

алюминием, скорости  $u$  и  $D_5 - D_1$  примерно в 2 раза меньше, чем в случае с покрытием из висмута. Замечено, что скорости развития пристеночного возмущения зависят от поверхностной плотности покрытия на стенке. При меньшей поверхностной плотности покрытия возмущения развиваются раньше и скорость их существенно возрастает, что связано, по-видимому, с более ранним началом испарения и разогревом до большей температуры меньшей массы висмута.

Необходимо продолжить эти эксперименты для более подробного выяснения влияния свойств стенки на развитие пристеночного возмущения интенсивно излучающей УВ. Представляет интерес также исследование излучательных свойств УВ  $\delta$ , распространяющейся по образующимся парам тяжелых металлов. Ожидается, что для такой УВ возможно уменьшение эффекта экранировки ее излучения под некоторыми углами к ее поверхности, что может привести к выходу в этом направлении мощного ультрафиолетового излучения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Shreffler R. G., Christian R. H. Boundary disturbance in high-explosive shock tubes. — J. Appl. Phys., 1954, v. 25, N 3.
2. Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977.
3. Савров С. Д., Агеев И. М. Лабораторная взрывная ударная труба. — ТВТ, 1980, № 6.
4. Губкин К. Е. Распространение взрывных волн. — В кн.: Механика в СССР за 50 лет. М.: Наука, 1970, т. 2.

Поступила 5/XI 1984 г.

УДК 532.593:532.529

### ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ СТАЦИОНАРНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В ПОРИСТЫХ СЖИМАЕМЫХ МАТЕРИАЛАХ

Л. Г. Гвоздева, Ю. М. Фаресов

(Москва)

**Постановка задачи. Анализ расчетной модели.** Эластичные пенополиуретаны на основе простых и сложных полиэфиров [1] относятся к классу материалов, характеризующихся высокой пористостью (суммарный объем пор может достигать 98% общего объема образца) и невысокими значениями упругости скелета. Характерный размер пор пенополиуретана зависит от его марки и технологии изготовления и находится в диапазоне от долей до единиц миллиметров. Будем рассматривать пористый материал при достаточно больших линейных размерах образцов (сотни миллиметров и более) в виде смеси твердых частиц и газа, что может быть обосновано следующим образом. Упругость скелета большинства марок эластичных пенополиуретанов заметно меньше величины атмосферного давления при нормальных условиях (так, для широко распространенного пенополиуретана марки ППУ-ЭМ-1 с кажущейся плотностью  $25-45 \text{ кг/м}^3$  напряжение сжатия при 40%-ной деформации составляет  $(0,4-1,0) \cdot 10^4 \text{ Па}$  [1]).

Это обстоятельство показывает, что возможно пренебречь упругостью скелета указанных материалов по сравнению с упругостью газа в порах при начальном давлении газа  $p^0 \sim 10^5 \text{ Па}$  и моделировать реальный пористый материал жидкостью с пузырьками газа либо однородной газозвесью твердых не взаимодействующих микрочастиц.

Динамика распространения акустических и ударных волн в подобных средах анализировалась в [2-6] на основе представления двухфазной среды в виде гомогенной смеси. Как отмечалось в [6], гомогенная смесь представляет собой простейшую модель двухфазной среды, в которой пренебрегают всеми эффектами, связанными с дискретностью струк-

туры, и учитывают лишь объемную долю твердой фазы, оказывающую влияние на сжимаемость среды в целом. Будем полагать конденсированную фазу несжимаемой, а газ в порах — совершенным. Для полного термодинамического описания гомогенной смеси необходимо задать точный или приближенный закон межфазного теплообмена применительно к конкретному типу пористого материала. Дело в том, что при малом радиусе пор межфазное тепловое равновесие в двухфазной пористой среде может устанавливаться за время, меньшее характерной длительности распространяющихся акустических возмущений, при этом допустимо считать среду термодинамически равновесной и даже изотермической (ввиду значительной удельной теплоемкости конденсированной фазы). Подобное приближение использовано в [2—6], однако в [3], кроме того, была предложена приближенная оценка времени охлаждения изолированного газового пузырька радиуса  $r$  в жидкости, первоначально сжатого адиабатически от давления  $p_1$  до  $p_2$  ( $T_0 = 21^\circ\text{C}$ ):

$$(1) \quad t_1 \approx 43r^2(p_2/p_1)^{0,05}, \quad t_2 \approx 8600r^2(p_2/p_1)^{1/3},$$

где  $t_1$  и  $t_2$  — соответственно времена охлаждения пузырька на 10 и 90%;  $r$  в м. Применяя данную оценку к эластичному пенополиуретану и полагая  $r \sim 10^{-3}$  м (характерное значение радиуса пор), получим, что в акустическом приближении  $t_1 \approx 5 \cdot 10^{-5}$  с,  $t_2 \approx 10^{-2}$  с. Когда скорость распространения гидродинамических возмущений в среде превышает величину  $r/t_1$ , уместно полагать теплообмен отсутствующим и рассматривать «адиабатическую» модель течения двухфазной среды. При  $r \sim 10^{-3}$  м и  $t_1 \approx 5 \cdot 10^{-5}$  с отношение  $r/t_1 \approx 50$  м/с. Экспериментальные измерения скорости звука  $a$  в пенополиуретане (см. ниже) свидетельствуют о том, что неравенство  $a > 50$  м/с практически всегда выполняется (по крайней мере, при давлении газа в порах  $p^0 \geq 10^5$  Па). Скорость звука в гомогенной смеси, моделирующей реальные пористые материалы с квазиупругим скелетом, определяется уравнением [7]

$$(2) \quad a^2 = \frac{1}{[\alpha\rho^0 + (1-\alpha)\rho^1] [\alpha/\rho^0(a^0)^2 + (1-\alpha)/\rho^1(a^1)^2]},$$

где  $\rho^0, \rho^1$  — плотности газовой и твердой фаз соответственно;  $\alpha$  — объемное газосодержание;  $a^0, a^1$  — скорости звука в газе и твердой фазе среды. При  $\alpha > 10^{-3}$  соотношение (2) существенно упрощается:

$$(3) \quad a^2 \approx \frac{(a^0)^2}{\alpha(1-\alpha)\rho^1/\rho^0}.$$

Согласно уравнению (3), при  $\alpha = 0,5$  скорость звука имеет минимальное значение. При адиабатическом сжатии газа в порах  $(a^0)^2 = \gamma p^0/\rho^0$  ( $p^0$  — давление газа), откуда имеем

$$(4) \quad a^2 \approx \gamma p^0/(\alpha(1-\alpha)\rho^1).$$

Плотность гомогенной смеси определяется выражением

$$(5) \quad \rho = \alpha\rho^0 + (1-\alpha)\rho^1.$$

Когда давление газа в порах  $p^0 \leq 10^5$  Па, выражение (4) с учетом (5) можно переписать в более удобном для расчетов виде

$$(6) \quad a^2 \approx \gamma p^0/\alpha\rho.$$

Использование соотношений (4), (6) для расчета зависимости  $a(p^0)$  в пористой среде особенно удобно, когда среда имеет открытоячеистую структуру, поскольку при этом  $\alpha = \alpha_0$  и не зависит от давления газа. Так, для широко распространенной марки открытоячеистого пенополиуретана ППУ-ЭМ-1 при  $\alpha = 0,98$ ,  $\rho = 25$  кг/м<sup>3</sup> и  $p^0 = 10^5$  Па величина  $a$ , рассчитанная по формуле (6), составляет всего  $\sim 77$  м/с, что значительно меньше скорости звука в воздухе при нормальных условиях.

Рассмотрим соотношения на фронте стационарной ударной волны, распространяющейся в двухфазной пористой среде, представляемой в виде

гомогенной смеси. Как и ранее, будем пренебрегать упругостью скелета пористого материала по сравнению с упругостью газа в порах, что позволяет значительно упростить систему уравнений сохранения массы, импульса и энергии на скачке уплотнения. Дальнейшее упрощение задачи связано с пренебрежением фильтрацией газа сквозь пористую структуру пористого материала, которое несомненно и требует экспериментального подтверждения. Анализ экспериментальных результатов [8, 9] свидетельствует о том, что для относительно сильных ударных волн в эластичном мелкоячеистом пенополиуретане при перепаде давлений на фронте  $\Delta p \geq (10-15) \cdot 10^5$  Па и начальном давлении  $10^5$  Па эффект фильтрации газа выражен незначительно, что указывает в данном случае на допустимость пренебрежения фильтрацией. При использовании пористых пластических материалов, обладающих замкнутоячеистой структурой, фильтрация автоматически отсутствует.

Предположим далее, что межфазный теплообмен на скачке уплотнения можно не учитывать, т. е. будем рассматривать адиабатическую модель течения двухфазной среды. Действительно, при характерном радиусе пор пенополиуретана  $r \sim 10^{-3}$  м и отношении давлений на фронте скачка  $p_2/p_1 \geq 1$  из соотношений (1) следует, что  $t_1 \geq 5 \cdot 10^{-5}$  с. Поскольку эта величина сопоставима с экспериментально измеренными значениями длительности фронта ударной волны в эластичном пенополиуретане  $\sim 10^{-4}$  с [8, 9], можно считать, что процесс сжатия газа в порах при переходе через скачок практически не отличается от адиабатического. Пусть индекс 1 далее соответствует параметрам среды перед скачком уплотнения, 2 — за ним. Перейдем в систему координат, связанную со скачком. С учетом сделанных предположений система уравнений сохранения массы, импульса и энергии не будет отличаться по виду от соответствующей системы уравнений в случае совершенного газа:

$$(7) \quad \rho_1 v_1 = \rho_2 v_2, \quad \rho_1 v_1^2 - \rho_2 v_2^2 = p_2 - p_1, \\ \frac{p_1}{\rho_1} + U_1 + \frac{v_1^2}{2} = \frac{p_2}{\rho_2} + U_2 + \frac{v_2^2}{2},$$

где  $\rho_i$ ,  $v_i$ ,  $p_i$ ,  $U_i$  ( $i = 1, 2$ ) — плотность, массовая скорость, давление и удельная внутренняя энергия среды в определенной области течения. Очевидно, что при отсутствии межфазного теплообмена, когда внутренняя энергия среды полагается равной внутренней энергии совершенного газа в свободном объеме пор, справедливо соотношение  $U\rho = U^0\rho^0\alpha$  (здесь и далее верхний индекс 0 обозначает параметры газовой фазы), отсюда

$$(8) \quad U = \frac{1}{\gamma-1} \frac{p\alpha}{\rho}.$$

Значения коэффициентов пористости  $\alpha_1, \alpha_2$  по обе стороны скачка уплотнения связаны соотношением, которое легко получить, используя предположение о несжимаемости твердой фазы среды:

$$(9) \quad \alpha_2 = 1 - (1 - \alpha_1)\rho_2/\rho_1.$$

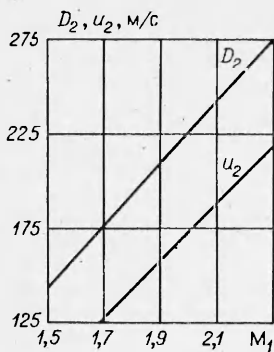
Подставляя в систему уравнений (7) величины  $U_1, U_2$ , вычисленные с помощью уравнения (9), имеем искомую связь отношений плотностей и давлений на скачке уплотнения:

$$(10) \quad \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{p_2/p_1(\gamma+1) + (\gamma-1)}{p_2/p_1(\gamma+1-2\alpha_1) + (2\alpha_1 + \gamma-1)}.$$

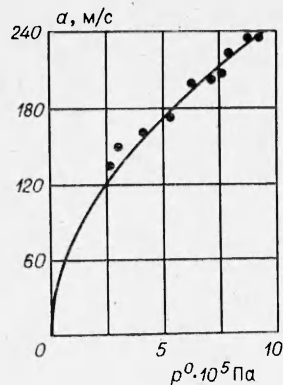
Это выражение является аналогом диабаты Гюгонио для двухфазной среды и, как легко убедиться, при  $\alpha_1 = 1$  (случай чистого газа) приобретает классическую форму [10]. В ударной волне большой интенсивности  $p_2/p_1 \rightarrow \infty$ , тогда из (10) следует значение предельного сжатия среды

$$\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)_\infty = \frac{\gamma+1}{\gamma+1-2\alpha_1}.$$

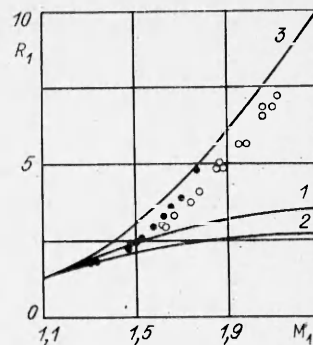
Например, при  $\gamma = 1,4$  и  $\alpha_1 = 0,95$  предельное сжатие  $(\rho_2/\rho_1)_\infty = 4,8$ ,



Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3

т. е. заметно меньше, чем в случае чистого газа, когда  $(\rho_2/\rho_1)_\infty = 6$ . С помощью уравнения ударной адиабаты (10) легко найти в явной форме выражение для скорости ударной волны в среде  $D_2$  и массовой скорости за фронтом  $u_2$  (лабораторная система координат):

$$(11) \quad D_2 = \sqrt{\frac{p_2(\gamma+1) + p_1(\gamma-1)}{2\alpha_1\rho_1}}, \quad u_2 = \\ = (p_2 - p_1) \sqrt{\frac{2\alpha_1}{\rho_1[p_2(\gamma+1) + p_1(\gamma-1)]}}$$

Используя соотношение (11) и приближенное выражение для замороженной скорости звука (6), можно выразить число Маха ударной волны как функцию газодинамических параметров

$$M_2 = \frac{D_2}{a} \simeq \sqrt{\frac{p_2(\gamma+1) + p_1(\gamma-1)}{2p_1\gamma}}$$

Рассмотрим процесс отражения стационарной воздушной ударной волны от стенки, покрытой слоем эластичного пенополиуретана. Для расчета параметров ударной волны, сформировавшейся в пористой среде, удобно использовать графоаналитический вариант метода распада произвольного разрыва параметров состояния в газе [11], что позволяет помимо величины давления в ударной волне  $p_2$  получить значение скорости границы раздела газ — пористый материал  $u_2$  при заданной интенсивности воздушной ударной волны. Вычисления относительного снижения давления на границе раздела  $K(M_1) = p_2/p_{20}$  ( $p_{20}$  — давление нормального отражения падающей ударной волны с  $M_1$  в воздухе от жесткой стенки) свидетельствуют, что при увеличении  $M_1$  в интервале 1,5–2,3 при начальных условиях  $p_1 = 10^5$  Па,  $\rho_1 = 33$  кг/м<sup>3</sup>,  $\alpha_1 = 0,975$  коэффициент  $K(M_1)$  монотонно уменьшается от 0,76 до 0,66. На рис. 1 приведены зависимости  $D_2(M_1)$ ,  $u_2(M_1)$ , рассчитанные с помощью соотношений (11) при указанных начальных условиях. Рассматривая уравнение баланса импульса для падающей и отраженной от стенки ударных волн в среде и привлекая соотношение (10), можно показать, что аналитическое выражение коэффициента отражения  $R_0 = p_3/p_2$  (индекс 3 отмечает параметры отраженной ударной волны) тождественно классическому [10], полученному для случая, когда среда является совершенным газом.

Обозначая начальное давление воздуха через  $p_0^0$ , напишем окончательное выражение для коэффициента увеличения давления на стенке  $R_1 = p_3/p_{20}$ :

$$(12) \quad R_1(M_1) = K(M_1) \frac{(3\gamma-1)K(M_1)p_{20}(M_1)/p_0^0 - (\gamma-1)}{(\gamma-1)K(M_1)p_{20}(M_1)/p_0^0 + (\gamma+1)}$$

**Экспериментальные исследования.** Для проверки описанной выше расчетной методики проведены эксперименты, в ходе которых измерялись импульсы давления на стенке, а также скорость звука в эластичном открытоячейстом пенополиуретане марки ППУ-ЭМ-1 при различных начальных условиях. Экспериментальная установка представляла собой диафрагменную ударную трубу квадратного сечения  $0,1 \times 0,1$  м<sup>2</sup>. Длина камеры высокого давления (КВД) 1,5 м, а суммарная длина камеры низкого давления (КНД) и исследовательской секции (ИС) 8 м. В качестве толкающего и рабочего газов использовались соответственно гелий и воздух. В опытах по измерению скорости звука в пенополиуретане КВД заполняли исследуемым пористым материалом, после чего в КВД напускали воздух вплоть до момента разрушения медной диафрагмы, отделяющей камеру от вакуумированного канала ударной трубы.

Пьезодатчиками давления, смонтированными в боковые стенки КВД (база измерений 0,2 м), и двухлучевым осциллографом регистрировали профили давления в волне разрежения, распространяющейся в блоке материала непосредственно после разрыва диафрагмы. Измерение временного сдвига между нормированными профилями давления позволило вычислить скорость звука в среде при заданном начальном давлении газа. Осциллограф запускали с помощью дополнительного пьезодатчика, размещенного в КВД вблизи диафрагмы, и формирователя импульсов запуска. Предварительные эксперименты подтвердили, что вследствие открытоячейстой структуры пенополиуретана ППУ-ЭМ-1 при достаточно медленном напуске газа (скорость роста давления  $\approx 5 \cdot 10^3$  Па/с) не происходит необратимых деформаций образца, что могло бы затруднить сопоставление экспериментальных и расчетных данных. Время выдержки образца при давлении газа, близком к давлению разрыва диафрагмы, в каждом случае не менее 30 с. Точность измерения средней на заданной базе скорости звука определялась главным образом точностью обработки профилей давления, а также качеством используемых пьезодатчиков и составляла  $\sim 20\%$ . Результаты измерений скорости звука в пенополиуретане ППУ-ЭМ-1 при различных начальных давлениях представлены на рис. 2, где также приведена расчетная кривая  $a(p^0)$ , построенная с помощью соотношения (4) применительно к параметрам использованного материала ( $\alpha_1 = 0,98$ ,  $\rho^1 \approx 1,2 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>). Анализ рис. 2 свидетельствует об удовлетворительном количественном соответствии расчетных и экспериментальных значений  $a$ .

Экспериментальные измерения коэффициента увеличения давления на стенке под слоем пенополиуретана проведены на описанной выше ударной трубе. Схема измерений и некоторые результаты экспериментов даны в [9]. Плоские слои исследуемого материала (ППУ-ЭМ-1,  $\rho \approx 25$  кг/м<sup>3</sup>) толщиной  $\sim 0,13$  м накладывали на торцевую заглушку ИС, полностью перекрывая сечение канала трубы. Начальное давление воздуха в КНД  $10^5$  Па. В качестве толкающего газа использовались гелий и азот, причем в первом случае ударная волна в районе ИС характеризовалась падающим профилем давления. Этот эффект, не наблюдавшийся при использовании азота, связан с тем, что волна разрежения, отразившаяся от торца КВД, успевала догнать ударную волну и сформировать нестационарный профиль давления в последней. Число Маха падающей ударной волны варьировалось в диапазоне 1,3—2,3.

На рис. 3 приведены результаты измерений коэффициента  $R_1$  при различных значениях  $M_1$  (светлые и темные кружки соответствуют двум сериям экспериментов, в которых использовались гелий и азот), а также расчетные кривые 1 и 2, построенные с помощью соотношения (14) при  $\gamma = 1,4$  (адиабатическая модель) и  $\gamma = 1,0$  (равновесная модель) соответственно. Удовлетворительное количественное совпадение расчетных и экспериментальных значений  $R_1$  имеет место лишь при  $M_1 \leq 1,6$ ; при  $M_1 > 1,6$  экспериментальные точки лежат выше расчетных кривых. В качестве примера на рис. 3 дана расчетная кривая 3, построенная с помощью соотношения (14) при  $\gamma = 1,0$  и  $R_1(M_1)$ , рассчитанном в рамках адиабати-

ческой модели течения. Можно показать, что кривая  $\mathcal{E}$  определяет максимально возможные значения  $R_1(M_1)$  при заданных начальных условиях. Видно, что при увеличении  $M_1$  экспериментальные значения  $R_1$  приближенно описываются кривой  $\mathcal{E}$ , что косвенно свидетельствует о проявлении эффекта межфазного теплообмена в ударной волне в пористом материале.

Не проводя детального рассмотрения процессов, приводящих к формированию фронта ударной волны в пористой сжимаемой среде, отметим, что длительность фронта должна существенно превышать значения, характерные для ударных волн в газах. В общем случае толщина фронта ударной волны в мелкоструктурной среде соответствует нескольким характерным размерам среды  $d$ , в нашем случае — диаметрам пор. Полагая для простоты, что фронт формируется на расстоянии  $l \sim 10d$ , получим при  $d \sim 10^{-3}$  м и скорости ударной волны в среде  $D_2 \sim 2 \cdot 10^2$  м/с оценку длительности фронта  $\tau \sim l/D_2 = 5 \cdot 10^{-5}$  с, что неплохо соответствует экспериментальным данным [8, 9]. Проницаемость скелета реальных пористых материалов может приводить к дополнительному увеличению длительности фронта.

Область применения описанной расчетной методики ограничивается относительно высокими начальными давлениями газа в сжимаемой пористой среде ( $p_0 \geq 10^4$  Па для эластичного пенополиуретана). При низких давлениях газа необходимо учитывать силу упругости скелета материала и соответствующим образом трансформировать выражение (8) для внутренней энергии пористой среды.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Справочник по пластическим массам**/Под ред. В. М. Катаева, В. А. Попова, Б. И. Сажина. М.: Химия, 1975, т. 2.
2. **Campbell I. J., Pitcher A. S. Shock waves in a liquid containing gas bubbles.**— Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1958, v. 243, N 1235.
3. **Паркин Б. Р., Гилмор Ф. Р., Броуд Г. Л.** Ударные волны в воде с пузырьками воздуха.— В кн.: Подводные и подземные взрывы/Под ред. В. Н. Николаевского. М.: Мир, 1977.
4. **Рудингер Г.** Влияние конечного объема, занимаемого частицами, на динамику смеси газа и частиц.— РТК, 1965, т. 3, № 7.
5. **Mallock A.** The dumping of sound by frothy liquids.— Proc. Roy. Soc., 1910, v. A 84, N 391.
6. **Ван Вейнгарден Л.** Одномерные течения жидкостей с пузырьками газа.— В кн.: Реология суспензий. М.: Мир, 1975.
7. **Вуд А.** Звуковые волны и их применение. М.—Л.: Гостехтеориздат, 1934.
8. **Гельфанд Б. Е., Губин С. А. и др.** Исследование особенностей распространения и отражения волн давления в пористой среде.— ПМТФ, 1975, № 6.
9. **Гвоздева Л. Г., Фаресов Ю. М.** О взаимодействии ударной волны со стенкой, покрытой пористым сжимаемым материалом.— Письма в ЖТФ, 1984, № 19.
10. **Станюкович К. П.** Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.
11. **Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г.** Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977.

Поступила 21/XI 1984 г.

УДК 532.528

### ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОВЗРЫВНЫХ КАВЕРН МЕЖДУ ДВУМЯ ТВЕРДЫМИ ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ СТЕНКАМИ

*В. В. Кучеренко, В. В. Шамко*

(Школаев)

На практике, например, при ультразвуковой или электрогидроимпульсной очистке сложных изделий возникает ситуация, когда образующиеся в этих процессах кавитационные пузырьки пульсируют между двумя стенками. Имеющиеся теоретические [1—3] и экспериментальные [4—7] работы свидетельствуют, что в этих условиях происходит существенное (по сравнению с безграничной жидкостью и наличием только одной стенки) изменение схемы замыкания полостей. К тому же в [1—3] рассматрива-