

ЛИТЕРАТУРА

1. Шамбре П. Л., Шааф С. А. Измерение давления. В сб. «Физические измерения в газовой динамике и при горении», М., Изд-во иностр. лит., 1957, стр. 103—113.
2. Pond H. L. The effect of entrance velocity on the flow of a rarefied gas through a tube. *J. Aero/Space Sci.*, 1962, vol. 29, p. 917.
3. Hughes P. C., De Leeuw I. H. Theory for the free molecule impact probe at an angle of attack. *Rarefied Gas Dynamics, Forth Sympos., Acad. Press.*, 1965, vol. 1, pp. 653—676.
4. Лю В. К. О давлении в трубке Пито в почти-свободномолекулярном течении. В сб. «Механика», 1959, № 4, стр. 55—66.
5. Edwards R. H., Quan V. Hypersonic adiabatic impact pressure of a rarefied gas. *Phys. Fluids*, 1966, vol. 9, No. 4, p. 663.
6. Schaaf S. A. Experimental methods and results in rarefied gas dynamics. *Heat Trans. Sympos.*, 1952, Engng Res. Inst. Univ. Michigan, 1953.
7. Срикент А. К. Экспериментальное исследование насадков полного давления в разреженном дозвуковом потоке. *Ракетная техника и космонавтика*, 1968, т. 6, № 5, стр. 213—215.
8. Костерин С. И., Кошмаров Ю. А., Горская Н. М. Экспериментальное исследование теплообмена плоской пластины в сверхзвуковом потоке разреженного газа. *Инж. ж.*, 1962, т. 2, вып. 2.
9. Potter I. L., Kinslow M., Boylan D. E. An influence of the orifice on measured pressure in rarefied flow. *Rarefied Gas Dynamics*, vol. 2, pp. 175—194, Forth Simpos., Acad. Press., 1966.
10. Гуляев М. А., Ерухин А. В. Измерение вакуума. М., Изд. Комитета мер и измерительных приборов, 1967.

УДК 533.697

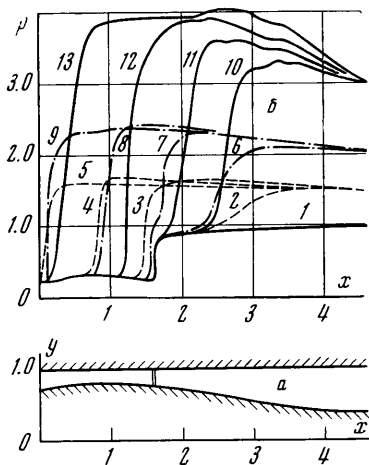
К ИССЛЕДОВАНИЮ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ В КАНАЛЕ ПРИ ВНЕЗАПНОМ ИЗМЕНЕНИИ УСЛОВИЙ В ВЫХОДНОМ СЕЧЕНИИ

В. Т. ГРИНЬ, М. Я. ИВАНОВ

(Москва)

Рассматривается задача о динамике течения торможения идеального (невязкого и нетеплопроводного) газа в осесимметричном канале с центральным телом, когда область сверхзвуковых скоростей заканчивается замыкающим скачком уплотнения, в случае внезапного изменения условий на выходе. Исследованы два вида возмущения потока в выходном сечении: ступенчатое увеличение давления и прерывание расхода газа на заданный интервал времени. Анализируется распространение возмущения вверх по течению и связанные с ним особенности (увеличение давления, разрушение сверхзвукового течения и т. п.). Исследование основывается на численном интегрировании точных уравнений нестационарного течения с использованием разностной схемы, предложенной С. К. Годуновым [1, 2]. Расчеты проводились как в одномерном, так и в двумерном приближении. В случае сравнительно слабых возмущений на выходе нестационарное течение в канале анализировалось тем же методом, что и в работе [3]. Расчеты течения, вызванного закрытием сечения выхода, выполнены в одномерном приближении Мэйсом [4], который использовал разностную схему Лакса.

Рассматривается неустановившееся течение идеального газа в осесимметричном канале переменного сечения. Прямоугольные координаты x , y выбираются так, чтобы ось x совпадала с осью симметрии потока, а $x = 0$ и $x = L$ отвечали плоскостям входа и выхода из канала соответственно. Верхняя и нижняя стенки канала задаются уравнениями $y_+(x)$ и $y_-(x)$ и на них выполняется условие непротекания. На входе в канал $x = 0$ компонента скорости и сверхзвуковая и все параметры потока известны. На стационарном режиме течения давление в плоскости выхода p_L поддерживается постоянным по сечению и его величина такова, что течение при $x = L$ дозвуковое, а замыкающий скачок расположен в расширяющейся части канала вблизи минимального сечения (горла). Так как используемые уравнения, а также краткое описание метода расчета уже приводились в работах [3, 5], то ниже обсуждаются лишь некоторые детали, связанные с особенностями рассматриваемой задачи.



Фиг. 1.

отнесением пространственных координат к характерной длине l , за которую принималась ордината верхней (цилиндрической) стенки канала, скорости и плотности к соответствующим критическим значениям u_* и ρ_* при $x = 0$, давления к произведению $\rho_* u_*^2$, времени $-l/u_*$. Количество расчетных слоев по оси абсцисс равнялось 37. Число слоев по оси ординат (K) было равно либо единице (одномерное приближение), либо четырем.

Некоторые результаты расчетов даны на фиг. 1—3. Первые две фигуры представляют результаты, полученные при $K = 1$, т. е. в одномерном приближении. На фиг. 1, б для различных моментов времени показаны распределения давления по длине канала, когда при $t = 0$ давление в выходном сечении мгновенно увеличивается на величину $\Delta p_L > 0$.

Кривые 1, ..., 13 соответствуют следующим значениям времени:

$$1 (0), 2 (1.7), 3 (3.4), 4 (4.7), 5 (6.0), 6 (1.7), \\ 7 (2.6), 8 (3.4), 9 (4.3), 10 (1.3), 11 (1.7), 12 (2.2), 13 (2.7)$$

Сплошные линии соответствуют $\Delta p_L = 2.0$, штрих-пунктирные — $\Delta p_L = 1.0$ и штриховые — $\Delta p_L = 0.5$. Максимальное увеличение давления наблюдается в окрестности стационарного положения замыкающего скачка.

Во всех рассмотренных случаях в плоскости выхода возникал обратный ток ($u_L < 0$). При этом вертикальная компонента скорости v_L задавалась равной нулю, а температура T_L считалась равной $5/3$ соответствующего стационарного значения.

Для $\Delta p_L = 0.5$ интенсивность ударной волны, движущейся влево, недостаточна, чтобы вызвать изменение направления потока во всем канале (напомним, что справа от замыкающего скачка скорость стационарного течения растет при движении вверх по потоку). К моменту полного разрушения сверхзвукового течения, когда замыкающий скачок выбивается за сечение входа, область обратного тока для $\Delta p_L = 0.5$ занимает примерно $1/3$ длины канала. При $\Delta p_L = 1.0$ и 2.0 направление потока за движущимся скачком меняется на противоположное во всем канале.

Наряду с внезапным повышением давления в сечении выхода рассчитывались течения, возникающие при закрытии сечения выхода в момент $t = 0$. В этом случае граничное условие при $x = L$ имело вид:

$$u_L = 0 \text{ при } 0 \leq t \leq \Delta t$$

где Δt — заданная величина. При $t = \Delta t$ канал открывался, причем считалось, что давление в сечении выхода становится равным своему стационарному значению (в данном случае единице).

На фиг. 2 сплошными и пунктирными кривыми для $\Delta t = 5$ и 1 соответственно даны распределения p для ряда моментов времени. Кривые 1, ..., 9 соответствуют следующим значениям времени:

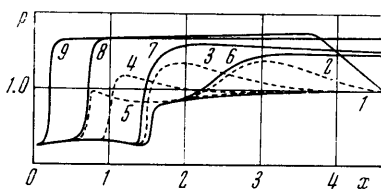
$$1 (0), 2 (2.1), 3 (3.4), 4 (5.1), 5 (6.4), 6 (2.1), 7 (3.4), 8 (5.1), 9 (6.4)$$

Видно, что при $\Delta t = 5$ волна разрежения, распространяющаяся от выходного сечения после прекращения действия возмущения, не успевает остановить замыкающий

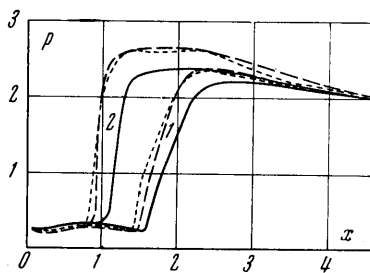
Значительное увеличение давления в выходном сечении на величину Δp_L вызывает обратный ток ($u < 0$). В этом случае для определения параметров на срезе канала недостаточно задания одного давления p_L . В расчетах, приведенных в данной работе, при $u < 0$ помимо давления p_L считались известными величины вертикальной компоненты скорости v_L и температуры T_L .

Расчеты выполнялись для течения совершенного газа с показателем адиабаты 1.4 в случае осесимметричного кольцевого канала, который рассматривался ранее в [4] и меридиональное сечение которого изображено на фиг. 1, а. На входе в канал ($x = 0$) энтропия и полная энтальпия принимались постоянными, осевая компонента скорости $u_0 = 1.52$, а вертикальная компонента v_0 задавалась линейной функцией y из условий непротекания на стенках. Стационарные распределения параметров в канале соответствовали давлению в сечении выхода $p_L = 1$ и служили начальными условиями при исследовании динамики потока. Здесь и ниже все величины безразмерные. Обезразмеривание величин проводилось

скачок, движущийся влево, и в результате сверхзвуковое течение в канале полностью исчезает. В то же время непродолжительное закрытие сечения выхода ($\Delta t = 1$) оказывается недостаточным для разрушения потока. Волна разрежения сначала останавливает замыкающий скачок в сужающейся части, а затем возвращает его в расширяющуюся часть канала.



Фиг. 2



Фиг. 3

Как уже отмечалось, кривые распределения p , показанные на фиг. 1 и 2, получены в одномерном приближении, т. е. при $K = 1$. Отличие результатов одномерного и двумерного $K = 4$ расчетов представлено на фиг. 3. Сплошные линии на этой фигуре дают распределения p , рассчитанные при $K = 1$, а штриховые и пунктирные линии — распределения давления по верхней и нижней стенкам, рассчитанные при $K = 4$. Приведенные кривые 1, 2 получены для $\Delta p_L = 1$ и соответствуют моментам времени 1 ($t = 2.2$) и 2 ($t = 2.9$). Видно, что учет двумерности приводит к некоторому увеличению интенсивности и, как следствие, скорости скачка, движущегося влево.

Вычисления проводились на ЭВМ М-220.

Авторы благодарят А. Н. Крайко за постоянное внимание и поддержку при выполнении работы.

Поступило 16 VII 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Годунов С. К. Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики. Матем. сб., 1959, т. 47 (89), вып. 3, стр. 271—306.
2. Годунов С. К., Забродин А. В., Прокопов Г. П. Разностная схема для двумерных нестационарных задач газовой динамики и расчет обтекания с отсепшей ударной волной. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1961, т. 1, № 6, стр. 1020—1050.
3. Гринь В. Т., Иванов М. Я., Крайко А. Н. Исследование динамики течения торможения идеального газа с замыкающим скачком уплотнения. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 4, стр. 23—32.
4. Ma y s R. A. Inlet dynamics and compressor surge. AIAA paper, 1969, No. 484.
5. Иванов М. Я., Крайко А. Н. Численное решение прямой задачи о смешанном течении в осесимметричных соплах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 5, стр. 77—83.

УДК 532.542:532.5.011.12

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФУНКЦИЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПЛОСКИХ И ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ВОЗДУШНЫХ ПОТОКОВ

Е. П. АНИСИМОВА, А. С. ОРЛОВ, А. А. СПЕРАНСКАЯ

(Москва)

Приведены результаты исследования спектральной плотности пульсаций скорости турбулентных плоских и осесимметричных потоков в диапазоне чисел Рейнольдса от 450 до 57 000. Частоты пульсаций скорости, соответствующие максимумам на функциях спектральной плотности, определяются только геометрией потока и физическими свойствами среды и соответствуют частотам акустического резонанса систем.