

03;12

Нестационарный режим сверхзвукового обтекания

© В.В. Светцов

Институт динамики геосфер РАН,
117334 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 28 января 1999 г.)

Найдено, что при больших числах Маха и небольших отношениях удельных теплоемкостей газа может осуществляться нестационарный режим сверхзвукового обтекания тел, кардинально отличающийся от стандартного стационарного течения. Этот режим характеризуется крупномасштабными вихрями в ударно-сжатой области перед телом, искривленным профилем ударной волны и осцилляцией всех параметров течения.

Существует общепринятая точка зрения, что при сверхзвуковом движении тел простой формы в однородном совершенном газе устанавливается стационарный режим обтекания. Неоднородности потока могут вызвать искажения фронта головной ударной волны с образованием вихревых движений [1], но представляется, что если эти неоднородности исчезнут, то течение вновь придет к стандартному виду. Оказывается, что это не всегда так.

В экспериментах [2] при обтекании торца цилиндра потоком пропана с числом Маха $M = 2.5$ набегающий поток возмущался нагревом газа у поверхности молибденовой проволоочки, прикрепленной в центре торца перпендикулярно к его поверхности. Возмущение потока можно сделать ограниченным по времени, используя взрывающуюся проволоочку, которая создаст "теплый след" в набегающем газе. Будем считать, что след представляет собой нагретую цилиндрическую область с радиусом, равным 0.1 от радиуса тела, причем плотность газа в следе в два раза меньше, а давление такое же, как в невозмущенном потоке. Расчеты, выполненные для $M = 2.5$, показали, что при любых длинах следа течения приходит к стандартному режиму обтекания через некоторое время после того, как действие возмущения прекращается. Но с увеличением M результаты оказываются совершенно другими: при определенной длине теплого следа течение никогда не приходит к тому стандартному стационарному виду, который существовал до возникновения возмущения потока.

Рассмотрим численное решение этой задачи для совершенного газа с отношением удельных теплоемкостей $\gamma = 1.08$ [2], $M = 5$ и длиной теплого следа, равной двум диаметрам торца. Газодинамические уравнения решались несколькими численными методами: крупных частиц, Годунова, TVD и PPM, на квадратных сетках с шагом 0.01 и 0.005 от радиуса тела. Качественное поведение течения было одинаковым при расчете всеми методами. Рис. 1 иллюстрирует результаты расчетов методом PPM [3]. Расстояния отнесены к радиусу тела R , а времена — к R/V , где V — скорость набегающего потока. В момент времени $t = 0$ установился стандартный режим обтекания, а теплый след расположен

вплотную к головной ударной волне. Скорость звука и скорость распространения ударной волны в теплом следе выше, чем в невозмущенном газе, что приводит к образованию и росту предвестника — конусообразной ударной волны с вихревым движением газа, системой ударных волн и контактными разрывов за ее фронтом [1,2]. При $t = 3.6$ предвестник достигает конца следа. Как только набегающий поток становится снова однородным, предвестник уменьшается в размерах, но после перестройки течения вновь начинает расти, а затем его размеры колеблются.

Поле скоростей продемонстрировано на рис. 2. Газ за фронтом сильной ударной волны имеет плотность, равную $\rho(\gamma+1)/(\gamma-1)$, где ρ — плотность набегающего газа. Скорость газа за косой ударной волной направлена почти вдоль фронта и приближенно равна $V \sin \alpha$, где α — угол наклона фронта волны к поверхности тела. Тонкий слой газа за фронтом косой ударной волны обладает, таким образом, большой плотностью потока импульса, и, когда этот поток газа тормозится у тела, происходит подъем давления до величины, примерно равной потоку импульса,

$$P_m = \rho V^2 \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \sin^2 \alpha.$$

Это значительно выше давления за прямым стационарным скачком ρV^2 даже для малых α . Градиент давления вдоль поверхности тела ($\sim P_m/R$) разгоняет газ вдоль поверхности к оси симметрии до максимальной скорости, составляющей примерно $0.4V$. Этот поток тормозится затем у оси симметрии, и давление у оси на лобовой поверхности тела оказывается выше, чем ρV^2 . Поэтому газ снова ускоряется теперь уже вдоль оси симметрии и затем снова тормозится вблизи фронта головной ударной волны. Дополнительное повышение давления за счет этого торможения приводит к продвижению головной ударной волны навстречу набегающему потоку. В области ударно-сжатого газа развивается мощное вихревое движение.

Когда головная ударная волна уходит далеко от тела, поток газа за косой ударной волной выходит близко к краю лобовой поверхности (рис. 1, *d*). Тогда давление

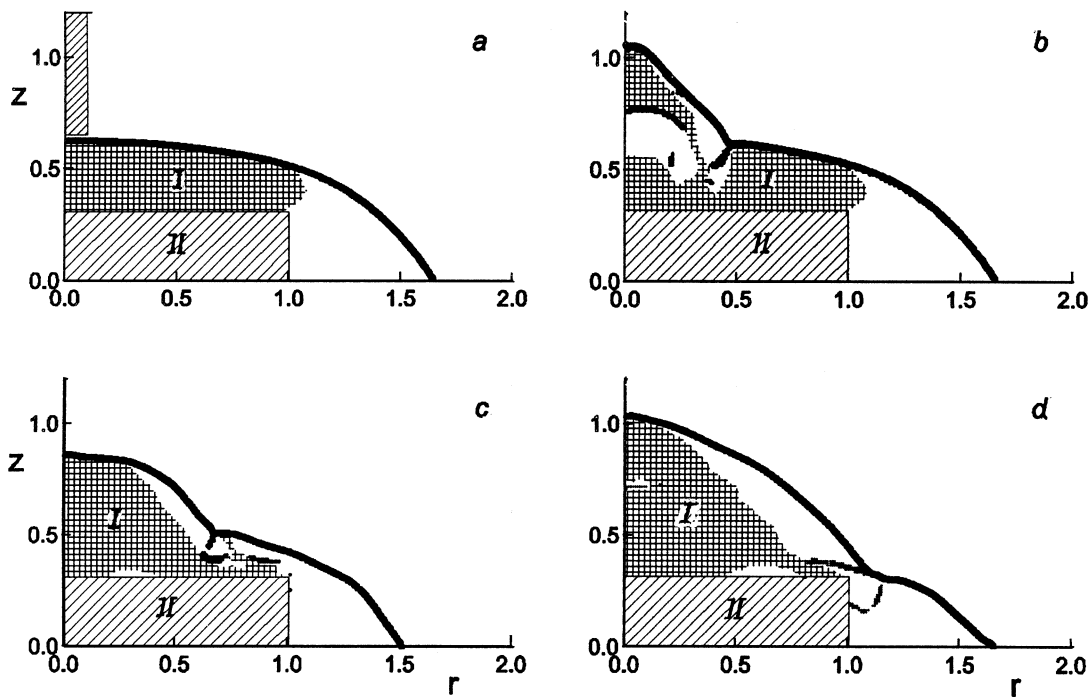


Рис. 1. Обтекание цилиндра до и после возмущения потока тепловой неоднородностью в моменты времени $t = 0$ (a), 3,6 (b), 475 (c), 483 (d). Области, прилегающие к фронтам сильных ударных волн, показаны жирными линиями; I — области дозвукового течения, II — тело и теплый след при $t = 0$. Набегающий поток направлен сверху вниз вдоль оси симметрии z.

на краю торца уменьшается, вихревое движение замедляется и головная ударная волна начинает приближаться к телу до тех пор, пока поток газа за фронтом косой волны вновь не повысит давление у края тела, что в свою очередь приводит к развитию вихря и переходу к новому циклу. На рис. 3 показаны колебания отхода ударной волны и максимального давления на теле. Процесс не является строго периодическим, но можно выделить некоторое характерное время колебаний около 15 безразмерных единиц. В численном решении не замечалось тенденции ни к затуханию средней в цикле циркуляции потока, ни к уменьшению амплитуды колебаний параметров. Расчеты проводились по времени до 1000 безразмерных единиц.

Для $M = 60$ была проведена серия расчетов обтекания цилиндра и ступеньки при различных γ . Выяснилось, что для γ больше некоторой предельной величины γ_2 от 1.15 до 1.2 любые ограниченные в пространстве возмущения течения со временем затухают и решение задачи обтекания приходит к стандартному виду. В некоторой области $\gamma_1 < \gamma < \gamma_2$ существуют два режима обтекания тела однородным потоком: стандартный и вихревой нестационарный, а осуществление того или иного режима зависит от начальных данных. При очень малых $\gamma < \gamma_1 \approx 1.03-1.05$ в численных расчетах появляются вихри, искажения фронта головной ударной волны и течение спонтанно переходит к нестационарному режиму даже без возмущения набегающего потока. Возможно, это — следствие того, что в расчетах всегда присутствует

определенный уровень возмущений, связанных как с погрешностями вычислений, так и с распространением слабых волн в ударно-сжатом слое в процессе установления.

Для $\gamma = 1.1$ были проведены двумерные расчеты обтекания прямоугольного параллелепипеда. Возмущения потока вызывались теплым слоем ограниченной длины, расположенным в плоскости симметрии тела, но при решении задачи условие симметрии не использовалось. Через некоторое время после того, как поток

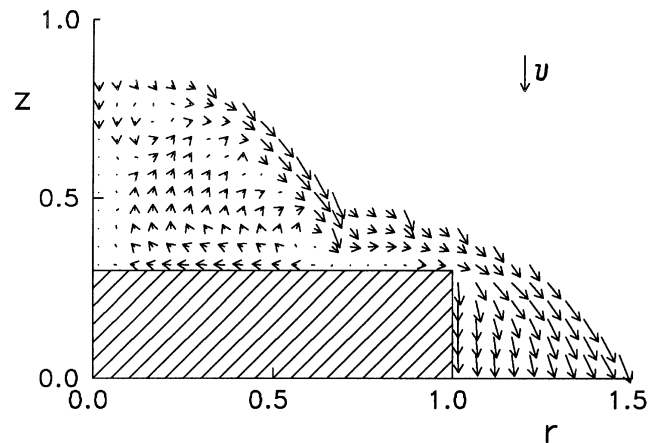


Рис. 2. Поле скоростей за фронтом головной ударной волны при $t = 475$. Скорость набегающего потока показана в верхней правой части рисунка.

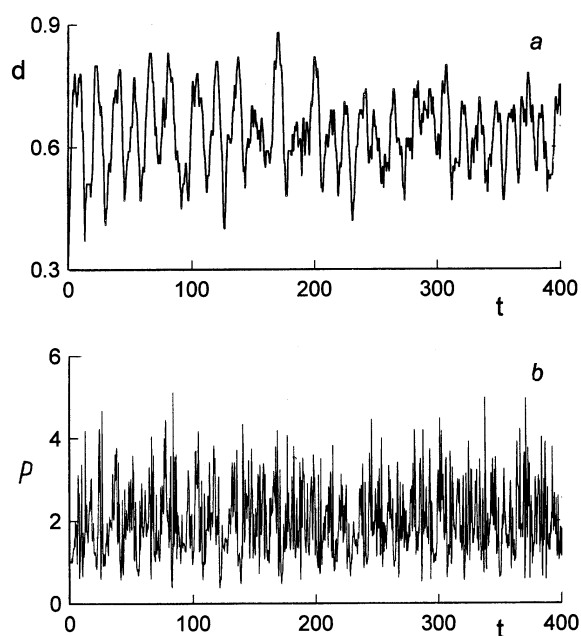


Рис. 3. Временные зависимости максимального расстояния от фронта головной ударной волны до тела (*a*) и максимального давления на поверхности тела в единицах ρV^2 (*b*).

становился однородным, симметрия течения нарушалась, тем не менее режим обтекания продолжал оставаться нестационарным с несколькими вихрями и искажениями фронта головной ударной волны в виде двух-трех горбов изменяющегося размера.

Результаты расчетов могут быть проверены в экспериментах с теплым следом, но следует иметь в виду, что малые значения γ всегда связаны с неравновесными процессами за фронтом ударной волны — возбуждением колебательных степеней свободы, диссоциацией и ионизацией. Сильные искажения фронта головной ударной волны наблюдались в экспериментах [4] по обтеканию затупленных тел фреоном при числах Маха от 4 до 10. Возникновение возмущений объяснялось особым рода неустойчивостью ударной волны, связанной с релаксационными процессами за фронтом в начальной стадии диссоциации [5]. В свете полученных результатов крупномасштабные возмущения ударно-сжатого слоя в экспериментах [4,5] могут быть интерпретированы как переход к вихревому нестационарному режиму. Заметим, что зависимость возникновения искажений фронта от формы модели и скругления ее кромок [4,5] свидетельствует о связи неустойчивости с гидродинамическим течением. Помимо релаксационной неустойчивости могут быть и другие причины возникновения вихревого режима. За счет диссоциации понижается γ и растет время установления течения. В экспериментах, как и в расчетах, может возникнуть определенный уровень возмущений, достаточный для изменения режима обтекания.

Список литературы

- [1] Пилюгин Н.Н., Талипов Р.Ф., Хлебников В.С. // ТВТ. 1997. Т. 35. № 2. С. 322–336.
- [2] Артемьев И.В., Бергельсон В.И., Немчинов И.В. и др. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 5. С. 146–151.
- [3] Colella P., Woodward P.R. // J. Comput. Phys. 1984. Vol. 54. N 1. P. 174–201.
- [4] Барышников А.С., Бедин А.П., Масленников В.Г., Мишин Г.И. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 5. С. 281–284.
- [5] Барышников А.С., Бедин А.П., Мишин Г.И., Скворцов Г.Е. // Физико-газодинамические баллистические исследования. Л.: Наука, 1980. С. 34–42.