

УДК 533.6.011.5:536.24

© 2007 г. Ю.В. ТУНИК

**ТЕПЛОВОЕ ЭКРАНИРОВАНИЕ СФЕРЫ ОТ ВОЗДЕЙСТВИЯ СИЛЬНОЙ
УДАРНОЙ ВОЛНЫ**

Рассматривается нестационарное взаимодействие падающей ударной волны со сферическим телом при наличии перед ним области подвода тепла. Численно исследуется конфигурация отраженных ударных волн и структура течения. Эффективность различных по форме тепловых экранов сравнивается по величине продольной силы, действующей на сферу.

Ключевые слова: падающая ударная волна, нестационарное взаимодействие, подвод энергии, регулярное и маховское отражение.

Подвод энергии вблизи тела меняет структуру газового потока. В [1] экспериментально и численно исследуется нестационарное отражение сильной ударной волны от клина, у поверхности которого зажигается дуговой электрический разряд. Без подвода энергии, т.е. в отсутствие разряда, в зависимости от угла наклона клина и числа Маха волны реализуется либо регулярное, либо маховское отражение. Существует критический угол наклона клина, при переходе через который происходит смена режима взаимодействия. Организация разряда приводит к перестройке картины отражения. Так, в случае клина с углом раскрытия, близким к критическому, но из области регулярного взаимодействия, происходит переход к маховской конфигурации, которая сохраняется и после отключения разряда. Полученные в [1] теоретические и экспериментальные результаты с подводом энергии оказываются близкими как по общему виду формирующихся течений, так и по основным количественным характеристикам.

В [2] показано, что подвод тепла с гауссовским распределением мощности источника энергии по пространству перед сферическим телом снижает его сопротивление в стационарном сверхзвуковом потоке. Расчетная область при этом ограничена: течение за сферой не рассматривается. Используемый численный метод установления позволяет учитывать только стационарные ударно-волновые структуры, возникающие перед сферой.

В настоящей работе численно решается задача о нестационарном взаимодействии ударной волны со сферой при выделении тепла перед телом. За достаточно сильной ударной волной газовый поток также является сверхзвуковым. Поэтому при подводе энергии вблизи тела можно ожидать уменьшения силового воздействия набегающей на него ударной волны. Метод решения позволяет исследовать динамику течения во всей возмущенной области.

1. Постановка задачи и метод решения. На сферу набегают ударная волна, параметры потока за которой постоянны. Течение считается симметричным относительно оси X , проходящей через центр сферы и совпадающей по направлению со скоростью падающей ударной волны.

В основе математической модели – двумерные уравнения Эйлера. Подвод энергии моделируется введением дополнительного источников члена в уравнение энергии. В полярной системе координат (r, θ) , начало которой совпадает с центром сферы, уравнения газовой динамики имеют вид

$$\frac{\partial p_{yr}}{\partial t} + \frac{\partial p_{yur}}{\partial r} + \frac{\partial p_{y\vartheta}}{\partial \theta} = 0$$

$$\frac{\partial p_{yru}}{\partial t} + \frac{\partial y r(p + \rho u^2)}{\partial r} + \frac{\partial p_{yuv}}{\partial \theta} = (p + \rho v^2)y + \vartheta p r \sin \theta$$

$$\frac{\partial p_{yrv}}{\partial t} + \frac{\partial p_{yruv}}{\partial r} + \frac{\partial y(p + \rho v^2)}{\partial \theta} = -\rho y u v + \vartheta p r \cos \theta$$

$$\frac{\partial p_{yr}(H - p/\rho)}{\partial t} + \frac{\partial p_{yur}H}{\partial r} + \frac{\partial p_{yuv}H}{\partial \theta} = \rho y r \dot{E}(t, r, \theta)$$

$$H = \frac{\gamma}{(\gamma - 1)\gamma} p + \frac{(u^2 + v^2)}{2}, \quad y = r \sin(\theta), \quad \vartheta = 1$$

Здесь используются традиционные обозначения для параметров газа.

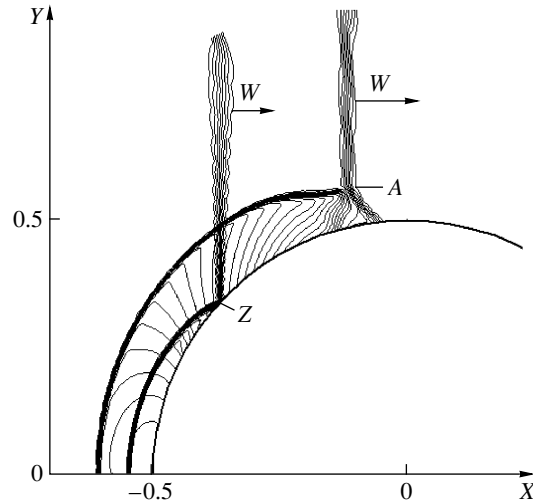
Подвод энергии к единице массы газа со скоростью $\dot{E}$ во всей области однороден и постоянен начиная с момента подхода волны к сфере на расстояние ее радиуса. Интенсивность выделения тепла удобно характеризовать отношением количества подводимой энергии $q = \dot{E} t_0$ за характерное время t_0 к полной энергии единицы массы газа $E_f = (\gamma - 1)^{-1} p/\rho + u^2/2$ в потоке за падающей ударной волной.

Расчеты проводятся на основе консервативной разностной схемы С.К. Годунова первого порядка точности с подвижной расчетной сеткой [3]. Подвижная граница области связана со звуковыми и отраженными ударными волнами. Расчетная область ограничена также осью симметрии и поверхностью сферы.

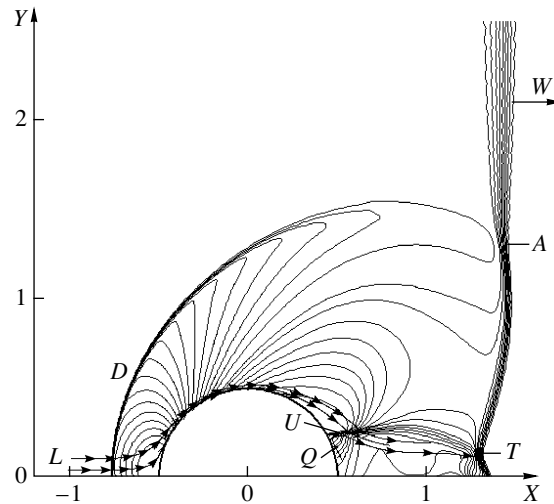
2. Особенности нестационарного взаимодействия падающей ударной волны со сферой при наличии теплового экрана. В отсутствие подвода энергии решение в безразмерных переменных определяется числом Маха набегающей волны M_w и показателем адиабаты γ . Ниже обсуждаются результаты расчетов для $M_w = 3$ и $\gamma = 1.4$. Поток за фронтом падающей волны при этом является сверхзвуковым с числом Маха $M_f = 1.433$. Первоначально происходит регулярное отражение падающей волны W (фиг. 1) от сферического объекта. При перемещении контактной точки Z по обводу сферы регулярное взаимодействие переходит в маховское. Тройная точка A удаляется от поверхности сферы, а криволинейная часть волны огибает тело. Ее отражение от оси симметрии за сферой приводит к формированию тройной точки T (фиг. 2), которая распространяется вместе с ударной волной и медленно отходит от оси симметрии. Со временем течение возле сферы стабилизируется и мало отличается от ее стационарного обтекания сверхзвуковым потоком. Перед телом на расстоянии немного большей половины радиуса сферы формируется отошедшая ударная волна D , а на подветренной стороне разогнавшийся до сверхзвуковой скорости поток замыкает “висячая” ударная волна U . За ней – зона возвратного течения Q .

В случае подвода энергии в число определяющих безразмерных величин входит также отношение q/E_f и параметры, задающие геометрию области тепловыделения. Все размеры и расстояния при этом относятся к диаметру экранируемого сферического тела $2R$, характерное время $t_0 = 2R/\sqrt{p_0/\rho_0}$, где p_0 и ρ_0 – давление и плотность невозмущенного газа.

Для организации теплового экрана рассматриваются три семейства областей подвода энергии. Одно из них формируется в результате вращения кругового сегмента относительно хорды, равной радиусу сферы R и расположенной на оси симметрии непосред-



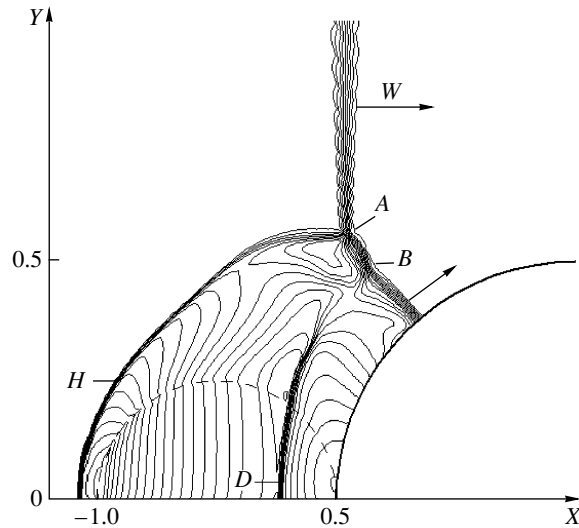
Фиг. 1. Регулярное и маховское отражение падающей ударной волны на начальной стадии ее взаимодействия со сферой без экранирования. Изобары



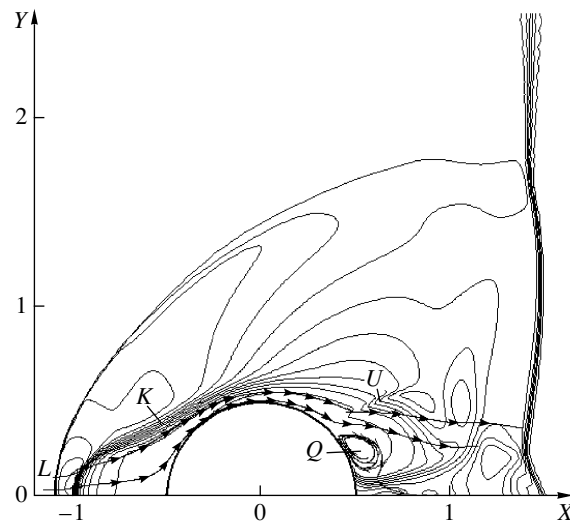
Фиг. 2. Обтекание сферы сверхзвуковым потоком за сильной ударной волной без подвода тепла. Изобары и линии тока (со стрелочками)

ственно перед телом. Объем области определяется величиной угла 2φ , опирающегося на дугу сегмента. Расчеты проводятся при $\varphi = \pi/2, \pi/3, \pi/4, \pi/6$.

Когда $\varphi = \pi/2$, область подвода тепла представляет собой сферу с диаметром, равным радиусу сферического тела $d = R$. Вначале падающая волна взаимодействует с областью выделения энергии (пунктир на фиг. 3, $q = 20E_f$): формируется отраженная H и проходящая ударные волны, которые сходятся в тройной точке A . После небольшого продвижения вверх по потоку волна H останавливается. Проходящая волна взаимодействует со сферой с образованием внутренней отраженной волны D , второй тройной точки B и маховской ножки, которая распространяется уже по невозмущенному газу. Точка B посте-



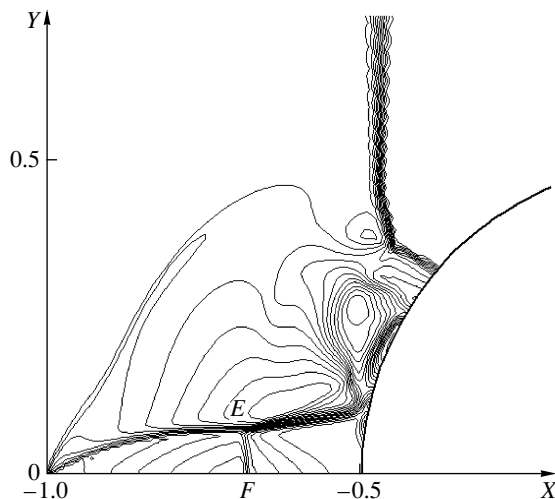
Фиг. 3. Начальная стадия взаимодействия ударной волны со сферой при подводе энергии в сферической области, диаметр которой равен радиусу объекта ($d = R$). Изобары



Фиг. 4. Структура течения вблизи сферического объекта при наличии сферического теплового экрана. Линии тока (со стрелочками) и изохоры

пенно опускается к поверхности сферы и, в конечном счете, исчезает, как и в случае клина [2]. Восстанавливается маховская конфигурация с одной тройной точкой, характерная для взаимодействия падающей волны со сферой без подвода энергии.

Проходящая волна увлекает за собой газ из области выделения тепла. Сфера оказывается в окружении прогретого газа с низкой плотностью. Эта область ограничена размытой в расчетах контактной поверхностью K (фиг. 4) и “висячим” скачком уплотнения U . За скачком U формируется зона циркуляции Q (стрелками обозначены линии



Фиг. 5. Распространение внутренней отраженной от сферы волны EF по тонкой области подвода тепла, полученной вращением кругового сегмента с $\varphi = \pi/6$. Линии постоянного числа Маха

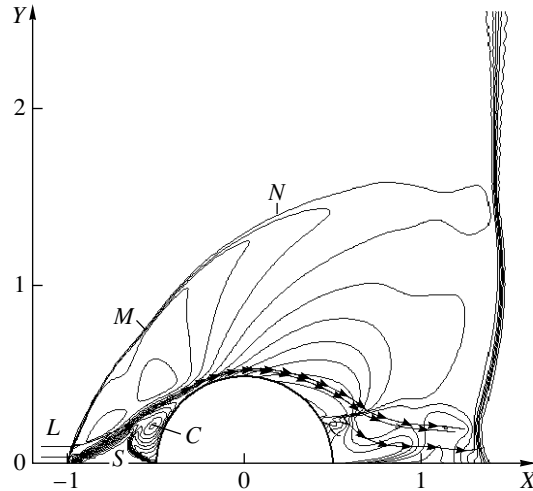
тока). Давление в донной области на 10–15% ниже, чем за набегающей ударной волной, но примерно в 1.5 раза выше, чем в случае отсутствия теплового экрана. У поверхности сферы за контактным разрывом К и в зоне циркуляции плотность газа в 6–7 раз ниже, чем за набегающей ударной волной. Температура газа меняется по поверхности тела, но перед сферой и в центре циркуляционной зоны Q она более чем на порядок превышает температуру за набегающей волной. За сферой в окрестности оси симметрии параметры газа близки к значениям, которые формируются за набегающей ударной волной. Горячий газ из зоны циркуляции Q оказывается оттесненным от поверхности объекта. Поэтому тепловая нагрузка на тело резко возрастает только на наветренной части его поверхности.

Аналогичная картина обтекания сферы, но с более тонкой зоной пониженной плотности наблюдается и при $\varphi = \pi/3$. Уменьшается отход отраженной волны H (см. фиг. 3) от передней кромки области выделения тепла.

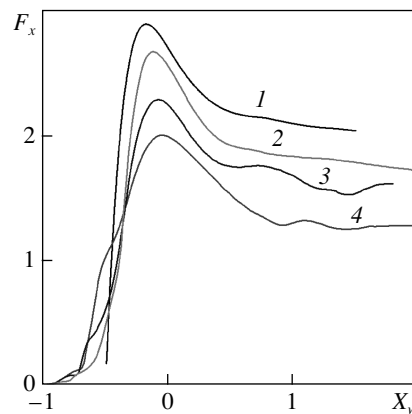
В случае более тонкой области подвода энергии ($\varphi = \pi/6$ и $\pi/4$) картина взаимодействия ударной волны с препятствием меняется. Ее детальное описание требует многочисленных иллюстраций. Фигура 5 ($\varphi = \pi/6$) фиксирует, например, внутреннюю отраженную волну EF, которая распространяется навстречу потоку по области с низкой плотностью как по волноводу. Эта волна постепенно ослабевает.

Из-за малого поперечного размера теплового экрана прогретый газ не перемещается вдоль поверхности сферы вслед за ударной волной. Происходит его запирание. Линии тока L на фиг. 6 огибают тепловой экран. Перед сферой формируется зона отрыва S и циркуляции потока C . Циркуляция снижает тепловую нагрузку на сферу, оттесняя горячий газ, выходящий из области отрыва. В случае круговых сегментов с большим поперечным сечением ($\varphi = \pi/2$ и $\pi/3$) подобные зоны отрыва и циркуляции перед сферой не возникают, линии тока L (см. фиг. 4) проходят по области подвода энергии.

В случае тонкого экрана более сложную конфигурацию имеет и отраженная волна. Она состоит из двух частей: участок ниже точки M является результатом взаимодействия падающей волны с областью выделения тепла, участок MN представляет собой волну, отраженную непосредственно от сферы. Подобная картина течения перед сфе-



Фиг. 6. Структура течения вблизи сферического объекта при наличии тонкого теплового экрана ($\varphi = \pi/6$). Линии тока (со стрелочками) и изохоры



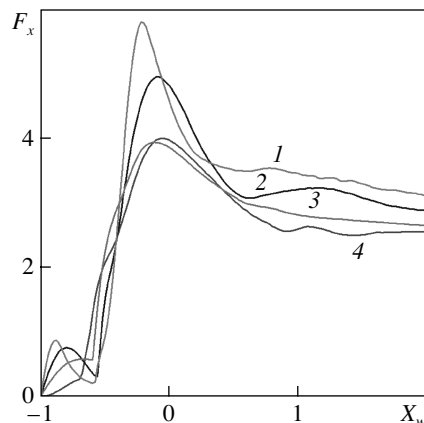
Фиг. 7. Силовое воздействие на сферу в случае теплового экрана, полученного вращением относительно оси симметрии кругового сегмента с хордой длины R и образующим углом φ : 1 – тепловой экран отсутствует, 2–4 при $\varphi = \pi/6, \pi/3, \pi/2$

рой наблюдается и в [4] при численном решении задачи об обтекании сферы стационарным сверхзвуковым потоком с подводом тепла.

Структура течения и уровень давления в донной области идентичны тем, что формируются в отсутствие теплового экрана.

3. Эффективность теплового экранирования сферы от воздействия падающей ударной волны. Эффективность выделения тепла при различной геометрии области можно оценить по снижению силового воздействия ударной волны на сферу при фиксированном суммарном вкладе энергии, точнее при постоянном значении произведения qV , где V – объем области подвода энергии. В приводимых расчетах эта величина определяется подводом энергии $q = 20E_f$ в сферической области с диаметром, равным радиусу сферического тела, т.е. $qV = 20E_f\pi R^3/6$.

На фиг. 7 представлено изменение во времени действующей на сферу продольной силы F_x , отнесенной к площади поверхности сферического объекта и давлению невозму-



Фиг. 8. Силовое воздействие на сферу в случае теплового экрана в форме половины сфероида, центр которого совпадает с центром экранируемого объекта, поперечная полуось $b = R$, а продольная полуось $a = 1.25R, 1.5R, 2R$ (кривые 1–3). Кривая 4 соответствует сферическому экрану с диаметром $d = R$, расположенному перед телом

щенного газа p_0 . Кривые получены при различном значении угла φ для рассмотренного выше семейства областей подвода тепла, X_w — абсцисса невозмущенной части падающей ударной волны. Появление силового воздействия на сферу при $X_w < -0.5$, т.е. до подхода невозмущенной падающей волны к поверхности сферы, обусловлено газодинамическими возмущениями в области подвода энергии. Лучшей среди рассмотренных областей оказывается шарообразная область с диаметром $d = R$, т.е. с наибольшим поперечным размером.

Интересно поэтому включить в рассмотрение тепловые экраны, равные по объему лучшему сферическому, но с еще большим поперечным размером. В расчетах используются сфероиды, полученные вращением эллипса с полуосями $a = R/4$ и $b = R/\sqrt{2}$ относительно оси симметрии перед сферическим телом. Сфероиды различаются только своим положением, при постоянной ординате $Y_0 = 0$ меняется абсцисса центра: $X_0 = -1.25R, -1.50R, -1.75R$. При $X_0 = -1.75R$ максимум силы воздействия F_x оказывается на 10% меньше, чем в случае сферического экрана, но соответствующие интегралы этой силы по времени примерно равны.

Дальнейшее сжатие эллипсоидов вдоль оси X и их перемещение навстречу волне приводит к увеличению силового воздействия на сферу.

Третий тип конфигурации теплового экрана, рассмотренный в работе, представляет собой половину сфероида, направленного навстречу падающей волне и включающего в себя сферическое тело, точнее его половину. Сфероид и экранируемый сферический объект имеют один и тот же центр, поперечная ось сфероида равна, а продольная больше диаметра защищаемого объекта, т.е. $b = R, a > R$. В расчетах $a = 1.25R, 1.50R, 2.0R$. Если $a = 1.25R$, то такая область практически не влияет на максимум продольной силы, но заметно уменьшает ее величину со временем (фиг. 8). Лучший из этого семейства экран с наибольшей протяженностью вдоль оси X ($a = 2R$) имеет практически ту же эффективность, что и сфера с диаметром $d = R$.

Заключение. Динамика взаимодействия набегающей на сферу ударной волны и структура формирующегося со временем течения вблизи тела во многом определяются геометрией теплового экрана, расположенного перед объектом. Если экран имеет достаточно большой поперечный размер, обеспечивающий вынос прогретого газа из об-

ласти подвода тепла, то на большей части поверхности сферы, за исключением донной области, резко возрастает тепловая нагрузка. Конфигурация линий тока перед сферой имеет регулярную структуру, которая идентична той, что складывается в отсутствие теплового экрана. За телом возникает развитая циркуляционная зона.

В случае тонкого экрана перед сферой в окрестности оси симметрии формируется область отрыва, а также зона циркуляции газа, которая оттесняет горячий газ, уменьшая тепловую нагрузку на тело. Течение в донной области при таком экранировании практически не меняется.

Увеличение подводимого тепла, особенно за счет размеров области, приводит к ослаблению силового воздействия ударной волны на сферу. В принятых ограничениях на форму тепловых экранов и интенсивность подвода энергии продольная сила уменьшается в лучшем случае почти вдвое.

Работа выполнена по Подпрограмме 2 Программы президиума РАН № П-09 “Исследование вещества в экстремальных условиях” и гранта Президента РФ по поддержке НШ-6791.2006.1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fokeev V.P., Grin Yu.I., Levin V.A., Sharov Yu.L., Tunik Yu.V. The influence of gas discharge on propagation of triple-shock Mach configuration – Numerical and experimental investigations // Proc. 5th Intern. Workshop on Magneto and Plasma Aerodynamics for Aerospace Appl. / Ed. V.A. Bityurin. Moscow: IHT RAS, 2004. P. 234–240.
2. Георгиевский П.Ю., Левин В.А. Управление обтеканием различных тел с помощью локализованного подвода энергии в сверхзвуковой набегающий поток // Изв. РАН. МЖГ. 2003. № 5. С. 154–167.
3. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
4. Georgievsky P., Levin V. Transition to irregular regimes of supersonic flows over bodies initiated by energy deposition// Proc. 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada. AIAA Paper, 2005–1047. 9p.

Москва

Поступила в редакцию
11.VII.2006