

01;03;04

Об управлении течением газа в сверхзвуковом входном устройстве с помощью магнитного поля

© Ю.П. Головачев, С.А. Ильин, С.Ю. Суцких

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 6 мая 1997 г.

Методом численного моделирования оценивается возможность управления структурой течения в воздухозаборнике сверхзвукового летательного аппарата с помощью внешнего магнитного поля.

1. Одной из актуальных проблем аэродинамики сверхзвуковых летательных аппаратов является обеспечение расчетного режима работы воздухозаборников при изменении условий полета. В настоящей статье оценивается возможность решения этой задачи с помощью внешнего магнитного поля.

Рассматривается плоское стационарное течение предварительно ионизированного газа во входном устройстве, изображенном на рис. 1. Вектор индукции внешнего магнитного поля \mathbf{B} направлен перпендикулярно плоскости (X, Y) . Течение описывается системой уравнений магнитной газовой динамики [1] при следующих предположениях: $Re \gg 1$, $Re_m \ll 1$, $\alpha \ll 1$, где Re — число Рейнольдса, Re_m — магнитное число Рейнольдса, α — степень ионизации. Эти предположения позволяют воспользоваться моделью невязкого газа, считать магнитную индукцию заданной величиной и не учитывать влияние ионизации на термодинамические свойства (в расчетах отношение удельных теплоемкостей газа $\gamma = 1.4$).

Влияние внешнего магнитного поля на течение электропроводящего газа осуществляется через пондеромоторную силу $\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ и джоулево энерговыделение $Q = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$. Здесь \mathbf{j} — плотность электрического тока проводимости, \mathbf{E} — напряженность электрического поля. При заданной магнитной индукции \mathbf{B} эти величины находятся с использованием обобщенного закона Ома

$$\mathbf{j} + \mu_e(\mathbf{j} \times \mathbf{B}) = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}), \quad (1)$$

где μ_e — электронная подвижность, σ — электропроводность, \mathbf{V} — скорость газа. В рассматриваемых условиях вектор напряженности электрического поля лежит в плоскости (X, Y) . В расчетах учитывается только y -составляющая этого вектора, что соответствует течению в плоском МГД канале со сплошными электродами. Эта составляющая напряженности электрического поля вычисляется с помощью коэффициента нагрузки k по формуле

$$E_y = -k(\mathbf{V} \times \mathbf{B})_y. \quad (2)$$

При указанных выше предположениях уравнения баланса массы, импульса и энергии в безразмерных переменных принимают вид:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho u^2 + p)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} + S \frac{1}{1 + \beta^2} (1 - k)u = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v^2 + p)}{\partial y} + S \frac{\beta}{1 + \beta^2} (1 - k)u = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial[(\rho e + p)u]}{\partial x} + \frac{\partial[(\rho e + p)v]}{\partial y} + S \frac{k(1 - k)}{1 + \beta^2} u^2 = 0. \quad (6)$$

Здесь ρ , p , e — плотность, давление и полная удельная энергия газа; u , v — составляющие скорости по осям x , y . Взаимодействие потока с магнитным полем характеризуется параметром Холла $\beta = \mu_e B$ и числом Стюарта $S = \sigma B^2 L / \rho_0 V_0$, где L — характерный линейный размер течения; ρ_0 , V_0 — масштабные значения плотности и скорости газа.

Предполагается, что проекция скорости газа на ось x во всей расчетной области превосходит скорость звука, так что система уравнений

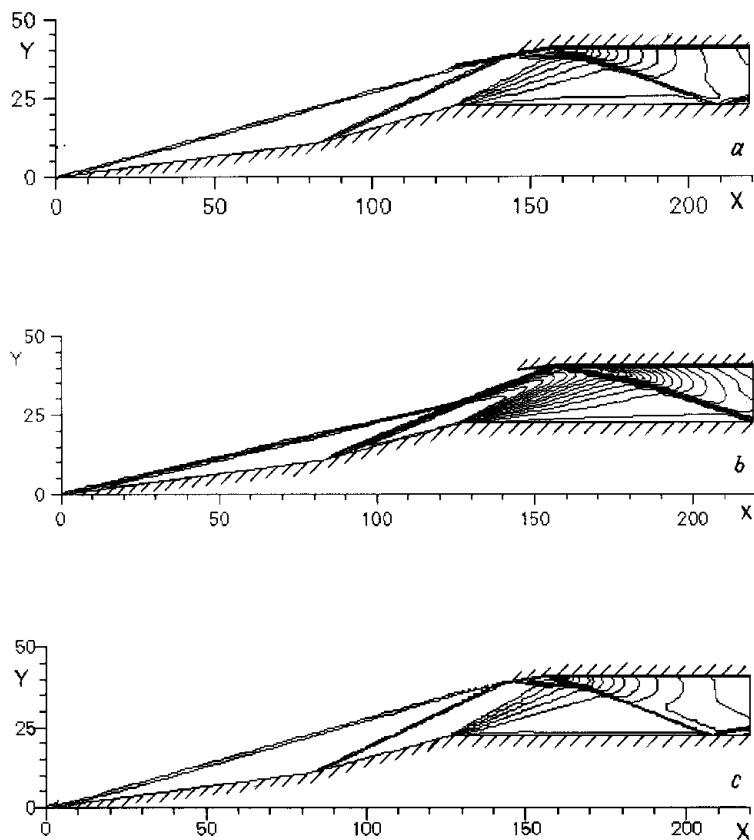


Рис. 1. Изолинии плотности: $M = 6, B = 0$ (a); $M = 8, B = 0$ (b); $M = 8, B \neq 0$ (c).

(3)–(6) является x -гиперболической. В качестве начальных условий при $x = 0$ задаются параметры набегающего потока, который считается параллельным оси x . На стенках канала используется условие непротекания. Численное решение задачи находится с помощью явной маршевой схемы сквозного счета [2].

2. На рис. 1 показаны изолинии поля плотности, демонстрирующие структуру газодинамического поля исследуемого течения, которое со-

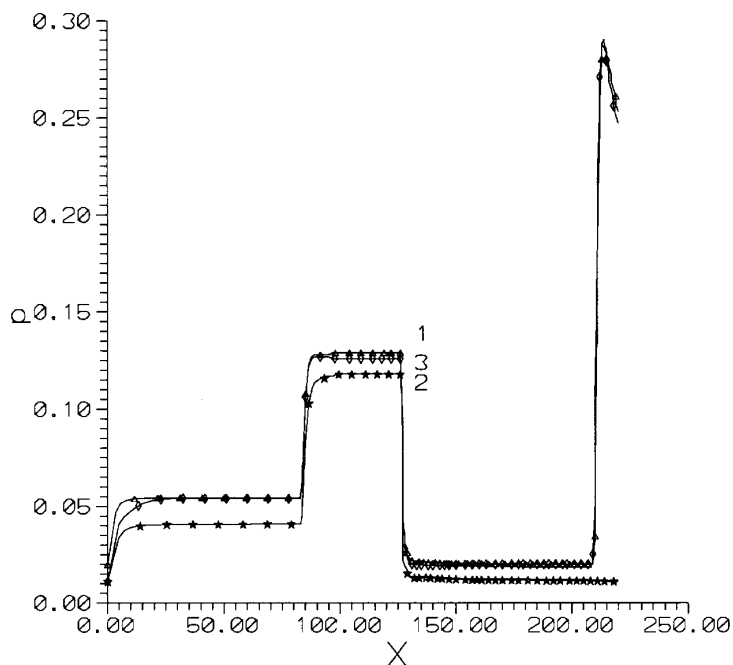


Рис. 2. Распределение давления по нижней стенке канала $M = 6, B = 0$ (1); $M = 8, B = 0$ (2); $M = 8, B \neq 0$ (3).

держит скачки уплотнения и волны разрежения, возникающие в точках излома контура воздухозаборника и взаимодействующие со стенками канала и друг с другом. На рис. 1, *a, b* приведены результаты для течений при отсутствии магнитного поля. Рис. 1, *a* соответствует расчетному режиму работы воздухозаборника при числе Маха набегающего потока $M = 6$. В этом случае скачки уплотнения, возникающие в точках излома контура нижней стенки, сходятся в передней кромке обечайки. На рис. 1, *b* представлены результаты для течения с нерасчетным значением числа Маха $M = 8$. Рис. 1, *c* соответствует течению с числом Маха $M = 8$ при наличии внешнего магнитного поля. В последнем случае число Стюарта принималось постоянным $S = 0.005$ при $0 < x < 12$, убывающим линейно до нуля при $12 < x < 22$ и равным

нулю при $x \geq 22$; параметр Холла $\beta = 0.1$, коэффициент нагрузки $k = 0.5$. Представленные результаты демонстрируют возможность восстановления ударно-волновой структуры, соответствующей расчетному режиму работы воздухозаборника, с помощью внешнего магнитного поля. На рис. 2 показаны распределения давления по нижней стенке воздухозаборника для условий, соответствующих рис. 1, *a-c*. Давление отнесено к полному давлению в набегающем потоке.

Авторы благодарны Н.И. Акатнову за полезное обсуждение работы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 99-01-00596).

Список литературы

- [1] Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. М.: Мир, 1976.
- [2] Родионов А.В. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1989. Т. 27. № 12. С. 1853–1860.