

РАСЧЕТ ДОННОГО ДАВЛЕНИЯ В ЭЖЕКТОРНЫХ СОПЛАХ РАЗЛИЧНОЙ ДЛИНЫ ПРИ НУЛЕВОМ КОЭФФИЦИЕНТЕ ЭЖЕКЦИИ

Н. Л. ЕФРЕМОВ, Р. К. ТАГИРОВ

(Москва)

Предлагается простой метод расчета донного давления в эжекторных соплах с произвольной длиной обечайки с использованием эмпирического критерия присоединения в широком диапазоне изменения числа Маха основного сопла.

В большинстве работ, посвященных определению донного давления в эжекторных соплах на режимах течения с присоединением основного потока к обечайке при нулевом расходе газа во вторичном потоке, рассматривается случай значительной длины обечайки, когда длина обечайки не влияет на величину донного давления. В данной заметке предлагается простой метод расчета донного давления, пригодный в случае эжекторов с произвольной длиной обечайки в широком диапазоне изменения числа Маха основного сопла.

Считается, что режим течения турбулентный, струя, истекающая из основного сопла, присоединена к обечайке (донное давление не зависит от давления окружающей среды), влиянием пограничного слоя на донное давление пренебрегается, предполагается также, что расход газа во втором контуре отсутствует.

Для расчета первичного сверхзвукового потока используется конечно-разностный метод работы [1]. Расчет сопел с длинными обечайками проводится с использованием эмпирического критерия присоединения, полученного обработкой имеющихся экспериментальных данных для эжекторов с цилиндрическими обечайками и различными конфигурациями сопел основного потока (числами Маха основного сопла). На фиг. 1 показаны экспериментальные данные для цилиндрических эжекторов. По оси абсцисс на этой фигуре отложены значения $(y_*/y_3)^2$, а по оси ординат — значения $\lg(P_0/p_2)$. Здесь y_* — радиус критического сечения основного сопла, y_3 — радиус цилиндрической обечайки, P_0 — полное давление основного потока, p_2 — донное давление. Разными значками показаны экспериментальные данные, полученные отдельными исследователями. На этой фигуре сплошными линиями показаны примерные зависимости для значений чисел M основного сопла, соответствующих 1,0, 1,5, 2,0, 2,5, 3,0, 3,5 и 4,1. Нижняя кривая соответствует $M=1,0$, и далее, чем выше значение M , тем выше располагается кривая зависимости $\lg(P_0/p_2)$ от $(y_*/y_3)^2$. На основе фиг. 1 критерий присоединения представляется в виде

$$(1) \quad \operatorname{tg} \psi = a \operatorname{tg} \psi_0$$

Величины a и ψ_0 определяются из формул

$$(2) \quad \psi_0 = -0.2365 + 0.3382M_1 - 0.0268M_1^2$$

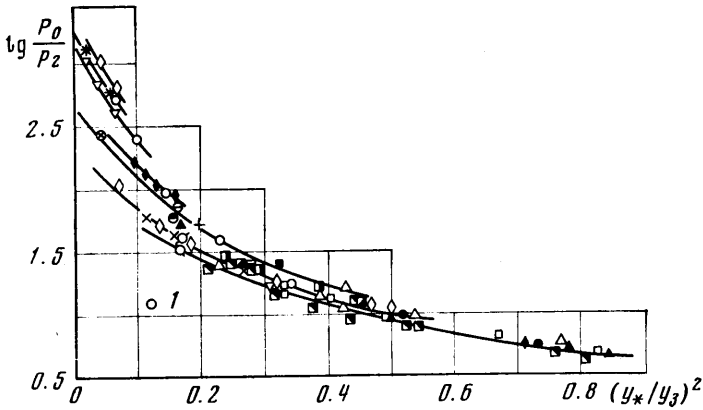
$$(3) \quad a = 0.2185 + 0.7815M^{-1}$$

Здесь ψ , ψ_0 — углы притекания границы невязкой струи, истекающей из основного сопла к образующей обечайки при произвольном числе M и $M=1$ соответственно; M_1 — граничное значение числа Маха, определяемое отношением P_0/p_2 . Зависимость вида (2) имеется, например, в [2]. Точками 1 на фиг. 1 показаны результаты контрольных расчетов с использованием критерия (1) при значениях $(y_*/y_3)^2$, отличных от тех, которые использовались для получения зависимости (3).

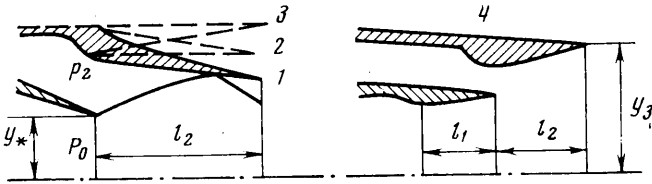
Для расчета эжекторов с короткими обечайками принимается условие, что присоединение потока происходит в сечении выхода обечайки. Аналогичное условие использовалось в работе [3].

Модель течения, используемая при проведении расчетов, показана на фиг. 2 (сопла 1-4). Осесимметричный поток после внезапного расширения присоединяется к обечайке. В точке присоединения граница сверхзвукового потока составляет угол ψ с образующей обечайки, а поток после присоединения поворачивается в косом скачке уплотнения так, чтобы стать параллельным образующей. Если присоединение потока происходит выше выходного сечения, то должно выполняться условие (1).

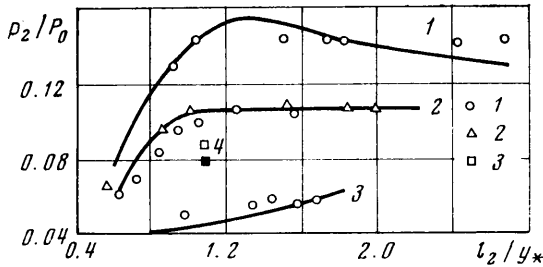
Расчет донного давления проводится следующим образом. Считаются известными геометрические параметры эжектора и число Маха основного сопла. На первом этапе расчета находится такое значение донного давления, при котором граница струи для заданного значения M проходила бы через срез обечайки и одновременно проверяется условие (1). Если при этом окажется, что угол притекания границы струи больше, чем требуется по условию (1), то искомое донное давление считается найденным, так как это означает, что обечайка короткая и присоединение



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

должно происходить на срезе обечайки. В противном случае расчет повторяется при большем значении донного давления и путем повторных расчетов находится искомое донное давление, удовлетворяющее условию (1).

Составлена единая программа для ЭВМ типа М-220. Расчет одного варианта сопла по этой программе составляет на ЭВМ М-220 15–20 мин при использовании 36 расчетных слоев поперек основного потока. Примеры расчета четырех вариантов эжекторных сопел показаны на фиг. 3. Схемы сопел и принятые условные обозначения геометрических и газодинамических параметров показаны на фиг. 2. Сопла 1, 2, 3 имели звуковое основное сопло ($M=1$), конические обечайки с углами наклона образующих к оси сопла $-7^{\circ}30'$, 0 и $9^{\circ}30'$ соответственно; радиусы минимального сечения обечаек 1.525, 1.415, 1.37; радиусы выходного сечения обечаек $y_3=1.37$, 1.415 и 1.58; длины обечаек l_2 варьировались. Сопло 4 имело следующие размеры: длина сверхзвуковой части основного сопла $l_1=0.7$, длина обечайки $l_2=1.08$, угол наклона 13° , радиус выходного сечения основного сопла 1.07, радиус минимального сечения обечайки 1.18 и $y_3=1.33$. Число Маха основного сопла $M=1.44$. Все линейные размеры здесь отнесены к радиусу критического сечения основного сопла.

На фиг. 3 сплошными линиями показаны расчетные зависимости давления во вторичном контуре от длины обечайки l_2 , а разными значками показаны экспериментальные результаты: точки 1 – данные из [4], точки 2, 3 – данные авторов. Цифры 1, 2, 3, 4 на этой фигуре указывают на номера сопел (см. фиг. 2). Наблюдается хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных.

Поступила 30 III 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов М. Я., Крайко А. Н., Михайлов Н. В. Метод сквозного счета для двумерных и пространственных сверхзвуковых течений. I. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1972, т. 12, № 2.
2. Delery J. Recollement d'un jet supersonique de révolution sur une paroi cylindrique coaxiale. Rech. Aerospaciale, 1965, No. 104.
3. Лаврухин Г. Н., Шалаев В. Н. Определение характеристик эжекторных сопел при небольших расходах воздуха во втором контуре. Уч. зап. ЦАГИ, 1975, т. 6, № 3.
4. Глогов Г. Ф., Мороз Э. К. Исследование осесимметричных течений с внезапным расширением звукового потока. Тр. ЦАГИ, 1970, вып. 1281.

УДК 534.222.2

ПРОСТРАНСТВЕННО-ПОЛЯРИЗОВАННАЯ СТРУКТУРА ВОЛН
ДЕТОНАЦИИ, ИОНИЗУЮЩИХ ГАЗ

Л. Н. ЛЕБЕДЕВА

(Москва)

Для описания ионизирующих волн детонации, так же как и ионизирующих ударных волн, кроме соотношений, следующих из основных интегральных законов, необходимо использовать дополнительные соотношения [1-3]. Эти дополнительные соотношения получаются из требования существования структуры волны. В работах [1, 2] исследовалась структура волн детонации, ионизирующих газ в наклонном магнитном поле. Рассматривался случай плоскополяризованной структуры, когда вектор скорости и магнитное поле лежат в плоскости, проходящей через нормаль к фронту.

В данной работе изучается структура ионизирующих волн детонации в случае, когда волна является пространственно-поляризованной и в структуре меняются обе поперечные составляющие магнитного поля. Считается, что в слое, представляющем собой структуру, магнитная вязкость и величина, обратная скорости химической реакции, много больше остальных диссипативных коэффициентов. Выясняются условия существования такой пространственной структуры. Рассматриваются также плоскополяризованные ионизирующие волны детонации, структура которых не является плоской. Когда характерная длина диссипации магнитного поля много больше либо много меньше характерной длины химической реакции, дополнительные соотношения, обеспечивающие существование структуры, выписаны в явном виде или исследованы качественно.

1. Рассмотрим структуру ионизирующих волн детонации в случае, когда волна является пространственно-поляризованной. Это означает, что векторы скорости, напряженности магнитного поля и нормаль к фронту волны не лежат в одной плоскости. При этом в структуре меняются обе поперечные составляющие магнитного поля. Будем считать, что магнитная вязкость и величина, обратная скорости химической реакции, много больше остальных диссипативных коэффициентов. Уравнения, описывающие течение и магнитное поле внутри структуры, имеют вид (газ считаем совершенным) [1-3]

$$(1.1) \quad \frac{dh_y}{dx} = \frac{mV_0}{v_m} [h_y(u-1) + E]$$

$$(1.2) \quad \frac{dh_z}{dx} = \frac{mV_0}{v_m} h_z(u-1)$$

$$(1.3) \quad \frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{1-\varepsilon}{mV_0} S(t)$$

$$(1.4) \quad 0 = \varepsilon - \frac{1}{2q(\gamma-1)} [-(\gamma+1)u^2 - \gamma u(h_y^2 + h_z^2 - 2I) + (\gamma-1)(h_y^2 + h_z^2) - 2E(\gamma-1) - 2(\gamma-1)(e-q)] = \varepsilon - F(u, h_y, h_z)$$