

6. Oppenheim A. K., Urtiew P. A., Weinberg F. J. On the use of laser light sources in schlieren — interferometer systems. Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1966, vol. 291, No. 1425.
7. Емельянов В. А., Жабрид Г. П. Методы численного решения задач, возникающих при оптических исследованиях осесимметричных неоднородностей. Инж.-физ. ж., 1962, т. 4, № 4.
8. Зайдель А. Н. Элементарные оценки ошибок измерений. Л., «Наука», 1968.
9. Ударные трубы. М., Изд-во иностр. лит., 1962.

УДК 533.6.011

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ И ДОЗВУКОВОГО СПУТНОГО ПОТОКА С ПРЕПЯТСТВИЕМ

В. В. ЕРЕМИН, Ю. М. ЛИПНИЦКИЙ, Э. Г. ШИФРИН

(Москва)

Исследуется симметричное обтекание плоского торца сверхзвуковой струей в спутном дозвуковом потоке. Анализируется решение в окрестности точки пересечения отошедшей ударной волны с контактным разрывом. Аналитические результаты сравниваются с численным решением, полученным методом установления [1].

Геометрическая картина, характеризующая рассматриваемую задачу, изображена на фиг. 1. Два примыкающих друг к другу равномерных потока с разными значениями полного давления задаются на достаточно большом, но конечном удалении от тела. Задание сверхзвукового потока на бесконечном расстоянии от тела может, вообще говоря, привести к неоднозначной постановке задачи, так как возмущения от области взаимодействия распространяются по спутному потоку против течения. При этом появляется возможность существования в струе решения, близкого к периодическому, и заранее неизвестно, в какую область этого решения попадет исследуемое тело. Кроме того, задание струи конечной ширины, приходящей из бесконечности в спутном потоке или в затопленном пространстве, бессмысленно, так как она поглотится пограничным слоем. Поэтому в рассматриваемой задаче сверхзвуковой поток следует задавать на конечном расстоянии от тела. Более того, для проведения дальнейшего анализа, приблизим струю настолько близко к телу, чтобы отошедшая ударная волна пересекала характеристическую второго семейства, выходящую со среза сопла (точка *B* на фиг. 1). При этом подразумевается, что параметры спутного дозвукового потока заданы на бесконечном удалении от тела такими, что на кромке сопла сверхзвуковая струя является расчетной.

Обозначим через *A* точку пересечения отошедшей ударной волны с контактным разрывом. Предположим (это подтверждается систематическими расчетами), что в спутном потоке не возникает местных сверхзвуковых зон. Тогда точка *A* является точкой излома контактного разрыва и скорость внешнего потока в ней равна нулю. Действительно, интенсивность ударной волны в точке *A* конечна (ударная волна вырождается в характеристику лишь на бесконечном удалении от тела [2]) и для выравнивания давления в области за ударной волной внутренний поток разгоняется, разворачиваясь около точки *A*. Нетрудно убедиться, что при этом внешний дозвуковой поток обтекает угол, меньший π . Следовательно, в точке *A* в спутном потоке скорость обращается в нуль. Поэтому в достаточно малой ее окрестности перед ударной волной происходит торможение обоих потоков, так как давление на контактом разрыве непрерывно. При этом не исключается возможность немонотонности скорости на всем протяжении контактного разрыва.

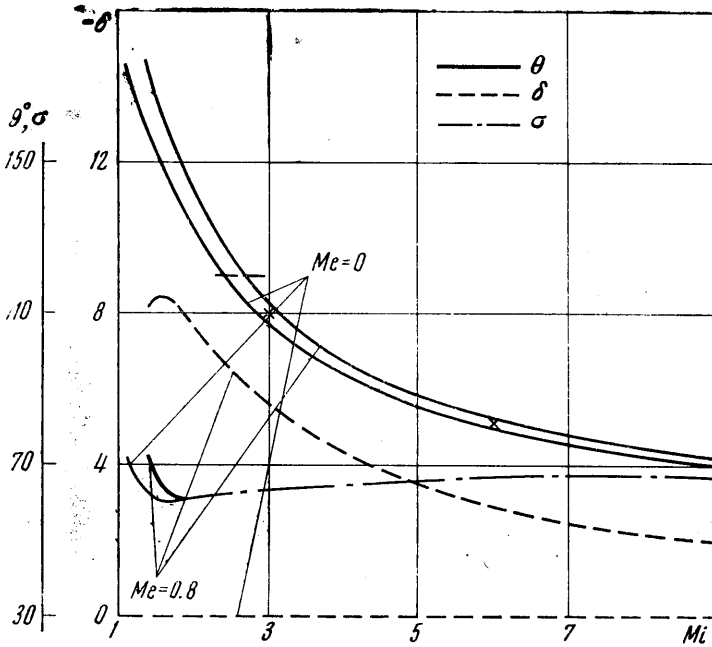
Отклонение вектора скорости в точке *A* на ударной волне происходит против часовой стрелки. Действительно, в противном случае сверхзвуковой (или звуковой) поток в точке *A* за ударной волной не может развернуться в окрестности этой точки в центрированной волне. Это связано с тем, что первая характеристика веера разрежения лежит вне области за ударной волной — по известному свойству [3], угол Маха за скачком уплотнения больше угла наклона скачка к вектору скорости.

Покажем, что звуковая линия (отделяющая область дозвуковых скоростей перед телом) приходит в точку *A* (фиг. 1), если ширина струи уже минимальной области влияния смешанного течения в безграничном потоке той же скорости. Это подтверждается проведенными расчетами для всех режимов обтекания, однако строгое доказательство может быть дано пока только в трансзвуковом приближении, где допустимо пренебречь изменениями энтропии на фронте ударной волны.

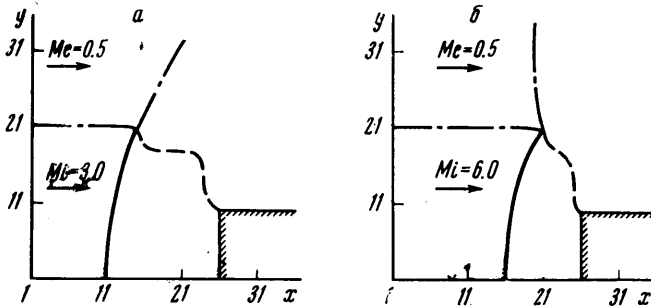
Прежде всего отметим, что в силу сделанного предположения о достаточной близости точки *B* к телу, сверхзвуковой поток в области до отошедшего скачка уплот-

вого потока вблизи точки A — полюс с показателем степени, зависящим от угла θ между касательными к контактному разрыву. Таким образом удается локализовать окрестность точки A .

На фиг. 3 приведены зависимости углов θ , δ и σ от чисел Маха внешнего M_e и внутреннего M_i потоков (δ — угол отклонения сверхзвукового потока в точке A , σ —



Фиг. 3



Фиг. 4

угол между линией тока и скачком уплотнения в звуковой точке). Пунктиром на фиг. 3 проведена линия $\theta=\theta_1=120^\circ$. При $\theta<\theta_1$ ускорение вдоль линии тока в точке A равно нулю, при $\theta>\theta_1$ ускорение бесконечно (последнее соответствует слабо сверхзвуковому потоку в струе $M_i<2$, фиг. 3).

Отметим, что вопрос о существовании огибающей простой волны может быть решен только при построении течения в целом, так как огибающая образуется на конечном расстоянии от точки A и не определяется в локальном исследовании.

Численное решение задачи проводилось с помощью разностной схемы третьего порядка точности, предложенной в [1]. На фиг. 4 представлены общие картины течения при $M_e=0.5$ и $M_i=3.6$. Здесь штрихпунктирные линии соответствуют контактным разрывам, сплошные линии — ударным волнам, пунктирные — звуковым линиям. Изображенные на этой фигуре ударные волны и контактные разрывы построены по

точкам, характеризующим максимальные изменения давления (для нахождения ударных волн) и температуры торможения (для нахождения контактных разрывов).

Анализ численного решения подтверждает основные качественные свойства, установленные выше и в [6, 7], а именно:

1) звуковая линия, отделяющая область дозвуковых скоростей за отошедшей ударной волной, попадает в точку A .

2) в точке A звуковая линия ортогональна вектору скорости за ударной волной. В угловой точке на теле звуковая линия ортогональна «дозвуковому» направлению касательной к телу;

3) на звуковой линии существует точка K_+ выпуклости звуковой линии по отношению к ортогональным траекториям линий тока;

4) углы между касательными к контактному разрыву, полученные в расчетах, хорошо согласуются с результатами аналитического исследования (расчетные точки на фиг. 4 отмечены крестиками).

Поступила 26 III 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Еремин В. В., Липницкий Ю. М. Разностная схема 3-го порядка точности для расчета двумерных течений с контактными разрывом. Научн. тр. Ин-та механ. МГУ, 1972, № 19.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
3. Мизес Р. Математическая теория течений сжимаемой жидкости. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
4. Гудерлей К. Г. Теория околосвуковых течений. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
5. Никольский А. А., Таганов Г. И. Движение газа в местной сверхзвуковой зоне и некоторые условия разрушения потенциального течения. ПИММ, 1946, т. 10, вып. 4.
6. Шифрин Э. Г. К задаче обтекания бесконечного клина сверхзвуковой струей. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 2.
7. Шифрин Э. Г. К задаче обтекания профиля равномерной сверхзвуковой струей. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 4.

УДК 533.6.011.34

ТОНКОЕ ТЕЛО В ОГРАНИЧЕННОМ ДОЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ГАЗА

В. И. ХОЛЯККО

(Харьков)

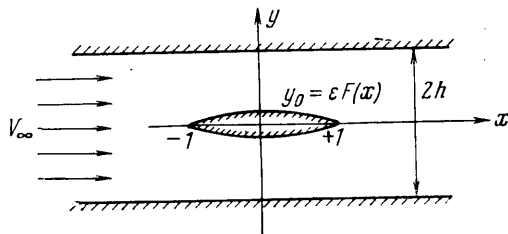
Рассматривается обтекание под нулевым углом атаки тонкого тела (симметричный профиль и тело вращения) установившимся невязким дозвуковым потоком газа, ограниченного твердой стенкой или свободной поверхностью. Решение задач ведется интегральным методом Фурье. Получены соотношения для тел с произвольным контуром и формой боковой поверхности и установлены асимптотические формулы для оценки предельных случаев течения. Проводится анализ влияния границ потока и эффекта сжимаемости на характеристики течения.

1. Расчет характеристик течения состоит в решении линеаризованного уравнения газовой динамики для потенциала скорости возмущений

$$(1.1) \quad \beta^2 \varphi_{xx} + \varphi_{yy} + (j/y) \varphi_y = 0, \\ \beta^2 = 1 - M_\infty^2$$

при граничном условии на поверхности тела

$$(1.2) \quad \varphi_y = v_\infty \varepsilon F'(x), \\ y = y_0 = \varepsilon F(x), \quad -1 \leq x \leq 1$$



где ε — относительная толщина тела ($\varepsilon \ll 1$), и одном из условий на внешней границе потока, отвечающем либо твердой стенке, либо свободной поверхности

$$(1.3) \quad \varphi_y = 0, \quad \varphi_x = 0 \quad (y = h)$$