

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Я. Апин, Н. Ф. Велина.— В кн.: Взрывное дело, № 63/20. М.: Недра, 1967.
2. Б. Н. Кондриков, В. М. Райкова, ФГВ, 1977, 13, 1, 55.
3. Г. Д. Козак, Б. Н. Кондриков, А. В. Старшинов и др.— В кн.: Детонация. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1980.
4. Г. Д. Козак, Б. Н. Кондриков, А. В. Старшинов.— В кн.: Химическая физика конденсированных систем. Вып. 104. М.: изд. МХТИ, 1979.
5. Л. Н. Азбукина, А. Ф. Беляев.— В кн.: Физика взрыва/Под ред. М. А. Садовского, А. Ф. Беляева. № 3. М.: Изд-во АН СССР, 1955.

УДК 662.215.4

ЗАЖИГАНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ГЕКСОГЕНА ПРИ АДИАБАТИЧЕСКОМ СЖАТИИ ПРИЛЕГАЮЩЕЙ ГАЗОВОЙ ПОЛОСТИ

В. С. Соловьев, В. В. Лазарев, С. Г. Андреев

(Москва)

Закономерности зажигания зарядов ВВ за счет теплопередачи от разогретого при достаточно быстром сжатии газа изучены в основном при реализации компрессионного сжатия газа, в атмосферу которого помещен исследуемый образец, или при ударно-волновом воздействии на заряд, содержащий газ в межкристаллических порах. В промежуточном диапазоне нагрузок, характеризуемом амплитудой $0,2 \div 0,8$ ГПа и временем действия $50 \div 100$ мкс, работы до последнего времени практически не велись, что связано с трудностью получения длительного контролируемого профиля давления. Имеющиеся экспериментальные данные [1], относящиеся к указанному диапазону, получены с помощью модернизированных копровых методик, в которых время сжатия сформированной в заряде газовой полости превышает время ее тепловой релаксации, в результате чего дополнительным определяющим фактором является теплопередача от разогретого газа к ВВ в процессе сжатия газовой полости.

В настоящей работе сообщаются результаты, полученные с помощью взрывного нагружения сжимаемой газовой полости, прилегающей к поверхности исследуемого заряда ВВ. Нагружающий импульс создавался при инициировании «уходящей» детонационной волны в низкоплотном заряде смеси гексогена с минорой (рис. 1). При этом на сжимаемую среду, расположенную под нагружающим зарядом, воздействует ударно-волновой импульс, близкий к прямоугольному, характеристики которого (давление нагружения p и время действия давления) задаются плотностью нагружающего заряда и его высотой [2].

В качестве модельного вещества использовался кристаллический гексоген, поведение которого по типу порогового датчика зажигания (реакция в образце не возникает либо образец полностью сгорает) позволяет однозначно определять конечный исход нагружения. Кристаллы гексогена шлифовали до получения плоской грани с длиной ребра не менее 6 мм, помещали в алюминиевое кольцо и заливали эпоксидным компаундом. Для формирования сжимаемой полости заданных размеров к поверхности кристалла герметично крепили фторопластовую кольцевую шайбу толщиной h . Сжатие газа производилось за счет вдавливания в полость под действием давления нагружения прокладки, отпрессованной из смеси поваренной соли с парафином. Толщина прокладки, равная 20 мм, обеспечивала затухание ударной волны, возникающей при детонации инициатора нагружающего заряда, до параметров нагружения от основного заряда и исключала тепловое воздействие продуктов детонации на исследуемый образец. Высоту столба балласта, изготовленного из того же материала, что и прокладка, выбирали из условия прихода волны разгрузки с тыльной стороны образца не раньше времени окончания действия давления.

Для расширения диапазона температуры, реализуемой при сжатии газа, были выбраны аргон и пропан, обладающие отличными от воздуха

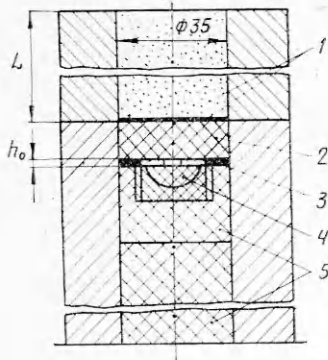


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — нагружающий заряд; 2 — прокладка; 3 — ограничительная шайба; 4 — кристалл гексогена; 5 — столб балласта.

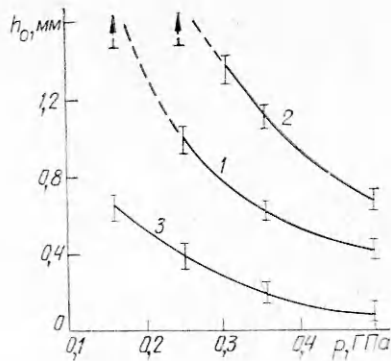


Рис. 2. Зависимость начального размера полости, требуемого для зажигания, от давления нагружения.

1 — воздух; 2 — пропан; 3 — аргон.

теплофизическими характеристиками. Наполнение полости газом в этом случае производилось непосредственно при сборке образца в газовом шкафу в атмосфере исследуемого газа.

Результаты экспериментов, представленные на рис. 2, аппроксимируются зависимостью вида

$$(p - p_{кр})(h - h_{кр}) = A,$$

где $p_{кр}$ и $h_{кр}$ — асимптотические величины давления и размера полости, ниже которых зажигание в наших экспериментах не происходит; A — константа, определяемая типом газа, условиями проведения опыта, а также временем действия давления. В описываемых экспериментах время действия давления составляло 130 ± 10 мкс. Значения $h_{кр}$ для воздуха, пропана и аргона составляют 0,3; 0,5 и 0,05 мм соответственно. Значения $p_{кр}$, определенные непосредственно из эксперимента, составляют для воздуха и пропана соответственно 0,16 и 0,25 ГПа. При заполнении полости аргоном величина $p_{кр}$ ниже минимального давления нагружения, реализуемого в эксперименте.

Представленные результаты получены при диаметре полости 5 мм. Увеличение полости выше указанной величины не приводит к качественному и количественному отличию. Контрольные эксперименты, проведенные с предварительным вакуумированием полости, а также с приклеенной к поверхности кристалла фторопластовой пленкой толщиной 50 мкм или с заменой фторопластовой шайбы на алюминиевую показали, что вследствие уменьшения теплового потока, воздействующего на ВВ, зажигание его затрудняется. Кроме того, поскольку в результате ударно-волнового воздействия образец не дробился и не деформировался, можно считать, что определяющим механизмом зажигания является теплопередача от сжатого газа.

При давлении нагружения 0,49 ГПа происходит диспергирование прокладки при ее вдавливании в полость. В этом случае значительно возрастает поток тепла, идущий на разогрев частиц, влетающих в полость, и требуемый для зажигания кристалла размер полости возрастает. При закреплении на нижней поверхности прокладки фторопластовой пленки толщиной 50 мкм под действием давления 0,49 ГПа материал вдавливается в полость в виде единого монолита, однако при большем давлении происходит его дальнейшее дробление, в связи с чем представленные результаты ограничены указанным давлением.

Уменьшение времени действия давления на 10 мкс вызывает изменение указанных на рис. 2 соотношений, что свидетельствует о том, что время задержки зажигания, по крайней мере, не меньше времени действия давления. Согласно результатам экспериментов время сжатия полости не превышает $3 \div 5$ мкс, т. е. составляет не более 4% от времени зажигания. Проведенные оценки времени тепловой релаксации газового

слоя показали, что при одинаковом давлении нагружения для различных газов оно изменяется незначительно и составляет $30 \div 50$ мкс. Сравнение полученных временных характеристик (времени сжатия и тепловой релаксации сжатого слоя газа) позволяет считать, что сжатие полости происходит адиабатически и за время задержки зажигания сжатый газовый слой полностью отдает запасаемую тепловую энергию. Таким образом, определенные в наших экспериментах размеры полости, требуемые для зажигания, являются минимально возможными при конечной скорости сжатия полости, по сравнению, например, с копровыми испытаниями. Существование критического размера полости показывает, что в области микронных размеров газовых полостей, в частности, для межзеренных пор прессованных и литых зарядов ВВ, теплопередача от сжатого газа становится неэффективной для инициирования зажигания ВВ.

Поскольку газ, содержащийся в полости, выполняет роль теплового источника, задание фиксированных параметров нагружения приводит к ограничениям по времени действия, количеству запасаемой тепловой энергии и температуре разогрева источника. Так как за время задержки зажигания сжатый газовый слой полностью отдает запасаемую тепловую энергию, то для сравнительного анализа поджигающей способности газов определим тепловую энергию Q , запасаемую газом в результате адиабатического сжатия, и начальную температуру разогрева поверхности ВВ T_S

$$Q = \rho_0 h_0 c_V (T_g - 293), \quad T_g = 293 (p_g / p_0)^{(\gamma-1)/\gamma},$$

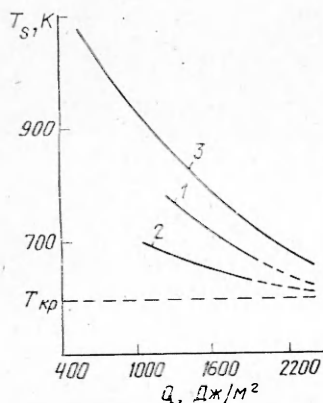
$$T_S = (T_g - 293) \frac{\alpha}{(1+\alpha)} + 293,$$

где ρ_0 , c_V , γ , T_g — начальная плотность, коэффициент удельной теплоемкости, показатель адиабаты и температура сжатого газа; α — коэффициент соотношения тепловых активностей сжатого газа и ВВ.

Представленные на рис. 3 результаты расчета показывают, что существует асимптотическое значение температуры разогрева поверхности ВВ, которое одинаково для всех исследованных газов и составляет в наших экспериментах 580 К. В соответствии с данной величиной $p_{кр}$ для аргона составляет 0,08 ГПа.

Наблюдаемый характер зависимости требуемой для зажигания тепловой энергии от параметров нагружения нельзя объяснить, используя существующие математические модели, основанные на интегральных критериях тепловой теории зажигания. В частности, согласно расчетам по зависимостям, предложенным в [3], величина тепловой энергии в исследованном диапазоне давления практически не изменяется при изменении температуры разогрева газа и поверхности ВВ. Такое расхождение с полученными результатами позволяет сделать заключение о необходимости при выборе критерия зажигания дополнительного учета значения температуры разогрева ВВ.

Таким образом, результаты, полученные с помощью разработанной



методики взрывного сжатия газа, приближающегося к адиабатическому, показали, что в исследованном диапазоне давления нагружения теплопередача от разогретого газа способна вызвать зажигание ВВ. Определены критические значения параметров нагружения и размеров полости, ниже которых теплопередача от газа не приводит к зажиганию. Использование газов с теплофизическими характеристиками, отличными от воздуха, позволяет расширить диапазон достигаемых критических параметров нагружения и размеров полости.

Рис. 3. Зависимость требуемой для зажигания запасаемой тепловой энергии от температуры разогрева поверхности ВВ.

1 — воздух; 2 — пропан; 3 — аргон.

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

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