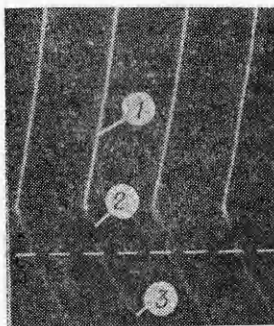


Р и с. 5



Р и с. 6

Таким образом, в результате проведенных исследований можно утверждать, что при ударно-волновом воздействии на смеси разнородных твердых частиц возможно возникновение скоростной неравновесности за фронтом УВ. Неравновесность может быть незначительной и очень большой. В количественном отношении эффект определяется физико-механическими свойствами частиц и энергией ударного нагружения.

Автор выражает благодарность В. М. Титову и М. А. Могилевскому за внимание к работе и полезные замечания и А. С. Старостиной за помощь при проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Костюков Н. А. Наклонное отражение ударных и детонационных волн в пористых средах: Дис. ... канд. физ.-мат. наук.— Новосибирск, 1978.
2. Kasiraj P., Vreeland Jr. T. et al. Shock consolidation of a rapidly solidified steel powder // Acta metallurgica.— 1984.— V. 32, N 8.
3. Роман О. В., Нестеренко В. Ф., Пикус И. М. Влияние размера частиц порошка на процесс взрывного прессования // ФГВ.— 1979.— № 5.
4. Костюков Н. А. Особенности наклонного отражения от преграды ударных волн в порошках // Динамика сплошной среды.— Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1977.— Вып. 29.

Поступила 10/IV 1987 г.

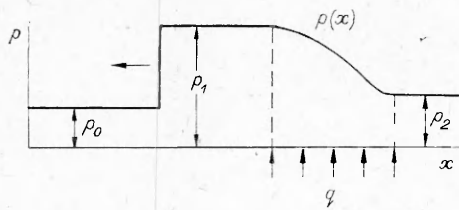
УДК 519.633

К ЭФФЕКТУ ТЕПЛООВОГО КРИЗИСА В СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОТОКАХ ПРИ НЕПОДВИЖНОМ ИСТОЧНИКЕ НАГРЕВА

Б. П. Герасимов, С. А. Семушин, А. А. Степанов, В. А. Щеглов
(Москва)

Как известно [1, 2], явление теплового кризиса в газовых потоках возникает при внутреннем энерговыделении (химические реакции, спонтанная конденсация газа) и внешнем тепловом воздействии на фиксированном участке потока (нагрев газа в электрическом разряде, в поле мощного лазерного излучения и т. д.). Для движущегося с потоком источника нагрева при энерговыделении, превышающем критическое значение, уравнения газодинамики допускают автомодельные аналитические решения в виде бегущих по потоку детонационных волн (см., например, [1—3]). При неподвижном источнике нагрева подобных решений, вообще говоря, не существует, поскольку здесь автомодельность отсутствует. Тем не менее если исходный поток сверхзвуковой, то в плоском одномерном случае возможно построение аналитического решения задачи о стационарной ударной волне (УВ), выходящей из зоны действия фиксированного источника нагрева с тепловыделением, превышающим критическое, и распространяющейся вверх по потоку. Построение такого решения — цель данной работы.]

Пренебрегая переходными процессами, связанными с формированием на участке тепловыделения УВ, исследуем подобное течение с момента времени, когда стационарная УВ уже вышла из зоны действия источника теплового нагрева. Заметим, что в таком потоке имеется четыре зоны тече-



Р и с. 1

(x — координата вдоль потока), а за ней — вновь однородный поток с u_2 , ρ_2 , p_2 и M_2 .

Течение в зоне источника нагрева стационарное, поэтому параметры потока по разные стороны от нее связаны обычными законами сохранения

$$(1) \quad \rho_1 u_1 = \rho_2 u_2, \quad p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \rho_2 u_2^2,$$

$$\rho_1 u_1 \left(\varepsilon_1 + \frac{u_1^2}{2} \right) + p_1 u_1 = \rho_2 u_2 \left(\varepsilon_2 + \frac{u_2^2}{2} \right) + p_2 u_2 + w.$$

Здесь $\varepsilon = c^2/\gamma(\gamma - 1)$ — удельная внутренняя энергия; c — скорость звука; γ — постоянная адиабаты. Конкретный вид слагаемого w в третьем уравнении в (1) зависит от типа теплового источника. При объемном нагреве газа $w = Q$ (Q — полное количество тепла, поглощаемого в единицу времени в единице объема на участке действия источника). Для массового источника $w = \rho u q$ (q — полное удельное (на единицу массы потока) поглощение тепла на том же участке).

Параметры потока по разные стороны от УВ связаны между собой стандартными соотношениями на разрыве. Последние удобно взять в виде [4]

$$(2) \quad \rho_1(u_1 - D) = \rho_0(u_0 - D), \quad p_1 + \rho_1(u_1 - D)^2 = p_0 + \rho_0(u_0 - D)^2,$$

$$\varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{1}{2}(u_1 - D)^2 = \varepsilon_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{1}{2}(u_0 - D)^2,$$

где $D = dx/dt$ — скорость УВ (скорость распространения разрыва).

Поскольку в (2) возникает дополнительный параметр D , соотношений (1) и (2) уже недостаточно для определения параметров потока на выходе из области теплового нагрева. Однако, как, например, показывают численные расчеты подобных течений, здесь можно воспользоваться следующим принципиальным моментом. В силу того что непосредственно за УВ поток оказывается дозвуковым, устойчивость рассматриваемого режима течения в целом обеспечивается лишь условием, чтобы на выходе из зоны действия источника нагрева число Маха потока строго обращалось в единицу (аналог условия Жуке в теории детонационных волн):

$$(3) \quad M_2 = u_2/c_2 = 1.$$

Действительно, при меньшем значении M_2 стационарный режим в области действия источника разрушался бы под действием возмущений, приходящих вверх по потоку от правой границы области, при большем же — подобный стационарный режим невозможен в принципе [1, 2].

При выполнении условия (3) полное тепловыделение для потока за УВ оказывается точно критическим, тогда для массового источника тепловыделения, согласно [2], можно написать

$$(4) \quad q = \frac{c_1^2}{2(\gamma^2 - 1)} \left(M_1 - \frac{1}{M_1} \right)^2$$

(для объемного источника достаточно учесть, что $q = Q/\rho_1 u_1$).

Вводя безразмерный параметр $\lambda = (u_0 - D)/c_0$, из (2) после ряда преобразований найдем

$$(5) \quad u_1 = c_0 \left[M_0 + (1 - \mu^2) \left(\frac{1}{\lambda} - \lambda \right) \right], \quad c_1^2 = c_0^2 (1 - \mu^2 + \mu^2 \lambda^2) \left(1 + \mu^2 - \frac{\mu^2}{\lambda^2} \right), \\ \frac{1}{\rho_1} = \frac{1}{\rho_0} \left[(1 - \mu^2) \frac{1}{\lambda^2} - \mu^2 \right], \quad p_1 = p_0 [(1 + \mu^2) \lambda^2 - \mu^2] (\mu^2 = (\gamma - 1)/(\gamma + 1)).$$

Сначала рассмотрим более простой случай массового источника теплового нагрева. Обозначив через $q_* = \frac{c_0^2}{2(\gamma^2 - 1)} \left(M_0 - \frac{1}{M_0} \right)^2$ критическое значение тепловыделения для набегающего на УВ сверхзвукового потока, введем для удобства параметр закритичности $\alpha = q/q_* - 1$. Тогда на основании (4)

$$(6) \quad (1 + \alpha_1) \left(M_0 - \frac{1}{M_0} \right) \frac{u_1}{c_0} - \frac{c_1^2 - u_1^2}{c_0^2} = 0 \quad (1 + \alpha_1 = \sqrt{1 + \alpha}).$$

Воспользовавшись соотношениями (5), получим из (6) замкнутое уравнение четвертой степени относительно λ :

$$(7) \quad (1 + \alpha_1) \left(M_0 - \frac{1}{M_0} \right) \left[M_0 + (1 - \mu^2) \left(\frac{1}{\lambda} - \lambda \right) \right] + M_0^2 + 4\mu^2 - 3 + \\ + 2M_0 (1 - \mu^2) \left(\frac{1}{\lambda} - \lambda \right) + \lambda^2 (1 - 3\mu^2) + \frac{1 - \mu^2}{\lambda^2} = 0.$$

Поскольку УВ движется в направлении, обратном течению ($D \leq 0$), то $\lambda \geq M_0$, при этом физический смысл имеют лишь течения с положительным направлением скорости в зоне источника ($u_1 \geq 0$). Из (5) следует, что $\lambda < \lambda_*$ ($\lambda_* = M_0/2 (1 - \mu^2) + [M_0^2/4 (1 - \mu^2) + 1]^{1/2}$). Нетрудно показать, что при $M_0 > 1$ у уравнения (7) на отрезке (M_0, λ_*) единственный корень.

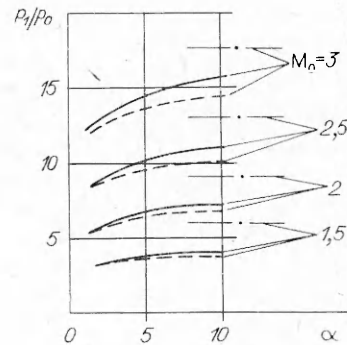
Аналогичным образом для объемного источника получим замкнутое уравнение восьмого порядка относительно λ :

$$(8) \quad (1 + \alpha) \left(M_0 - \frac{1}{M_0} \right)^2 M_0 \left[(1 - \mu^2) \frac{1}{\lambda^2} + \mu^2 \right] \left[M_0 + (1 - \mu^2) \left(\frac{1}{\lambda} - \lambda \right) \right] - \\ - \left[M_0^2 + 4\mu^2 - 3 + 2M_0 (1 - \mu^2) \left(\frac{1}{\lambda} - \lambda \right) + \lambda^2 (1 - 3\mu^2) + \right. \\ \left. + \frac{1 - \mu^2}{\lambda^2} \right]^2 = 0 \quad (\alpha = Q/Q_* - 1).$$

Так же как и в предыдущем случае, можно показать, что при $M_0 > 1$ у (8) на отрезке (M_0, λ_*) единственный корень. Таким образом, корень каждого из уравнений (7) и (8) локализован и нахождение λ в каждом из рассматриваемых случаев не составляет труда.

Для иллюстрации на рис. 2 представлены зависимости увеличения давления в УВ p_1/p_0 от степени закритичности тепловыделения α . Сплошные линии соответствуют объемному источнику, а штриховые — массовому. Горизонтальными линиями обозначены уровни, на которые кривые выходят в пределе бесконечного тепловыделения.

В заключение заметим, что результаты, непосредственно получаемые из приведенного аналитического решения, весьма удовлетворительно согласуются с прямыми результатами численных расчетов на основе нестационарных уравнений газодинамики.



Р и с. 2

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г. А. Прикладная газовая динамика. — М.: Наука, 1969.
2. Бартльме Ф. Газодинамика горения. — М.: Энергоиздат, 1981.
3. Станюкович К. П. Неуставившиеся движения сплошной среды. — М.: Наука, 1971.
4. Овсянников Л. В. Лекции по основам газовой динамики. — М.: Наука, 1981.

Поступила 20/II 1987 г.

УДК 535:532.526

ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПЛОТНОСТИ В ЛАМИНАРНЫХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЯХ СДВИГОВЫМ ИНТЕРФЕРОМЕТРОМ

Д. А. Ван, А. А. Маслов, А. Л. Рудницкий
(Новосибирск)

Теоретические модели, применяемые для расчета ламинарных сверхзвуковых пограничных слоев, экспериментально не проверялись из-за ограничений классических методов измерений. В пневмометрических методах применяются датчики, сравнимые по размеру с толщиной ламинарного пограничного слоя (при испытаниях моделей в сверхзвуковых аэродинамических трубах толщина ламинарного пограничного слоя не превышает 1 мм). Термоанемометрические методы дают хорошее пространственное разрешение, но характеристики датчиков изменяются в трансзвуковой области течения, что затрудняет их применение. Необходимо также учитывать, что наличие датчика в потоке может исказить течение в пограничном слое.

Классические методы измерения профилей плотности, температуры и скорости при сверхзвуковых скоростях потока косвенные. Для получения количественных результатов этими методами необходимо использовать дополнительные предположения и эмпирические константы. Прямые измерения профилей плотности без возмущения датчиком сверхзвукового потока могут быть выполнены оптическими методами. В интерференционных измерениях плотности пространственное разрешение ограничивается соотношением $d = 1,6\sqrt{\lambda L}$ (λ — длина световой волны, L — размер объекта вдоль луча), которое на плоских объектах шириной 200 мм позволяет получить независимые отсчеты с шагом 0,5 мм [1]. Переход к исследованию цилиндрических объектов дает возможность на один — два порядка увеличить пространственное разрешение, но при этом суммарный набег фазы вдоль луча в ламинарном пограничном слое становится сравнимым с обычной чувствительностью интерференционных измерений 0,05—0,1 λ . Чувствительность измерений ограничивается точностью определения положения экстремумов в интерференционной картине, которые обычно располагаются неравномерно по полю. Альтернативный способ измерения распределения плотности в стационарных объектах — поочередное сканирование точек исследуемого поля сфокусированными лазерными пучками [1].

Разработанный в ИТПМ СО АН СССР сканирующий сдвиговой интерферометр со сфокусированными пучками и фотоэлектрической регистрацией позволил выполнить измерения профилей плотности в конвективном пограничном слое у нижней поверхности нагретого горизонтального цилиндра и в ламинарном пограничном слое около конуса при его сверхзвуковом обтекании с пространственным разрешением 30 мкм и чувствительностью $10^{-3} \lambda$. С методической целью аналогичным способом измерены радиальные распределения показателя преломления в стекловолокне с пространственным разрешением около 2 мкм.

Интерферометр (рис. 1) состоит из источника света 1 — стандартного He — Ne-лазера со стабилизацией частоты по нрвалу Лэмба мощностью 0,5 мВт, двух четвертьволновых пластинок 2, 5, фокусирующих объективов 3, 6, 10, 11, двоякопреломляющей пластинки 7, поляризаторов 4, 8 (4 установлен на оси синхронного двигателя), оптического сканирующего устройства 9 и фотодетектора 13 с щелью 12 на входе. Формирующим устройством из двух четвертьволновых пластинок, объективов 3, 6, поляризатора 4 и двоякопреломляющей пластинки в плоскости 7' создаются два когерентных точечных источника света с дополнительными плоскими поляризациями, частоты которых отличаются друг от друга на удвоенную частоту вращения поляризатора 2 Ω . Пучки света от этих источников фокусируются объективом 10 в исследуемую область, а затем интерферируют друг с другом. Поляризатор 8 с плоскостью поляризации, установленной