

03;04;12

Влияние МГД взаимодействия на входные скачки уплотнения в сверхзвуковом диффузоре с полным внутренним поджатием

© С.В. Бобашев, Р.В. Васильева, Е.А. Дьяконова,
А.В. Ерофеев, Т.А. Лапушкина, В.Г. Масленников,
С.А. Поняев, В.А. Сахаров, Д. Ван Ви

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия
Университет Джона Гопкинса, Лаурел, Мэриленд, США

Поступило в Редакцию 14 сентября 2000 г.

Исследуется изменение ударно-волновой конфигурации, образующейся на входе в сверхзвуковой диффузор в потоке плазмы чистого инертного газа при взаимодействии с внешним магнитным полем. На основе ударной трубы была создана экспериментальная установка, включающая в себя плоское сопло и модель сверхзвукового диффузора. Эксперимент проводился в криптоне, число Маха ударной волны в ударной трубе 7.8, число Маха на выходе из сопла 4.2. Для визуализации газодинамических разрывов и степени изменения их структуры при изменении величины магнитной индукции использовались шпирен-метод и покадровая съемка собственного свечения процесса. Выявлены три области МГД взаимодействия, приводящие к изменению ударно-волновой конфигурации потока.

В последнее время активно изучается взаимодействие сверхзвукового потока слабо ионизованного газа с магнитным полем. Целью этих исследований является определение возможности использования явления магнитогазодинамического (МГД) воздействия при разработке летательных аппаратов нового поколения [1,2].

В работе исследуется влияние магнитного поля на косые скачки уплотнения, образующиеся при входе в сверхзвуковой диффузор с полным внутренним поджатием потока низкотемпературной плазмы инертных газов. Параллельно с экспериментом в этом же направлении развиваются теоретические исследования [3,4], с результатами которых сравниваются данные эксперимента.

Использование в качестве рабочего вещества инертного газа обусловлено возможностью применения предыонизатора в начале газодинамического тракта. В инертных газах за счет относительно медленного процесса трехчастичной рекомбинации [5] начально созданная ударно-волновая ионизация частично сохраняется во всем канале, причем величина ее может оказаться достаточной для заметного МГД взаимодействия. Очевидно, что для практики наибольший интерес представляют эксперименты, где рабочим веществом является воздух. Однако в воздухе процесс распада начальной ионизации происходит на порядки быстрее, чем в инертных газах, поскольку осуществляется механизм диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов [6], образовавшихся вследствие ионизации воздуха. Вторым и весьма эффективным механизмом гибели электронов в воздушной плазме является прилипание электронов к молекулам кислорода. Поэтому воздух требуется ионизовать непрерывно во всем объеме МГД канала, что в настоящее время встречает большие технологические трудности.

Модельный эксперимент в инертных газах позволяет выявить особенности МГД взаимодействия, которые определяются основными критериями подобия: числом Маха потока, параметром Стюарта и параметром Холла.

Экспериментальная установка, используемая в работе, состоит из ударной трубы, где создаются высокие параметры торможения и высокая степень ионизации ускоряющего сопла, отделенного от ударной трубы тонкой диафрагмой, и модели диффузора. На рис. 1 представлена МГД установка, состоящая из ускоряющего сопла и диффузора с полным внутренним поджатием потока, снабженного системой электродов. Сопло и диффузор помещены в вакуумную камеру, соединенную с демпферным объемом. Импульсное магнитное поле величиной до 1.5 Т создается разрядом батареи конденсаторов через катушки Гельмгольца. Более детально экспериментальная установка описана в [7,8].

Эксперимент проводился в Кг при числе Маха фронта ударной волны в ударной трубе, равном 7.8, и начальном давлении газа в камере низкого давления 20 Торг. Параметры торможения в ударной трубе были рассчитаны в приближении полного термодинамического равновесия и приводятся с индексом "5". Температура газа $T_5 = 9800$ К, степень ионизации $\alpha_5 = 0.025$, проводимость плазмы $\sigma_5 = 3200$ S/m, плотность газа $\rho_5 = 1.08$ kg/m³, концентрация $n_5 = 7.75 \cdot 10^{24}$ m⁻³. Распределение параметров потока в сопле рассчитывалось в приближении

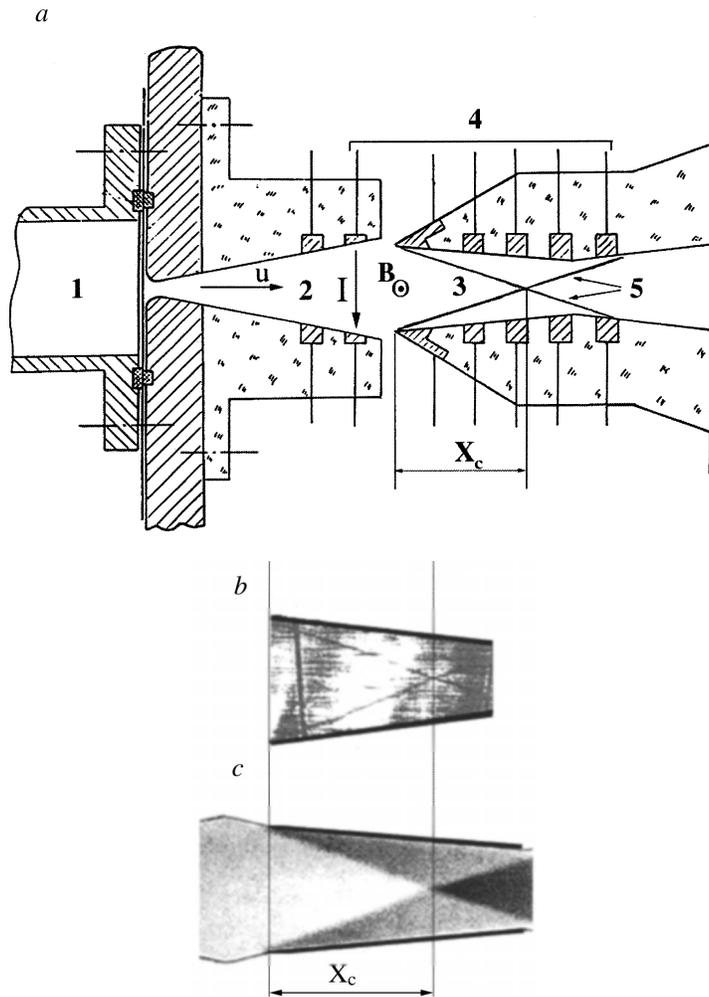


Рис. 1. Схема течения в МГД установке: *a* — основные элементы МГД установки: 1 — ударная труба, 2 — ускоряющее сопло, 3 — диффузор, 4 — электроды, подключенные к нагрузкам, 5 — ударные волны; *b* — шлирен-фотография; *c* — расчетное поле плотностей.

двухтемпературной плазмы с неравновесной ионизацией. На выходе из сопла и перед входом в диффузор параметры плазмы имеют следующие значения: температура газа $T_0 = 1550$ К, скорость потока $u_0 = 2.1 \cdot 10^3$ м/с, $\sigma_0 = 580$ С/м, $\rho_0 = 0.0645$ кг/м³, $n_0 = 4.6 \cdot 10^{23}$ м⁻³. Число Маха потока на выходе из сопла составляет величину $M_0 = 4.2$.

Визуализация течения осуществлялась двумя методами. Первый метод заключался в использовании шпирен-системы. В качестве источника света использовался рубиновый лазер ОГМ-20. При этом за время истечения можно было получить одну шпирен-картину со временем экспозиции 30 нс. Второй метод основан на регистрации собственного свечения плазмы, обусловленного рекомбинационным континуумом, которое в основном зависит от квадрата концентрации электронов. На газодинамических разрывах концентрация электронов изменяется во столько же раз, во сколько раз изменяется концентрация атомов. Поэтому области сильных градиентов свечения по своему положению близки к градиентам плотности, что подтверждает сравнение газодинамических структур, полученных шпирен-методом и регистрацией свечения газа. Временные изменения газодинамических структур были прослежены с помощью высокоскоростной кинокамеры, которая за время протекания процесса позволяла получить 130 кадров с экспозицией около 1.5 мкс. Эксперименты показали, что в отсутствие магнитного поля ($B = 0$) нестационарная стадия истечения из сопла длится примерно 100 мкс, а квазистационарная стадия составляет около 400 мкс.

МГД канал работает в режиме фарадеевского канала с секционированными электродами. В эксперименте снимались вольт-амперные характеристики. Результаты экспериментов показали, что в магнитоиндуцированном электрическом поле величина приэлектродного падения потенциала сравнима с индуцированной ЭДС, поэтому токи, текущие через плазму, оказались на порядки ниже ожидаемых значений. Чтобы компенсировать приэлектродное падение потенциала и обеспечить величину тока, достаточную для заметного МГД взаимодействия, к электродам прикладывалось внешнее электрическое поле V_{LC} , сформированное с помощью длинной линии. В этом случае закон Ома имеет вид $V_{LC} + uBh = IR_{in} + IR_L$, где B — магнитная индукция, h — расстояние между электродами, I — сила тока, R_{in} — внутреннее сопротивление генератора, R_L — сопротивление нагрузки. Измерения показали, что плотность тока, обусловленная суммарным воздействием внешней и магнитоиндуцированной ЭДС, составляет примерно 40 А/см².

Таким образом, картина течения формируется под влиянием двух воздействий: магнитного поля и подведенного извне тепла. Оба этих фактора действуют в одном направлении: тормозят сверхзвуковой поток и ускоряют дозвуковой. Оценки показывают, что в условиях данного эксперимента доминирует действие пондеромоторной силы.

На рис. 1, *a* показаны геометрия диффузора и схема расположения входных скачков. Основные геометрические характеристики отдельных узлов имеют следующие значения: угол раствора ускоряющего сопла — 22° , длина сверхзвуковой части сопла 81 mm, размеры выходного сечения 37×38 mm, размеры входного сечения диффузора 32×38 mm, угол наклона боковых стенок диффузора к горизонтальной плоскости -5.5° . На рис. 1, *a* показаны также два наклонных пересекающихся скачка уплотнения, которые образуются, когда поток газа при $M_0 = 4$ движется через диффузор.

Визуализированные с помощью шпирен-метода при $B = 0$ косые скачки уплотнения представлены на рис. 1, *b*. На рис. 1, *c* помещено рассчитанное [3] для этих же условий распределение плотности газа. В качестве характерного параметра принимается расстояние X_c от начала диффузора до точки пересечения скачков. По мере роста магнитного поля и с возрастанием МГД взаимодействия картина течения изменяется. Использование шпирен-метода и скоростная фотография свечения плазмы позволили установить и измерить характерные изменения во входной конфигурации скачков по мере увеличения приложенного магнитного поля. Сначала, при относительно слабых полях существует квазистационарная стадия МГД взаимодействия, при этом при увеличении магнитного поля точка пересечения скачков приближается ко входу в МГД канал. Затем, по мере увеличения магнитной индукции, характер течения меняется; оно становится нестационарным, точка пересечения скачков изменяет свое положение со временем. При дальнейшем увеличении магнитного поля в начале диффузора в центральной области течения образуется прямой скачок МГД торможения, который двумя ножками опирается на стенки канала; его положение в диффузоре со временем изменится мало. Характерным параметром в этом случае является расстояние от скачка до начала диффузора X_{sh} .

На рис. 2 показано положение точки пересечения входных скачков X_c и положение скачка МГД торможения X_{sh} при различных значениях магнитной индукции. В зависимости от того, как изменяется входная конфигурация скачков, можно выделить три типа МГД взаимодействия:

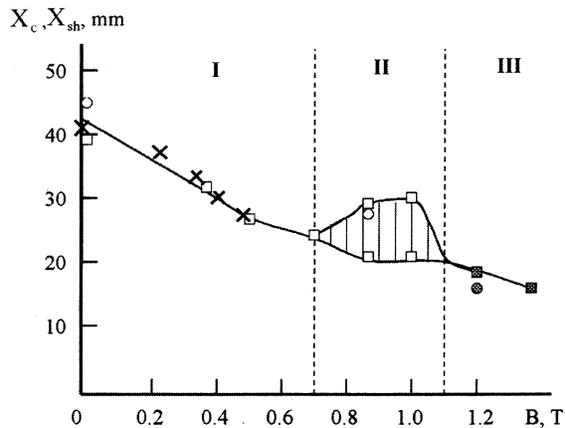


Рис. 2. Зависимость положения точки пересечения косых скачков X_c и скачка МГД торможения X_{sh} от величины магнитной индукции. Кружки — шпирен-метод, квадраты — собственное свечение, крестики — расчетные данные. Светлые точки соответствуют X_c , темные — X_{sh} . Заштрихованная область показывает диапазон изменения X_c со временем. *I* — зона слабого МГД взаимодействия; *II* — зона переходного неустойчивого взаимодействия; *III* — зона сильного МГД взаимодействия.

слабое, переходное неустойчивое и сильное. Слабое МГД взаимодействие, которое при заданном газодинамическом режиме находится в диапазоне $0 < B < 0.7$ Т, характеризуется устойчивой картиной течения: с ростом поля увеличивается угол наклона косых скачков, точка их пересечения приближается ко входу в канал, за входными скачками видна система отраженных косых скачков. Течение во всей области диффузора остается сверхзвуковым.

При переходном неустойчивом типе МГД взаимодействия ($0.7 < B < 1.1$ Т) точка пересечения скачков меняет свое положение со временем как в направлении потока, так и в поперечном направлении. Положение X_c , как видно из рис. 2, может со временем измениться на 20%, причем изменения X_c происходят за время порядка $10 \mu s$. За входными скачками течение имеет сложную, меняющуюся со временем структуру. Вероятно, наблюдаемая неустойчивость течения связана

с образованием локальных дозвуковых зон. Осредненная по времени величина X_c с увеличением магнитной индукции уменьшается, точка пересечения скачков продолжает приближение ко входу в диффузор.

Сильное МГД взаимодействие ($B > 1.1$ Т) характеризуется коренной перестройкой течения с образованием в начале диффузора прямого скачка МГД торможения, которое переводит сверхзвуковое течение в диффузоре в дозвуковое. Положение скачка торможения X_{sh} при увеличении магнитной индукции перемещается ко входу в диффузор. Можно прогнозировать, что при дальнейшем увеличении магнитного поля скачок МГД торможения выйдет из диффузора и будет двигаться в сопле навстречу потоку.

Таким образом, в работе продемонстрировано влияние МГД торможения на ударно-волновые конфигурации в сверхзвуковом диффузоре, а также установлено три типа МГД взаимодействия: слабое, переходное неустойчивое и сильное.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект N-98-01-01121a.

Список литературы

- [1] *Gurijanov E.P., Harada P.T.* // AIAA Paper 96-4609. 7th Aerospace Planes and Hypersonic Technology Conference. Norfolk, VA, 1996.
- [2] *Brichkin D.I., Kuranov A.L., Sheikin E.G.* // AIAA-98-1642, 8th International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference. April 27-30, 1998. Norfolk, VA.
- [3] *Golovachev Yu.P., Sushchikh S.Yu.* // Technical Physics. 2000. V. 45. N 2. P. 168-173.
- [4] *Golovachev Yu.P., Sushchikh S.Yu., David Van Wie.* // AIAA Paper. 2000. N 2000-2666.
- [5] *Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т.* Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 376 с.
- [6] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [7] *Bobashev S.V., D'yakonova E.A., Erofeev A.V., Lapushkina T.A., Sakharov V.A., Vasil'eva R.V., David M.Van Wie.* Proceeding of International Conference on MHD Power Generation and High Temperature Technologies 1999. Beijing PRC, October 12-15, 1999. P. 581-588.
- [8] *Bobashev S.V., D'yakonova E.A., Erofeev A.V., Lapushkina T.A., Maslennikov V.G., Poniaev S.A., Sakharov V.A., Vasil'eva R.V., David M. Van Wie* // AIAA Paper 2000. N 2000-2647.