

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 532.593

СХОДЯЩАЯСЯ УДАРНАЯ ВОЛНА В ЖИДКОМ ВОДОРОДЕ

В. В. Сильвестров, В. М. Титов
(Новосибирск)

Интерес к уравнению состояния водорода и его изотопов при высоких давлениях определяется рядом физических и газодинамических постановок [1—4]. Вследствие малой плотности водорода в конденсированной фазе развитые методы сжатия в прямой ударной волне дают относительно невысокие величины давлений. Для жидкого водорода реализованные значения достигают 39,5 кбар при использовании пластины, разогнанной взрывом до 5,9 км/с [5]. Применение танталового ударника, ускоренного до 7,0 км/с с помощью двухступенчатой легкогазовой пушки, позволяет получить в жидком дейтерии 220 кбар в прямой волне и 940 кбар — в отраженной [1]. Многократное сжатие жидкого водорода между двумя пластинами реализует давления около 470 кбар [6]. Достижение давлений в плоской ударной волне более 2,2÷3,0 Мбар, при которых возможен переход водорода в металлическое состояние [7, 8], затруднено относительно низкими скоростями ударников.

Ограниченность методов одномерного нагружения стимулирует поиск схем многократного сжатия в условиях сходящейся геометрии. С помощью методов, основанных на многократном отражении сходящейся цилиндрической волны, в водороде достигнуты давления около 150 кбар [2] и 8 Мбар [7]. Непосредственное измерение интересных величин связано при этом со значительными трудностями, обусловленными геометрией опытов. В то же время максимальный прирост давления и плотности происходит при отражении сходящейся сферической ударной волны. Кроме того, при замене части сферы идеальной жесткой стенкой становится возможным измерение ряда величин в области высоких параметров вещества без нарушения условий схождения волны.

В данной работе рассмотрена возможность применения метода сферической кумуляции для создания в жидком водороде сильной ударной волны. Постановка экспериментов показана на рис. 1. Блок взрывчатого вещества 1 инициируется по наружной поверхности ударным способом с помощью системы, использующей известный принцип «мышеловки» [9], видоизмененный применительно к сферической геометрии. Общий вес ВВ 1,6 кг. Стальная оболочка 2 толщиной $\delta=0,2$ см, двигаясь под действием продуктов взрыва, возбуждает в полусферическом объеме радиуса $R=3$ см, заполненном жидким водородом, сходящуюся ударную волну. Отклонения от симметрии, нарушающие идеальную кумуляцию и определяемые неодновременностью Δt выхода детонационной волны на границу ВВ — оболочка, невелики: $\Delta t \cdot D / (R + \delta) \leq 0,1$, где D — скорость детонации используемого ВВ. В стальном основании 3 расположен цилиндрический канал радиуса $r=0,5$ см. Для непрерывного измерения скорости сходящейся волны по оси канала вводится реостатный датчик 4 на основе металлического капилляра диаметра 0,4 мм [10]. Точность измерения скорости фронта U_s не хуже 10%.

В газодинамических экспериментах при адиабатическом расширении ударно-сжатого водорода канал являлся секцией высокого давления ударной трубы. При этом он отделялся от своего вакуумированного продолжения (стеклянная трубка), являющегося секцией низкого давления, тефлоновой или металлической диафрагмой толщиной 0,02÷0,04 мм. В трубке находился воздух при давлении 0,1÷10 торр. Скорость фронта возникающего течения измерялась с помощью СФР на расстоянии 15÷40 см от диафрагмы.

На рис. 2 представлены результаты измерения скорости сходящейся ударной волны в жидком водороде. Данные рис. 2, а, на котором приведена $x-t$ -диаграмма схождения волны в безразмерных координатах x/R и $\tau=c_0 t/R$, позволяют говорить о хоро-

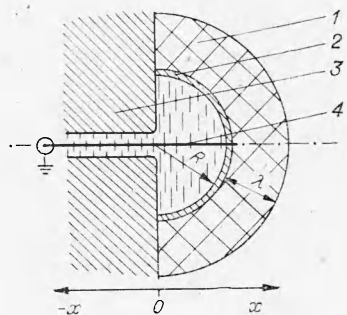


Рис. 1.

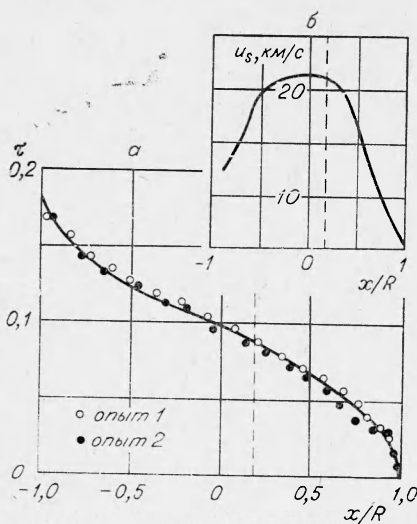


Рис. 2.

Наличие участка с мало меняющейся скоростью ≈ 20 км/с (рис. 2, б) позволяет применить приближение стационарной одномерной волны для оценки параметров за фронтом сходящейся волны. На основании [1, 2, 5] при $U_s = 20$ км/с массовая скорость $U_p \approx 15$ км/с, удельный объем $V \approx 7,1$ см³/моль, давление на фронте $p_s \approx 210$ кбар и полная энергия единицы массы $\epsilon_s = U_p^2 \approx 220$ кДж/г. Начальному значению $U_s = 6$ км/с соответствует $p_s \approx 13$ кбар и $\epsilon_s \approx 9$ кДж/г; т. е. давление и энергия во фронте увеличиваются в 16 и 24 раза соответственно.

Результаты газодинамических экспериментов, показывают, что расширение ударно-сжатого водорода из начального состояния хорошо описывается адиабатой разгрузки вида $P = k\rho^\gamma$ с $\gamma = 1,4$, полученной при расширении ударно-сжатого до 60 кбар водорода в условиях цилиндрической геометрии [3]. Одна из типичных регистрограмм приведена на рис. 3 ($p = 0,2$ торр, расстояние между метками 5 см, скорость развертки 3 мм/мкс), из которой видно, что характер течения существенно не изменился сравнительно [3]. При давлении воздуха в секции низкого давления 0,1 торр зарегистрирована массовая скорость границы расширяющегося водорода $\approx 46,5$ км/с. Затухание на базе измерений незначительно. Заметим, что применение в данном типе взрывной ударной трубы тонкой диафрагмы позволяет свести до минимума влияние диафрагмы на процесс формирования ударной волны в канале.

Таким образом, применение метода сферической кумуляции позволяет получать сходящуюся волну в жидком водороде с давлением около 210 кбар. При разгрузке ударно-сжатого водорода в вакуумированный объем реализуются ударные волны со скоростями ≈ 50 км/с. Отметим возможность выравнивания профиля волны в цилиндрическом канале с целью приближения его к плоскому и получения более высоких дав-

шей воспроизводимости процесса кумуляции (x — координата по оси канала (см. рис. 1), c_0 — скорость звука в жидком водороде при нормальных условиях, t — время). Зависимость $U_s(x/R)$, изображенная на рис. 2, б, указывает на возможность получения в жидком водороде ударных волн с $U_s \approx 20 \div 22$ км/с. Изменение характера роста U_s объясняется совместным действием ряда причин, ограничивающих кумуляцию: 1) отличием реальной геометрии от сферической из-за существования начальных неоднородностей на фронте волны; 2) конечной жесткостью основания Z и его возмущающим действием, сводящимся к развитию пограничного слоя за фронтом; 3) ограниченной толщиной слоя $VB \lambda \approx R$, приводящей к образованию волны разгрузки за фронтом волны; 4) наличием канала (штрихом на рис. 2 обозначена граница области влияния канала), однако невысокая точность измерения скорости не позволяет сделать однозначного вывода. Не исключена возможность ограничения кумуляции диссипативными процессами, хотя конечный радиус зоны не слишком мал сравнительно с начальным. Все это затрудняет сопоставление зависимости $U_s(x/R)$ с известными решениями [11].

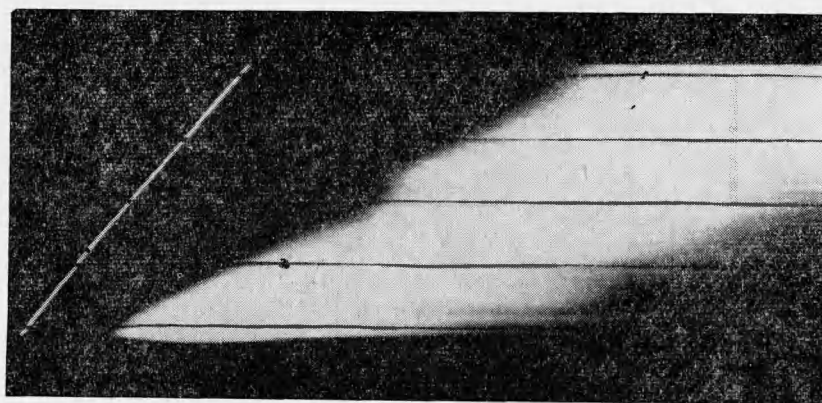


Рис. 3.

лений в отраженной волне, а также возможность с помощью полученного потока высокоскоростного ускорения тел.

В заключение укажем, что возможности устройства, использующего схождение сферической волны в газе, исследованы в работе [12]. При возбуждении детонации в «центре» полусферического объема, заполненного стехиометрической смесью $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, рассматривалась кумуляция отраженной полусферической ударной волны, усиленной действием тонкого слоя ВВ. С помощью этого устройства были получены плоские ударные волны в воздухе при 0,1 торр со скоростью около 19 км/с и изучались возможности применения его для высокоскоростного метания тел.

Авторы признательны М. А. Лаврентьеву за интерес к задаче, В. П. Урушкину и Н. Н. Горшкову за помощь в экспериментах.

Поступила в редакцию
14/X 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. M. van Thiel, M. Ross et al. Phys. Rev. Lett., 1973, 31, 16.
2. W. G. Hoover, M. Ross et al. Phys. Earth Planet. Interiors, 1972, 6, 60.
3. V. M. Titov, V. V. Sil'vestrov. In book: «Recent Developments in Shock Tube Research». Proc. IX-th Int. Shock Tube Symp., Stanford, 1973, p. 526.
4. Л. В. Альтшулер, Е. А. Дынин, В. А. Свидинский. Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, 1, 20.
5. M. van Thiel, B. J. Alder. Mol. Phys., 1966, 10, 427.
6. С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов, В. М. Титов. ФГВ, 1974, 10, 2, 265.
7. Ф. В. Григорьев, С. Б. Кормер и др. Письма в ЖЭТФ, 1972, 16, 5, 286.
8. M. Ross. J. Chem. Phys., 1974, 60, 9, 3634.
9. Берстайн, Геттельман. Приборы для научных исследований, 1966, 10, 89.
10. Рибович, Уотсон, Гибсон. РТК 1968, 6, 7, 51.
11. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных и гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
12. I. Glass, S. K. Chan, H. L. Brode. AIAA J., 1974, 12, 3, 367.

УДК 536.46

УСЛОВИЕ ПРОРЫВА ПЛАМЕНИ ПРИ ГОРЕНИИ ПАСТЫ, ВЫДАВЛИВАЕМОЙ ИЗ КАНАЛА

Л. К. Гусаченко, А. Д. Марголин
(Томск)

Горение вытекающей из каналов пасты, содержащей окислитель и горючее, может быть использовано в технических устройствах [1, 2]. Возможность прорыва пламени в канал исследуется аналогично работе [3]. При этом учитываются свойства пасты. Считаем, что пламя не проникает в канал, если всюду (на любом расстоянии r от оси) скорость $v(r)$ потока больше скорости $u(r, p)$ горения, которая наблюдалась бы при достижении этого места поверхностью горения. В качестве $v(r)$ используется распределение скорости при стабилизированном течении в круглой трубе, в пренебрежении изменением, которое это распределение приобретает вблизи свободной поверхности (поверхности горения). Известно, что зависимость скорости горения от радиуса хорошо аппроксимируется ступенчатой функцией

$$u(r, p) = \begin{cases} 0 & a - \Delta x < r < a \\ u(p) & r < a - \Delta x \end{cases} \quad (1)$$

Здесь a — радиус канала. Вблизи стенки $u=0$ (горение невозможно) из-за больших теплотерь, при $r < a - \Delta x$ влиянием теплотерь можно пренебречь. Расстояние Δx совпадает по порядку величины с легко определяемым экспериментально критическим диаметром d^* (максимальным диаметром канала с неподвижной пастой, горение в котором еще невозможно из-за теплотерь в стенке):

$$\Delta x \sim d^* \sim \chi/u(p) \quad (2)$$

(χ — температуропроводность пасты).