

А. Б. Британ, И. Н. Зиновик, В. А. Левин

РАСПРОСТРАНЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН ПО ВЕРТИКАЛЬНОМУ СТОЛБУ ПЕНЫ С ГРАДИЕНТОМ ПЛОТНОСТИ

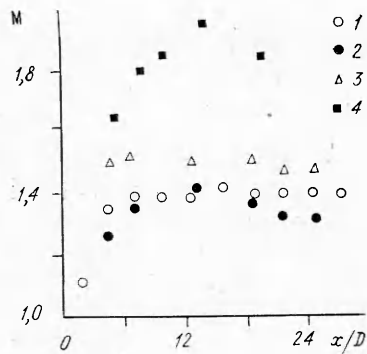
Пенные среды находят широкое применение при сварке взрывом [1] в пожаротушении [2], угледобыче [3]. Из-за больших объемов и протяженности объектов пенной защиты неизбежно появление в пене неоднородностей, пустот и пробок, влияющих на ее механические и физические свойства. При этом, если использовать пену в качестве защиты от взрывных нагрузок, существенно меняются характер волновых взаимодействий, траектория ударных волн (УВ) и воздействие импульса давления на конструкции, погруженные в пену. Известно [4–7], что динамика и профиль УВ зависят от скорости УВ в пене V_{Π} и протяженности фазы сжатия. В тех случаях, когда скорость звука в газе, заполнявшем пену, $a_0 > V_{\Pi}$, в УВ формируется предвестник с развитой зоной релаксации и повышением давления до равновесной величины. При $a_0 < V_{\Pi}$ предвестник отсутствует. Эксперименты, выполненные с помощью ударных труб, как правило, ограничивались $V_{\Pi} < 1$ км/с. При этом средняя плотность пены ρ_0 изменялась в пределах от 5 до 30 кг/м³ [8, 9]. Исследовались вертикальные [10, 11] и горизонтальные [6–9] слои пены различной высоты, причем пена заполняла весь канал трубы либо его часть вблизи торцевой стенки [11]. При обсуждении результатов, как правило, не приводятся сведения о свойствах пенообразующего раствора, дисперсном составе пены и других параметрах, позволяющих сравнивать результаты, полученные разными группами авторов. Редко учитываются структурные изменения пены по длине слоя, хотя известно [12], что вытекание жидкости из пены (процесс синерезиса [13]) может повлиять на форму УВ и ее свойства.

Профиль волны, проходящей в пену, чаще всего моделирует условия за взрывными волнами, т. е. приближается к треугольному [10]. УВ с продолжительной фазой сжатия иначе взаимодействуют с пеной [6, 7]; поэтому актуален сравнительный анализ поведения в пене возмущений различного профиля.

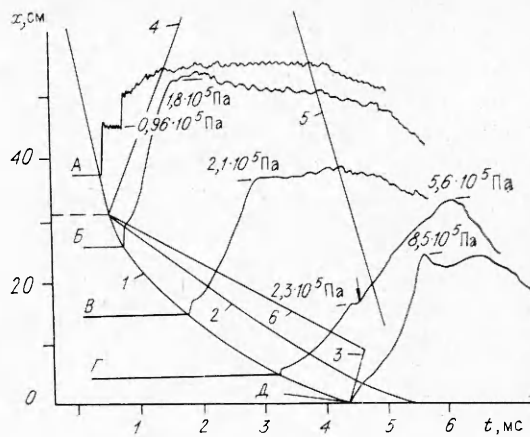
В данной работе изучалось распространение по пенному слою УВ с разной продолжительностью фазы сжатия. Использовалась вертикальная ударная труба, заполненная барботажной пеной, в значительной мере подверженной процессу синерезиса. Это позволяло моделировать реальную ситуацию, возникающую в натуральных испытаниях пенной защиты при воздействии УВ на конструкции [14].

1. Экспериментальная методика. Вертикальная ударная труба, изготовленная из полированного плексигласа, имела длину канала $L = 1440$ мм и внутренний диаметр $D = 52$ мм. Для камеры высокого давления использованы отрезки нержавеющей трубы того же диаметра длиной $l = 40$ и 800 мм. В боковых стенках канала и в торце установлены миниатюрные датчики давления (всего 10 шт.) с частотой 800 кГц. Сигналы с датчиков через истоковый повторитель подавались на вход измерительных осциллографов С8-17. Промежутки времени между последовательным запуском осциллографов измерялись с помощью частотомеров с точностью 0,1 мкс и использовались для определения скорости V УВ в воздухе. Диафрагмой служила пленка из лавсана толщиной 20 мкм, которая, сложенная в несколько слоев, применялась для регулирования давления разрыва p_d . Воспроизводимость результатов по скорости УВ и амплитуде сигналов с датчиков давления оценивается в 1,5 %. Ошибка измерения скорости ≤ 1 %.

Для приготовления пены использовался барботаж воздуха с избыточным давлением $0,3 \cdot 10^5$ Па через пористый фильтр и слой 3%-го вод-



Р и с. 1



Р и с. 2

ного раствора ПАВ типа ПО-6К. В боковой стенке канала на расстоянии 30 мм от торцевой стенки имелось отверстие диаметром 5 мм, через которое пена заполняла трубу по резиновой трубке того же диаметра длиной 400 мм. Скорость поступления пены 10,6 мл/с, а средняя плотность $\rho_0 = 50 \text{ кг/м}^3 \pm 5$. Расположение впускного отверстия исключало вытекание из канала жидкости при синерезисе, которая оставалась на торце трубы в виде тонкого слоя ≈ 1 см. Для определения ρ_0 применялся известный метод контрольного объема [13], когда измеряется объем раствора, образовавшегося при полном разрушении пенного столба фиксированной высоты h . Средний размер пузырьков пены находился по фотографиям с точностью 10 % и составлял 400 мкм. Промежуток времени между заполнением трубы пеной и выстрелом фиксировался в пределах 60 с.

2. Калибровка ударной трубы. В экспериментах первой серии измерялись скорость УВ и давление на различных расстояниях от диафрагмы. Канал ударной трубы заполнялся воздухом при атмосферном давлении, а давление воздуха в камере изменялось в пределах от 5 до 10×10^5 Па. При общей длине канала ≈ 30 калибров примерно треть трубы в основных экспериментах должна заполняться пеной, поэтому задача калибровки заключалась в получении сведений о длине участка формирования постоянной скорости УВ V , а также в изучении качества потока на расстояниях ≥ 20 калибров от диафрагмы.

На рис. 1 приводятся результаты измерения распределения числа Маха $M = V/a_0$ вдоль трубы для значений толкающего давления $5,6 \cdot 10^5$, $5,6 \cdot 10^5$ и $9,5 \cdot 10^5$ Па (точки 1—3). Точки 4 — экспериментальные данные [15] при значении перепада давлений на диафрагме $p_4/p_0 = 5$, но при пониженном давлении в канале. Результаты 1, 3 получены в опытах с длиной ($l = 800$ мм), а 2 с короткой камерой ($l = 4$ см).

Из рис. 1 видно, что в экспериментах данной работы длина участка формирования не превышала 6 калибров. Значение M увеличивалось с ростом p_4 , а отклонение экспериментальных точек от постоянного значения на расстоянии от диафрагмы ≥ 20 калибров не превышает 1,5 %. В опытах с короткой камерой волна разрежения, отраженная от торца камеры, догоняет фронт УВ и на расстоянии от диафрагмы ≈ 18 калибров формируется волна треугольного профиля с $M = 1,3$. В результате калибровки условия опытов 1 и 2 выбраны в качестве рабочих режимов для проведения экспериментов с пеной.

Сравнивая полученные данные с результатами [15], укажем на существование протяженного участка формирования скорости УВ (≈ 15 калибров). Отмеченная особенность связана с использованием в [15] целлофановых диафрагм, подверженных сильному растяжению в процессе нагружения, которое приводит к искривлению фронта УВ на начальном

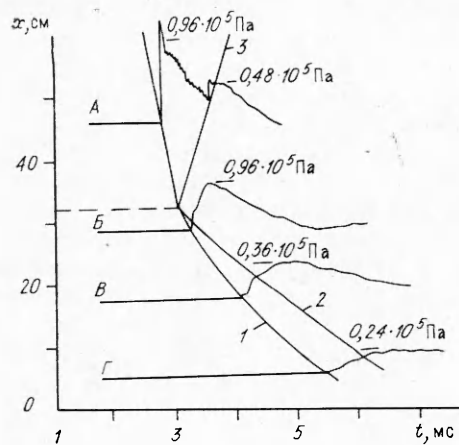
участке. Продолжительность формирования фронта увеличивается также за счет понижения начального давления в канале. В результате распределение M вдоль трубы имеет характерный максимум в конце участка формирования (точки 4 на рис. 1).

Простые оценки, основанные на рекомендациях [15, 16], показывают, что время разрушения использованных диафрагм из лавсана не превышало 150 мкс, а длина формирования в таких опытах составляла от 2 до 4 калибров. Расчетная координата догона УВ волной разрежения из камеры расположена на расстоянии 13 калибров от диафрагмы. Отметим также, что полученные осциллограммы с датчиков давления дают представление о качестве потока. В большинстве опытов продолжительность однородного состояния за падающей УВ при $l = 800$ мм от 2 до 2,5 мс, а отклонения амплитуды сигнала от постоянного уровня, как правило, не превышали 5%. Это означает, что изменения скорости УВ выше по потоку оставались в пределах $\sim +3\% \cdot \text{м}^{-1}$.

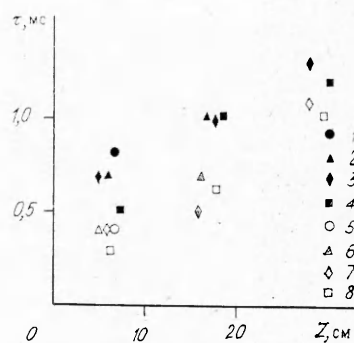
3. Анализ волновых диафрагм. Высота пенного столба в опытах варьировалась в пределах от 100 до 500 мм. Короткие столбы пены достаточно однородны по высоте и позволяют фиксировать все стадии процесса: от прихода УВ к поверхности пены до выхода из пены УВ, отраженной от торца трубы. В опытах с высотой столба 300 мм изучалось движение УВ по пене с неоднородным распределением плотности ρ , вызванным синерезисом. Представление результатов в единой координатной шкале пространство — время дает реальную волновую диаграмму течения, которую нельзя получить другим путем, например из расчета по известной модели псевдогаза [5, 8] либо другим равновесным моделям пены.

Пример волновой диаграммы для столба пены высотой $h = 300$ мм, скорости УВ $V = 470$ м/с и длины камеры $l = 800$ мм приводится на рис. 2. Видно, что УВ с продолжительной фазой сжатия отражается от поверхности пены и фиксируется датчиком A . В пене установлены датчики $B - D$, которые позволяют регистрировать: траекторию движения предвестника (кривая 1), давление в максимуме амплитуды, траекторию движения точки максимума давления (фронт волны), которой соответствует конец релаксационной зоны и приближение к равновесию за УВ (кривая 2), траекторию движения УВ, отраженной от торца и от поверхности пены (линии 3, 4). Поверхность пены до прихода УВ обозначена штриховой линией. На осциллограммах с датчиков $A - B$ фиксируется также момент прихода волны разрежения, отраженной от торца камеры (линия 5), и характерные колебания амплитуды, связанные с турбулизацией течения в области между поверхностью пены и отраженной от нее волной. Появление колебаний может быть связано с процессом прохождения УВ через поверхность пены сложного рельефа и отражением пакета волн сжатия, усиливающих отраженную волну — соответствующее повышение давления за фронтом отраженной волны наблюдается на осциллограмме с датчика A . Момент появления колебаний давления на осциллограммах отождествляется с приходом к датчику поверхности пены и используется для построения траектории ее движения по трубе (линия 6).

Для варианта, рассмотренного на рис. 2, УВ отражается от поверхности пены в виде скачка примерно равной интенсивности, а прошедшая волна с четко выраженным предвестником сжимает столб пены примерно в 3 раза. Дальнейшее сжатие прекращается в момент столкновения отраженной от торца УВ с поверхностью пены. Координата столкновения лежит выше сечения с датчиком G , который остается погруженным в пену. В сечениях $B - G$ отчетливо выражена зона релаксации за фронтом предвестника, скорость которого непрерывно падает, а амплитуда меняется мало. Максимальное давление в конце релаксационной зоны непрерывно растёт вниз по трубе и на датчике G примерно вдвое выше, чем на датчике B . Формирование условий за волной, отраженной от торца, усложняется присутствием зоны релаксации. Отражение предвестника в область с непрерывно нарастающим давлением приводит к формированию острого пика давления, который в дальнейшем сглаживается возмущением от по-



Р и с. 3



Р и с. 4

верхности пены, а также приходом волны разрежения из камеры. Стрелкой на осциллограмме с датчика Г показан момент прихода отраженной волны с довольно протяженным участком нарастания давления. Горизонтальной чертой на осциллограммах отмечен уровень давления.

На рис. 3 приведены типичные осциллограммы давления для случая прохождения УВ треугольного профиля (длина камеры $l = 40$ мм через слой пены высотой $h = 320$ мм). Как и в предыдущем случае, датчиком А фиксируется УВ, отраженная от поверхности пены, а в прошедшей волне выделяются предвестник и зона релаксации, в которой давление повышается до максимальной величины $\approx 0,96 \cdot 10^5$ Па вблизи поверхности пены. Скорость движения предвестника по столбу пены непрерывно падает, а его амплитуда остается примерно на уровне $0,3 \cdot 10^5$ Па. В целом можно констатировать, что характеристики предвестника слабо зависят от формы УВ, приходящей в пену.

Параметры течения за фронтом предвестника в значительной степени определяются профилем задающей волны в воздухе. Поскольку давление непрерывно уменьшается, как в падающей волне, так и в волне, отраженной от поверхности пены, в пределах задающего давления меняется и величина максимального давления в зоне релаксации. Отметим, что на осциллограммах с датчиков в пене отсутствуют характерные колебания амплитуды, связанные с приходом турбулентной области толкающего газа. Рассмотренные особенности в поведении давления позволили восстановить траектории предвестника, движение зоны максимума давления в конце релаксационной зоны и траекторию УВ, отраженной от поверхности пены (кривые 1—3 соответственно).

4. Обсуждение результатов. Существующие данные о свойствах пен при нормальных условиях показывают, что границами между фазами в этих сложных полидисперсных системах служат пленки и каналы [13]. Структурные изменения в пене при прохождении УВ в основном связаны с разрушением этих границ и образованием капель [6—8]. Появление за фронтом предвестника зоны релаксации есть результат процесса дробления пены, разогрева и ускорения ее частиц до скорости газа. Оценки показывают [6], что эффективность обмена количеством движения и энергией в потоке газозвеси в основном определяется инерционностью капель. Следовательно, профиль давления в релаксационной зоне отражает динамику разгона частиц пены [6].

На рис. 4 приводятся экспериментальные значения времени релаксации τ , измеренные в опытах с высотой столба пены $h = 10,5$ (точки 1, 5), 20,5 (2, 6), 31,5 (3, 7), 44,5 см (4, 8). Использование различных значений высоты пенного столба позволяло менять расстояние Z , пройденное УВ от поверхности пены до измерительного датчика. Точки 1—4 получены с длинной ($l = 80$ см), 5—8 с короткой камерой ($l = 4$ см). Увеличение

времени релаксации с ростом расстояния Z наблюдается для волн с продолжительной фазой сжатия и для волн треугольного профиля, однако в последнем случае релаксация заканчивается быстрее. Возвращаясь к волновой диаграмме течения, приведенной на рис. 2, легко увидеть, что равновесное давление в сечении Γ почти вдвое выше, чем в сечении B , а скорость V_{Π} движения по пене УВ (т. е. зоны с равновесным давлением) меняется незначительно. Отмеченные особенности в поведении давления и скорости объясняются неоднородной плотностью пены по высоте столба. Процесс синерезиса пены при заполнении канала приводит к подсыханию верхних слоев и насыщению пены жидкостью в нижней части трубы [13]. Используя приближение «эквивалентного газа» для равновесных параметров пены в конце релаксационной зоны, запишем известное выражение ударной адиабаты в виде

$$(p_1 - p_0)/p_0 = \Delta p/p_0 = 2\gamma(V_{\Pi}^2/a^2 - 1)/(\gamma + 1),$$

где p_0 — начальное давление в пене перед УВ; p_1 — равновесное давление в конце релаксационной зоны; γ — эффективный показатель адиабаты для эквивалентного газа; V_{Π} — скорость распространения зоны с равновесным давлением; $a = \sqrt{\gamma p_0/\rho}$, ρ — равновесная скорость звука и плотность невозмущенной пены. Параметр γ зависит от массового содержания жидкости в пене. В нашем случае $\gamma \approx 1$, $p_0 = 1$ атм, поэтому давление в конце зоны релаксации $p_1 \approx V_{\Pi}^2 \rho$. С применением этого выражения оценивались соответствующие значения плотности в измерительных сечениях канала, приведенные на рис. 2. В качестве коэффициента пропорциональности взята величина $V_{\Pi} = 65$ м/с, измеренная в данном опыте. Согласно оценкам, в сечениях $B - \Gamma$ $\rho \approx 37, 68$ и 114 кг/м³.

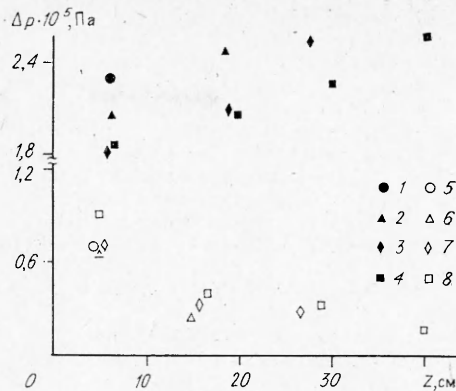
Анализ результатов измерения равновесного давления в конце релаксационной зоны показывает (рис. 5), что характер воздействия УВ на пену зависит от профиля и давления в приходящей волне. Для УВ с продолжительной фазой сжатия (обозначения точек на рис. 4 и 5 совпадают) давление повышается с ростом параметра Z , подтверждая тем самым факт увеличения плотности пены вниз по трубе.

Для УВ треугольного профиля роль синерезиса в формировании равновесного давления проявляется в меньшей степени, так как УВ, двигаясь по пене, непрерывно затухает как по скорости, так и по амплитуде. Расположение точек (рис. 5) при фиксированном Z для камеры с $l = 800$ мм свидетельствует о том, что плотность на заданном расстоянии от поверхности пены убывает с ростом начальной высоты слоя.

Суммируя результаты исследования, можно заключить, что процесс синерезиса приводит к формированию в вертикальном столбе пены неоднородного распределения плотности. При высоте столба $h = 300$ мм плотность барботажной пены вблизи поверхности почти в 3 раза ниже, чем около дна. Влияние градиента плотности приводит к усилению в пене УВ с продолжительной фазой сжатия и увеличивает затухание УВ треугольного профиля. По результатам измерения времени релаксации и равновесного давления можно судить о структурных изменениях в пенной среде.

ЛИТЕРАТУРА

1. Паламарчук Б. И., Вахненко В. А., Черкашин А. В. Воздушные ударные волны при сварке и резке взрывом и методы их локализации // Автомат. сварка.— 1988.— № 2.



Р и с. 5

2. Казаков М. В. Применение поверхностно-активных веществ при тушении пожаров. — М.: Стройиздат, 1977.
3. Гельфанд Ф. М. Предупреждение аварий при взрывных работах в угольных шахтах. — М.: Недра, 1974.
4. Гельфанд Б. Е., Губанов А. В., Тимофеев Е. И. Особенности распространения ударных волн в пенах // ФГВ.— 1981.— № 4.
5. Кузнецов Н. М., Тимофеев В. И., Губанов А. В. Анализ распространения ударных волн в термодинамически равновесной пене // ФГВ.— 1986.— № 5.
6. Кудинов В. М., Гельфанд Б. Е., Губанов А. В., Паламарчук Б. И. Ударные волны в газожидкостных средах пенной структуры // ПМ.— 1977.— Т. 13, № 3.
7. Borisov A. A., Gelfand B. E., Kudinov V. M. et al. Shock waves in water foams // Acta Astron.— 1978.— V. 5, N 4.
8. Kudinov V. M., Palamarchuk B. I., Vakhnenko V. A. et al. Relaxation phenomena in a foamy structure // Progr. in Astron. and Aeron.— 1983.— V. 87.— P. 96.
9. Паламарчук Б. И., Малахов А. Т. Влияние релаксационных процессов на затухание ударной волны в водных пенах // Сб. докл. IV Междунар. симп. по обработке матер. взрывом.— Готвальдов, 1979.
10. Krasinski J. S., Khosla A., Ramesh V. Dispersion of shock waves in liquid foams of high dryness fraction // Arch. Mech.— 1978.— V. 30, N 4—5.
11. Patz G., Smeets G. Pressure increase in twophase media behind air shock waves and by shock waves acceleration pistons // Proc. 15th Intern. Symp. on Shock Tubes and Shock Waves, Berkeley, Calif., 1985.
12. Weaver P. M., Pratt N. H. An experimental investigation of the mechanisms of shock waves-aqueous foam interaction // Proc. 15th Intern. Symp. on Shock tubes and Shock Waves, Berkeley, Calif., 1985.
13. Канн К. Б. Капиллярная гидродинамика пен.— Новосибирск: Наука, 1989.
14. Умнов А. Е., Голик А. Е., Палеев Д. Ю., Шевцов Н. Р. Предупреждение и локализация взрывов в подземных условиях.— М.: Недра, 1990.
15. Iku J., Matsuo K., Yamamoto Y. Fast-acting valves for use in shock tubes // Bull. of the JSME.— 1977.— V. 20, N 141.
16. Curzon F. L., Phillips M. G. Low attenuation shock tube. Driving mechanism and diaphragm characteristics // Canad. J. Phys.— 1971.— V. 49, N 15.

г. Москва

Поступила 4/VII 1990 г.,
в окончательном варианте — 4/XII 1990 г.

УДК 517.958 : 532.5

А. А. Коробкин

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВНУТРЕННИХ ВОЛН В ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНО СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ НАД УСТУПОМ

В приближении Буссинеска решается плоская линейная задача о движении слабо стратифицированной идеальной жидкости в полигональной области. Движение жидкости вызвано колебаниями по заданному закону участков границы. Задачи такого типа изучались для вертикальных барьеров в канале в [1, 2]. В настоящей работе исследуются области течения специального вида — инвариантные относительно растяжения в одном из направлений (канал с уступом, барьер конечной толщины и т. д.). Предлагается способ решения таких задач в квадратурах.

1. Постановка задачи. Рассматривается плоское неустановившееся движение экспоненциально стратифицированной жидкости, заполняющей область Ω . Первоначально жидкость покоится, граница области течения состоит из отрезков горизонтальных $\partial\Omega_H$ и вертикальных $\partial\Omega_v$ прямых, причем все вертикальные участки границы лежат на одной прямой L . Выбираем декартову систему координат x, y таким образом, что ось y направлена по прямой L в сторону, противоположную направлению ускорения свободного падения g . Обозначим части прямой L , лежащие в Ω , через L_Ω ; ясно, что $L_\Omega = \partial\Omega_v \cup \Gamma$, где точки Γ являются внутренними точками области течения. Движение жидкости вызвано колебаниями по заданному закону участков $\partial\Omega_v$, участки $\partial\Omega_H$ остаются во все время движения неподвижными. Требуется описать движение жидкости при следующих предположениях: 1) амплитуда колебаний участков $\partial\Omega_v$ мала