

РАСЧЕТ СВЕРХЗВУКОВОГО НЕВЯЗКОГО ТЕЧЕНИЯ У ПИРАМИДАЛЬНОГО ТЕЛА, МОДЕЛИРУЮЩЕГО ДЕЛЬТОВИДНЫЙ ЛЕТАТЕЛЬНЫЙ АППАРАТ

А. П. КОСЫХ, А. Н. МИНАЙЛОС

(Москва)

В нелинейной постановке методом сквозного счета исследуются поля течения и весовые характеристики трехгранной пирамиды, летящей со сверхзвуковой скоростью под углом атаки.

Разработан и применен в декартовой системе координат X, Y, Z трехмерный стационарный аналог конечно-разностной схемы сквозного счета [1]. Форма тела задается в виде аналитических зависимостей. Элементы поверхности тела, отсекаемые ячейками декартовой системы, аппроксимируются элементами плоскостей по методу наименьших квадратов. Плоскости вырезают в ячейках сетки некоторые нестандартные объемы. Эти объемы используются при счете наряду со стандартными ячейками, имеющими форму параллелепипедов и не примыкающими к поверхности тела. Аппроксимация тела проводится в процессе счета на каждом шаге вдоль оси X , размеры этого шага диктуются критерием устойчивости применяемой разностной схемы. Система уравнений должна быть X -гиперболична.

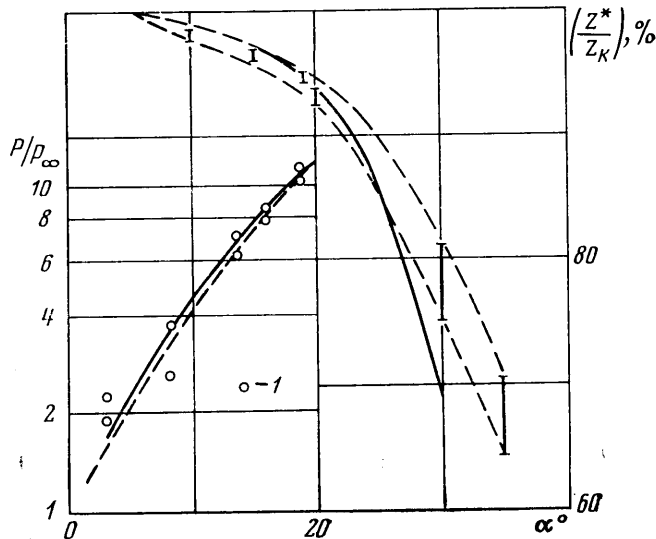
Схема [1] первого порядка точности по временной переменной и «почти» второго — по пространственным переменным. В данном случае это означает, что хотя в целом схема первого порядка точности, в поперечных плоскостях $X = \text{const}$ поля течения описываются лучше, чем при применении схемы С. К. Годунова [2].

При гиперзвуковых скоростях, когда применима нестационарная аналогия, точность расчетов повышается. Решение задачи о взаимодействии двух плоских сверхзвуковых потоков осуществляется по итерационной схеме. В алгоритме используются точные соотношения для расчета ударных волн, как и в [2], и точные соотношения для расчета Прандтля — Майера. Начальные значения для итераций получают «в приближении Буземана», т. е. с точностью второго порядка относительно угла поворота потока.

1. Исследованию сверхзвукового течения у дельтовидного крыла посвящено большое число как теоретических, так и экспериментальных работ. Для расчета весовых характеристик и распределения давления по нижней поверхности крыла используются приближенные методы (см., например, [3] и библиографию в [4, 5]). Экспериментальные материалы по распределению давления на нижней поверхности тела немногочисленны [6-8], имеют большую относительную погрешность результатов и не содержат данных о течении вблизи острой передней кромки тела, что связано с техническими трудностями проводки измерительных трасс в тонком теле модели.

Экспериментаторы уделяют основное внимание исследованию течения у верхней поверхности аппарата, где были обнаружены ([9, 10] и др.) узкие области повышенного теплового потока к поверхности. Эти «пики» зависят от чисел M и Re и возникают в областях присоединения оторвавшегося потока. Описано несколько схем течения у верхней поверхности (см., например, [11-13]); однако сложность течения, вязко-невязкое взаимодействие, отсутствие сведений о структуре потока, отсутствие результатов расчетов для крыльев с дозвуковыми кромками не позволяют четко сформулировать причины формирования отрывов. По этому вопросу существуют две точки зрения: в соответствии с первой отрыв зарождается

внутри пограничного слоя, причины отрыва связаны с образованием вторичного течения и вихрей внутри пограничного слоя [13], в соответствии со второй возникновение отрыва связывается с действием внутренних «висячих» скачков уплотнения в невязком потоке [14]. Возможно, что в определенных условиях обе эти концепции справедливы. Расчет невязкого поля течения может помочь в исследовании структуры течения и формирования срывных зон над верхней поверхностью крыла.



Фиг. 1

2. Численными методами в нелинейной постановке рассчитано течение только у крыльев со сверхзвуковыми кромками. Для этого класса течений полученные результаты очень близки к экспериментальным данным [15] и результатам расчетов Кутлера, представленным в [15], и расчетов [16]. Рассмотрим другой класс течений с ударной волной, отсоединенной от передних кромок, при углах атаки, изменяющихся в диапазоне $0 < \alpha \leq 30^\circ$. Результаты численных расчетов для тел с острыми кромками в этом классе течений отсутствуют. Это объясняется главным образом сложностью расчета течения в окрестности дозвуковых передних кромок.

Однако, как показал численный эксперимент, ошибки результатов в этой области локализованы и влияют на решение в пределах 1–2 ячеек в окрестности кромки. Влияние различных эмпирических способов задания давления на теле у кромки с нижней стороны крыла, имеющего угол стреловидности по передней кромке $\chi = 75^\circ$, при $\alpha = 10^\circ$ приводит к изменению давления в ближайших ячейках на $\sim 2\%$ (число $M_\infty = 8$).

Ввиду консервативности схемы расчета и применения в большинстве расчетных узлов интеграла Бернулли, соотношения для расхода и интеграла Бернулли выполняются в поле течения с высокой точностью. Существенные ошибки параметров течения (до 5–8%) в виде фиктивных энтропийных слоев возникают в узких областях (1–2 счетных ячейки) у поверхности тела [1–2] и обусловлены потерей аппроксимации схемы в узлах у кромки тела (в наибольшей степени это касается течения расширения).

Расчеты проведены вдоль оси X на декартовой сетке, в плоскости уз располагалось 60×50 узлов. Время счета одного варианта течения на БЭСМ-6 составляет 10–15 мин. Коничность течения устанавливается прак-

тически сразу с началом аппроксимации поля конечно-разностной схемой (на нескольких первых шагах сечение тела занимает 1—2 ячейки, а возмущенное поле — 8—12 ячеек в плоскости yz ; этого количества узлов еще недостаточно для аппроксимации).

3. Сопоставим полученные результаты с экспериментальными данными.

На фиг. 1 представлено распределение давления на нижней плоской поверхности крыла в сравнении с экспериментом [6] и приближенной теорией [3] (экспериментальные данные изображены точками 1, теоретические результаты [3] — штриховой линией, результаты авторов — сплошной линией).

Угол тела в сечении $z = \text{const}$ $\omega = 6^\circ$; $\chi = 76^\circ$, $M_\infty = 8.2$, угол атаки отсчитывается от плоской поверхности. Представлена зависимость давления от угла атаки в плоскости симметрии течения.

Следует отметить хорошее совпадение расчетных данных и приближенной теории [3].

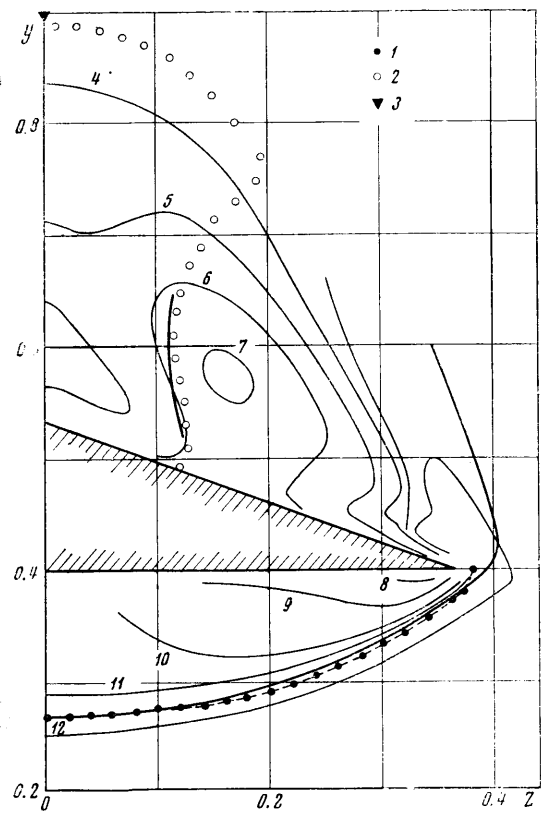
Погрешности в окрестности передней кромки и отсутствие сгущения сетки в этом районе могут повлиять на точность определения положения линии растекания на нижней поверхности тела. В связи с этим сделана попытка сопоставить расчетные данные с экспериментом [17]. Параметры, характеризующие течение, $\chi = 75^\circ$, $\omega = 3^\circ 36'$, $M_\infty = 5$. Экспериментальные оценки положения линии растекания проведены по спектрам размытых точек краски с погрешностью, возрастающей по углу атаки. Они изображены на фиг. 1 вертикальными отрезками, по концам которых проведены штриховые линии. Сплошная кривая определяет расчетное положение линии растекания, полученное по кинематической картине течения. На фиг. 1 z^* — координата линии растекания, z_k — координата кромки крыла.

На фиг. 2—4 представлено сравнение с экспериментом [18] ($\chi = 70^\circ$, $\omega = 7^\circ 35'$, $M_\infty = 5$, $Re = 9.5 \cdot 10^5$, $\alpha = 15^\circ$). Рассмотрены варианты течения с плоской наветренной или плоской подветренной стороной тела. Определенные в эксперименте методом лазерного ножа форма ударной волны и зона пониженного давления торможения с висячим скачком уплотнения показаны на фиг. 2, 3 в плоскости yz штриховой линией с точками 1, жирные линии соответствуют положению волн, определенных по полученному в расчете полю течения (как места средних значений плотности в разрыве); точками 2 в нижнем и верхнем районах течения отмечены линии, на которых число M конического поперечного течения $M_k = \sqrt{V_\phi^2 + V_\theta^2} / a = 1$ (a — местная скорость звука, V_ϕ и V_θ — компоненты полного вектора скорости в конической системе координат с центром в вершине тела).

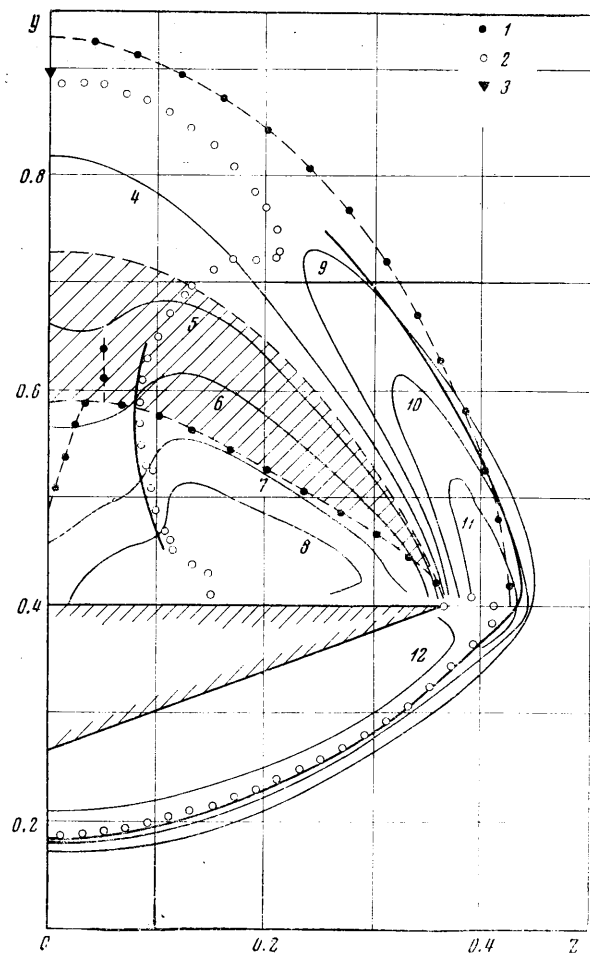
Отметим хорошее соответствие положения экспериментальных и расчетных ударных волн и соответствие форм изохор и затемненной области из эксперимента. Однако полученные в эксперименте ударные волны сохраняют свою интенсивность вплоть до плоскости симметрии течения и, следовательно, замкнуты, а расчетные ослабевают и переходят в характеристическую поверхность невозмущенного потока (отмечена точками 2 конической звуковой линии). Точное значение границы возмущенной области над телом показано на фиг. 2, 3 точкой 3. Одной из возможных причин ослабления и незамкнутости расчетной ударной волны может быть неучет толщины вытеснения пограничного слоя на нижней поверхности тела.

Сплошными тонкими линиями изображены расчетные изомахи (фиг. 2) и изохоры (фиг. 3). Плотность R отнесена к плотности набегающего потока R_∞ .

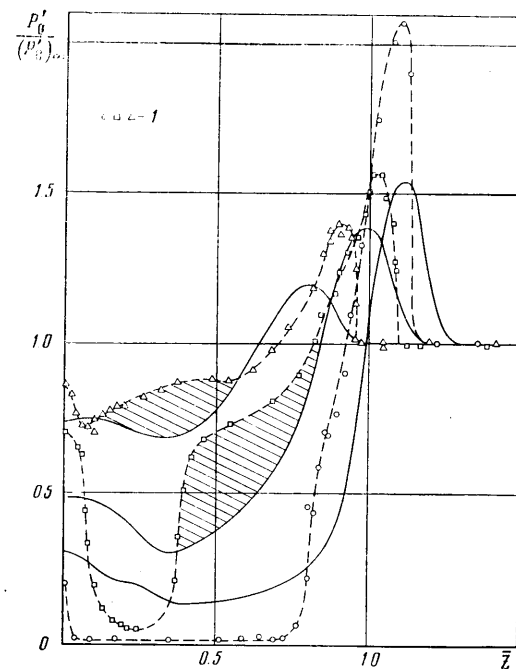
На фиг. 2 линии 4—12 соответствуют числам $M = 5.1, 5.3, 5.5, 5.7, 3.3, 3.5, 3.7, 3.9, 4.9$, а на фиг. 3 линии 4—12 соответствуют значениям $R = 0.9, 0.7, 0.5, 0.3, 0.2, 1.1, 1.3, 1.5, 2.9$.



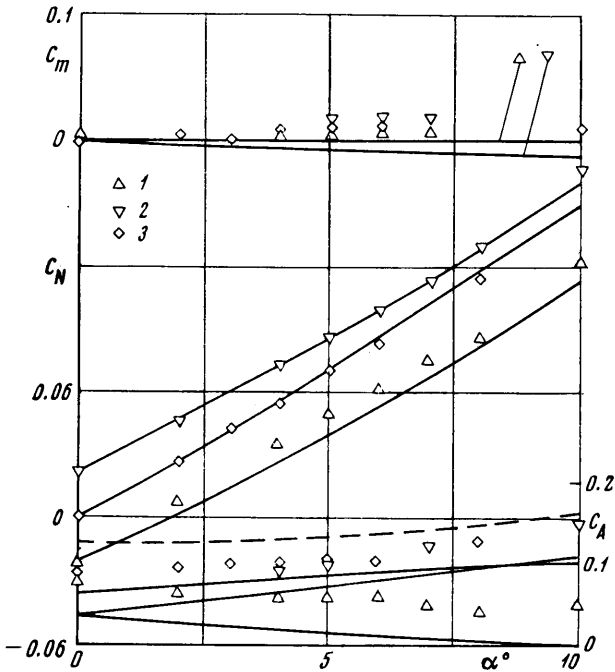
Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

Сжатый в ударной волне слой газа проходит вдоль кромки крыла и висит по сторонам тела, напоминая по форме рога скандинавского шлема (фиг. 2, 3).

Звуковые линии конического течения определяют области влияния. В тех случаях, когда за ударными волнами поток конически дозвуковой, звуковые линии проходят в пределах размытых волн (фиг. 2, 3). Форма и положение звуковых линий не противоречат общепринятым представлениям [4] и расчетам других конических нетонких тел [19, 20]. Трансзвуковая зона со скачком уплотнения и звуковой линией над верхней поверхностью по форме и по существу напоминает аналогичную зону течения в случае сверхзвуковых кромок [15]. Нижняя звуковая линия оканчивается на кромке крыла.

С любезного разрешения авторов [18] приводим на фиг. 4 измеренные насадком полного давления распределения значений $p_0''/(p_0')_\infty$ по координате $\bar{z}=z/z_k$ в различных сечениях $y=\text{const}$ над верхней поверхностью модели в течении, картина которого изображена на фиг. 3. Здесь через p_0' обозначено давление торможения за прямой ударной волной в рассматриваемой точке. Экспериментальные результаты изображены точками 1 и соответствуют сечениям $y=0.45, 0.55, 0.66$. Результаты численных расчетов показаны сплошными линиями. Сопоставляя эти результаты, отметим, что соответствующие ударным волнам пики давления торможения близки по положению и в расчете меньше экспериментальных. Это соответствует сказанному выше относительно интенсивности ударных волн. В области за волной эксперимент и расчет близки до тех пор, пока при уменьшении z не достигаются области, заштрихованные на фиг. 4. Эти области определяют различие результатов в зоне, где течение в эксперименте следует, по-видимому, считать невязким. Ведь только при выходе из этих зон, на их границе, экспериментальные значения p_0' уменьшают-

ся скачком, определяя границу вязкой зоны. В физической плоскости yz район, соответствующий областям, заштрихованным на фиг. 4, отмечен штриховкой (фиг. 3). Эксперимент показывает, что, по-видимому, ниже этого района, в области малых значений p_0' течение вязкое. Ожидать хорошего соответствия расчетных и экспериментальных данных в этой части поля не следует. Различие результатов в заштрихованном «невязком» районе определяется взаимодействием, т. е. наличием вязкого слоя. Выше заштрихованного района расчетные и экспериментальные результаты близки.

Для сопоставления весовых характеристик были проведены расчеты у двух моделей А5 и С5 с ромбовидным и треугольным поперечными сечениями [21]. Геометрические характеристики моделей А5 и С5 соответственно $\chi = 75^\circ 43'$ и 75° , $\omega = 3^\circ 30'$ и $3^\circ 42'$ (угол ω для моделей А5 — угол полураствора поверхности модели в плоскости xu ; число $M_\infty = 6.8$, число $Re = 1.4 \cdot 10^6$ вычислено по хорде модели). Экспериментальные результаты на фиг. 5, обозначенные 1 и 2, соответствуют модели С5 с треугольным поперечным сечением, 3 — модели А5 с ромбовидным поперечным сечением. Результаты расчета показаны сплошными линиями. Штриховая кривая определяет значения c_x для модели А5 с учетом поправки на трение и толщину вытеснения пограничного слоя. Поправка рассчитана для случая тонкой пластины $\alpha = 0$ по методу М. Н. Бертрама (см. [21]), учет влияния пограничного слоя необходимо проводить более точно.

В заключение авторы благодарят В. Я. Борового и В. Н. Харченко за представленные результаты эксперимента и за полезные обсуждения.

Поступила 5 VIII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Колган В. П. Применение принципа минимальных значений производной к построению конечно-разностных схем для расчета разрывных решений газовой динамики. Уч. зап. ЦАГИ, 1972, т. 3, № 6.
2. Иванов М. Я., Крайко А. Н., Михайлов Н. В. Метод сквозного счета для двумерных и пространственных сверхзвуковых течений. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1972, т. 12, № 2.
3. Squire L. C. Calculated pressure distributions and shock shapes on conical wings with attached shock waves. Aeronaut. Quart. 1968, vol. 19, No. 1.
4. Булах Б. М. Нелинейные конические течения газа. М., «Наука», 1970.
5. Gonor A. L. Theory of hypersonic flow about a wing. In: Progress in Aerospace Sci., 1973, vol. 14.
6. Rao D. M. An experimental study of the hypersonic aerodynamics of delta wings. J. Aeronaut. Soc. India, 1971, vol. 23, No. 4.
7. Фалушин М. П., Ульянов Г. С. Треугольное крыло в сверхзвуковом потоке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 6.
8. Башкин В. А. Экспериментальное исследование обтекания плоских крыльев при числах $M_\infty = 3$ и 5 в диапазоне углов атаки от нуля до 90° . Тр. ЦАГИ, 1970, вып. 1175.
9. Боровой В. Я., Давлет-Кильдеев Р. З., Рыжкова М. В. Об особенностях теплообмена на поверхности некоторых несущих тел при больших сверхзвуковых скоростях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 1.
10. Whitehead A. H., Bertram M. H. Alleviation of vortex induced heating to the leeward side of slender wings in hypersonic flow. AIAA Journal, 1971, vol. 9, No. 9.
11. Legendre R. Ecoulement au voisinage de la pointe avant d'une aile a forte fleche aux incidences moyennes. Rech. Aeronaut., 1952, No. 30, 1953, No. 31.
12. Slanbrook A., Squire L. C. Possible types of flow at swept leading edges. Aeronaut. Quart., 1964, vol. 15, pt 1, pp. 72—82.
13. Rao D. M., Whitehead A. H. Lee side vortices on delta wings at hypersonic speeds. AIAA Journal, 1972, vol. 10, No. 11.
14. Майханар Г. И. Аэродинамическое нагревание подветренной стороны тела при сверхзвуковых скоростях. Уч. зап. ЦАГИ, 1972, т. 3, № 6.
15. Bannink W. J., Nebbeling C. Investigation of the expansion side of a delta wing at supersonic speed. AIAA Journal, 1973, vol. 11, No. 8.

16. *Воскресенский Г. П.* Численное решение задачи обтекания произвольной поверхности треугольного крыла в области сжатия сверхзвуковым потоком газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 4.
17. *Давыдова Н. А., Юшин А. Я.* Экспериментальное исследование влияния угла атаки на переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный на нижней поверхности треугольных пластин с острыми кромками. Уч. зап. ЦАГИ, 1975, т. 6, № 1.
18. *Боровой В. Я., Иванов В. В., Орлов А. А., Харченко В. Н.* Визуализация пространственного обтекания моделей с помощью «лазерного ножа». Уч. зап. ЦАГИ, 1973, т. 4, № 5.
19. *Иванов М. Я., Крайко А. Н.* К расчету сверхзвукового обтекания конических тел. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1973, т. 13, № 6.
20. *Бочманова Н. С., Лапыгин В. И., Липницкий Ю. М.* Исследование сверхзвукового обтекания круговых конусов на больших углах атаки. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 6.
21. *Neal L., Weinstein L.* Hypersonic performance of several basic and modified diamond-cross-section delta-wing configurations. NASA-TN-D-3894, 1967.