

О СУЩЕСТВОВАНИИ НОВОГО ТИПА НЕРЕГУЛЯРНОГО ПЕРЕСЕЧЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН

ГЕРАСИМОВ М. Д., ПАНАСЕНКО А. В., ЯЦУК В. Ф.

В настоящее время известно несколько типов пересечений плоских ударных волн [1–5], реализуемых в различных практически важных случаях. В [7] путем численного решения осесимметричной краевой задачи показана возможность существования нового вида пересечения ударных волн. В данной работе численно изучается соответствующая плоская краевая задача о взаимодействии ударной волны с плоским скачком уплотнения, теоретически обосновывается область существования найденного пересечения ударных волн и исследуются его основные свойства.

1. Изучим численно методом [7] взаимодействие плоской ударной волны с присоединенным к вершине клина косым скачком уплотнения (угол полураствора клина θ_B). Постановка задачи аналогична [6]. Режимы течения выбираются в соответствии с анализом [8], из которого следует возможность существования новых типов пересечений ударных волн в случае, если они «приходящие».

Возникающее нестационарное пересечение ударных волн ввиду отсутствия характерного линейного размера рассматривается в автоматической системе координат

$$\xi = \frac{x}{ta_0(M_f - M_s)}, \quad \eta = \frac{y}{ta_0(M_f - M_s)}$$

связанной с вершиной клина и осью x , направленной по его поверхности. Здесь t — время, отсчитываемое от момента касания ударной волной вершины клина; a_0 — невозмущенная скорость звука; M_f , M_s — числа Маха набегающего на клин потока и газа и ударной волны.

Как показывают проведенные систематические численные расчеты, в рассматриваемом случае образуется нестационарная картина течения, отличительной особенностью которой является наличие двух трехударных конфигураций M_b , M_d , M_e и M_s , M_s , M_c , соединенных перемычкой — ударной волной M_e . Такая картина взаимодействия (фиг. 1) существует в широком диапазоне исходных параметров и при различных видах симметрии течения. При увеличении θ_B происходит рост длины перемычки O_2O_1 и заметное искривление ударной волны в окрестности точки пересечения ударных волн O_2 , приводящее к появлению в поле течения серии волн разрежения. При этом контактные разрывы, выходящие из точек O_1 , O_2 , встречаются выше поверхности клина, что приводит к возникновению вихревого течения газа и соответствующему изменению энтропии в поле течения.

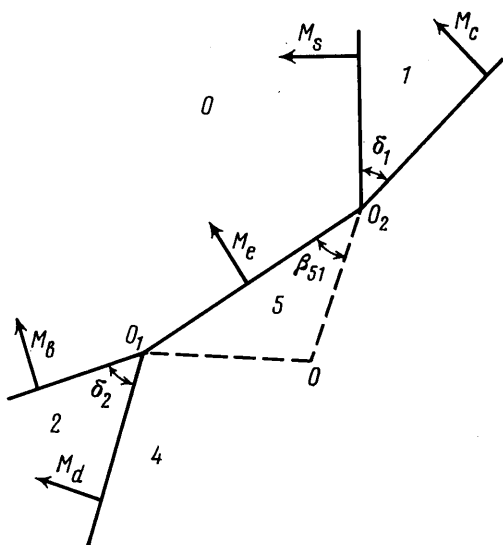
Соответствующая картина течения иллюстрируется на фиг. 2 для $M_s=2$, $M_f=5$, $\theta_B=20^\circ$, $\gamma=1.2$. Линии (сплошные) постоянного давления, отнесенного к $\rho_0 a_0^2 (M_f - M_s)^2$, где ρ_0 — невозмущенная плотность газа, и постоянной плотности (штриховые) наглядно указывают на возникновение описанной выше системы ударных волн и контактных разрывов. Номера кривых соответствуют следующим значениям P и ρ : $1-10$ — $P=0,162, 0,524, 1,04, 1,2, 1,46, 1,24, 1,36, 1,46, 1,56, 0,424$; $11-14$ — $\rho=5,51, 6,01, 7,52, 8,02$.

2. Для теоретического описания рассматриваемой волновой картины течения газа сделаем предположение, соответствующее результатам численных расчетов: пренебрегая искривлением возникающих ударных волн, будем считать их прямолинейными. В результате получается структура ударных волн, отличающаяся от исследованной в [4] схемы нерегулярного пересечения ударных волн тем, что в соответствующих трехударных элементах отраженные ударные волны M_c и M_d «приходящие».

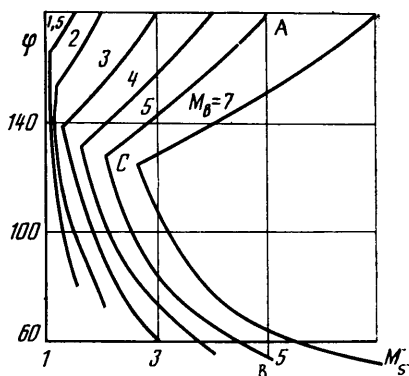
Исходными данными для расчета параметров такой ударно-волновой конфигурации являются: числа Маха (M_s , M_b) ударных волн M_s и M_b , угол их взаимодействия φ и γ . Предположение о прямолинейности ударной волны M_e и, следовательно, постоянстве давления за ней позволяет рассматривать две трехударные конфигурации как одно целое. Соотношение для определения всех искомых величин следуют из законов сохранения на скачках уплотнения [1] при выполнении соответствующих условий совместности (равенства давлений и параллельности потоков на контактных разрывах).

Результат такого расчета, выполненного с использованием хорошо развитой техники поляра [4], представлен на фиг. 3. Здесь приведены кривые, определяющие области существования рассматриваемой ударно-волновой конфигурации в плоскости переменных M_s , φ при $\gamma=1,4$ и различных фиксированных значениях M_b .

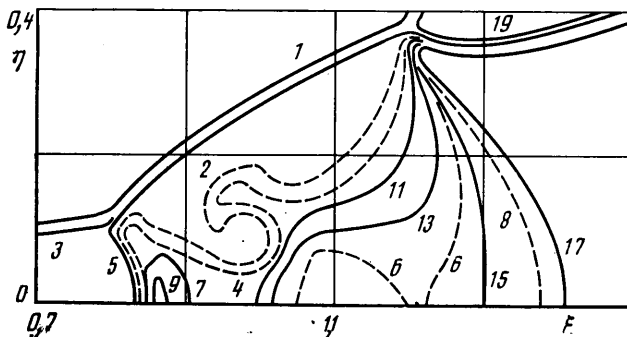
Ниже дано сравнение рассчитанной волновой картины взаимодействия (I) с результатом численного расчета, выполненного в осесимметричном случае (II) при



Фиг. 1



Фиг. 3



Фиг. 2

$M_s=2, M_b=2,81, \varphi=126^\circ, \gamma=1,2:$

	M_c	M_d	M_e	δ_1°	δ_2°	β_{51}°
I	1,62	1,17	3,32	27,7	28,7	42,6
II	1,55-1,58	1,13-1,14	3,12-3,22	23-28	30,2-33,2	37-51

Видно, что рассчитанные двумя способами значения основных элементов волновой картины удовлетворительно согласуются между собой.

В заключение отметим, что, как подтверждают расчеты, теоретически возможны схемы взаимодействия ударных волн, в которых один из трехударных элементов является прямой или обращенной маховской конфигурацией [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. Курант Р., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М.: Изд-во иностр. лит., 1950. 427 с.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953. 788 с.
3. Эдди. Теплообмен на затупленном теле, сталкивающемся со скачком уплотнения // Ракет. техника и космонавтика. 1968. Т. 6. № 1. С. 16-24.
4. Росляков Г. С. Взаимодействие плоских скачков одного направления // Численные методы в газовой динамике. М.: Изд-во МГУ, 1965. Вып. 4. С. 28-51.
5. Землянский Б. А., Лесин А. Б., Лунев В. В., Шманенкова Г. А. Об интерференции косых скачков уплотнения одного семейства в гиперзвуковом потоке // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 5. С. 134-138.

6. Липницкий Ю. М., Панасенко А. В. О численном моделировании пересечения ударных волн // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 5. С. 134—140.
7. Липницкий Ю. М., Панасенко А. В. Исследование взаимодействия ударной волны с острым конусом // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 3. С. 98—104.
8. Панасенко А. В. Общий анализ картины дифракции плоской акустической волны на клине, движущемся со сверхзвуковой скоростью // Изв. АН СССР. МЖГ. 1975. № 2. С. 172—175.

Москва
Днепропетровск

Поступила в редакцию
25.VIII.1986

УДК 533.6.071.4

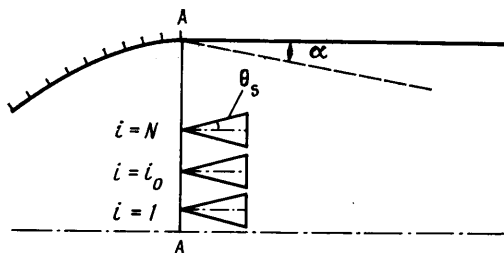
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ ПОЛЕЙ ПОТОКОВ СВЕРХЗВУКОВЫХ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ТРУБ ПО ИЗМЕРЕННЫМ ЗНАЧЕНИЯМ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ

ЕРЕМИН В. В., ЛИПНИЦКИЙ Ю. М., ФИЛИППОВ С. Е.

При определении аэродинамических характеристик моделей важно знать, в каких условиях проводится эксперимент, в частности иметь сведения о профиле скорости набегающего потока и об угле наклона вектора скорости (скос потока). Обычно считают, что испытания модели ведутся в равномерном поле потока рабочей части аэродинамической трубы. Однако из-за технологических погрешностей при изготовлении сопел, неточности учета пограничного слоя и т. д. возникают возмущения, которые делают величину числа Маха M отличной от расчетной. Игнорирование этого факта может приводить к значительным ошибкам в величинах аэродинамических коэффициентов: при возмущении $\Delta M/M \sim 0,05$ величины погрешности $\Delta C_y \sim 10^{-3}$, $\Delta M_z \sim 10^{-3}$ ($M=6,0$) [1]. Проведение прямых измерений величин возмущений профилей газодинамических параметров, особенно величин скоса потока — задача нетривиальная, и имеющиеся методы обладают значительными погрешностями.

Вместе с тем существует целый ряд экспериментальных методов, позволяющих достаточно точно определять интегральные характеристики моделей при их различных положениях в рабочей части аэродинамической трубы.

Ниже предлагается новый подход к определению величин возмущений полей потоков сверхзвуковых аэродинамических труб, в том числе и величин скосов по-



Фиг. 1

тока. Он заключается в решении обратной задачи — восстановлении реальных значений указанных возмущений по измеренным величинам интегральных аэродинамических характеристик модели, перемещающейся в рабочей части аэродинамической трубы.

Рассмотрим постановку и решение данной задачи на примере аэродинамической установки с осесимметричным соплом. Выберем цилиндрическую систему координат (x, r) , связанную с соплом (фиг. 1), и зададим на выходе сопла (сечение А—А) серию контрольных возмущений функции $\varphi_j(r)$ и $u_j(r)$, где $\varphi(r)$ — потенциал возмущения, $u(r)$ — возмущение продольной составляющей вектора скорости. Используя расчетный метод определения аэродинамических характеристик тел в слабозамушенном потоке [1], определим аэродинамические характеристики эталонной модели, например конуса, в заданном неоднородном поле, в частности величины C_y , M_z . Проводя серию расчетов при различных положениях модели в рабочей части установки, в идеальном ядре потока получим матрицу коэффициентов $\{C_{yij}\}$, которая определяет величину коэффициента поперечной силы C_y конуса, носок которого расположен в точке с координатами (x_0, r_0) , при заданных контрольных возмущениях потенциала и скорости φ_j , u_j . Далее в статье будем го-