

03;04

Анализ факторов, влияющих на сверхзвуковое обтекание конического тела в условиях магнитогидродинамического взаимодействия

© Ю.П. Головачев, Г.А. Курбатов, А.С. Чернышев, А.А. Шмидт

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
E-mail: alexander.schmidt@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 14 марта 2006 г.

Проанализирован эффект джоулева тепловыделения при сверхзвуковом обтекании тела в условиях магнитогидродинамического (МГД) взаимодействия. В рассмотренной постановке задачи джоулево тепловыделение моделировалось с помощью заданного теплового потока на поверхности обтекаемого тела. Численные исследования показали, что для рассмотренной задачи внешнего течения джоулево тепловыделение является доминирующим фактором МГД-взаимодействия.

PACS: 47.40.Ki

Введение. В условиях обтекания тел плазмой во внешнем магнитном поле основными факторами, определяющими структуру течения, являются пондеромоторная сила и джоулево тепловыделение. В связи с большим интересом, который возник в последнее время к возможности управления сверхзвуковыми потоками с помощью внешнего магнитного поля [1], необходим анализ относительного влияния этих факторов на поток.

Предварительные исследования (см., например, [2]) продемонстрировали важную роль джоулева тепловыделения в формировании структуры сверхзвукового потока плазмы в условиях МГД-взаимодействия. В настоящей работе представлены результаты моделирования эффекта джоулева тепловыделения на структуру сверхзвукового потока и проведено качественное и количественное сравнение с экспериментальными данными для определения степени влияния данного эффекта.

На Большой ударной трубе (БУТ) Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН были проведены экспериментальные исследования сверхзвукового МГД-обтекания тела конус-цилиндр. Магнитное поле создавалось установленной внутри тела коаксиальной катушкой. Для повышения эффективности МГД-взаимодействия на модели был организован электрический разряд между электродом, помещенным на носике тела, и кольцевым электродом на сопряжении конус-цилиндр [3]. Образовавшийся разряд начинал вращаться во внешнем магнитном поле. В этом случае джоулево тепловыделение было локализовано, главным образом, в области разряда.

Постановка задачи. Для оценки влияния джоулева тепловыделения было проведено численное моделирование сверхзвукового обтекания тела конус-цилиндр без МГД-взаимодействия с заданным на поверхности конуса тепловым потоком. Тепловой поток был выбран таким образом, чтобы количество тепла, выделяемое с поверхности тела в единицу времени, совпадало с джоулевым тепловыделением в условиях эксперимента.

Математическая модель и численный метод. При моделировании использовались уравнения Навье–Стокса динамики вязкого теплопроводящего газа. Эти уравнения можно записать в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) = 0,$$

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = \operatorname{Div} \vec{P},$$

$$\rho \frac{d(\varepsilon + \frac{V^2}{2})}{dt} = \operatorname{div}(\vec{P} \vec{V}) + \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T),$$

здесь ρ — плотность; \vec{V} — скорость; T — температура; μ , λ — коэффициенты вязкости и теплопроводности; $\varepsilon = c_V T = \frac{1}{\gamma-1} \frac{p}{\rho}$ — удельная внутренняя энергия; $\vec{P} = 2\mu \dot{S} = (p + \frac{2}{3}\mu \operatorname{div} \vec{V}) \vec{I}$ — тензор напряжений; \dot{S} — тензор скоростей деформаций; $E = \frac{3}{2}p + \frac{\rho V^2}{2}$ — удельная полная энергия.

Для численного решения этих уравнений применялась схема высокого разрешения типа Годунова, обеспечивающая второй порядок точности по пространственным координатам [4].

Обсуждение результатов. Исследовалось обтекание тела конус-цилиндр, угол полураствора конуса был равен 30° , диаметр цилиндра — 3 см. Для сравнения результатов численного моделирования с экспериментальными данными рассматривалось сверхзвуковое течение азота, число Маха набегающего потока $M_0 = 4.0$, давление — $p_0 = 5066$ Па, температура — $T_0 = 440$ К. В соответствии с условиями эксперимента тепловыделение определялось потоком тепла с поверхности конуса, равным $q_w = 6 \cdot 10^7$ Вт/м². Температура цилиндрической части тела считалась постоянной в течение всего эксперимента и равной 300 К.

На рис. 1, *a*, *b* показаны распределения числа Маха вблизи тела в условиях отсутствия теплового потока с поверхности конуса (*a*) и с заданным на поверхности конуса тепловым потоком q_w , моделирующим джоулево тепловыделение (*b*). Кружками показаны форма и положение

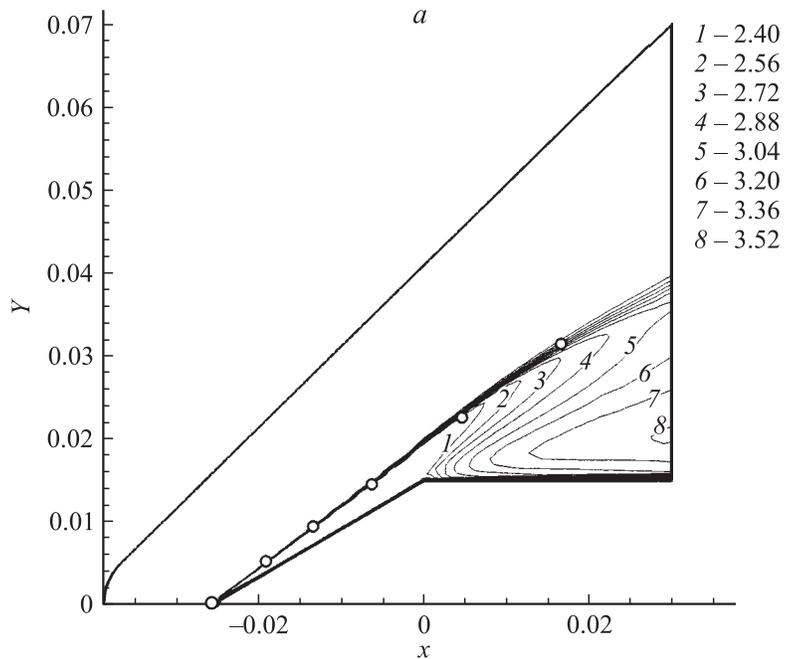


Рис. 1. Изолинии числа Маха: *a* — без тепловыделения на конусе; *b* — с тепловыделением на конусе. Кружки — положение головной ударной волны в эксперименте [4].

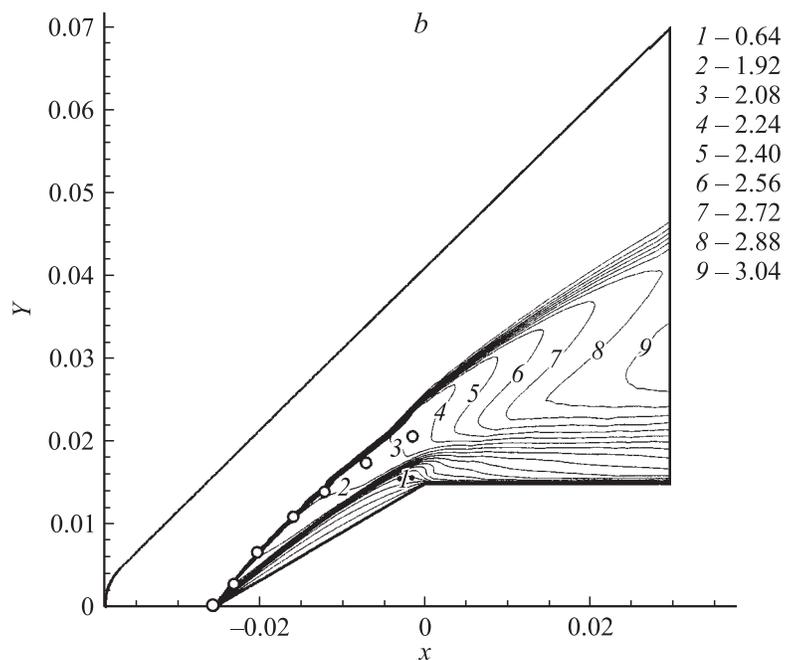


Рис. 1 (продолжение).

головной ударной волны, соответствующие теньевым фотографиям, полученным в экспериментах [5]. Сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов позволяет сделать вывод об адекватности выбранных математической модели и численного метода и, что более важно, вывод о преобладающей роли джоулева тепловыделения при МГД-взаимодействии в рассматриваемых условиях. Следует отметить, что тепловой поток на конусе существенно перестраивает структуру течения. От точки торможения вниз по потоку отходит контактная поверхность, течение между этой поверхностью и конусом становится дозвуковым, при этом у поверхности тела образуется высокотемпературный слой газа. Этот слой локализован вблизи поверхности конуса. За веером волн разрежения, распространяющимся от сопряжения и цилиндра, температура газа вблизи цилиндра снижается, а скорость возрастает. Заметим, что даже с учетом этого падения температуры тепловой поток на поверхности цилиндрической части тела существенно выше, чем в случае отсутствия тепловыделения на конусе.

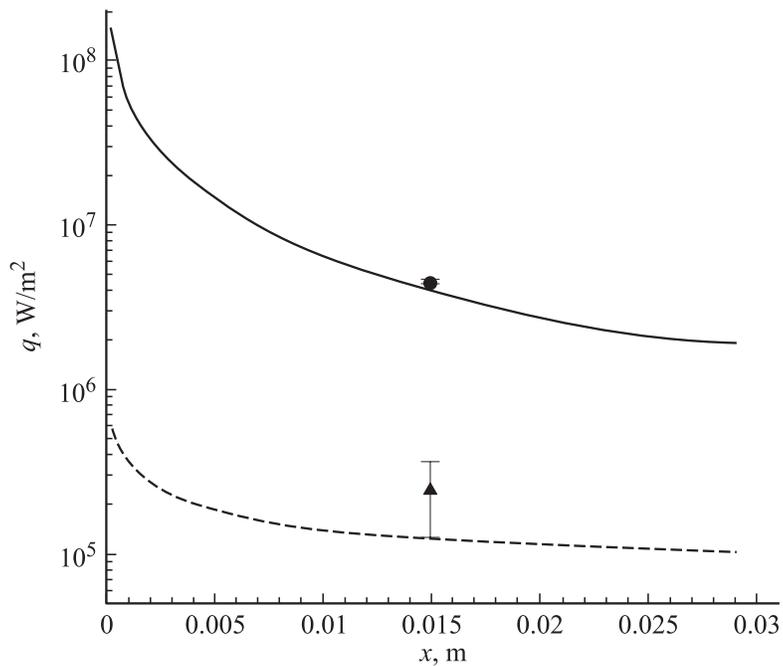


Рис. 2. Профиль теплового потока q вдоль цилиндрической части тела. Число Маха набегающего потока азота $M = 4.0$, температура $T_0 = 440$ К, давление $p_0 = 5066$ Па, тепловой поток на поверхности конуса $Q_0 = 59.347$ MW/m². Сплошная линия соответствует расчету с заданным на поверхности конуса тепловым потоком, пунктирная линия — без теплового потока; кружок обозначает экспериментальные данные [4] с МГД-взаимодействием, треугольник — без МГД-взаимодействия.

При управлении сверхзвуковым потоком плазмы одним из наиболее важных вопросов является влияние МГД-взаимодействия на тепловые нагрузки на обтекаемое тело. На рис. 2 приведены расчетные профили тепловых потоков к поверхности вдоль цилиндрической части обтекаемого тела. Точками показаны усредненные по времени значения теплового потока к поверхности тела, который измерялся с помощью датчика, установленного на расстоянии 1.5 см от линии сопряжения конус-цилиндр.

Хорошее совпадение результатов расчетов и экспериментальных данных также подтверждает предположение о доминирующей роли джоулева тепловыделения. Необходимо отметить, что в рассматриваемых условиях и при используемой конфигурации электродов и расположения магнитной катушки в результате МГД-воздействия на ударно-волновую структуру сверхзвукового потока плазмы тепловая нагрузка на обтекаемое тело значительно увеличилась, что делает, по-видимому, такой способ управления потоком мало перспективным. Однако локализованное МГД-воздействие на течение в пограничном слое, направленное на управление отрывом и ламинарно-турбулентным переходом, может оказаться весьма эффективным как с точки зрения возможности управления потоками, так и по относительно небольшим затратам энергии.

Работа выполнена при поддержке EOARD (проект МНТЦ № 2009) и Программы президиума РАН № 20.

Список литературы

- [1] *Shang J.S.* // Prog. in Aerospace Sci. 2001. V. 37. P. 1–20.
- [2] *Bobashev S.V., Golovachov Yu.P., Van Wie D.M.* // Prop. and Power. 2003. V. 19. N 4. P. 538–546.
- [3] *Сахаров В.А., Менде Н.П., Бобашев С.В., Van Wie D.M.* // Настоящий выпуск. С. 40.
- [4] *Родионов А.В.* // ЖВММФ. 1989. Т. 27. № 12. С. 1853–1860.
- [5] *Сахаров В.А., Менде Н.П., Бобашев С.В., Сапожников С.З., Митяков В.Ю., Митяков А.В.* // Настоящий выпуск. С. 46.