

интенсификацию теплообмена при наличии пульсаций выявить в данных экспериментах не удалось вследствие малого диапазона изменения указанных параметров.

Из фиг. 2 видно, что при $Re_a^* < 2 \cdot 10^3$ пульсации потока практически не влияют на турбулентный теплообмен при вынужденной конвекции. При $Re_a^* > 2 \cdot 10^3$ полученные для различных амплитуд и частот пульсаций опытные данные хорошо описываются единой зависимостью (кривая 1)

$$(2.2) \quad Nu/Nu_0 = 0.025 \sqrt{Re_a^*}, \quad 2 \cdot 10^3 \leq Re_a^* \leq 3 \cdot 10^5.$$

На той же фигуре приведены данные работы [3] по воздействию поперечных колебаний на свободную конвекцию у вертикальной пластины при $Re_a^* < 4.5 \cdot 10^3$ (кривая 2). Видно, что влияние пульсаций на теплообмен при вынужденной конвекции в турбулентном режиме существенно отличается от их влияния на теплообмен при свободной конвекции в ламинарном режиме. Интенсификация теплообмена при турбулентном течении в пограничном слое начинается при значительно больших Re_a^* , чем при ламинарном, и увеличение интенсивности теплообмена при одинаковых Re_a^* существенно слабее. Показатель степени числа Re_a^* в пределах точности эксперимента оказался одинаковым для ламинарного и турбулентного теплообменов, что, возможно, связано с тем, что существенная интенсификация турбулентного теплообмена существует лишь при воздействии пульсаций на ламинарный подслой.

Поступила 30 II 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. *Westervelt P. J.* Effect of sound waves on heat transfer. *J. Acoust. Soc. America*, 1960, vol. 32, No. 3.
2. *Fand R. M., Kaye J.* The influence of sound on free convection from a horizontal cylinder. *Trans. ASME, Ser. C, J. Heat Transfer*, 1961, vol. 83, No. 2.
3. *June R. R., Baker M. J.* The effect of sound on free convection heat transfer from a vertical flat plate. *Trans. ASME, Ser. C, J. Heat Transfer*, 1963, vol. 85 C, No. 3.
4. *Junkhan G. H., Serovy G. K.* Effects of free-steam turbulence and pressure gradient on flat-plate boundary-layer velocity profiles and on heat transfer. *Trans. ASME, Ser. C, J. Heat Transfer*, 1967, vol. 89, No. 2.
5. *Седельников Т. X.* Автоколебательное шумообразование при истечении газовых струй. М., «Наука», 1971.
6. *Пылов Л. С.* О форме колебаний сверхзвуковой струи в эжекторе. IV Всес. акуст. конф. Москва, 1968. Доклад Ж II 1.
7. *Эккерт Э. Р., Дрейк Р. М.* Теория тепло- и массообмена. М.—Л., Госэнергоиздат, 1961.

УДК 533.6.011.72:534.26

ОБЩИЙ АНАЛИЗ КАРТИНЫ ДИФРАКЦИИ ПЛОСКОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ НА КЛИНЕ, ДВИЖУЩЕМСЯ СО СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТЬЮ

А. В. ПАНАСЕНКО

(Москва)

Различные случаи дифракции плоской слабой ударной волны на движущемся со сверхзвуковой скоростью клине изучались в работах [1-4].

В данной работе в рамках единого подхода, основанного на последовательном применении метода характеристик в плоскости автомодельных переменных, проводится изучение и систематизация картин течения, возникающих при дифракции плоской слабой ударной волны на движущемся со сверхзвуковой скоростью клине. Исследованы все случаи как встречного, так и догонного взаимодействия ударных волн. Найдены некоторые новые типы течения.

1. В покоящемся идеальном газе движется клин конечного угла полураствора β со сверхзвуковой скоростью $U_\infty = M_\infty a_\infty$ (a_∞ — скорость звука в покоящемся газе), перпендикулярной ребру клина и лежащей в плоскости его симметрии. Присоединенный косой скачок уплотнения составляет угол α с плоскостью симметрии клина. В момент времени $t=0$ вершина клина встречается с фронтом слабого скачка давления, распространяющегося по тому же газу со скоростью a_∞ . Фронт слабого скачка составляет угол φ с плоскостью симметрии клина.

Ввиду отсутствия характерного размера возникающее течение автомодельно. В плоскости, перпендикулярной ребру клина, начало автомодельной системы координат свяжем с частицами покоящегося газа, поместив его на линии симметрии клина. Ось x направим по линии симметрии от вершины клина, ось y — перпендикулярно.

После введения автомодельных переменных $x = X/a_\infty t$, $y = Y/a_\infty t$ и перехода к безразмерным давлению, плотности, скорости звука, компонентам скорости газа по осям x, y

$$p = \frac{P}{\rho_\infty a_\infty^2}, \quad R = \frac{\rho}{\rho_\infty}, \quad c = \frac{a}{a_\infty}, \quad u = \frac{U}{a_\infty}, \quad v = \frac{V}{a_\infty}$$

уравнения, описывающие течение идеального газа, примут вид

$$(1.1) \quad \begin{aligned} (u-x) \frac{\partial u}{\partial x} + (v-y) \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{R} \frac{\partial p}{\partial x} \\ (u-x) \frac{\partial v}{\partial x} + (v-y) \frac{\partial v}{\partial y} &= -\frac{1}{R} \frac{\partial p}{\partial y} \\ (u-x) \frac{\partial R}{\partial x} + (v-y) \frac{\partial R}{\partial y} + R \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) &= 0 \\ (u-x) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p}{R^\gamma} \right) + (v-y) \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{p}{R^\gamma} \right) &= 0 \end{aligned}$$

Уравнения характеристик системы (1.1) имеют вид [5]

$$(1.2) \quad \left(\frac{dy}{dx} \right)_{1,2} = \frac{-(u-x)(v-y) \pm c \sqrt{(u-x)^2 + (v-y)^2 - c^2}}{c^2 - (u-x)^2}$$

$$(1.3) \quad \left(\frac{dy}{dx} \right)_3 = \frac{v-y}{u-x}$$

Характеристики (1.2) существуют вне кривой, заданной уравнением

$$(1.4) \quad (u-x)^2 + (v-y)^2 = c^2$$

В случае области с постоянными параметрами, (1.4) есть окружность, интегралами же (1.2) будут прямые, касающиеся упомянутой окружности, а интегралами (1.3) — прямые, выходящие из ее центра [5].

Обратим внимание на следующее: пусть имеется равномерный поток газа с параметрами u, v, c и по нему распространяется слабая плоская ударная волна под углом φ к оси x . В рамках линейной теории слабая ударная волна совпадает с характеристикой. Поэтому ее положение на плоскости автомодельных переменных полностью определяется параметрами равномерного потока и ориентацией вектора скорости ударной волны по отношению к вектору скорости потока. Таким образом, как не трудно видеть, если слабая ударная волна имеет составляющую скорости по потоку, то соответствующая ей характеристика коснется окружности (1.4) в первой или четвертой четвертях, в противном случае — во второй или третьей четвертях.

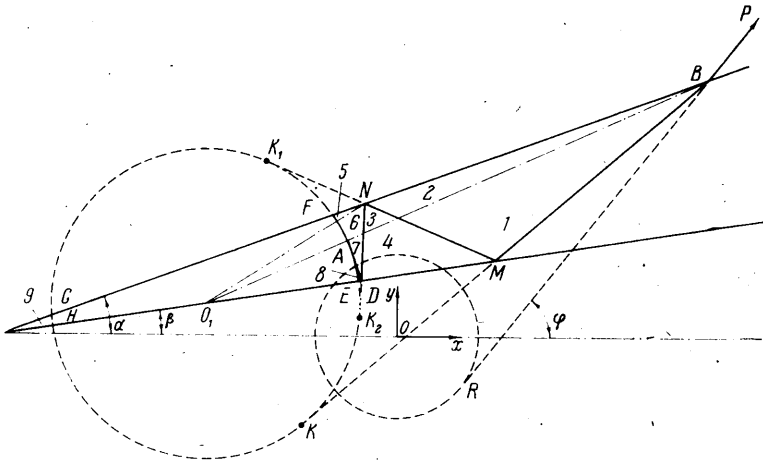
2. При заданных M_∞ и β в выбранной выше автомодельной системе координат для покоящегося газа и для газа за косым скачком определяем соответствующие окружности (1.4). На фиг. 1, 2 это будут соответственно окружность с центром в точке O и окружность с центром в точке O_1 .

Слабая ударная волна представится характеристикой PB , продолжение которой касается окружности O в точке R . После задания M_∞ и β остается только один свободный параметр φ , определяющий задачу. Поэтому изменяя ориентацию слабой

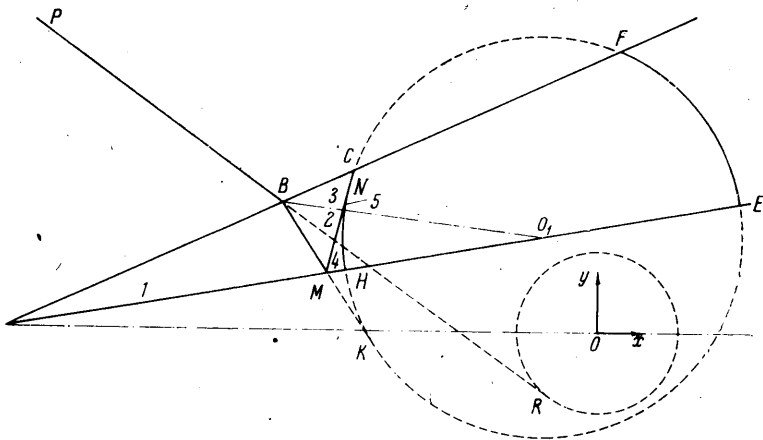
ударной волны, тем самым последовательно меняя положение точки касания K , получим всю совокупность возможных картин течения. При этом точка B , точка пересечения взаимодействующих ударных фронтов, пробежит последовательно ряд положений от бесконечно удаленной точки, отвечающей случаю взаимодействия параллельных ударных фронтов, до вершины клина.

В зависимости от положения точки B относительно окружности O_1 из всей совокупности возможных картин течения можно выделить три характерных типа течения.

Первый тип течения возникает, когда фронт слабой ударной волны ориентирован таким образом, что точка B лежит выше точки F (фиг. 1). Поскольку в этом случае точка B находится в области существования характеристик, то пересечение



Фиг. 1



Фиг. 2

взаимодействующих ударных фронтов в этой точке носит регулярный характер. Возникшая в точке B в результате взаимодействия слабая ударная волна совпадает с характеристикой BM , продолжение которой касается окружности O_1 в точке K . В точках M, N, D возникают отраженные слабые ударные волны, совпадающие соответственно с характеристиками MN, ND, DA , касающимися окружности O_1 соответственно в точках K_1, K_2, A . Линии BO_1 и NO_1 представляют собой соответствующие контактные разрывы, совпадающие, как нетрудно видеть, с соответствующими характеристиками (1.3). Можно показать, что области 1—9 — области кусочно-постоянных параметров. Краевая задача, возникающая для области $EFCH$, рассмотрена в [4].

Второй тип течения соответствует случаю, когда фронт слабой ударной волны ориентирован таким образом, что точка B оказывается между точками F и C . В этом случае точка B лежит в области, где нет характеристик. Поэтому пересечение взаимодействующих ударных фронтов в точке B носит нерегулярный характер. В результате взаимодействия в точке B возникнет контактный разрыв BO_1 , совпадающий с характеристикой (1.3). Возникшие в результате дифракции возмущения оказываются локализованными внутри области, аналогичной $EFCH$ (фиг. 1). Возникающая для указанной области краевая задача в частном случае движения с гиперзвуковой скоростью тонкого клина рассмотрена в работах [2, 3].

Третий тип течения возникает, когда точка B оказывается между вершиной клина и точкой C (фиг. 2). В результате взаимодействия ударных фронтов в точке B в этом случае возникают слабые ударные волны BM и MN и контактный разрыв BO_1 , совпадающие с соответствующими характеристиками. Области 1-5 — области кусочно-постоянных параметров, $EFCH$ — область возмущенного эллиптического течения. Полагая в (1.2) $u=v=0$, $c=1$, $y=0$, $x=-M_\infty$, получим предельное значение угла φ , выше которого дифракция не будет иметь места

$$(2.1) \quad \varphi = \pi \pm \arctg(M_\infty^2 - 1)^{-1/2}$$

Верхний знак в (2.1) отвечает встречному взаимодействию ударных фронтов в точке B , нижний — догонному. При этом точка B совпадает с вершиной клина.

Отметим в заключение, что во всех рассмотренных выше случаях, когда точка B оказывается в области существования характеристик, количество слабых ударных фронтов и соответствующих контактных разрывов, возникших в результате дифракции, может отличаться от случаев, представленных на фиг. 1, 2, и зависит от взаимного расположения окружности O_1 и точки B .

Таким образом, в результате проведенного анализа исчерпываются все случаи дифракции плоской слабой ударной волны на движущемся со сверхзвуковой скоростью клине.

Автор благодарит Ю. А. Демьянова, В. Т. Киреева и В. В. Третьякова за обсуждение работы и полезные замечания.

Поступила 5 XI 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Тер-Минасянц С. М. Задача о дифракции плоской волны на клине, движущемся со сверхзвуковой скоростью. Докл. АН СССР, 1964, т. 155, № 4.
2. Ингер Г. Р. Взаимодействие взрывной волны с тонким клином, движущимся с гиперзвуковой скоростью. Ракетная техника и космонавтика, 1966, т. 4, № 3.
3. Ингер Г. Р. Косое падение взрывной волны на тонкое тело, летящее с гиперзвуковой скоростью. Ракетная техника и космонавтика, 1966, т. 4, № 8.
4. Тер-Минасянц С. М. Дифракция плоской волны на клине, движущемся со сверхзвуковой скоростью. ПММ, 1971, т. 35, вып. 2.
5. Сагомонян А. Я., Поручиков В. В. Пространственные задачи неустановившегося движения сжимаемой жидкости. М., Изд-во МГУ, 1970.

УДК 533.696.4+536.3

ОБТЕКАНИЕ ЗАТУПЛЕННЫХ КОНУСОВ ПРИ ВХОДЕ В АТМОСФЕРУ, СОСТОЯЩУЮ ИЗ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА И АЗОТА

Ю. П. ГОЛОВАЧЕВ, Ф. Д. ПОПОВ

(Ленинград)

Исследуется гиперзвуковое обтекание сферически затупленных конусов в атмосфере, состоящей из углекислого газа и азота. Предполагается наличие в ударном слое локального термодинамического равновесия. Учитываются вязкость, диффузия, теплопроводность и радиационный перенос энергии. Задача решается на основе уравнений динамики вязкого излучающего газа без выделения в ударном слое областей невязкого течения и пограничного слоя. Для учета селективности излучения используется двухступенчатая аппроксимация спектральной зависимости коэффициента