

ЛИТЕРАТУРА

1. I. H. Lee and R. Knystautas. AIAA. J., 1969, 7, 2.
2. P. Dumont, P. Montgolfier. J. Chim. Phys. et Phys.—Chim. Biol., 1971, 68, 9.
3. V. S. Letokhov. Science, 1973, 180, 4085.
4. J. Luman, J. Jensen. J. Phys. Chem., 1973, 77, 7.
5. В. И. Гольданский. Ж. Всес. хим. общ. им. Д. И. Менделеева, 1973, 18, 1.

УДК 536.46:533.6.011.5

ОБТЕКАНИЕ КЛИНА НЕОДНОРОДНЫМ ПО СОСТАВУ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ РЕАГИРУЮЩЕГО ГАЗА

В. А. Грачев, В. Н. Строкин

(Москва)

Рассматривается обтекание клина сверхзвуковым потоком идеального совершенного газа, в котором происходят экзотермические химические реакции. В отличие от работ [1—3] исследуется случай, когда топливо в набегающем потоке сосредоточено лишь вблизи клина. Примем, что: а) профиль распределения массовой концентрации топлива подобен профилю концентраций в плоской турбулентной струе, границы которой над клином не изменяются за счет смешения, а газодинамические параметры набегающего потока постоянны; б) реакция горения после прохождения частицами газа ударной волны протекает в две стадии: первая — период индукции (τ_i) без тепловыделения, и вторая — период реакции или тепловыделения (τ_r).

За ударной волной, сидящей на носке клина, установившееся течение идеального совершенного газа описывается известными уравнениями газовой динамики и уравнением состояния:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \rho v &= 0, \quad (v \cdot \nabla) v + \frac{1}{\rho} \nabla p = 0, \\ \operatorname{div} \rho v \left(h + \frac{v^2}{2} + q_0 - q \right) &= 0, \quad p = \rho RT \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь v , ρ , p — скорость, плотность и давление газа, $h = \gamma / (\gamma - 1) \cdot p / \rho$ — удельная энтальпия газа, q_0 — запас химической энергии в расчете на единицу массы газа, q — энергия, выделившаяся в процессе реакции в единице массы газа к данному моменту времени, T — температура, R — газовая постоянная, γ — отношение удельных теплоемкостей.

В соответствии с предположением а) и считая также, что тепловыделение прямо пропорционально массовой концентрации топлива (при малых концентрациях), распределение величины q_0 по ширине профиля запишем в виде [4]

$$q_0 = q_0(\psi) = q_m \left[1 - 6 \left(\frac{\psi - \psi_m}{\Delta\psi} \right)^2 + 8 \left(\frac{\psi - \psi_m}{\Delta\psi} \right)^3 - 3 \left(\frac{\psi - \psi_m}{\Delta\psi} \right)^4 \right]$$

при $|\psi - \psi_m| < \Delta\psi$;

$$q_0 = 0$$

при $|\psi - \psi_m| \geq \Delta\psi$.

Здесь ψ — функция тока, $\Delta\psi$ — ширина профиля, q_m — максимальное значение q_0 на профиле ($q_0 = q_m$ при $\psi = \psi_m$).

Для определения закона тепловыделения по ширине зоны реакции, введем безразмерное время пребывания, отсчитываемое от момента прохождения частицами газа ударной волны

$$\varphi = \int_0^t \frac{dt}{\tau}, \quad (2)$$

где

$$\tau = \begin{cases} \tau_i & \text{при } 0 \leq t < \tau_i \\ \tau_r & \text{при } \tau_i \leq t. \end{cases}$$

В соответствии с (2) и предположением б), закон тепловыделения запишем в виде:

$$q = q_0(\psi) \cdot f(\varphi), \quad (3)$$

где

$$f(\varphi) = \begin{cases} 0 & 0 \leq \varphi < 1 \\ 1 - \exp [(\varphi - 1) / (\varphi - 2)] & 1 \leq \varphi < 2 \\ 1 & 2 \leq \varphi. \end{cases}$$

Экспоненциальный закон тепловыделения в зоне реакции близок к действительному в конечной части зоны горения нормального фронта пламени.

Если рассматривать горение водородно-воздушной смеси, то для определения времени индукции и реакции можно использовать общепринятые зависимости их от давления и температуры [5]:

$$\tau_i = 8 \cdot 10^{-9} p^{-1} \exp(9600/T), \quad \tau_r = 1,05 \cdot 10^{-4} p^{-1,7} \exp(-1,12 \cdot 10^{-3} T).$$

(Здесь p в ат, T в °К, τ в с).

При сверхзвуковом течении за ударной волной система (1) является гиперболической, что позволяет решать ее численно методом характеристик. В расчетах использовался прямой метод характеристик, схема расчета аналогична описанной в [1, 6].

В качестве примера рассчитывалось горение вблизи клина водородно-воздушной смеси при следующих параметрах набегающего потока: $M_0 = 3$, $p_0 = 0,038$ ата, $T_0 = 600^\circ \text{К}$, $q'_m = \frac{q_m \rho_0}{\gamma p_0} = 1,2$, $\gamma = 1,4$; полуугол раствора клина $\theta = 25,6$. Исследовалось влияние характера распределения топлива в набегающем потоке на характеристики течения вблизи клина.

На рис. 1 приведены контуры тела 1, ударной волны 2, профиль распределения величины q_0 3 и изображены эпюры избыточных давлений 4 в различных сечениях, вдоль поверхности клина и ударной волны для случая натекания на клин смеси, имеющей профиль распределения величины q_0 с максимумом на поверхности клина. Штрихом обозначены начало и конец зоны химической реакции, а штрих-пунктиром граница профиля концентрации топлива. Эпюры построены для величины избыточного давления по сравнению с давлением при адиабатическом течении за ударной волной. Координаты x, y , обезразмерены с помощью комплекса $a_0 t'$, где a_0 — скорость звука в набегающем потоке, t' — время индукции при $p = 0,17$ ата и $T = 844^\circ \text{К}$; давление отнесено к давлению p_0 в набегающем потоке.

Как видно из рис. 1, тепловыделение приводит к повышению давления вдоль поверхности клина и вдоль поверхности ударной волны, начиная от значения давления, соответствующего адиабатическому те-

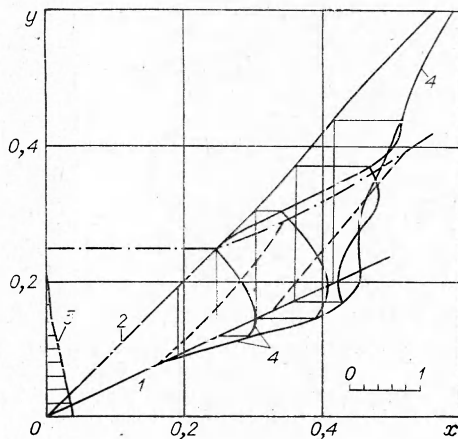


Рис. 1.

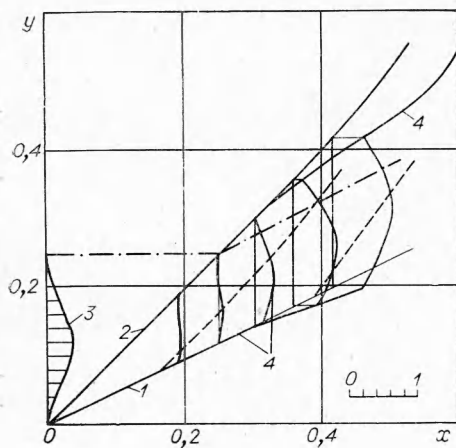


Рис. 2.

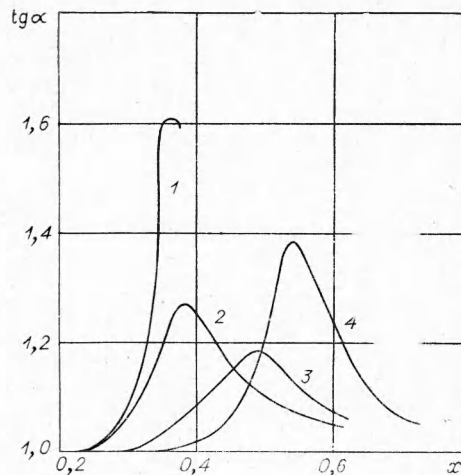


Рис. 3.

чению за ударной волной, до некоторых максимальных значений. Так же как и в случае натекания на клин потока однородной смеси [2] максимальное давление на поверхности тела достигается быстрее, чем на поверхности ударной волны. При этом в пространстве между ударной волной и поверхностью клина максимум давления перемещается от поверхности клина к ударной волне по мере удаления сечений от носка.

В случае однородного по составу потока давление вдоль поверхности ударной волны асимптотически приближается к максимальному значению, в то же время давление вдоль поверхности клина после достижения максимального значения несколько падает. В рассматриваемом случае максимальное давление как на поверхности клина, так и на поверхности ударной волны достигается на конечном удалении от носка, после чего оно уменьшается, стремясь к значению, соответствующему адиабатическому течению. Образующаяся в результате тепловыделения волна сжатия искривляет ударную волну и усиливает ее, но с удалением от носка клина этот эффект ослабляется в связи с тем, что зона тепловыделения имеет конечные размеры. В дальнейшем положение ударной волны стремится к некоторому предельному, наклон которого совпадает с наклоном адиабатической ударной волны.

На рис. 2 представлены результаты расчета для случая натекания на клин потока с симметричным профилем концентрации (обозначения аналогичны рис. 1). Ширина профиля и общее количество подведенного к потоку тепла выбраны такими же, как и для предыдущего случая. Как видно, картина течения качественно получается аналогичной рассматриваемой выше, однако в данном случае волна сжатия оказывается менее интенсивной. Смещение ударной волны и повышение давления в данном случае меньше, чем в предыдущем, что увеличивает общую протяженность зоны химических реакций.

На рис. 3 показано изменение тангенса угла наклона ударной волны ($\operatorname{tg} \alpha$) вдоль продольной координаты в зависимости от распределения химической энергии q_0 в потоке: 1 — профиль имеет максимум на поверхности, $\Delta y=0,5$; 2 — профиль распределения величины q_0 имеет максимум на поверхности клина, ширина профиля $\Delta y=0,25$; 3 — симметричный профиль, $\Delta y=0,25$; 4 — симметричный профиль, $\Delta y=0,5$. Во втором и третьем случаях суммарное количество тепла, подводимое к потоку газа, выбрано в 2 раза меньшим, по сравнению с первым и четвертым случаями.

Из сравнения представленных данных видно, что характер изменения тангенса угла наклона ударной волны и его величина зависят как

от общего количества подведенного тепла, так и от его распределения в потоке. Искривление ударной волны оказывается тем значительнее и начинается тем раньше, чем большая часть тепла подводится вблизи тела. При этом максимальная величина наклона ударной волны, естественно, возрастает при увеличении общего количества выделенного тепла.

*Поступила в редакцию
9/1 1974*

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Г. Черный, С. М. Гилинский и др. Течение газа с экзотермическими реакциями за ударными волнами. Отчет НИИ механики МГУ, № 1000, 1969.
2. П. И. Чушкин. ЖВМФ. 1969. 9, 6.
3. П. И. Чушкин. ФГВ, 1969, 5, 2.
4. А. С. Гиневский. Теория турбулентных струй и следов. М., «Машиностроение», 1969.
5. Supersonic Flow, Chemical Processes and Radiative Transfer. Edited by D. V. Offe and V. Zakkay. Pergamon Press, 1964.
6. О. Н. Кацкова, А. Н. Крайко. Расчет плоских и осесимметричных сверхзвуковых течений при наличии необратимых процессов. М., Изд. ВЦ АН СССР, 1964.

УДК 534.222.2

ГОЛОГРАФИРОВАНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В КРУГЛЫХ ТРУБАХ

*В. Е. Гордеев, Ю. С. Матвеев, М. Е. Рыскин
(Москва)*

Изображение фронтов ударных волн, которые распространяются в прозрачных средах, может быть получено лазерным голографированием [1]. Освещение объекта производится при этом одним достаточно коротким световым импульсом. Если изучаемый процесс отделен от наблюдателя прозрачными стенками, то последние делаются плоскопараллельными, чтобы не было оптических искажений.

В ряде случаев возникает необходимость получить неискаженное изображение фронтов ударных волн через оптически несовершенные стенки. При двукратном импульсном освещении получается голографическая интерферограмма, по которой можно судить о форме и о положении фронтов. Но картина процесса на голограмме обладает иногда большей наглядностью, а поскольку для ее получения достаточно лишь одного лазерного импульса, это значительно упрощает методику.

Тонкостенная круглая стеклянная трубка, по которой распространяется ударная волна, не вносит слишком больших оптических искажений в картину процесса, так что, например, качественные исследования отражения и дифракции волн в такой трубке вполне возможны, и для этой цели голограммы могут сказаться очень полезными. Насколько известно авторам, голографирование ударных волн в круглых трубках либо вообще не предпринималось, либо его не удалось успешно осуществить.

В предлагаемой работе описывается лазерная голографическая установка, позволяющая при однократной импульсной экспозиции полу-