

03

Структура гиперзвукового потока воздуха у плоской поверхности при различной интенсивности магнитогазодинамического взаимодействия

© В.П. Фомичев, М.А. Ядренкин[†]

Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск
[†] E-mail: yadrenkin@itam.nsc.ru

Поступило в Редакцию 27 декабря 2016 г.

Выполнена систематизация эффектов, наблюдаемых в экспериментальных работах по исследованию магнитогазодинамического взаимодействия у поверхности пластины в высокоскоростном потоке газа. По величине параметра гидромагнитного взаимодействия выделены уровни интенсивности воздействия на ударно-волновую структуру течения.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.23.45273.16648

Развитие сверх- и гиперзвуковых летательных аппаратов военного и гражданского назначения связано с решением задач управления высокоскоростными газовыми течениями. Предполагаемые условия реализации высокоскоростных полетов являются благоприятными для проявления различных плазменных эффектов, что обуславливает перспективность использования методов магнитоплазменной аэродинамики. Например, реализация магнитогазодинамического (МГД) взаимодействия перед спускаемым аппаратом позволяет увеличить его торможение в верхних слоях атмосферы, где простое аэродинамическое торможение малоэффективно, и уменьшить тепловой поток к телу [1]. Торможение электропроводного газа в магнитном поле может генерировать скачки уплотнения в однородных потоках перед затупленным телом [2]. Реализация МГД-взаимодействия на конической головной части цилиндрической модели при скорости потока около 2000 м/с и числе Маха $M = 4$ позволяет влиять на структуру течения газа вблизи модели и уменьшать тепловую нагрузку к ее поверхности [3]. Использование

магнитного поля, связанного с телом, позволяет изменять параметры движения тела в разреженной плазме [4]. Систематизация наблюдаемых МГД-эффектов в экспериментальных и численных исследованиях вызывает несомненный интерес как для фундаментальной науки, так и при решении ряда прикладных задач. В настоящей работе авторы выполнили обобщение эффектов, выявленных в экспериментах, по величине силового МГД-воздействия на поток у поверхности пластины в высокоскоростном потоке воздуха [5–7].

Экспериментальные исследования МГД-взаимодействия при обтекании модели пластины высокоскоростными газовыми потоками были проведены на МГД-стенде, созданном на базе ударной трубы с электродуговым подогревом толкающего газа в камере высокого давления [8]. Стенд позволяет моделировать высокоскоростные потоки газа с числами Маха $M = 6–10$ в однородном поперечном магнитном поле ($B = 0–2.5$ Т) с возможностью ввода различных ионизирующих устройств. Параметры потока воздуха соответствовали движению тела на высоте 26–30 км. Число Маха потока $M = 6–7$, скорость потока около 2000 м/с, статическое давление около 1–15 Торг, плотность газа 0.003–0.02 кг/м³, температура 210–270 К. В рассмотренных далее экспериментах для локальной ионизации потока у поверхности модели применялся импульсный или высокочастотный (ВЧ) разряд частотой 1 МГц. В обоих случаях источник питания работал в режиме генератора тока, что позволяло поддерживать ток на уровне 120 А в импульсном разряде и амплитуду тока 8 А в случае ВЧ-разряда. При увеличении магнитной индукции наблюдалось незначительное снижение величины тока разряда, в то время как напряжение на электродах менялось по причине изменения сопротивления разрядного промежутка в магнитном поле. Принципиальное отличие в способе ионизации заключается в наличии или отсутствии дополнительной силовой составляющей, обусловленной протеканием тока ионизации в магнитном поле. В случае импульсного разряда происходит силовое воздействие на разрядную область, что приводит к ее движению вверх по потоку. В случае использования ВЧ-разряда в силу переменного значения напряжения на электродах происходит лишь локализация плазмы в районе электродов за счет индуцируемого в потоке и магнитном поле МГД-тока. В работах [5,6] был экспериментально продемонстрирован эффект расширения зоны взаимодействия модели

пластины с набегающим потоком воздуха при $M = 6$ вследствие торможения ионизованной области газа в магнитном поле. Ионизация газа осуществлялась с помощью импульсного электрического разряда длительностью $120 \mu\text{s}$ между электродами, установленными по краям модели пластины площадью $50 \times 50 \text{ mm}$. С увеличением индукции магнитного поля происходит изменение ударно-волновой структуры потока: от незначительного изменения угла наклона и кривизны присоединенного скачка уплотнения, генерируемого острой передней кромкой, до его трансформации в отошедший головной скачок. Ток разряда был направлен поперек потока и магнитного поля так, что сила Ампера была направлена навстречу потоку. На рис. 1 показана модель пластины (вид поперек потока и магнитного поля), а также изменение гиперзвукового потока воздуха около пластины при изменении магнитного поля.

На фотографиях видно, что при отсутствии магнитного поля электрический разряд увлекается вниз по потоку, присоединенный скачок уплотнения не претерпевает никаких изменений (рис. 1, *a*). Однако во внешнем магнитном поле результирующая сила Ампера, действующая на проводящую область потока, направлена навстречу набегающему потоку, и проводящая область газа начнет двигаться в направлении передней кромки модели (рис. 1, *b–f*). Локализация области разряда между электродами происходит при относительно небольших магнитных полях $\sim 0.1 \text{ T}$. Образование зоны повышенного давления и температуры в результате торможения потока, приводит к увеличению угла наклона скачка, присоединенного к передней кромке модели (рис. 1, *c*). Дальнейшее увеличение магнитного поля до 0.24 T приводит к большему продвижению области МГД-взаимодействия к передней кромке модели. Увеличивается угол наклона скачка, скачок становится изогнутым (рис. 1, *d*). При значениях магнитной индукции 0.34 T область разряда образует обширную область заторможенного потока в непосредственной близости от передней кромки модели. Угол скачка становится равным 90° , однако он формируется около передней кромки модели (рис. 1, *e*). При величине магнитной индукции 0.8 T область МГД-взаимодействия выходит за пределы модели и на ней формируется головной скачок уплотнения перед моделью (рис. 1, *f*). За счет этого сечение взаимодействия модели с набегающим потоком газа становится больше, что приводит к росту лобового сопротивления системы модель–плазма. Следует отметить, что при использовании импульсного разряда поток не только ионизуется, но и подвергается воздействию

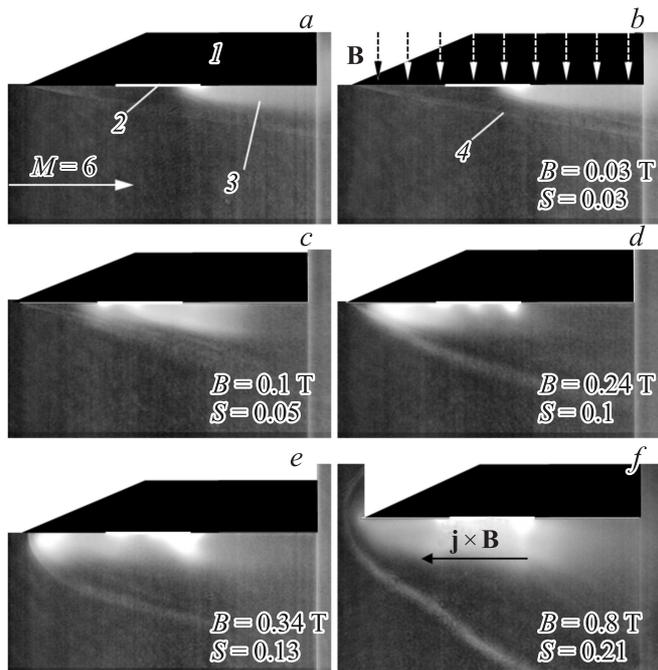


Рис. 1. Воздействие импульсного разряда на ударно-волновую структуру потока в магнитном поле. 1 — модель, 2 — электроды, 3 — разряд, 4 — присоединенный скачок.

силы Ампера, направленной против потока, что приводит к изменению характера течения в зависимости от величины магнитного поля.

При ионизации потока с помощью ВЧ-разряда с частотой 1 МГц возникновение электромагнитной силы от ионизирующего тока в среднем не проявляется. В отсутствие магнитного поля ВЧ-разряд не вносит видимых изменений в ударно-волновую структуру течения вблизи модели (рис. 2, а). Но при движении проводящей области потока через магнитное поле происходит генерация электрического тока, который в магнитном поле приводит к возникновению объемной силы, направленной навстречу потоку. Происходит торможение

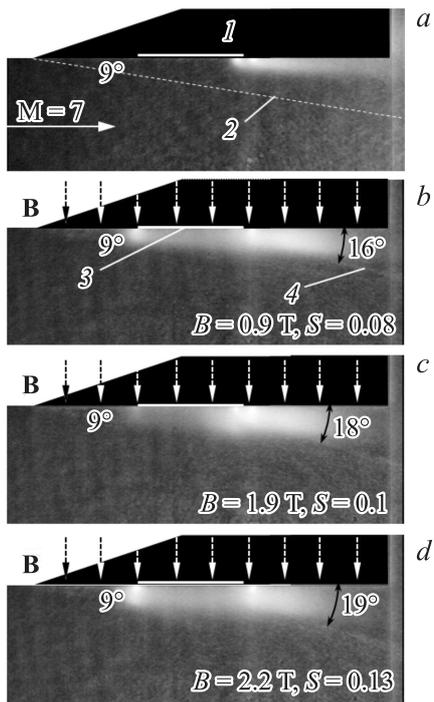


Рис. 2. Генерация висячего скачка в области МГД-взаимодействия при $M = 7$. ВЧ-разряд. 1 — модель, 2 — электроды, 3 — линия положения слабого присоединенного скачка, 4 — генерируемый скачок.

потока. Поскольку индуцированное электрическое поле определяется только скоростью потока и величиной магнитной индукции, значимые изменения в интенсивности МГД-взаимодействия при ВЧ-ионизации потока происходят при больших величинах магнитного поля, чем в случае ионизации импульсным разрядом. При значении магнитной индукции $B > 0.8$ Т происходит локализация разрядной области между электродами. МГД-взаимодействие приводит к торможению потока и возникновению висячего скачка уплотнения на области торможения (рис. 2, *b-d*) [7]. Угол наклона генерируемого скачка увеличивается с

ростом величины магнитной индукции (рис. 2, *c, d*). При этом наблюдается генерация скачка уплотнения в области МГД-взаимодействия, аналогичного скачку, возникающему при использовании импульса тока при сравнимой величине параметра S .

Представленные выше результаты экспериментальных исследований показали, что при использовании двух различных источников ионизации газа на поверхности модели и различных значений индукции внешнего магнитного поля возможно эффективное управление структурой высокоскоростного потока воздуха. С целью классификации наблюдаемых эффектов был проведен анализ результатов экспериментов. В магнитной гидродинамике отношение работы электромагнитных сил к работе сил набегающего потока обычно выражают числа Стюарта. В условиях эксперимента, когда для ионизации потока используется импульсный однонаправленный ток, форму записи параметра Стюарта целесообразно преобразовать к следующему виду:

$$S = \frac{IB}{\rho V^2 b},$$

где I — измеряемый полный ток разряда, b — толщина области взаимодействия в направлении магнитного поля и поперек потока. Зная газодинамические параметры набегающего потока, величину магнитной индукции и величину тока разряда, для нахождения параметра S необходимо определить величину толщины области взаимодействия b . Этот размер можно оценить по фотографиям области взаимодействия, при получении которых используется адаптивный визуализирующий транспарант. Данная методика позволяет одновременно фиксировать и ударно-волновую структуру потока шлирен-методом, и излучение газоразрядной плазмы. По излучению плазмы воздуха в области МГД-взаимодействия с помощью модели излучения с переменным коэффициентом черноты были определены параметр b и параметр Стюарта.

В случае использования ВЧ-разряда для ионизации потока параметр МГД-взаимодействия можно оценить по углу наклона всячего скачка уплотнения, образуемого в области взаимодействия вследствие перепада давления. В установившемся потоке перепад давления на скачке, образованном вследствие действия силы $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$, может быть записан как $\Delta p = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \Delta x$. Тогда число Стюарта можно представить в виде

$$S = \frac{\Delta p}{\rho V^2}.$$

На рис. 3 представлены экспериментальные данные, полученные с использованием импульсного и ВЧ-разряда: *a* — импульсный разряд без магнитного поля; *b* — импульсный разряд, $B = 0.05$ Т; *c* — ВЧ-разряд, $B = 0.9$ Т; *d* — импульсный разряд, $B = 0.1$ Т; *e* — импульсный разряд, $B = 0.15$ Т; *f* — импульсный разряд, $B = 0.34$ Т; *g* — импульсный разряд, $B = 0.6$ Т; *h* — импульсный разряд, $B = 0.8$ Т; *i* — импульсный разряд, $B = 1.85$ Т. Из рис. 3, *b* и *c* видно, что в зоне взаимодействия при различных способах ионизации потока возникает висячий скачок при сопоставимых значениях параметра S . Дальнейшая эволюция ударно-волновой структуры рассматривается исходя из характера взаимодействия. Импульсный разряд движется вверх по потоку и вначале влияет на угол наклона и форму присоединенного скачка. В случае ВЧ-разряда происходит изменение угла наклона висячего скачка, образованного на области взаимодействия, но физика процесса не позволяет ему двигаться вперед за границу области электродов, так как торможение происходит только за счет тока, индуцированного движением электропроводного газа в магнитном поле. Независимо от типа разряда, используемого для ионизации, рассмотренные эффекты можно условно разделить на три основных уровня магнитогазодинамического взаимодействия: слабое, умеренное и сильное. При слабом МГД-взаимодействии ($S < 0.05$) происходит незначительное воздействие на область ионизованного газа. Частичное торможение плазмы вблизи задней кромки электродов приводит к генерации висячего скачка уплотнения (рис. 3, *b, c*). При значениях $S \sim 0.05-0.15$ область ионизации локализуется вблизи электродов (рис. 3, *d-f*). Происходит локальное торможение набегающего потока, область взаимодействия расширяется и представляет собой зону повышенного давления и температуры с пониженным числом Маха. Область разряда в магнитном поле действует подобно отклоненному от поверхности аэродинамическому щитку, что приводит к генерации висячего скачка уплотнения (ВЧ-разряд). Наблюдается также увеличение угла наклона присоединенного скачка уплотнения, генерируемого острой передней кромкой модели, а также искривление присоединенного скачка за счет того, что область разряда в магнитном поле выдвигается ближе к передней кромке (импульсный разряд). Такие квазистационарные эффекты, возникающие вблизи области электродов, можно отнести к стадии умеренного МГД-взаимодействия. Дальнейшее увеличение значения индукции магнитного поля приводит к тому, что силы

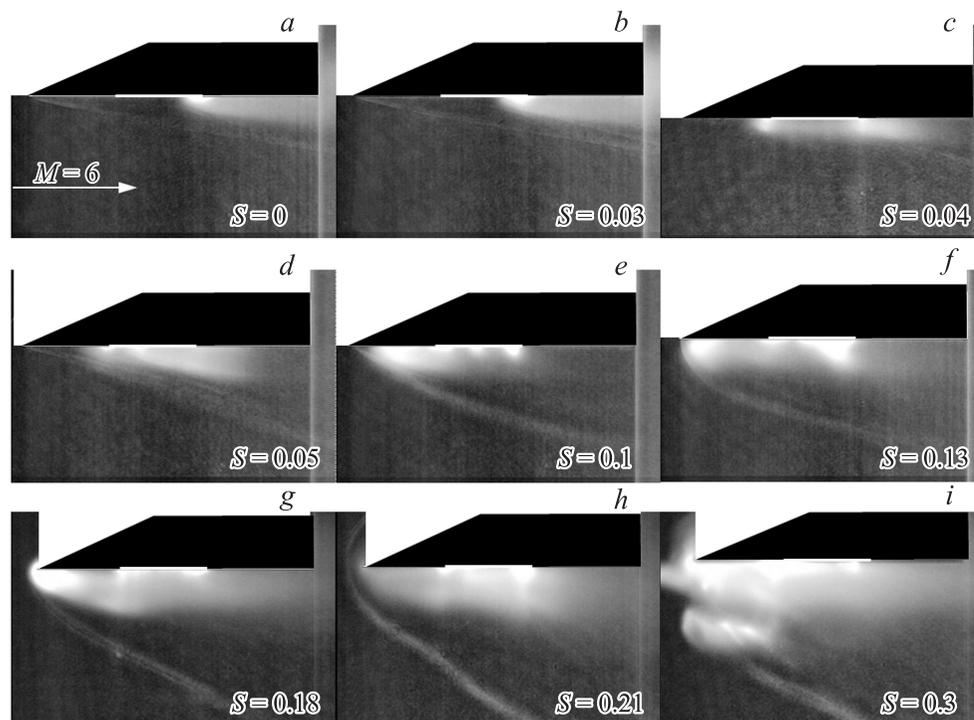


Рис. 3. Уровни интенсивности МГД-взаимодействия: *a–c* — слабый, *d–f* — умеренный, *g–i* — сильный.

электромагнитного взаимодействия начинают преобладать над газодинамическими силами набегающего потока. Область заторможенного ионизованного газа начинает двигаться вверх по потоку, возникает головной скачок уплотнения (рис. 3, $g-i$). Такая глобальная перестройка ударно-волновой структуры относится к сильному МГД-взаимодействию. При значениях $S > 0.3$ интенсификация МГД-взаимодействия приводит к сугубо нестационарным, трудно прогнозируемым процессам. Они выражаются в пульсациях положения головного скачка уплотнения, генерируемого областью МГД-взаимодействия, относительно модели [6]. Ударно-волновая структура представляет собой сложную неоднородную структуру (рис. 3, i).

Таким образом, на рис. 3 с ростом значения параметра гидромагнитного взаимодействия при увеличении магнитной индукции можно наблюдать процесс эволюции ударно-волновой структуры потока от стадии ее незначительных изменений до возникновения головного скачка уплотнения, сопровождаемого макромасштабными нестационарными процессами. Аналогичный процесс умеренного МГД-взаимодействия можно наблюдать при ионизации потока ВЧ-разрядом (рис. 2).

Работа выполнена при поддержке РНФ (№ 17-72-10249).

Список литературы

- [1] Битюрин В.А., Бочаров А.Н. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 9. С. 70–74.
- [2] Лапушкина Т.А., Ерофеев А.В., Поняев С.А. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 5. С. 28–34.
- [3] Бобашев С.В., Менде Н.П., Попов П.А., Сахаров В.С. // ЖТФ. 2010. Т. 80. В. 12. С. 51–56.
- [4] Шувалов В.А., Токмак Н.А., Письменный Н.И., Кочубей Г.С. // ПМТФ. 2016. № 1. С. 167–175.
- [5] Фомичев В.П., Ядренкин М.А. // ЖТФ. 2013. Т. 83. В. 1. С. 152–155.
- [6] Фомичев В.П., Ядренкин М.А. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 1. С. 28–32.
- [7] Фомичев В.П., Ядренкин М.А. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 1. С. 33–38.
- [8] Fomin V.M., Fomichev V.P., Golovnov I.A., Korotaeva T.A., Pozdnyakov G.A., Pravdin S.S., Shashkin A.P., Yakovlev V.I. // AIAA 2004-1193.