of underexpanded axisymmetric jets on wedges // J. Fluid Mech.— 1976.— V. 76.— P. 2.
12. Adamson T. G., Nicholls J. A. On the structure of jets from highly underexpanded nozzles into still air // J. Aerospace Sci.— 1959.— V. 26, N 2.
13. Сверхзвуковые неизобарические струи/В. С. Авдусевский, Э. А. Ашратов, А. В. Иванов, У. Г. Пирумов.— М.: Машиностроение, 1985.
14. Запругаев В. И., Солотчин А. В. Пространственная структура течения в начальном участке сверхзвуковой недорасширенной струи.— Новосибирск, 1988.— (Препр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ; № 23—88).

г. Новосибирск

Поступила 9/III 1989 г.,
в окончательном варианте — 23/III 1990 г.

УДК 532.529

Н. П. Гриднев

ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ И УЛУЧШЕНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ ЗА СЧЕТ ВЫДУВА ИЗ НИХ СТРУИ ГАЗА С ЧАСТИЦАМИ

Одним из возможных средств изменения аэродинамических характеристик летательных аппаратов и снижения тепловых потоков к их стенкам может оказаться выдувание с их поверхности струи газа с частицами [1]. Физической основой этому, как и при установке иглы в носовой части аэродинамической модели [2], является изменение структуры течения в окрестности обтекаемого тела. В данной работе рассматриваются характер течения и аэродинамические характеристики тел вращения (конус, состыкованный с цилиндром, цилиндр), возникающие при сверхзвуковом обтекании в случае выдува из них струи газа с твердыми частицами. Исследование проводится на основе численного решения полной системы уравнений Навье — Стокса для вязкого теплопроводного газа. Используется разностная схема 3-го порядка точности [3, 4].

Цилиндр и конус, состыкованный с цилиндром, располагались под нулевым углом атаки к набегающему сверхзвуковому потоку. Это позволяло решать задачу в двумерной постановке. Струя из тела выдувалась по оси симметрии, и ее поперечный размер был в 12 раз меньше, чем у цилиндра. Предполагалось, что скорость частиц, выдуваемых со струей газа, на срезе отверстия равна скорости струи, затем по заданному закону она уменьшается и на определенном расстоянии от тела становится много меньше своего начального значения. Можно считать, что в этот момент частица (назовем ее частица-лидер) остановилась. Характер возникшего в данный момент течения и будет нас интересовать. Дело в том, что затормозившаяся частица-лидер затем увлекается набегающим потоком и сносится вниз, а на ее место становится вновь пришедшая, и картина течения, несмотря на некоторую нестационарность, со временем остается подобной себе. Ввиду конечности размеров расчетной сетки выдержать соотношение между размерами обтекаемого тела и частицы не представлялось возможным. Поэтому поперечный размер частицы был в 12 раз меньше, чем самого тела. В действительности же это различие может быть значительно больше. Расстояние, на котором частица теряет свою скорость, зависит как от соотношения скоростных напоров набегающего потока и выдуваемой струи, так и от кинетической энергии и формы частицы. В случае необходимости его можно определить из эксперимента.

Система уравнений Навье — Стокса бралась в виде

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial r} + \Phi = 0,$$

$$\mathbf{f} = \begin{vmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{vmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{vmatrix} \rho u \\ \rho u^2 - \sigma_x \\ \rho uv - \tau_{xr} \\ (E - \sigma_x)u - \tau_{xr}v - \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \end{vmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{vmatrix} \rho v \\ \rho uv - \tau_{xr} \\ \rho v^2 - \sigma_r \\ (E - \sigma_r)v - \tau_{xr}u - \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \end{vmatrix},$$

$$\Phi = \frac{1}{r} \begin{vmatrix} \rho v \\ \rho uv - \mu \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2}{3} \frac{\partial(\mu v)}{\partial x} - \mu \frac{\partial v}{\partial x} \\ \rho v^2 - 2 \left[\mu \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v}{r} \right) - \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{uv}{r} \right) \right] \\ (E + p)v + \frac{4}{3} \mu \left[v \frac{\partial u}{\partial x} + rv \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v}{r} \right) \right] \end{vmatrix},$$

$$E = c_V \rho T + \rho u^2/2 + \rho v^2/2, \quad \sigma_x = -p - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x},$$

$$\sigma_r = -p - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) + 2\mu \frac{\partial v}{\partial r}, \quad \tau_{xr} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right).$$

Граничные условия задавались следующим образом. На оси симметрии $\partial u/\partial r = \partial \rho/\partial r = \partial p/\partial r = v = 0$. На левой границе расчетной области поддерживались параметры невозмущенного набегающего сверхзвукового потока. На правой и верхней границах в фиктивных слоях, окружающих расчетную область, параметры потока рассчитываются по схеме 1-го порядка точности с односторонней разностью. Предполагалось также, что поверхности обтекаемого тела и частиц теплоизолированы ($\partial T/\partial n = 0$) и на них выполнено условие прилипания $u = v = 0$. В фиктивных слоях, окружающих поверхности тела и частиц изнутри, значения параметров газа определялись из условий совместности граничных условий и решаемых уравнений.

В начальный момент времени обтекаемое тело мгновенно вводилось в равномерный сверхзвуковой поток с указанными граничными условиями на поверхности. После того как сформировался характер течения относительно рассматриваемого тела, из его центрального отверстия начал выдвигаться газ с частицами, которые следовали на расстоянии 0,6 диаметра обтекаемого тела друг от друга. Расчет заканчивался, когда частица-лидер достигала своего предельного расстояния l (заданного заранее или найденного из эксперимента). Расчеты проводились при числе Прандтля $Pr = 0,7$, отношении теплоемкостей $\gamma = 1,4$ в предположении, что коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности имеют степенную зависимость от температуры $\mu = \mu_0(T/T_0)^{3/4}$, $\lambda = \lambda_0(T/T_0)^{3/4}$.

Характерная картина обтекания торца цилиндра при $M_\infty = 2$ и $Re_\infty = 1,36 \cdot 10^6$ (за характерный размер принимался диаметр цилиндра) представлена на рис. 1. Параметры выдуваемой струи следующие: $\rho_c/\rho_\infty = 1$, $p_c/p_\infty = 4$, $u_c/a_\infty = 2$. Частицы, двигающиеся в следе частицы-лидера, имеют дозвуковую скорость относительно окружающего газа и решающего значения на характер течения не оказывают, их предназначение — при достижении частицы-лидера занять ее место. Для сравнения на рис. 2 приведена структура течения, возникающая при обтекании цилиндра со стрелой (при тех же параметрах набегающего потока), когда начало стрелы совпадало с носиком частицы-лидера. Отличие этих течений заключается лишь в форме и протяженности отрывной зоны, примыкающей к головной части обтекаемого тела.

Если выдуваемые с газом частицы малы и распылены по объему струи, то частиц-лидеров становится несколько. В этом случае участок ударной волны AC на рис. 1 заменяется серией косых скачков, переводящих набегающий сверхзвуковой поток в дозвуковой, а участок AB исчезает. Схема такого течения в окрестности головной части модели НВ-1 и его теплорограмма даны на рис. 3. Возникшее изменение структуры течения

в окрестности обтекаемого тела, в свою очередь, должно существенно повлиять на его аэродинамические характеристики.

Для выяснения этого вопроса на рис. 4 приведено распределение давления по радиусу на торце обтекаемого цилиндра при различных способах воздействия на поток. Кривая 1 — расчетное распределение давления при отсутствии воздействия на поток, точки на ней — результаты эксперимента [5]. Случай, когда на торце цилиндра устанавливалась стрела (обсчитывался эксперимент [2] при $Re_\infty/m = 1,36 \cdot 10^7$ и $l/R = 3,6$, где l — длина стрелы, R — радиус цилиндра), представлен кривой 3. Здесь соответствие с экспериментом определялось по величине сопротивления C_x . Кривая 2 — распределение давления на торце цилиндра, когда из

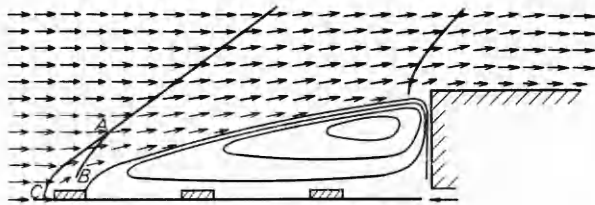


Рис. 1

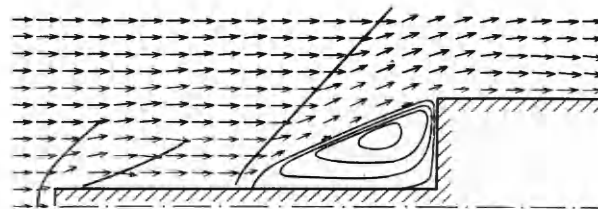


Рис. 2

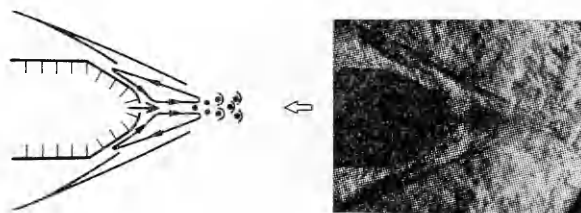
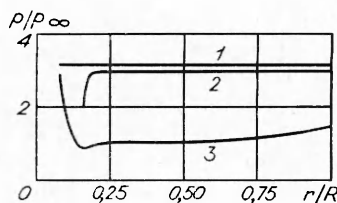
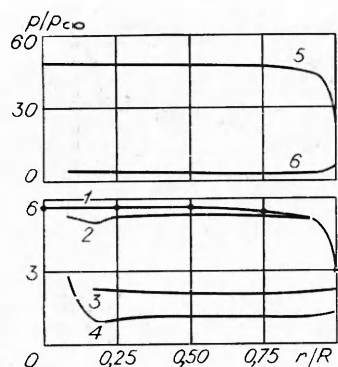


Рис. 3

цилиндра вдоль его оси вытекает струя газа без частиц с параметрами $\rho_c/\rho_\infty = 1$, $p_c/p_\infty = 4$, $u_c/a_\infty = 2$. Получено небольшое уменьшение давления на торце цилиндра по сравнению с тем, если воздействия на поток нет. Добавление в струю газа частиц приводит к резкому уменьшению лобового сопротивления цилиндра (кривая 4). Отметим, что энергия выдуваемой струи невелика и составляет около 1 % от энергии потока, набегающего на всю площадь торца цилиндра.

С увеличением скорости набегающего потока эффективность выдува навстречу потоку струи газа с частицами (аналогично применению иглы) возрастает. Это подтверждают результаты расчета, приведенные в верхней части рис. 4, где дано распределение давления на торце цилиндра для набегающего потока с $M_\infty = 6$. Параметры выдуваемой струи следующие: $\rho_c/\rho_\infty = 1$, $p_c/p_\infty = 4$, $u_c/a_\infty = 6$. Кривая 5 относится к случаю, когда воздействия на поток не оказывалось, 6 — для выдува струи газа с частицами, расположенными так же, как и при $M_\infty = 2$ на рис. 1.

На рис. 5 представлено распределение давления на конической части конуса с цилиндром. Угол полураствора конуса 30° . Кривая 1 — распределение давления при отсутствии воздействия на набегающий поток с $M_\infty = 2$ и $Re_\infty = 1,36 \cdot 10^6$. Слабо меняются аэродинамические характеристики обтекаемого тела при установке перед ним иглы с $l/R = 3,6$ (кривая 2). В отличие от обтекания цилиндра со стрелой (рис. 4) здесь на той же расчетной сетке не возникало отрывной зоны, что и объясняет несущественный перепад давления на конусе. Хотя следует отметить, что при сильном измельчении сетки в области перехода стрелы в конус малую отрывную зону удавалось обнаружить, но заметного влияния на течение во всей области это не оказывало. Выдув же струи газа с частицами из носика конуса и в таком случае позволяет более существенно по сравнению со стрелой влиять на аэродинамическое сопротивление модели (кривая 3). Кривые 4, 6 на рис. 4 и 3 на рис. 5 получены, когда частиц-лидеров



Р и с. 5

Р и с. 4

три. Основание этому — серия расчетов и результаты эксперимента, показавшие, что наиболее целесообразно иметь выдуваемую струю с несколькими распределенными по радиусу частицами-лидерами, как на рис. 3. Особенно это важно при обтекании заостренных тел. Ввиду двумерности задачи частицы представляли собой ободы с поперечным сечением в одну расчетную ячейку и располагались соответственно при $r = 0, R/4, R/2$.

Так же как при использовании стрелы, при выдуве струи газа с частицами (режим 6, рис. 4) характерная температура торможения потока на торце цилиндра уменьшалась по сравнению с режимом 5 в 1,5 раза. Данное обстоятельство важно при полете тел с большими сверхзвуковыми скоростями, когда возникает необходимость снизить тепловые потоки к стенкам летательного аппарата, а применение стрелы становится технически невозможным.

В заключение отметим, что идея исследования влияния выдува струи газа с твердыми частицами навстречу набегающему сверхзвуковому потоку для изменения аэродинамических характеристик обтекаемого тела была предложена сотрудником ИТПМ СО АН СССР С. С. Кацнельсоном в 1980 г. Экспериментальные работы по этой проблеме проводились под руководством сотрудника этого же института В. П. Фомичева, любезно предоставившего из своего архива теплерограмму обтекания головной части модели НВ-1, помещенную на рис. 3.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гриднев Н. П. Структура течения при вязком взаимодействии ударной волны с летящей частицей // ПМТФ.— 1987.— № 2.
2. Чжен П. Управление отрывом потока.— М.: Мир, 1979.
3. Гриднев Н. П. Разностная схема 3-го порядка точности для расчета сложных газодинамических и магнитогидродинамических течений // Вопросы магнитной газодинамики.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1979.
4. Гриднев Н. П., Кацнельсон С. С., Фомичев В. П. Неоднородные МГД-течения с Т-слоем.— Новосибирск: Наука, 1984.
5. Краснов Н. Ф., Кошевой В. Н., Данилов А. Н., Захарченко В. Ф. Аэродинамика ракет.— М.: Высш. шк., 1968.

г. Новосибирск

Поступила 27/X 1989 г.

УДК 532.525.2 : 533.6.011.72

Г. Ф. Горшков, В. Н. Усков, А. П. Ушаков

АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕДОРАСШПРЕННОЙ СТРУИ С ПРЕГРАДОЙ ПРИ НАЛИЧИИ СВЕРХЗВУКОВОГО СПУТНОГО ПОТОКА

Нестационарные течения являются, пожалуй, одним из наиболее интересных феноменов газовой динамики. Их характерным примером может служить автоколебательный режим взаимодействия сверхзвуковой струи с плоской преградой. Вот почему интерес исследователей к его изучению не ослабевает с течением времени. Свидетельст-