

Б.Е. ГЕЛЬФАНД, С.П. МЕДВЕДЕВ, С.М. ФРОЛОВ

**УДАРНЫЕ ВОЛНЫ
ПРИ ВНЕЗАПНОМ РАЗЛЕТЕ ОБЪЕМА ПЕРЕГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ***(Представлено академиком В.А. Легасовым 22 XII 1987)*

Основой исходных данных при анализе степени риска, создаваемой взрывоопасными объектами, служат сведения о факторах, определяющих масштаб фугасного, термического и токсического поражения [1]. Если для топливовоздушных смесей и активных зарядов параметры воздушных ударных волн можно предсказывать с достаточной достоверностью, то для так называемых "физических" взрывов, среди которых наиболее интересны паровые взрывы, такого рода оценки отсутствуют. Паровым взрывом (ПВ) назовем процесс быстрого расширения в окружающее пространство облака пара или парогазовой смеси, образующегося при внезапном вскипании перегретой жидкости. Анализ ряда аварий и модельные эксперименты однозначно доказали реальность паровых взрывов при достаточно

быстром соприкосновении по развитой межфазной поверхности массы высоко-температурного вещества с охладителем. Так, значительные фугасные и механические эффекты, сопровождающие ПВ, зафиксированы при проникновении расплава металла в воду и при попадании воды на поверхность расплава [2]. По [2] вероятность и мощность ПВ растет с увеличением масштабов явления и зависит от отношения масс теплоносителя и охладителя. В связи с этим слабость внешних проявлений ПВ в лабораторных опытах с малыми массами теплоносителя долгое время служила причиной недооценки действительной опасности паровых взрывов. К сожалению, детальный анализ действия ПВ по отдельным крупномасштабным опытам [2] весьма затруднен. По-видимому, лучше всего уяснить сущность и особенности ПВ путем сопоставления с хорошо изученными взрывными процессами. В предлагаемой работе паровые взрывы моделировались на лабораторной ударной трубе.

Для исследования параметров ударных волн, генерируемых ПВ, вместо камеры высокого давления вертикальной ударной трубы диаметром $d = 50$ мм к камере низкого давления (КНД) длиной 2 м подсоединена секция с вмонтированным электронагревателем мощностью $W = 0,7$ кВт. Эта секция отделялась от КНД разрывной мембраной и заполнялась жидкостью (водой) полностью или частично. Температура воды измерялась термопарой. Давление в паровоздушной прослойке между поверхностью воды и мембраной соответствовало температуре жидкости и нарастало при нагревании. При достижении давления разрыва мембрана вскрывалась и парогазовая смесь оказывалась перегретой по отношению к условиям в КНД (воздух при давлении $p_0 = 0,1$ МПа и температуре $T_0 = 300$ К). Происходило взрывное вскипание воды с выбросом парогазовой смеси в КНД. При этом формировалась ударная волна, параметры которой определялись с помощью пьезоэлектрических датчиков давления, размещенных по длине КНД и осциллографов С8-17. Ударные волны от ПВ сравнивались с волнами, генерируемыми по обычной схеме [3]. В опытах варьировались высота h_0 парогазовой прослойки между поверхностью воды и мембраной, масса нагреваемой жидкости m_0 и температура жидкости T_1 .

Эксперименты выявили ряд особенностей ударных волн, формирующихся при взрывном вскипании. На рис. 1а, б, в представлены записи давления при фиксированном перегреве ($T_1 = 430$ К). Датчики располагались в КНД на расстояниях 44 см (верхние лучи) и 68 см (нижние лучи) от мембраны. Как видно из рис. 1а, б, профиль давления состоит из лидирующей волны сжатия треугольной формы, участка плавного нарастания давления и "полки". Подобную волновую структуру будем характеризовать избыточным по отношению к величине p_0 давлением на лидирующем фронте Δp_1 и на "полке" Δp_2 . Соотношение между Δp_1 и Δp_2 зависит от величин h_0 и m_0 . Лидирующая волна треугольной формы образуется в результате разлета парогазовой прослойки и при $h_0 = 35$ мм (рис. 1а) представляет собой ударную волну. При $h_0 = 7$ мм (рис. 1б) лидирующая волна не имеет явно выраженного ударного фронта. По-видимому, это объясняется тем, что для малых зазоров h_0 время раскрытия мембраны превышает время истечения парогазовой смеси и ударная волна вблизи мембраны не формируется. Кроме того, известно, что в процессе нагревания жидкости в закрытом сосуде при малых объемных содержаниях насыщенного пара объем жидкости возрастает. Для воды тепловое расширение в диапазоне температур 293–430 К составляет около 10% [4]. Этот эффект приводит к уменьшению объема парогазовой прослойки, и, следовательно, еще более затрудняет формирование лидирующей ударной волны.

Участок плавного нарастания давления за лидирующей волной обусловлен процессом нестационарного вскипания жидкости [5, 6]. В [6] измерены скорости роста паровых пузырьков при быстром сбросе давления над нагретой водой. При

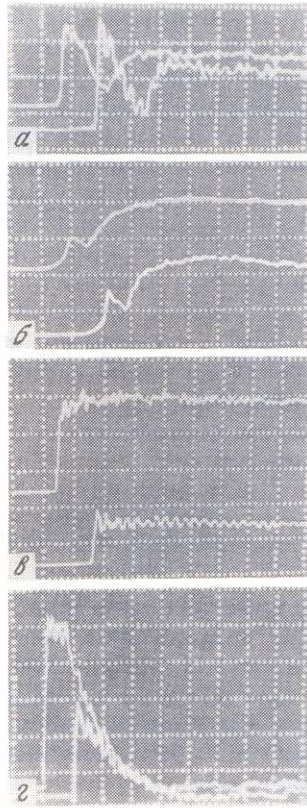


Рис. 1

Рис. 1. Осциллограммы профилей волн давления в КНД. Цена деления по горизонтали 0,5 мс; по вертикали: верхние лучи 0,018 МПа, нижние лучи 0,016 МПа (а, б) и 0,04 МПа (в, г). $h_0 = 35$ мм (а), 7 мм (б), 60 мм (в, г); $m_0 = 210$ г (а), 270 г (б), 310 г (в)

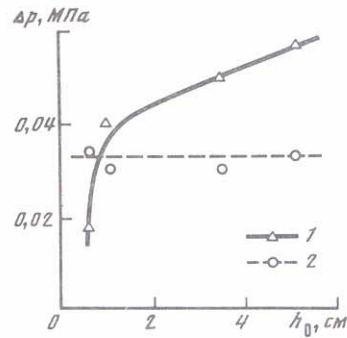


Рис. 2

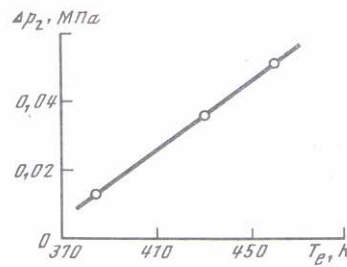


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость интенсивности ударной волны от высоты паровоздушной прослойки: 1 — Δp_1 , 2 — Δp_2

Рис. 3. Зависимость интенсивности ударной волны от степени перегрева

$T_l = 412$ К характерное время роста пузырька составило около 3 мс. Из рис. 1а, б следует, что время нарастания давления до значения на "полке" на расстоянии 44 см от мембраны составляет 1–1,5 мс. Учитывая, что в этих экспериментах $T_l \approx 430$ К, получаем удовлетворительное согласие с [6]. В определенных условиях возможна ситуация, показанная на рис. 1в, когда лидирующая волна и "полка" совмещаются и в КНД формируется ударная волна с постоянными параметрами за фронтом, как в опытах по обычной схеме [3].

Качественные отличия в амплитудно-временных характеристиках ударных волн от ПВ и от разлета газового объема высокого давления иллюстрируются рис. 1в, г. Представленные опыты проведены в одинаковых условиях, с той лишь разницей, что записи давления на рис. 1г получены без нагрева воды ($T_l = 293$ К). Свободный объем между жидкостью и мембраной заполняли азотом. Видно, что при разлете вскипающей жидкости формируются ударные волны меньшей интенсивности, но с гораздо большей длительностью фазы сжатия, чем при разлете газового объема того же начального давления.

На рис. 2 приведена зависимость величин Δp_1 и Δp_2 на расстоянии 68 см от мембраны от параметра h_0 при фиксированном перегреве ($T_1 = 430$ К). Давление разрыва мембраны 0,66 МПа. Из рис. 2 следует, что величина Δp_1 увеличивается с ростом h_0 , а Δp_2 не зависит от h_0 . На рис. 3 представлено изменение Δp_2 с ростом перегрева при фиксированной величине $m_0 \approx 260$ г. "Полка" с амплитудой Δp_2 , по-видимому, обусловлена тем, что в КНД устанавливается равновесие между приходом и расходом пара. Из сопоставления рис. 2 и 3 следует, что скорость парообразования при взрывном вскипании в основном определяется степенью перегрева. На основе рис. 2 легко найти скорость парообразования при заданном перегреве. Поскольку на контактной границе воздуха и пара давление не терпит разрыва, то давление пара в ударной волне $p_v \approx p_0 + \Delta p_2$. Полагая, что пар насыщенный, найдем по [4] температуру пара $T_v = T_v^s(p_v)$, где T_v^s — температура насыщения. Считая пар идеальным газом, получим для плотности $\rho_v = p_v/R_v T_v$, где R_v — газовая постоянная пара. Скорость пара в ударной волне по [3]

$$(1) \quad v_v = a_0 \frac{\Delta p_2}{\gamma p_0} \left(1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{\Delta p_2}{p_0} \right)^{-1/2}.$$

Здесь a_0 и γ — соответственно скорость звука и отношение теплоемкостей для невозмущенного газа в КНД. Следовательно, удельный расход пара

$$(2) \quad \rho_v v_v = \frac{a_0 \Delta p_2}{\gamma R_v T_v} \left(1 + \frac{\Delta p_2}{p_0} \right) \left(1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{\Delta p_2}{p_0} \right)^{-1/2}.$$

В силу закона сохранения массы формула (2) определяет интенсивность парообразования в объеме вскипающей жидкости. Например, для $T_1 = 430$ К, $\Delta p_2 = 0,035$ МПа, $T_v \approx 381$ К, $R_v = 461,7$ Дж/кг·К, $a_0 = 340$ м/с, $\gamma = 1,4$ найдем $\rho_v v_v \approx 50$ кг/м²·с. Расход пара в условиях эксперимента $G = (\pi d^2/4) \rho_v v_v \approx 0,1$ кг/с. Для сравнения укажем, что при нормальном кипении расход пара в установке $G' = W/r \approx 0,7 \cdot 10^3 / 2,25 \cdot 10^6 \approx 0,3 \cdot 10^{-3}$ кг/с, где r — теплота парообразования воды. Видно, что скорость парообразования при взрывном вскипании в 300 раз превышает аналогичную величину при нормальном кипении и согласно (2) увеличивается с возрастанием степени перегрева.

Поскольку длительность ударной волны при ПВ значительно больше, чем при разлете газа, то только на основании измерения перепада давления нельзя сделать окончательный вывод о разрушительной способности ПВ. Эксперименты показали, что время действия фазы сжатия падающей ударной волны при взрывном вскипании перегретой жидкости составляет не менее 10 мс. Дальнейшие измерения при временах свыше 10 мс затруднены из-за искажения профиля давления отраженной ударной волной, однако косвенные наблюдения свидетельствуют о том, что длительность ударной волны может быть значительно больше 10 мс.

Серия описанных опытов наглядно показывает, что методика ударно-волнового эксперимента может быть использована для моделирования ПВ. Взрывное вскипание перегретой жидкости даже в малых объемах приводит к возбуждению ударных волн с параметрами, существенно отклоняющимися от наблюдаемых при разлете газовых объемов. Значительное увеличение длительности фазы сжатия в ударной волне при ПВ может служить причиной более серьезных механических повреждений элементов конструкций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бейкер У. и др. Взрывные явления. Оценка и последствия. М.: Мир, 1986, т. 1. 319 с.
2. Berman M. Light water reactor safety research program, SAND 85-2500, 1986. 163 p.
3. Гейдон А., Герл И. Ударная труба в химической физике высоких температур. М.: Мир, 1966. 428 с.
4. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
5. Скрипов В.М. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
6. Hooper F.C., Abdelmessih A.H. In: Proc. III Intern. heat transfer conf. Chicago; N.Y., 1966, vol. 4, p. 44-50.