

03;04;12

Воздействие электрического и магнитного полей на конфигурацию входных скачков в диффузоре

© Т.А. Лапушкина,¹ С.В. Бобашев,¹ Р.В. Васильева,¹ А.В. Ерофеев,¹ С.А. Поняев,¹
В.А. Сахаров,¹ Д. Ван Ви²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Университет Джона Гопкинса, Лаурел, Мэриленд, США
e-mail: tanuysha@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 20 сентября 2001 г.)

Рассматривается возможность изменения под воздействием внешних электрического и магнитного полей ударно-волновой конфигурации, возникающей на входе в сверхзвуковой диффузор при течении ксеноновой плазмы. Сравниваются картины течения при взаимодействии потока плазмы с внешними полями во всем диффузоре и в различных его частях, полученные при помощи шлирен-метода при двух способах организации фотосъемки, в одиночном режиме и режиме временной развертки. При этом уделяется особое внимание процессу образования прямого скачка торможения при сильном МГД взаимодействии во всем объеме диффузора. Сопоставляются основные факторы, изменяющие скорость потока плазмы в диффузоре во внешних полях, а именно пондеромоторная сила и джоулев нагрев газа в электрическом поле, тормозящие сверхзвуковой поток, и отвод тепла во внешнюю цепь, действующий в обратном направлении. Показывается, что наиболее эффективными оказываются внешние воздействия, приложенные в начальной части диффузора, а поток в той части диффузора, где наблюдается большое количество диссипативных структур, обладает некоторой инертностью по отношению к внешним воздействиям. Делается предположение, что мерой этой инертности может служить энергия, затраченная на образование скачков при взаимодействии потока со стенками диффузора.

Постановка задачи

Настоящая работа является продолжением цикла работ [1,2], инициированных программой АЯКС [3,4] и направленных на изучение внешних воздействий на ударно-волновые конфигурации, возникающие в диффузоре с полным внутренним сжатием потока. Основная часть диффузора представляет собой линейно сужающийся канал, образованный между двумя клиньями. Ударно-волновая конфигурация состоит из двух присоединенных скачков, взаимодействующих друг с другом в диффузоре. Внешнее электрическое поле направлено таким образом, что усиливает магнитоиндуцированный ток. Течение формируется как в результате собственно МГД взаимодействия, так и в результате нагрева газа во внешнем электрическом поле. Оба этих фактора действуют в одном направлении, т.е. тормозят сверхзвуковой поток и ускоряют дозвуковой. Эксперимент проводился при условиях, когда действие этих двух факторов сравнимо.

Основная задача данной работы — проследить динамику изменения ударно-волновой конфигурации под действием внешних полей и выявить, какие процессы и какая часть диффузора наиболее ответственны за изменение картины течения. Для этой цели сравниваются картины течения при взаимодействии во всем объеме диффузора и в отдельных его частях при наложении только электрического поля и при совместном действии электрического и магнитного полей. Для решения этой задачи были выбраны условия, при которых течение в диффузоре во внешних полях относится к сильному типу

взаимодействия, а в отдельных его частях — к слабому. Сильный тип взаимодействия, по произведенной авторами классификации [2], характеризуется тем, что в диффузоре возникает прямой скачок МГД торможения. Динамика образования этого скачка представляет собой самостоятельную научную задачу, которую также мы рассматриваем в данной работе.

Организация эксперимента

Схема экспериментальной установки приведена в [1,2]. Она представляет собой рабочую вакуумную камеру, совмещенную с ударной трубой. В свою очередь рабочая камера включает в себя сверхзвуковое сопло, разгоняющее поток плазмы до $M_0 = 4.3$ и диффузор с системой электродов, замкнутых фарадеевским способом. Импульсное магнитное поле величиной до 1.5 Т создавалось с помощью катушек Гельмгольца, диаметром 30 см. Пробка ударно сжатого газа тормозится перед рабочей камерой о торец трубы, нагревается до температуры торможения, затем через щель поступает в сопло, а затем в диффузор. В качестве рабочего тела использовалась ксеноновая плазма. Начальное давление ксенона в камере низкого давления ударной трубы 20 Torr, число Маха падающей ударной волны $M = 8.3$. Расчетные параметры на входе в диффузор: плотность газа $\rho_0 = 0.0985 \text{ kg/m}^3$, $n_0 = 4.5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$; скорость потока $u_0 = 1.6 \cdot 10^3 \text{ m/s}$; проводимость плазмы $\sigma_0 = 800 \text{ S/m}$; время истечения $t_A = 350 \text{ }\mu\text{s}$; вязкое

число Рейнольдса $Re = (\rho_0 u_0 l) / \mu_0 = 10^6$, где l — длина диффузора; начальное значение параметра Стюарта $St_0 = (\sigma B^2) / (\rho_0 u_0) = 5 \text{ м}^{-1}$ при $B = 1 \text{ Т}$.

В качестве метода, фиксирующего состояние ударно-волновой конфигурации, был использован шлирен-метод при двух способах организации съемки. Первый способ, описанный в [5], позволяет получить картину течения с высокой степенью разрешения в однократном режиме в определенный момент времени от начала истечения. В качестве осветителя использовался рубиновый лазер ОГМ-20. Время экспозиции 30 ns. Второй способ позволяет фиксировать изменение структуры ударно-волновой конфигурации в течение всего процесса. Для его организации изменяются освещающая и регистрирующая части шлирен-установки. В качестве осветителя используется источник Подмошенского, имеющий стационарное свечение высокой интенсивности в течение 500 μs . Регистрирующей частью является высокоскоростная камера ВСК-5, позволяющая делать до 130 кадров процесса со скважностью между кадрами от 25 до 4 μs . Для совмещения камеры со шлирен-установкой была модифицирована входная часть камеры. При этом преследовались две цели: достижение полного заполнения кадра светом от источника и точная фокусировка исследуемого объекта в плоскости фиксирующей фотопленки.

Для последующего сравнения на рис. 1 приведены шлирен-картина течения в диффузоре, полученная в однократном режиме в отсутствие внешних полей (а), и схема образующихся разрывов (b). Здесь хорошо различимы входные скачки уплотнения *a* и точка их взаимодействия друг с другом, которая находится на расстоянии $X_c = (44 \pm 1.5) \text{ мм}$ от входа в диффузор. Это характеристическое расстояние мы в дальнейшем будем использовать для сравнения степени воздействия на структуру потока внешних полей. Результатом отражения присоединенных скачков друг от друга являются скачки *b*. Следует отметить, что пристеночный слой в данном случае виден слабо и нанесен на поясняющей схеме условно. Наблюдаемые на фотографии дополнительные неоднородности *l* образуются на неровностях стенок диффузора.

Особенностью этой установки является необходимость создания между электродами разницы потенциалов при помощи внешнего источника электрической энергии для достижения требуемых для МГД взаимодействия значений плотности тока. Замыканию собственного тока препятствует большое приэлектродное падение напряжения за счет широких пристеночных слоев. Подача внешнего напряжения осуществляется разрядом длинных линий в цепь, состоящую из плазменного промежутка между парой электродов и сопротивления нагрузки 0.1 Ω .

На подключенные пары электродов подавались одинаковые напряжения по 110 В. Закон Ома для цепи, включающей в себя плазменный промежуток между двумя электродами, сопротивление нагрузки, а также

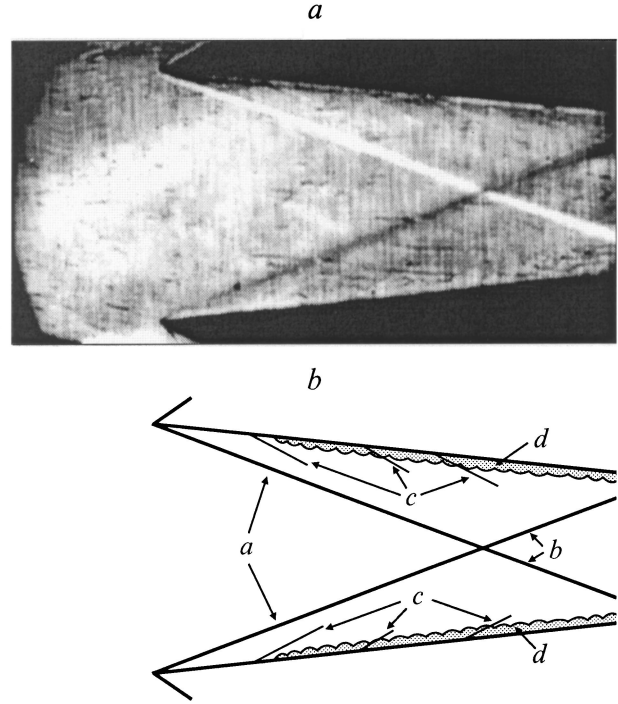


Рис. 1. Шлирен-картина течения и схема газодинамических неоднородностей в отсутствие внешних полей.

МГД генератор, электродвижущая сила которого определяется как $\varepsilon = uBh$, и источник внешнего напряжения V , выглядит следующим образом:

$$V + uBh = I(R_{\text{eff}} + R_L). \quad (1)$$

Здесь V — напряжение на электродах; u — скорость потока; B — магнитная индукция; h — расстояние между электродами; I — ток; R_{eff} — эффективное внутреннее сопротивление плазмы, включающее в себя сопротивление ядра потока и сопротивление пристеночных слоев; R_L — сопротивление нагрузки.

Были выделены 3 области взаимодействия с внешними полями (рис. 2), характеризующиеся тем, что только в выделенных областях протекал ток. Это обеспечивалось подключением внешнего напряжения только к тем электродам, которые находятся в этой области. Как видно из рис. 2, при подключении *I* напряжение подается на все пары электродов в диффузоре с 3-й по 7-ю. Взаимодействие происходит во всем объеме диффузора. Длина зоны взаимодействия составляет примерно 90 мм. Подключение *II* — из области взаимодействия исключается входная часть диффузора, напряжение подается на 4–7-ю пары электродов, длина зоны взаимодействия при этом около 70 мм. Подключение *III* — напряжение подается на 3-ю пару электродов, таким образом, взаимодействие происходит только в начальной части диффузора. Длина зоны взаимодействия примерно 20 мм.

На рис. 3 представлены распределения вдоль по каналу плотности тока, соответствующие трем типам подключения внешнего напряжения, в отсутствие внешнего

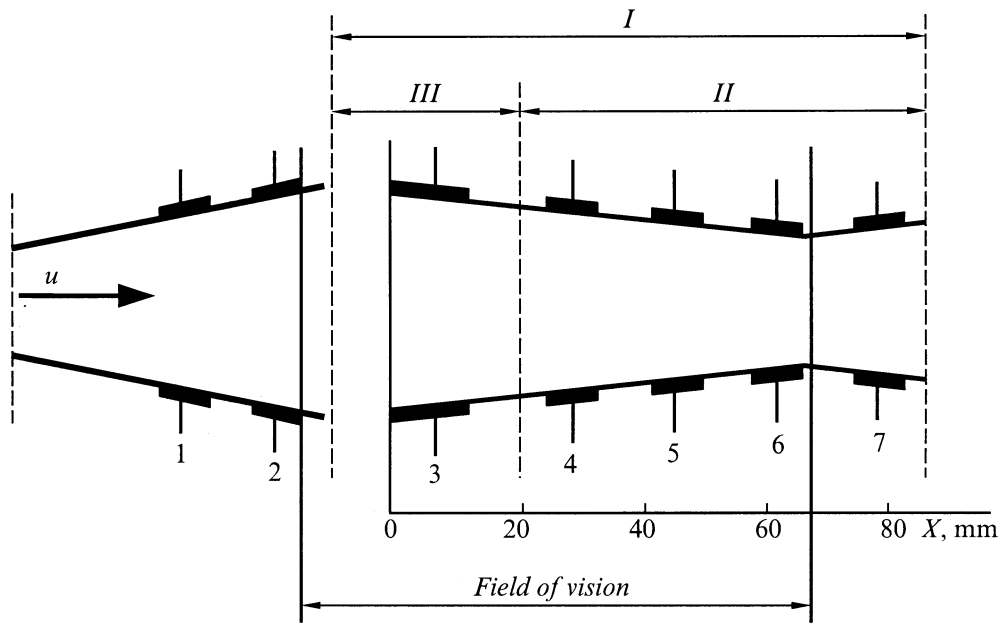


Рис. 2. Схема канала с отмеченными зонами взаимодействия при трех способах подключения внешнего электрического поля. $B = 0$ (\blacktriangle), 1.3 T (\bullet).

магнитного поля и при МГД взаимодействии. Плотности тока определялась отношением измеренной величины силы тока к площади электрода и межэлектродного промежутка. Нуль на оси абсцисс соответствует началу диффузора. Для подключений I и II значения средней плотности тока отмечены на середине электродов, при III подключении плотность тока на графике нанесена по всей ширине электрода. Как видно из графиков, при наложении магнитоиндуцированной ЭДС вопреки ожиданию плотность тока не увеличилась. Это, по всей вероятности, происходит как вследствие влияния эффекта Холла из-за неидеального секционирования электродов, так и вследствие увеличения пристеночного слоя при МГД взаимодействии. По вольт-амперным характеристикам были оценены значения R_{eff} . При $B = 0$ $R_{\text{eff}} \approx 0.15 \Omega$, при $B = 1.3 \text{ T}$ $R_{\text{eff}} = 0.2-0.4 \Omega$. Соответственно коэффициент нагрузки $k = R_L / (R_L + R_{\text{eff}})$ меняется в пределах 0.2–0.4.

Сравнительные оценки воздействия магнитного и электрического полей на параметры потока

Элементарные воздействия на поток складываются из силового и энергетического. Основное силовое воздействие на поток оказывает пондеромоторная сила $F = jB$. Мощность работы пондеромоторной силы определяется как: $N_1 = juB$.

Энергетическое воздействие имеет два аспекта. Во-первых, оно заключается в отводе энергии, генерируемой при МГД взаимодействии во внешнюю цепь.

Мощность этой энергии $N_2 = kjuB$. Во-вторых, к потоку подводится тепло от внешнего источника электрического поля, мощность которого определяется как $N_3 = (1 - k)jV/h$. Работа пондеромоторной силы и подвод тепла тормозят сверхзвуковой поток, отвод тепла приводит к ускорению потока. Для оценки сравнительного действия этих факторов на параметры потока воспользуемся видом системы уравнений, описывающей МГД взаимодействие, как оно представлено в [6]. Выражение для изменения числа Маха потока вдоль по каналу имеет вид

$$(M^2 - 1) \frac{d \ln M^2}{dx} = - [2 + (\gamma - 1)M^2] \left[\frac{d \ln(\rho u)}{dx} - \frac{\gamma}{a^2} \frac{jBu}{\rho u} \right] - \frac{(\gamma - 1)(1 + \gamma M^2)}{a^2} \left[k \frac{j u B}{\rho u} + (1 - k) \frac{jV}{h \rho u} \right]. \quad (2)$$

Этому уравнению можно придать вид, типичный для закона обращения воздействий,

$$(M^2 - 1) \frac{dM^2}{dx} = \sum_k r_k N_k, \quad (3)$$

где N_k — обозначение вида воздействия; r_k — присущий данному виду коэффициент; сюда входят уже перечисленные виды воздействий N_1, N_2, N_3 , к ним добавилось геометрическое воздействие $N_4 = (d \ln(\rho u))/dx$.

Воспользовавшись этим уравнением, можно сравнить воздействие на поток внешних факторов. Так, можно определить, при каком соотношении внешнего и магнитоиндуцированного электрических полей будет доминировать торможение потока вследствие нагрева газа или

вследствие действия пондеромоторной силы. Условия равенства действия этих двух факторов имеет вид

$$N_1 r_1 = N_3 r_3 \quad \text{или} \quad \frac{uBh}{V} = \frac{(\gamma - 1)(1 + \gamma M^2)(1 - k)}{\gamma [2 + (\gamma - 1)M^2]} \quad (4)$$

Выделим случай $k = 0$. При больших числах Маха потока ($M > 5$) $(uBh)/V \approx 1$. Это означает, что при $(uBh)/V > 1$ в торможении потока доминирует действие пондеромоторной силы, а при $(uBh)/V < 1$ — действие джоулева нагрева во внешнем электрическом поле. При уменьшении числа Маха относительная роль пондеромоторной силы возрастает, так при $M = 1$ она доминирует при $(uBh)/V > 0.4$, при дальнейшем уменьшении числа M роль пондеромоторной силы продолжает возрастать. При увеличении коэффициента нагрузки, как видно из (2), относительная роль пондеромоторной силы возрастает, так что при $k \rightarrow 1$ торможение потока обуславливается в основном МГД взаимодействием потока.

На рис. 4 приведено расчетное изменение числа Маха потока вдоль оси газодинамического тракта под действием магнитного и электрического полей. Длина зоны взаимодействия занимает часть диффузора от начала до точки встречи присоединенных скачков. Расчетные

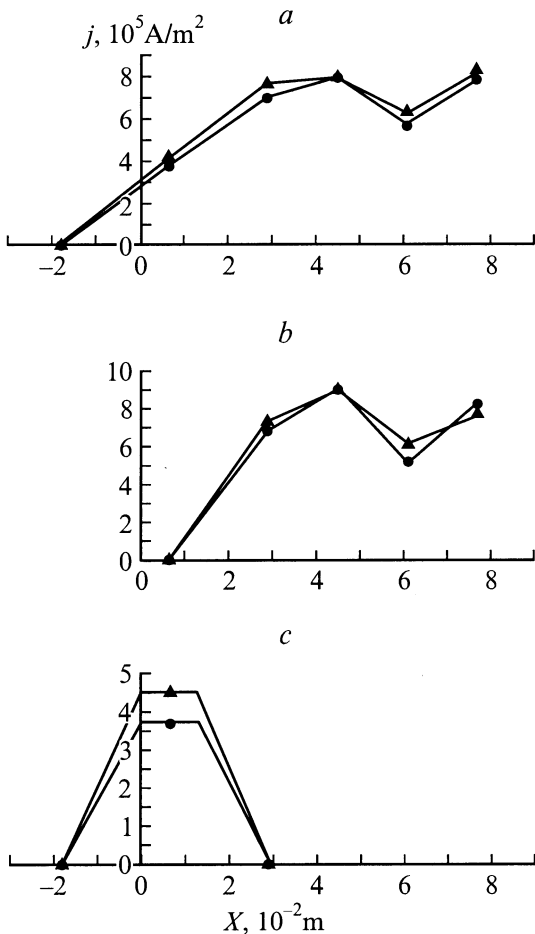


Рис. 3. Распределение плотности тока вдоль по каналу: а — подключение I, б — подключение II, с — подключение III.

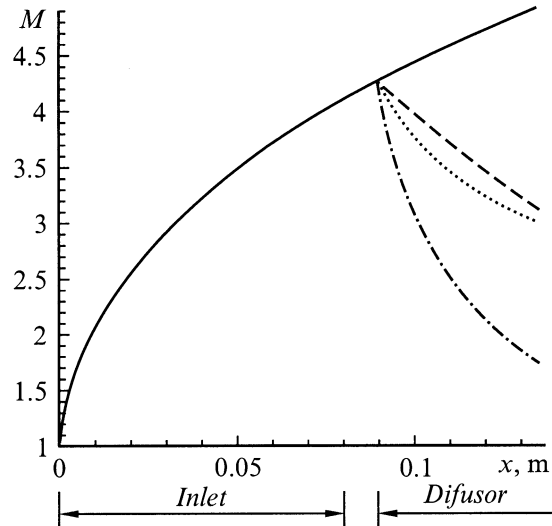


Рис. 4. Изменение числа Маха потока вдоль оси газодинамического тракта под действием магнитного и электрического полей. $B = 0$ (сплошная кривая, пунктир); 1.3 Т (штриховая, штрихпунктир); $V = 0$ (сплошная и штриховая кривые); 110 В (пунктир, штрихпунктир).

данные получены путем решения системы уравнений, описывающей изменение скорости потока, параметров состояния, числа Маха и закона Ома [6] для условий, близких к условиям данного эксперимента. При расчете полагалось $X = 0$ — критическое сечение, $T_{cr} = 7700 \text{ K}$, $\rho_{cr} = 2.2 \text{ kg/m}^3$, $a_{cr} = 940 \text{ m/s}$. В качестве значений проводимости в зоне взаимодействия использовались значения эффективной проводимости, полученные в эксперименте, $\sigma_{eff} = 150 \text{ S/m}$. Коэффициент нагрузки $k = 0.3$.

Из рис. 4 видно, что электрическое и магнитное поля, действуя изолированно, оказывают заметное влияние на поток, уменьшая числа Маха примерно на 25%. Совместное действие внешних полей, как видно из расчетных данных, приводит к сильному уменьшению числа Маха потока на длине зоны взаимодействия. Это может вызвать, как это показано в [7], образование скачка МГД торможения, переводящего сверхзвуковое течение в дозвуковое. Однако изменение параметров вдоль оси диффузора далеко не характеризует течение в диффузоре в целом. Ответ на вопрос, как изменяется картина течения во внешних полях, должны дать результаты эксперимента.

Взаимодействие с внешними полями во всем объеме диффузора. Подключение I

На рис. 5 представлены картины течения в диффузоре, полученные шлирен-методом в однократном режиме и графическая расшифровка ударно-волновых структур. Рис. 5.1, а и б показывают структуру течения, возникшую под действием только электрического поля. Здесь хоро-

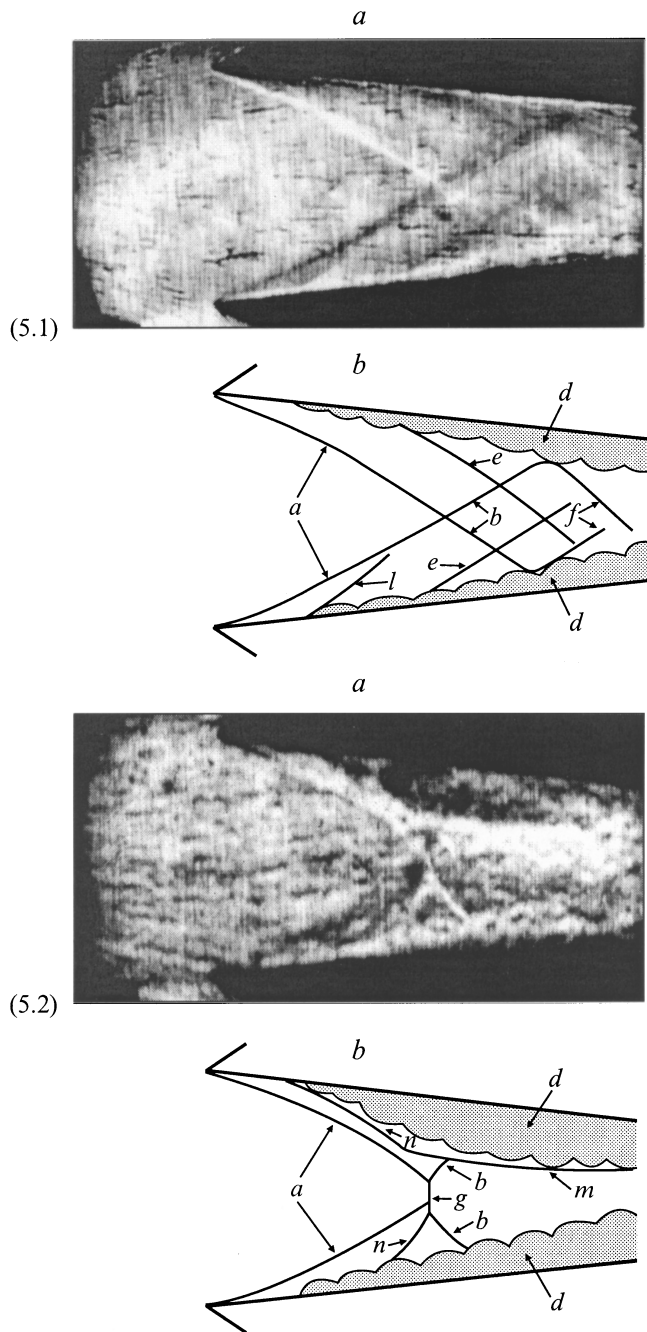


Рис. 5. Подключение I . Шлирен-картина (а) и схема течения (b). $B = 0$ (5.1), 1.3 T (5.2).

шо видны присоединенные скачки a , скачки b , образующиеся при отражении присоединенных скачков друг от друга, и скачки f , возникшие при отражении скачков b от стенки или пристеночного слоя d . Пристеночный слой хорошо различим на шлирен-грамме. Видно, что толщина его вдоль по диффузору увеличивается и при протекании тока пристеночный слой стал значительно больше, чем в отсутствие тока (рис. 1). На пограничном слое садится скачок уплотнения 1 который хорошо виден на нижней стенке. Газодинамический разрыв e мы идентифицируем как контактный разрыв, который образуется

в области за присоединенными скачками вследствие того, что в диффузор поступает расширяющийся поток, так что через различные участки присоединенного скачка проходит газ различной плотности, с различными значениями числа Маха потока и под различными углами. Все это приводит к образованию сильного градиента плотности, которое можно видеть на расчетном поле плотностей, приведенном в [8]. Возможно, при взаимодействии потока с электрическим полем этот градиент усиливается и становится контактным разрывом e . По сравнению с картиной течения в отсутствие полей (рис. 1) основное отличие картины течения во внешнем электрическом поле заключается в том, что в последнем случае увеличился угол наклона присоединенных скачков, точка пересечения скачков X_c переместилась ближе ко входу в диффузор, $X_c = (37 \pm 1.5)$ мм, и точки отражения скачков от стенок также находятся ближе ко входу. Таким образом, можно говорить, что качественно картина течения, сформированная вследствие действия на поток электрического поля, подобна картине, возникающей при слабом МГД взаимодействии, как она описана при численном моделировании процесса [8] и в эксперименте [2].

На рис. 5.2, a показана шлирен-картина течения в фиксированный момент времени, а на рис. 5.2, b — схема основных наблюдаемых газодинамических неоднородностей, которая возникла в диффузоре в результате совместного действия электрического и магнитного полей. Видно, что картина течения существенно изменилась. Прежде всего обращает на себя внимание сильное развитие пристеночного слоя, особенно у верхней стенки, на которой расположены катоды. Главное, принципиальное изменение претерпела конфигурация входных скачков. На месте пересекающихся косых скачков мы видим тройную конфигурацию, состоящую из прямого скачка в ядре потока g и двух косых скачков a и b . Между ними можно выделить еще разрывы n , однако определить, являются ли они контактным разрывом e или это скачки уплотнения, севшие на пристеночном слое, представляется весьма затруднительным. Пока мы также не смогли идентифицировать разрыв m , который просматривается у верхней стенки. Характеризуя течение в целом, можно утверждать, что это типичный случай сильного взаимодействия, когда в ядре потока образовался прямой скачок МГД торможения, однако картина течения очень осложнена влиянием сильно развитого пристеночного слоя.

Для того чтобы представить динамику формирования скачка МГД торможения на рис. 6 приведены выборочные кинокадры шлирен-картин, полученные с помощью скоростной кинокамеры. Время экспозиции составило $2 \mu s$, скважность между соседними кадрами $5.7 \mu s$. Кадры 2, 6, 13 показывают процесс входа потока в диффузор. На кадре 22 виден уже сформировавшийся пристеночный слой и второй скачок у верхней стенки, который, вероятно, образовался на пристеночном слое. Далее, последующие кадры показывают, что все наблюдаемые изменения в потоке происходят с присоединенными

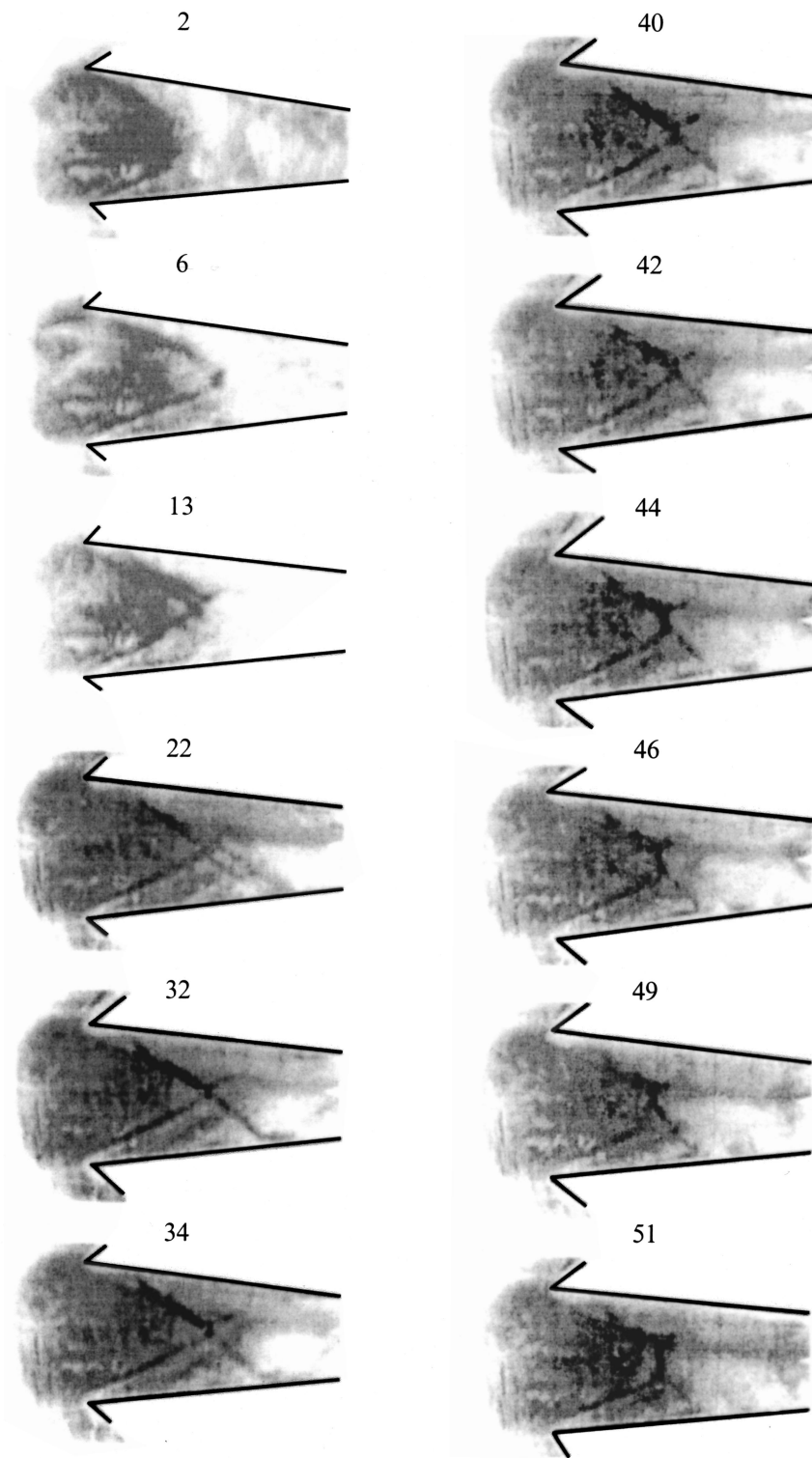


Рис. 6. Подключение I. Покадровая развертка шлирен-картины течения. Цифры — номера кадров.

скачками уплотнения. Схематично эта трансформация показана рис. 7. В какой-то момент времени t_1 происходит регулярное отражение присоединенных скачков друг от друга. Затем со временем картина меняется, и в момент времени t_2 оказывается, что нижний скачок стал заметно вогнутым, о форме верхнего скачка трудно

говорить, так как она искажена сильным пристеночным слоем. Однако, несмотря на эту вогнутость, которая приближает косой скачок к прямому, отражение остается регулярным. С течением времени в момент t_3 регулярное отражение скачков a друг от друга сменяется маховским отражением. Образуется волна Маха — g , к которой

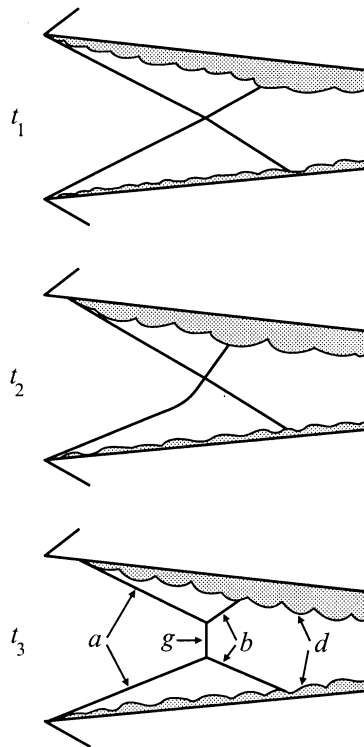


Рис. 7. Схема формирования скачка МГД торможения.

примыкает отраженный скачок — b . Таким образом, возникла тройная конфигурация, которая демонстрировалась на рис. 5.2, b . Следует отметить, что такой путь формирования течения нельзя было предвидеть заранее, так как можно было ожидать, что наиболее сильное повышение давления происходит к концу зоны взаимодействия, затем из волн сжатия формируется ударная волна, которая движется навстречу потоку и меняет входную ударно-волновую конфигурацию. Эксперимент обнаружил совсем другой способ образования скачка МГД торможения.

Взаимодействие в различных частях диффузора. Подключение II

Чтобы попытаться разобраться, как эффективнее воздействовать на ударно-волновую конфигурацию, рассмотрим ее изменения при замыкании тока в разных областях диффузора. Рис. 8 демонстрирует структуру течения при подключении II. Внешнее электрическое поле подается на все электроды, кроме первого. Полученная при наложении только электрического поля шлирен-картина течения приведена на рис. 8.1, a . Схема наблюдаемых разрывов представлена на рис. 8.1, b . Видно, что углы наклона присоединенных скачков мало изменились по сравнению с рис. 1, расстояние X_c практически не изменилось. Это говорит о том, что протекающий в этом случае в плазме ток слабо влияет на присоединенные скачки a , образующиеся на входе в диффузор. Несколько изменилось положение скачков b , угол их наклона увеличился таким образом, что стали видны отраженные от

пристеночного слоя скачки f . Влияние тока сказывается на заметном росте пристеночного слоя, причем его рост начинается в области первого для этого подключения электрода.

Наложение дополнительно внешнего магнитного поля (рис. 8.2, a, b) также не приводит к заметному смещению присоединенных скачков, видно лишь их небольшое искривление и более четко прорисовывается контактный разрыв e . Кроме этого, вблизи еще более увеличившегося пристеночного слоя наблюдается газодинамический разрыв m .

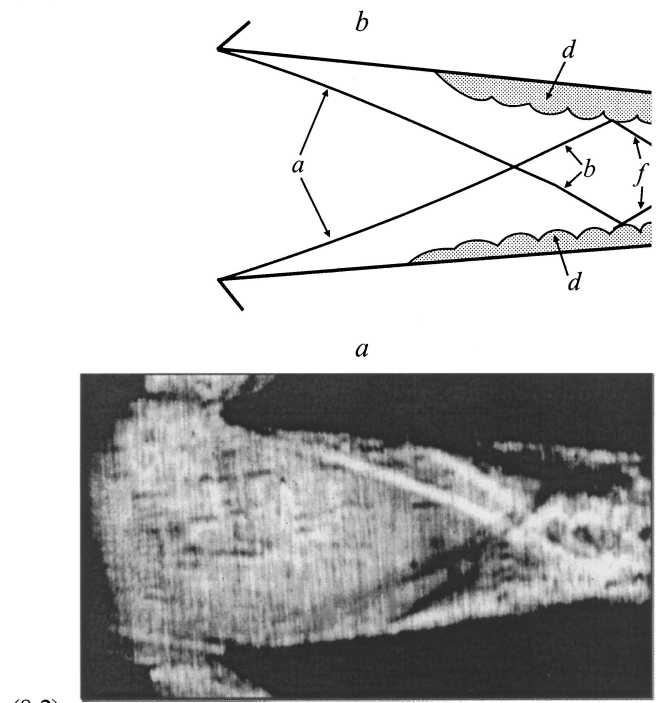
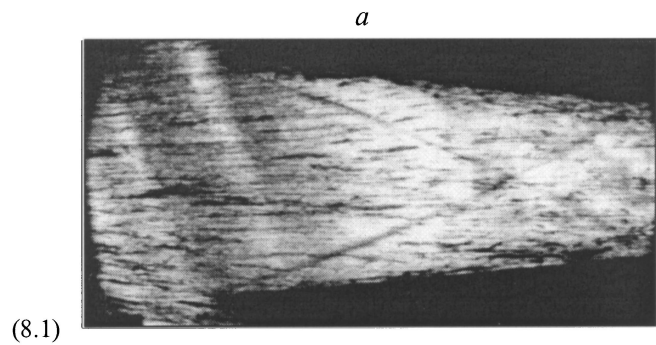


Рис. 8. Подключение II. Шлирен-картина (a) и схема течения (b). $B = 0$ (8.1), 1.3 Т (8.2).

Подключение III

В случае, когда внешнее электрическое поле подается лишь на первую пару электродов, находящуюся на носиках диффузора (подключение III), возникает ударно-волновая конфигурация, показанная на рис. 9. Уже при замыкании тока без магнитного поля (рис. 9.1, *a, b*) наблюдается явное изменение углов наклона скачков, точка их взаимодействия приближается ко входу в диффузор, $X_c = (36 \pm 1.5)$ mm, а также заметно увеличение пристеночного слоя, начиная от самого входа в диффузор. При МГД взаимодействии (рис. 9.2, *a, b*) нет дополнительного изменения X_c , но присоединенные скачки становятся несколько вогнутыми и хорошо видны широкие пристеночные слои, причем верхний слой заметно больше нижнего. Хорошо различим контактный разрыв *e*.

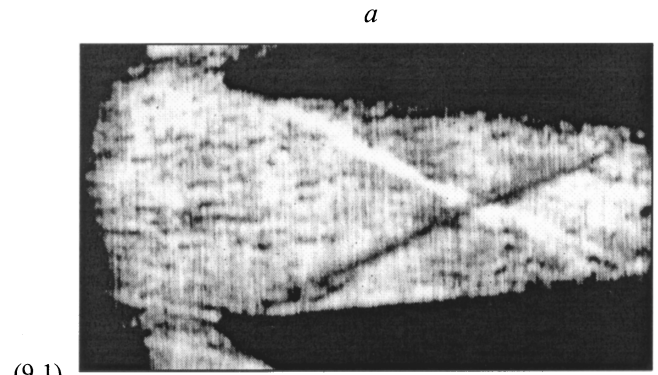
Намного больше деталей в газодинамических структурах было выявлено в эксперименте, который проводился при условиях, когда плотность газа была в два раза выше. Его результат приведен на рис. 10, *a, b*. Видно, что при совместном действии электрического и магнитного полей изменение формы присоединенных скачков сопровождается возникновением дополнительных возмущений, примыкающих к присоединенным скачкам.

Обсуждение результатов

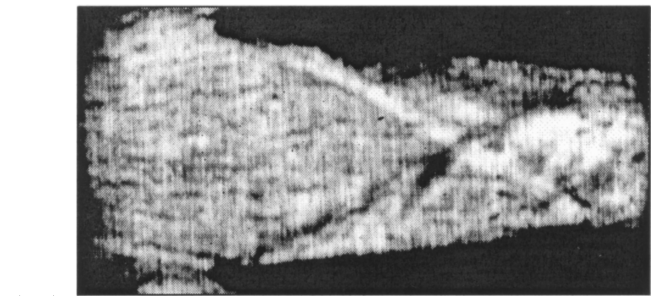
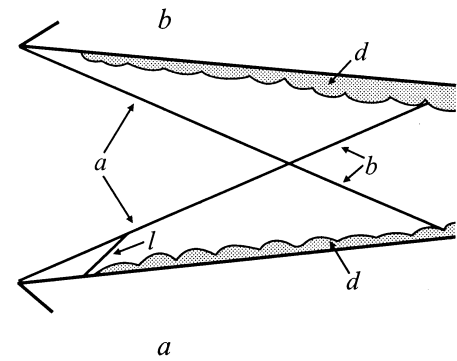
Экспериментальные данные показывают, что, несмотря на более протяженную область взаимодействия, подключение II слабее влияет на ударно-волновую конфигурацию в диффузоре, чем подключение III. Рассмотрим все факторы, влияющие на поток при наложении внешних полей. Это позволит выбрать наиболее эффективную область диффузора для локального воздействия на входные скачки.

Чтобы сравнить количественно энергетические затраты, идущие на изменение параметров потока при двух способах подключения вторым и третьем, оценим работу пондеромоторной силы и энергию нагрева газа во внешнем электрическом поле. Съем энергии, согласно оценкам, играет меньшую роль, поэтому здесь не рассматривается. На длине L работа пондеромоторной силы равна $A = jBL$, она определяется из экспериментальных данных. Мерой ее воздействия на поток служит параметр Стюарта $St = jBL / \langle \rho u^2 \rangle$, определенный как отношение работы пондеромоторной силы к средней удвоенной кинетической энергии потока в объеме диффузора на длине L при $V = 0$ и $B = 0$. Оценив кинетическую энергию из расчетных данных, получим значение параметра Стюарта при II подключении $St_{II} = 0.3$, при III — $St_{III} = 0.04$. Видно, что значение St_{II} почти на порядок больше St_{III} , что указывает на более сильное МГД взаимодействие во второй части канала.

Вклад нагрева плазмы в электрическом поле в торможение потока при двух подключениях можно сравнить,



(9.1)



(9.2)

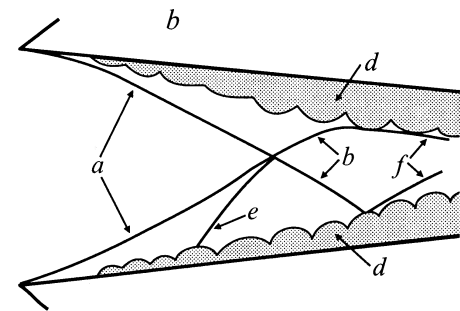


Рис. 9. Подключение III. Шлирен-картина (*a*) и схема течения (*b*). $B = 0$ (9.1), 1.3 T (9.2).

оценив отношение джоулева нагрева

$$Q_c = (1 - k) \frac{jLV}{uh}$$

к средней энтальпии потока $H = \langle \rho(u^2 + C_p T) \rangle$ за время $\Delta t = L/u$, а именно, сравнив $P = Q_c/H$. Используя расчетные данные для скорости и температуры набегающего потока, получим следующие параметры P для двух областей взаимодействия $P_{II} = 0.6$, $P_{III} = 0.07$.

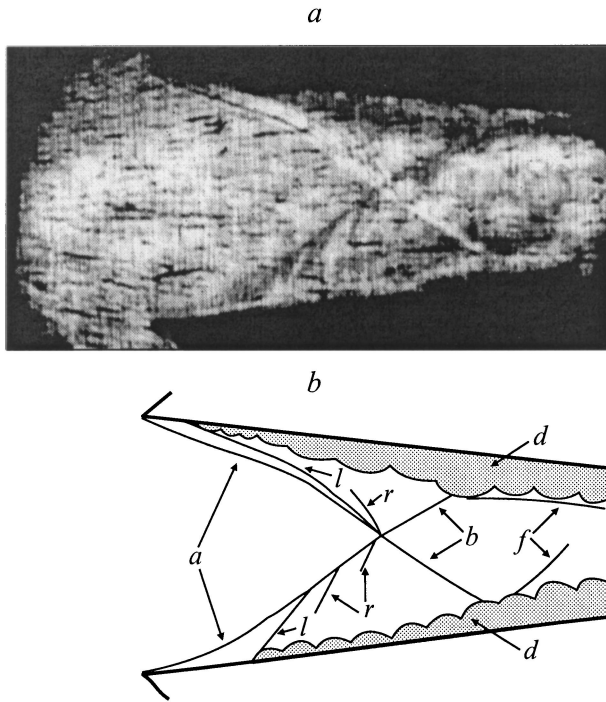


Рис. 10. Шлирен-картина течения и схема газодинамических разрывов при наложении электрического и магнитного полей для режима с $\rho_0 = 0.196 \text{ g/m}^3$.

Видно, что и джоулев нагрев должен сильнее влиять на поток при II способе подачи тока на электроды. Однако сравнение поля течения в областях II и III (рис. 8, 9) показывает, что в области II, несмотря на то, что прикладывается более интенсивное воздействие, изменение в положении системы скачков менее значительно, чем в области III, где более слабое воздействие существенно изменило наклон и форму присоединенных скачков. Таким образом, внешнее воздействие более эффективно влияет на присоединенные скачки, если оно приложено в начале диффузора.

В этой связи следует обратить внимание на структурное различие течений в областях II и III. В область III попадает только первая половина присоединенных скачков, основная же часть объема занята непрерывным течением. В то время как область II более плотно заполнена диссипативными структурами, в ней продолжают присоединенные скачки уплотнения, здесь происходит их отражение друг от друга, отраженные скачки почти полностью находятся в этой области. И, как показал эксперимент, в области II система скачков оказывается более инерционной по отношению к внешним воздействиям, так как, чтобы изменить структуру течения со скачками, надо на поток оказать более сильное воздействие, чем в случае непрерывного течения. Естественно связать наблюдаемую инерционность скачков с энергией, которая была затрачена на их образование при взаимодействии потока со стенками диффузора. Количество необратимого тепла Q , подведенное к скачку, определяется скачком

энтропии S

$$Q = \int T dS = \langle T \rangle \Delta S,$$

$$\Delta S = S_2 - S_1 = C_v \ln \frac{p_2 \rho_1^\gamma}{p_1 \rho_2^\gamma}, \quad (5)$$

где индекс 2 относится к параметрам за скачком, индекс 1 — перед скачком.

Количественно эта энергия примерно на два порядка меньше, чем полная энтальпия потока. Возникает вопрос, не может ли отношение этой энергии всех находящихся в зоне взаимодействия скачков к энергии воздействия внешних полей служить мерой инертности скачков при стремлении изменить их положение с помощью внешних факторов.

Заключение

Можно выделить следующие основные результаты работы. Выявлено сильное влияние пристеночного слоя на картину течения в диффузоре. Обнаружено, что при сильном взаимодействии скачок МГД торможения образуется в результате перехода от регулярного отражения присоединенных скачков к маховскому отражению. Установлено, что для эффективного управления присоединенными скачками внешние воздействия следует прикладывать к входной части диффузора. Продемонстрировано, что течение со скачками обладает некоторой инерционностью по отношению к внешним воздействиям. Высказано предположение, что это может быть связано с энергией, диссипированной в скачках при их образовании в результате взаимодействия потока со стенками диффузора.

Авторы выражают благодарность Б.Г. Жукову за полезные консультации.

Работа выполнена при финансовой поддержке МНТЦ.

Список литературы

- [1] *Бобашев С.В., Васильева Р.В., Дьяконова Е.А.* и др. // ПЖТФ. 2001. Т. 27. № 2. С. 63–69.
- [2] *Bobashev S.V., D'yakonova E.A., Erofeev A.V.* et al. The 2nd Workshop On Magneto-Plasma-Aerodynamics In Aerospace Applications, IVTAN. Moscow, 2000. P. 64–68.
- [3] *Фрайштадт В.Л., Куранов А.Л., Шейкин Е.Г.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 11. С. 43–47.
- [4] *Gurijanov E.P., Harada P.T.* // AIAA Paper. N 96-4609. 7th Aerospace Planes and Hipersonic Technology Conf. Norfolk, VA, 1996.
- [5] *Bobashev S.V., D'yakonova E.A., Erofeev A.V.* et al. // AIAA Paper. N 2000-2647. 2000.
- [6] *Вулис Л.А., Генкин А.Л., Фоменко В.А.* Теория и расчет магнитогазодинамического течения в каналах. М., Атомиздат, 1971. 384 с.
- [7] *Васильева Р.В., Ерофеев А.В.* и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 2. С. 251–263.
- [8] *Golovachev Yu.P., Kurakin Yu.A., Schmidt A.A., Van Wie D.M.* // AIAA Paper. N 2001-2883. 2001.