

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Starkenberg. VII-th Symp. (Int.) on Detonation (preprint). Annapolis, Maryland, 1981.
2. С. Г. Андреев, М. М. Бойко, П. Ф. Кобылкин и др. ФГВ, 1979, 15, 6, 143.
3. В. С. Берман, Ю. С. Рязанцев. МТТ, 1976, 40, 6, 1065.

УДК 532.57+621.375

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ УСКОРЕНИЯ И НАГРЕВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ ЗА ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНОЙ

*В. М. Бойко, В. В. Григорьев, С. А. Ждан,
А. А. Карнаухов, А. Н. Папырин
(Новосибирск)*

Изучение динамики поведения твердых частиц в высокоскоростном высокотемпературном потоке газа за ударными и детонационными волнами имеет важное научное и практическое значение и требует дальнейшего развития как теоретических, так и экспериментальных исследований, основанных на использовании современной диагностической аппаратуры.

В данной работе представлены некоторые результаты исследования процессов ускорения и нагрева частиц молибдена в продуктах детонации (ПД) стехиометрической ацетилено-кислородной смеси. Предложена математическая модель, описывающая взаимодействие твердых частиц с нестационарным реагирующим потоком газа, методом быстродействующей лазерной визуализации изучен характер изменения скорости движения частиц за детонационной волной (ДВ) внутри и вне ствола установки, а также проведено сопоставление расчетных и экспериментальных результатов.

Математическая постановка задачи. Рассмотрим поведение «одиночных» частиц металла в реагирующем потоке газа за фронтом ДВ. При распространении ДВ по трубе и последующем истечении ПД в воздух происходит силовое и тепловое взаимодействие частиц металла с продуктами. Уравнения движения продуктов детонации, имеющих в каждой точке равновесный химический состав, приведены в [1]. Предполагаем, что частицы сферические и не вступают в химические реакции с ПД. Поведение частицы в нестационарном потоке ПД описывается уравнениями

$$m_1 \left(\frac{\partial u_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial u_2}{\partial r} \right) = F_2, \quad (1)$$

$$m_2 \left(\frac{\partial h_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial h_2}{\partial r} \right) = Q_2. \quad (2)$$

Здесь $m_2 = \pi/6 d_0^3 \rho_2^0$ — масса; d_0 — диаметр; ρ_2 — истинная плотность; u_2 — скорость; h_2 — энтальпия частицы; t — время; r — пространственная переменная. Сила, действующая на частицу, определяется силой сопротивления

$$F_2 = \frac{\pi}{4} d_0^2 C_D (\text{Re}, M) \rho_1 (u_1 - u_2) |u_1 - u_2|/2,$$

где ρ_1 — плотность; u_1 — скорость ПД; $C_D(\text{Re}, M)$ — коэффициент сопротивления [2].

При обтекании твердых тел реагирующим потоком газа «движущей силой» при теплообмене, согласно [3], является не разность температур, как ошибочно предполагалось в [4, 5], а разность полных энтальпий. Поэтому приток тепла к частице будет иметь вид

$$Q_2 = \pi d_0 \eta \text{Nu} [H_1 + \text{Pr}^{1/3} (u_1 - u_2)^2/2 - H_2]/\text{Pr}.$$

Здесь $H_1 = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{RT_1}{\mu} + E_d \left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_{\max}} \right)$; $H_2 = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{RT_2}{\mu_2} + E_d \left(\frac{1}{\mu_2} - \frac{1}{\mu_{\max}} \right)$; $H_1, H_2, T_1, T_2, \mu, \mu_2$ — энтальпия, температура и молекулярная масса ПД в потоке и у поверхности частицы соответственно; $\eta = \eta_* (T_1/T_{1*})^\varepsilon$ — динамическая вязкость ПД; R — универсальная газовая постоянная; E_d — средняя энергия диссоциации продуктов реакции; μ_{\max} — молекулярная масса ПД в предельно рекомбинированном состоянии; γ — эффективный показатель адиабаты ПД (см. [6, 1]); Re, M, Nu, Pr — числа Рейнольдса, Маха, Нуссельта, Прандтля соответственно.

Уравнение (2), записанное для энтальпии частицы, автоматически учитывает возможный фазовый переход (плавление). Так как

$$h_2 = \left\{ \int_{T_0}^{T_2} c_2(T) dT, T_2 < T_{2пл}; h_2^* + (1 - m/m_2) \Delta h, T_2 = T_{2пл}; h_2^{**} + \int_{T_{2пл}}^{T_2} c_2(T) dT, T_2 > T_{2пл} \right\},$$

то в любой момент времени по найденной из (2) энтальпии h_2 однозначно восстанавливается температура частицы T_2 , а при $T_2 = T_{2пл}$ — степень ее проплавления ($c_2(T)$ — теплоемкость частицы, $T_{2пл}$ — ее температура плавления, $h_2^* = \int_{T_0}^{T_{2пл}} c_2(T) dT$, m/m_2 — доля нерасплавленной массы частицы, Δh — теплота плавления, $h_2^{**} = h_2^* + \Delta h$).

Эксперимент. Экспериментальное определение ускорения частиц проводилось на установке, представляющей собой детонационную трубу квадратного сечения 20×20 мм и состоящую из отдельных секций, в которых устанавливались смотровые окна для проведения оптических измерений [7].

Для наблюдения за частицами применялся метод многоэкспозиционной фоторегистрации, основанный на использовании лазерного стробоскопического источника света [7, 8]. Данный источник, состоящий из генератора и усилителя на кристаллах рубина, позволял получать от 1 до 50 световых импульсов длительностью ~ 30 нс. Интервалы между ними регулировались дискретно через 1 мкс в пределах 5—100 мкс с точностью 0,2 мкс. Энергия излучения одного импульса $\sim 0,1 \div 0,3$ Дж. Лазерный пучок вводился по оси канала. Регистрация света, рассеянного частицами, осуществлялась под углом 90° . Пространственное разрешение передающей изображение оптики было не хуже 50 штрих/мм. Система управления и синхронизации обеспечивала необходимую последовательность запуска во времени отдельных элементов установки и диагностической аппаратуры и позволяла изучать характер движения частиц как внутри ствола, так и за его срезом в любой заданной области.

В качестве иллюстрации на рис. 1 представлена типичная многоэкспозиционная фотография для частиц молибдена при их движении внутри ствола (интервал между импульсами 50 мкс). Хорошо видно несколько последовательных изображений каждой частицы, позволяющих легко определить среднюю за время между двумя экспозициями скорость движения и тем самым проанализировать характер ее ускорения. Погрешность измерения скорости составляет не более 3%.

Обсуждение результатов. Рассмотрим некоторые результаты экспериментов и расчетов, полученные для частиц Мо диаметром $d_0 = 155$ мкм и плотностью

Рис. 1. Частицы молибдена в разные моменты времени.

$\rho_2^0 = 10,2 \text{ г/см}^3$ при различных значениях глубины загрузки L , измеряемой от среза трубы. Численные значения исходных констант для Мо [9]: $T_{2\text{пл}} = 2900 \text{ К}$, $\Delta h = 287,6 \text{ кДж/кг}$, $c_p(T) = 235 + 19,48 (T/T_0) \text{ Дж/(кг} \cdot \text{град)}$, $T_0 = 298,15 \text{ К}$.

На рис. 2 для трубы длиной 1,5 м представлены зависимости скорости частиц u_2 от расстояния r , отсчитываемого от среза, при $L = 0,37 \text{ м}$ (штриховые линии — эксперимент, сплошные — расчет). Указанный на графиках разброс экспериментальных данных превышает точность измерений из-за разброса в диаметрах ($d_0 = 155 \pm \pm 10 \text{ мкм}$) используемых частиц. Немонотонный характер поведения скорости u_2 однозначно связан с изменением скорости ПД в трубе. Начальный разгон частицы до 40 м/с осуществляется газовым потоком за фронтом ДВ. Поскольку скорость потока быстро падает, разгон частицы практически прекращается (плато скорости u_2 на рис. 2). После выхода ДВ на срез и последующего истечения ПД внутрь трубы распространяется волна разрежения. Она обуславливает рост массовой скорости реагирующего газа в трубе, что и приводит к дальнейшему увеличению скорости частицы. Таким образом, разгон частиц в детонационной трубе осуществляется в две стадии: а) за ДВ; в) в волне разрежения. Причем прирост скорости u_2 в волне разрежения в 4—5 раз больше, чем за ДВ.

Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментом как по виду полученной зависимости $u_2(r)$, так и количественно (расхождение составляет не более 8%). Это позволяет проводить сравнение только на срезе трубы. На рис. 3 приведены профили скорости частиц в трубе длиной 1,2 м при различных глубинах загрузки ($L = 1 \div 0,17; 2 \div 0,37; 3 \div 0,57 \text{ м}$). Количественное различие представленных данных не более 5%. Наклоны экспериментальных и расчетных кривых на срезе совпадают до тех пор, пока время истечения газа не превышает $\sim 5 \text{ мс}$, так как при больших временах на скорость истечения ПД начинает влиять противодействие воздуха, которое при расчетах не учитывалось. На рис. 4 приведены значения скорости и температуры T_2 частиц Мо ($d_0 = 155 \text{ мкм}$) на срезе трубы в зависимости от времени истечения ПД t отсчитываемого от момента выхода ДВ на срез. Точками на кривых отмечены времена выхода на срез частиц с глубиной загрузки, указанной на рис. 3. Видно, что скорость частиц на срезе имеет максимум $u_{2\text{max}} = 165 \text{ м/с}$ в диапазоне времени $2 \div 3 \text{ мс}$ ($L = 0,2 \div 0,3 \text{ м}$), а температура — при $t \sim 4 \text{ мс}$. При изме-

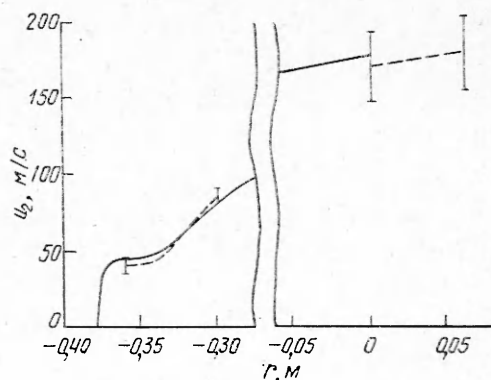


Рис. 2. Зависимость скорости частиц от расстояния до среза ствола.

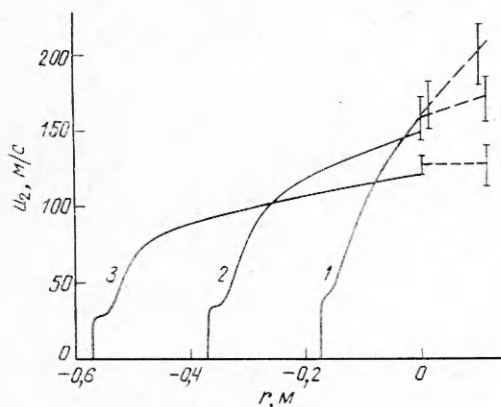


Рис. 3. Профили скорости частиц при различных глубинах загрузки.

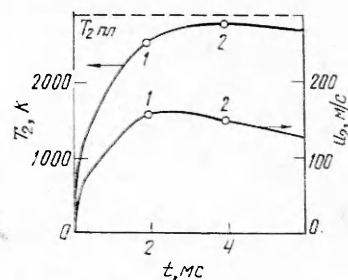


Рис. 4. Расчетные временные зависимости скорости и температуры частиц.

нении глубины загрузки на $5 \div 10$ см относительно оптимальной (обеспечивающей максимум скорости частиц на выходе из трубы), скорость частиц меньше $u_{2 \max}$ всего на 10 м/с.

Как видно из рис. 4 температура частиц не достигает температуры плавления $T_{2п.л}$ (штриховая линия) при любом значении L . Экспериментальные наблюдения подтвердили отсутствие разрушения этих частиц в процессе ускорения в отличие, например, от частиц ВК-25 [7].

Таким образом, проведенные опыты показали, что метод многоэкспозиционной лазерной фоторегистрации может успешно применяться для решения различных задач, связанных с исследованием динамики частиц в высокоскоростном высокотемпературном потоке газа как в стволе, так и за его срезом; сопоставление экспериментальных и расчетных значений скорости свидетельствует о том, что предложенная математическая модель достаточно хорошо описывает процесс ускорения частиц за детонационной волной.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В. М. Тигову, Т. П. Гавриленко и Ю. А. Николаеву за содействие работе, полезные обсуждения и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Ждан, В. П. Феденок. ФГВ, 1982, 18, 6, 103.
2. С. Б. Хендерсон. РТК, 1976, 14, 6, 5.
3. Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций. М.: ИЛ, 1962.
4. А. М. Гладилин, Е. Н. Карпиловский, А. Д. Корнев. ФГВ, 1978, 14, 1, 123.
5. А. М. Гладилин, С. С. Бартенев. ФГВ, 1980, 16, 2, 121.
6. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1982, 18, 1, 66.
7. В. М. Бойко, Т. П. Гавриленко, В. В. Григорьев и др. ФГВ, 1983, 19, 3.
8. В. М. Бойко, А. А. Карнаухов, В. Ф. Косарев, А. П. Папырин. ПМТФ, 1982, 3, 64.
9. Таблицы физических величин. Справочник/Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.

УДК 534.222.2

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ УДАРНОМ ИНИЦИИРОВАНИИ СПЛАВОВ ТРОТИЛ — ГЕКСОГЕН, ТРОТИЛ — ОКТОГЕН

С. А. Бордзиловский, В. Ф. Лобанов, С. М. Караханов
(Новосибирск)

Ударное инициирование гетерогенных конденсированных ВВ характеризуется возникновением химической реакции в отдельных очагах («горячих» точках). Это явление определяет сложную структуру зоны энерговыведения, представляющую собой смесь сжатого ударной волной непрореагировавшего ВВ и продуктов реакции, веществ с различными физико-механическими свойствами. Математическое моделирование позволяет определять детальную картину газодинамического процесса в зоне реакции и дополняет экспериментальные данные.

Ранее в [1, 2] предложена методика численного моделирования процесса возбуждения детонации в однокомпонентном ВВ. Целью настоящей работы являлось исследование возможности применения этой методики для моделирования переходных процессов в ВВ, состоящих из компонентов с различной чувствительностью к ударному воздействию.

Основные положения математической модели.

1. За фронтом УВ исходное ВВ представляется в виде отдельных сферических частиц одинакового радиуса R_0 . Количество частиц в единице массы постоянно и равно N_0 .