

7. Магомедов К. М. О расчете искомых поверхностей в пространственных методах характеристик. Докл. АН СССР, 1966, т. 171, № 6.
8. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. Физматгиз, 1959.
9. Лунев В. В. Гиперзвуковое обтекание тонких притупленных тел с физико-химическими превращениями газа в высокоэнтропийном слое. ПМТФ, 1964, № 5.

О ПЕРЕХОДЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ТЕЧЕНИЯ ГОРЮЧЕЙ СМЕСИ ГАЗОВ К РЕЖИМУ ЧЕПМЕНА — ЖУГЕ

С. М. ГИШИНСКИЙ, З. Д. ЗАПЬЯНОВ

(Москва, София)

В связи с проблемой эффективного сжигания топлива в прямоточных двигателях представляет интерес изучение сверхзвукового обтекания тел горючей смесью газов. Согласно гипотезе Чепмена — Жуге, устойчивая самопроизвольная детонация происходит с минимальной скоростью, при этом скорость продуктов сгорания за волной достигает местной скорости звука. Одним из способов стабилизации детонационных волн является внесение в сверхзвуковой поток источника возмущения. Однако при произвольном возмущении режим Чепмена — Жуге может не установиться. Так, при определенных условиях в эксперименте обнаруживается, что детонационная волна расщепляется на адиабатическую ударную волну и фронт медленного горения. Подробная библиография по исследуемому вопросу содержится в работах [1, 2].

В работе [1] приведены примеры расчета обтекания сферы и цилиндрического торца со сферической головной частью потоком горючей смеси с детонационной волной в случае, когда волна не расщепляется. Для случая, когда расщепление происходит в сверхзвуковой зоне течения вне области влияния, показывается каким образом может быть применена используемая методика расчета.

В настоящей работе в той же постановке, что и в [1], получено численное решение задачи о сверхзвуковом обтекании профиля — кругового цилиндра и пластины с цилиндрическим притуплением. Исследуется возможность перехода течения к режиму Чепмена — Жуге, указывается на качественное отличие плоского течения от осесимметричного. Выводы настоящей работы согласуются с результатами [3], где изучается асимптотика на бесконечности нестационарных течений с детонационными волнами.

Рассматривается сверхзвуковое обтекание симметричного профиля равномерным потоком горючей смеси газов с параметрами M_1 , p_1 , T_1 . Как и в работе [1] принимается классическая модель детонационной волны, рассматриваемой в виде бесконечно тонкой зоны, на которой терпят разрыв все параметры потока смеси, в том числе и химический состав. Для упрощения расчетов исходная смесь и продукты сгорания считаются совершенным газом; приближенный учет реальности газовой смеси — изменение состава и молекулярного веса, производится путем изменения показателя адiabаты γ за волной детонации $\gamma_1 \neq \gamma_2$. Тепловой эффект реакции при детонации полагается не зависящим от скорости детонации, т. е. тепловыделение при сгорании смеси одинаково во всех точках волны. Последнее ограничение не существенно, поскольку учет зависимости тепловыделения от наклона волны детонации приводит к незначительному усложнению расчетной схемы.

В указанной постановке задача решалась численно при помощи методики, изложенной в работе [1]. Проводились расчеты обтекания кругового цилиндра и профиля, представляющего комбинацию кругового цилиндра и сопряженной с ним полубесконечной пластины потоком с $M_1 = 5.5$, $\gamma_1 = 1.4$ и $\gamma_2 = 1.2$. Варьирование безразмерного параметра q , характеризующего тепловыделение, производилось в диапазоне 0—1.2. Параметр q равен отношению подведенного к единице массы газа тепла к полному теплосодержанию того же количества несгоревшей смеси.

На фиг. 1 для отдельных вариантов показана геометрическая картина течения — положение детонационных волн, звуковых линий и разрывных характеристик, идущих из линии сопряжения цилиндра с пластиной (пунктирные линии). Заметим, что построенная на фиг. 1 картина течения и распределения газодинамических функций левее разрывной характеристики соответствует также обтеканию гладкого кругового цилиндра. Распределение давления по поверхности профиля, отнесенного к давлению торможения за прямым скачком, в зависимости от длины контура s представлено на фиг. 2; отсчет s ведется от критической точки.

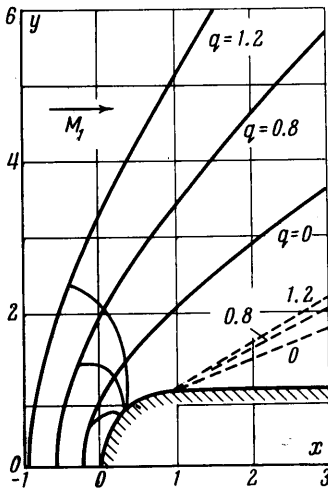
При сравнении результатов расчета обтекания профиля и затупленного тела (геометрия течения около сферы-цилиндра в меридиональной плоскости показана на фиг. 3) обнаруживается типичная для адиабатических потоков картина, профиль помещенный в сверхзвуковой поток горючей смеси, вносит более сильное возмущение,

чем эквивалентное в сечении затупленное тело. Для одних и тех же условий в набегающем потоке дозвуковая область в плоском случае существенно больше, чем в осесимметричном. Распределения газодинамических функций внутри потока продуктов

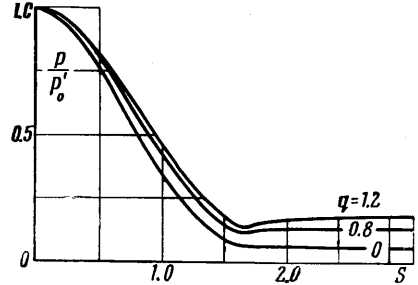
сгорания качественно отличаются мало (ср., например, фиг. 2 настоящей работы и фиг. 6 из [4]).

Остановимся более детально на вопросе реализации режима Чепмена — Жуге. Связь параметров по обе стороны волны детонации удобно представить на диаграмме в плоскости p, v , где v — удельный массовый объем.

Из уравнений сохранения на поверхности



Фиг. 1



Фиг. 2

разрыва можно получить уравнение детонационной адиабаты, аналогичное уравнение ударной адиабаты Гюгонио в виде

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1}{\chi_2 v_2 / v_1 - 1} \left(\frac{\chi_2 \chi_1 - 1}{\chi_2} + \frac{2Q}{p_1 v_1} \right) - \frac{1}{\chi_2}, \quad \chi_i = \frac{\gamma_i + 1}{\gamma_i - 1} \quad (i = 1, 2) \quad (1)$$

Индексы 1 и 2 соответствуют состояниям газа перед и за волной, Q — теплота реакции, связанная с безразмерным параметром q соотношением

$$\frac{2Q}{p_1 v_1} = \left(\gamma_1 M_1^2 + \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \right) q \quad (2)$$

Для заданного состояния перед волной p_1, v_1 (а также γ_1, M_1) уравнение (1) описывает однопараметрическое семейство гипербол с параметром q , асимптотами которых будут прямые $p_2 / p_1 = -1 / \gamma_2$ и $v_2 / v_1 = 1 / \gamma_2$. При $M_1 = 5.5, \gamma_1 = 1.4, \gamma_2 = 1.2$ для некоторых характерных значений q кривые (1) построены на фиг. 4.

Пунктирной линией построена детонационная адиабата, соответствующая идеальному газу с $\gamma = \text{const}$ ($\gamma_1 = \gamma_2$) и $q = 0$. Очевидно, в случае идеального газа адиабата $q = 0$ проходит через точку начального состояния A , кривая же для реального газа располагается ниже идеальной и не проходит через точку A . Отсюда следует, что для смесей с теплотой реакции $q < q_0$ режим Чепмена — Жуге недостижим — из точки A нельзя провести касательную к детонационной адиабате. Величина q_0 соответствует адиабате, проходящей через точку начального состояния, и ее значение легко вычисляется

$$q_0 = \frac{\chi_2 - \chi_1}{\gamma_1 M_1^2 + 2\gamma_1 / (\gamma_1 - 1)} \approx 0.1 \quad (3)$$

То же выражение для q_0 можно получить из соотношения, связывающего нормальную компоненту скорости за волной детонации с углом ее наклона к оси симметрии β

$$V_n = \frac{V_1}{\sin \beta} \left\{ \frac{\gamma_2 \sin^2 \beta}{\gamma_2 + 1} + \frac{1}{\gamma_2 + 1} \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1 M_1^2} - \left[\left(\sin^2 \beta - \frac{\gamma^2}{\gamma_1 M_1^2} \right)^2 - B \sin^2 \beta \right]^{1/2} \right) \right\}$$

$$B = 2(\gamma_2^2 - 1) \left[\frac{q}{2V_1^2} - \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1} - \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \right) \frac{1}{\gamma_1 M_1^2} \right], \quad V_1^2 = \frac{(\gamma_1 - 1) M_1^2}{2 + (\gamma_1 - 1) M_1^2} \quad (4)$$

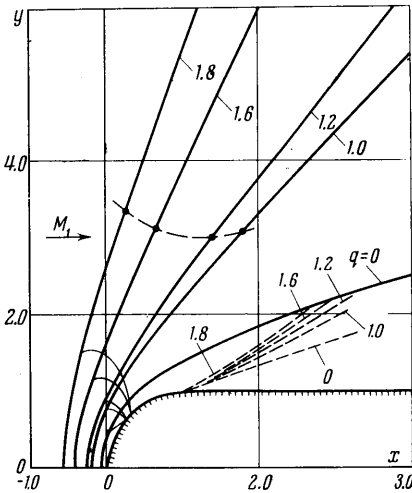
приравниванием величины B нулю. Диапазон $0 < q < q_0$ соответствует $B < 0$, при котором уравнение, определяющее наклон волны Чепмена — Жуге

$$\left(\sin^2 \beta_J - \frac{\gamma_2}{\gamma_1 M_1^2} \right)^2 - B \sin^2 \beta_J = 0 \quad (5)$$

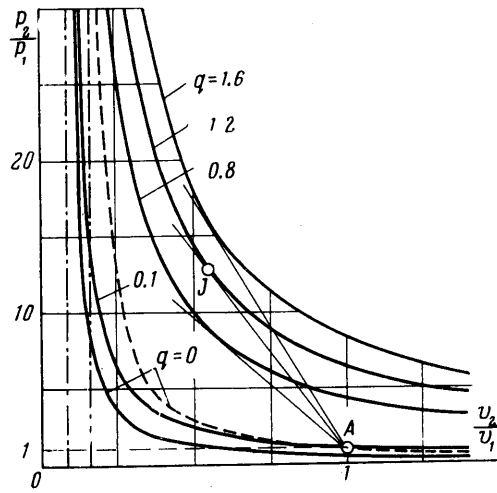
не имеет действительных корней. При помощи формул (4), (5) можно вычислить величину

$$\sin \beta_J = \sqrt{\gamma_2 / \gamma_1} M_1^{-1} = M_2^{-1} \quad (6)$$

Таким образом, при $q = q_0$ детонационная волна, ослабляясь, вырождается в характеристику течения за волной, причем прохождение газа через характеристику



Фиг. 3

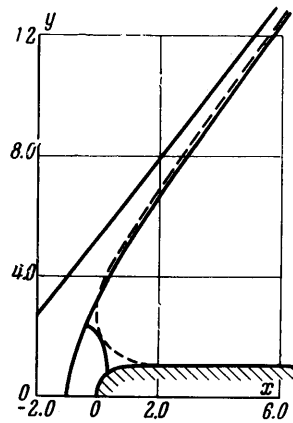


Фиг. 4

должно сопровождаться скачком числа M , в то время как скорость, давление и плотность остаются непрерывными. Полученный, на первый взгляд, парадоксальный результат объясняется несовершенством рассматриваемой модели детонационной волны. Если ввести, например, зависимость показателя адиабаты за волной от тепловыделения таким образом, чтобы $\gamma_2(q_0) = \gamma_1$, то вырождение детонационной волны в характеристику будет происходить аналогично случаю адиабатической ударной волны. Настоящие численные результаты для практически интересной относительно небольшой области течения можно трактовать и в этой постановке для зависимости $\gamma(q)$ лишь в малой окрестности точки $q = q_0$, отличной от константы. Результаты при $q < q_0$ физического смысла не имеют.

Из результатов расчета обтекания сферы горячей смеси газов, приведенных в работе [1], следует, что при достаточно большом тепловыделении сильная детонационная волна перед телом очень быстро стремится к волне Чепмена — Жуге, и точка перехода криволинейной волны детонации в прямолинейную, которую условно назовем точкой Жуге, находится на конечном расстоянии; точки Жуге на фиг. 3 изображены черными кружочками.

Итак, согласно вышесказанному, при обтекании сферы положение точки Жуге следующее: при $0 < q < 0.1$ наклон волны детонации на всем протяжении больше наклона волны Чепмена — Жуге, с увеличением q от 0.1 до 1.2 ордината точки Жуге монотонно уменьшается от бесконечного значения до ~ 3.0 и при дальнейшем воз-



Фиг. 5

растании q до предельного значения $q^* = 1 / (\gamma_2^2 - 1)$, соответствующего максимальной скорости детонации, ордината точки Жуге неограниченно растет, поскольку при $q \rightarrow q^*$ звуковая точка на волне уходит в бесконечность, а точка Жуге расположена в сверхзвуковой зоне течения.

Качественно отличная картина наблюдается при обтекании профиля. Для всех рассчитанных вариантов, некоторые из которых представлены на фиг. 1, на расстоянии 3—4 калибров нигде не наступал режим течения Чепмена — Жуге. Специально проведенный расчет обтекания при $q = 1.2$ затупленной пластины до сечения, отстоящего от критической точки на расстоянии 20 калибров, показал, что, начиная с ~ 2 —3 калибров, течение за волной детонации хотя и близко к режиму Чепмена — Жуге, однако перехода на конечном расстоянии не происходит и стремление к нему лишь асимптотическое.

Настоящие результаты численных расчетов согласуются с теоретическими выводами, полученными в работе [2], где на основе изучения асимптотики на бесконечности нестационарных течений с плоскими, сферическими и цилиндрическими детонационными волнами (эти результаты справедливы также для плоских и осесимметричных стационарных течений) показывается, что в плоском случае точка Жуге уходит в бесконечность, а для осесимметричных течений, вообще говоря, будет находиться на конечном расстоянии.

Интересно сравнить форму волны детонации, рассчитанную для плоского течения численно, с кривой, заданной уравнением

$$\operatorname{tg} \beta_r(x - x_0) = y + y_0^2 / y + \dots \quad (7)$$

Уравнение (7) — асимптотическое разложение на бесконечности зависимости $y = y(x)$, описывающей положение и форму детонационной волны для плоского случая, и заимствовано из работы [3]. На фиг. 5 пунктирной линией построена кривая, рассчитанная при помощи (7), причем использовались только первые два члена ряда. Произвольные константы x_0, y_0 определялись приближенно из условия сопряжения расчетной кривой и (7) в достаточно удаленной вниз по потоку точке (~ 20 калибров), где асимптотические формулы заведомо справедливы. Из графиков видно, что первые два члена ряда асимптотического разложения (7) дают хорошие результаты в большей окрестности бесконечно удаленной точки, вплоть до $r = (x^2 + y^2)^{1/2} \sim 1$.

На основе проведенных расчетов, а также из результатов работы [3] можно заключить, что для стабилизации детонационных волн предпочтительнее внесение в поток горючей смеси газов осесимметричных возмущений по сравнению с плоскими.

Авторы благодарят Г. Г. Черного за обсуждение работы и ценные замечания.

Поступило 22 XI 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Гилинский С. М., Запryanов З. Д., Черный Г. Г. Сверхзвуковое обтекание сферы горючей смесью газов. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 5.
2. Шетинков Е. С. Физика горения газов. Изд-во «Наука», 1965.
3. Левин В. А., Черный Г. Г. Асимптотические законы поведения детонационных волн, ПММ, 1967, т. 31, вып. 3.

О ВЛИЯНИИ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТЕЧЕНИЕ В ТРУБЕ

М. М. ГУРФИНК

(Москва)

Рассмотрено турбулентное течение электропроводной жидкости в цилиндрической трубе в приближении $H / R_* \ll 1$. Показано, что при этом условии влияние магнитного поля ограничено появлением соответствующего механизма диссипации, который учитывается введением одной эмпирической константы. Получены выражения для распределения средней скорости и коэффициента гидравлического сопротивления.

Рассмотрим турбулентное течение электропроводной жидкости в круглой цилиндрической трубе в однородном продольном магнитном поле.

Скорость в узкой турбулентной зоне вблизи стенки зависит от следующих размерных параметров: $y, \tau_w, \rho, \nu, \sigma, B$, что дает соответствующее безразмерное