

СКАЧОК ПЛОТНОСТИ И ТЕРМИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ НА ФРОНТЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ВОДЕ С ПУЗЫРЬКАМИ ГАЗА

Ю. П. НЕЩИМЕНКО, Л. Я. СУВОРОВ

(Москва)

Приведены результаты измерений скачка плотности в ударной волне, распространяющейся в воде с пузырьками воздуха или гелия. Показано, что термическая релаксация на фронте ударной волны зависит от свойств газового компонента и интенсивности волны. Дробление пузырьков способствует более быстрому выравниванию температур компонентов смеси.

При исследовании ударных волн в жидкости, содержащей газы, смесь приблизительно можно рассматривать как сплошную среду, а ударную волну — как поверхность разрыва. В этом случае удельный объем невозмущенной смеси

$$(1) \quad \tau_0 = \frac{1}{\rho_0} = (1-x)\tau_1 + x\tau_{02}$$

Согласно [1] ударная адиабата и скорость фронта ударной волны задаются соотношениями

$$(2) \quad \tau = \tau_0 \frac{(\gamma+1)p_0 + (\gamma-1)p}{(\gamma+1)p + (\gamma-1)p_0} + 2 \frac{\tau_1(p-p_0)(1-x)}{(\gamma+1)p + (\gamma-1)p_0}$$

$$(3) \quad D^2 = \frac{\tau_0^2}{2\tau_{02}x} [(\gamma+1)p + (\gamma-1)p_0]$$

Здесь x — доля газового компонента в массе, p и τ — давление и удельный объем смеси за фронтом волны, p_0 и τ_{02} — начальное давление и удельный объем газа. Предполагается, что $x = \text{const}$, а вода несжимаема, $\tau_1 = \text{const}$. Различия термодинамических свойств компонентов, образующих смесь, ее дисперсность приводят к тому, что сжатия (и разрежения) должны сопровождаться нарушением теплового равновесия. При этом температура жидкости практически не изменяется, а газ при сжатии разогревается. Если теплообмен между компонентами смеси отсутствует (пузырьки теплоизолированы), то γ равна отношению удельных теплоемкостей газа, $\gamma = C_{p2}/C_{v2} = \gamma_a$. Для термически равновесной системы $\gamma = \gamma_T \approx 1$.

Цель данной работы — экспериментальное определение величины γ . Принципиально возможны два независимых способа нахождения γ по данным измерений скачка плотности или скорости D и соответствующему расчету по формулам (2) или (3). Легко показать, что эффект теплообмена более ощутим при измерении плотности, чем при измерении скорости (с той же относительной погрешностью)

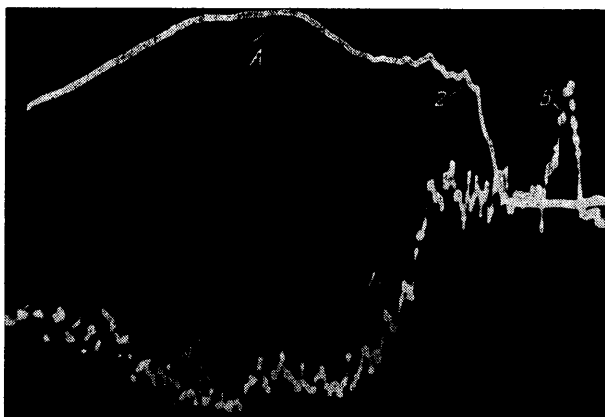
$$\frac{\Delta\rho_a}{\Delta\rho_T} = \frac{\rho_a - \rho_0}{\rho_T - \rho_0} \approx \frac{\gamma_a + 1}{2} \left[1 + \frac{\gamma_a - 1}{\gamma_a + 1} \frac{p_0}{p} \right]$$

$$\frac{D_a}{D_T} \approx \sqrt{\frac{\gamma_a + 1}{2} \left(1 + \frac{\gamma_a - 1}{\gamma_a + 1} \frac{p_0}{p} \right)}$$

Поэтому в описываемых экспериментах величина γ рассчитывалась по изменению плотности. Измерения скорости выполняли вспомогательную роль как средство контроля. Одновременная регистрация плотности ρ , давления p , киносъемка пузырьков позволили также выявить некоторые детали структуры ударной волны. Краткая информация о работе содержится в депонированной статье [2].

Опыты проводились в вертикальной ударной трубе диаметром 10 см. В нижней части трубы находилась исследуемая смесь, а в верхней — камера высокого давления. Ударная волна в смеси формировалась при отражении волны, набегавшей на поверхность раздела газ — смесь со стороны газа. Газовый компонент (воздух или гелий) поступал в воду через пористую перегородку из ткани. В смеси присутствовали пузырьки разных размеров. Сечение пузырьков воздуха 0.2÷0.4 см, гелия — 0.3÷0.6 см.

Пьезоиндикаторы использовались как датчики давления и как отметчики времени при регистрации скорости D . Проводилась киносъемка пузырьков с помощью кинокамеры СКС-1М. Средняя плотность смеси измерялась гидростатическим методом



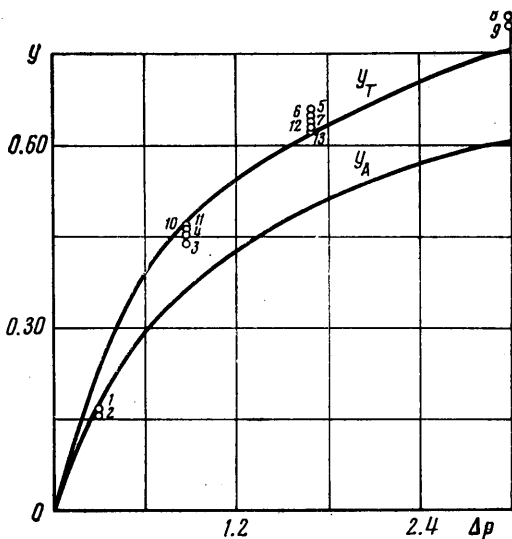
Фиг. 1

и радиоактивным плотномером ПЖР-2М с измененной схемой регистрации. Скачок плотности определялся по поглощению мягкого рентгеновского излучения, источником которого служил вентиль КР-110. (Анодный ток в режиме насыщения 0.1 а, напряжение 50 кэ.) Запуск осуществлялся от импульса пьезодатчика. Схема регистрации компенсационная. Опорный луч просвечивал кусок трубы, заполненный водой без пузырьков. Электрический сигнал $\Delta u = k(\rho - \rho_0)$. Точность измерения импульсов давления и плотности $6 \div 12\%$, скорости $5 \div 11\%$.

Опыты проводились при атмосферном давлении. Средняя плотность смеси регистрировалась в пределах $0.93 > \rho_0 \cdot 10^{-3} \text{ кг} \cdot \text{см}^{-3} > 0.80$. Величина сжатия $(p - p_0)/p_0 = \Delta p = 0.3 \div 3.0$. Продолжительность квазистационарного состояния за фронтом набегающей ударной волны 7—10 мсек. Измерения проводились на расстояниях 15÷50 см от уровня смеси в трубе. На фиг. 1 приведены осциллограммы импульсов плотности 1 и давления 2. Начало развертки второго луча смещено вправо относительно первого. Волна распространяется слева направо. Цилиндрический пьезодатчик установлен ниже сечения, в котором регистрируется плотность.

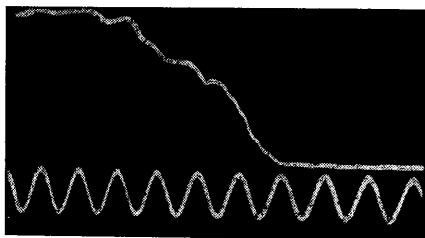
На осциллограммах видны также импульсы А и А' волны отражения, приходящей от пористой перегородки, и импульс В от включения рентгеновской установки. Результаты измерений скачка плотности на фронте ударной волны приведены на фиг. 2. По оси ординат отложены значения $Y = (1 - \rho_0/\rho) [1 - (1-x)\rho_0\tau_1]^{-1}$. Сплошные линии представляют собой теоретические зависимости, полученные с помощью (2). Кривая $Y_T = 1 - p_0/p$ соответствует значению $\gamma = 1$, а кривая $Y_A = (1 - p_0/p) [1.2 + 0.2p/p_0]^{-1}$ — величине $\gamma = 1.4$ (адиабатическое сжатие пузырьков воздуха). Кривая, для которой $\gamma = 1.63$ (адиабатическое сжатие пузырьков гелия), располагалась бы заведомо ниже экспериментальных точек и на графике не приводится. Измерения проводились для пузырьков воздуха при $\rho_0\tau_1 = 0.90, 0.80, 0.91, 0.81, 0.91, 0.86, 0.82, 0.89, 0.86$; для пузырьков гелия при $\rho_0\tau_1 = 0.91, 0.86, 0.90, 0.85$. (На фиг. 2 этим значениям соответствуют точки 1—13.)

При малых сжатиях $\Delta p \sim 0.3$, термическое равновесие, по-видимому, не достигалось, поэтому экспериментальное значение $\gamma \approx 1.4$, в остальных случаях $\gamma \approx 1.0$. Отме-



Фиг. 2

ченное различие связано с тем, что при $\Delta p > 0.3$ происходило дробление пузырьков ускоряющее теплообмен между компонентами. Согласно [2] распыление пузырьков начинается при достаточно больших скоростях относительно движения компонентов, когда силы динамического напора, деформирующие пузырек, преобладают над силами поверхностного натяжения. Соответствующий период «индукции» обнаружен с помощью киносъемки воздушных пузырьков — в течение $\sim 0.4-1.1$ мсек пузырек сжимается, но не пульсирует. Давление при этом возрастает до $0.5 \div 0.7$ амплитудного значения (см. фиг. 1 и 3). На фиг. 3 частота меток 2.5 кгц. Собственно процесс распыления был непродолжителен — занимал 1—2 кинокадра. Скорость киносъемки ($4.5 \div 5.5$ тыс. кадров/сек) оказалась недостаточной для детального изучения механизма дробления. После завершения распыления наблюдалось плавное увеличение давления в течение $\sim 2 \div 5$ мсек.



Фиг. 3

Характерное время остывания пузырьков приблизительно равно $T_0 \approx H_0^2 / \pi^2 \chi_0$, где $2H_0$ — поперечное сечение пузырька, χ_0 — температуропроводность газа. В условиях эксперимента $H_0 \approx 0.15$ см, $\chi_0 \approx 2.24 \cdot 10^{-5}$ м²/сек; $T_0 \approx 10$ мсек. Таким образом, продолжительность индукции («быстрой» фазы сжатия) значительно меньше T_0 и газ перегрет относительно жидкости. Величину характерного времени теплообмена на медленной стадии оценим, используя расчеты [3]: $T \approx H^2 / \chi$. Здесь $2H$ — сечение пузырька

после дробления. Полагая $H \approx 0.025$ см и $\chi \approx 1.5 \cdot 10^{-5}$ м²/сек (с учетом изменения параметров газа в волне), получим $T \approx 4.1$ мсек, что согласуется с экспериментом.

Температуропроводность гелия почти в 9 раз больше, чем воздуха. Поэтому теплообмен происходит более интенсивно уже на ранних стадиях сжатия. Пузырек гелия более устойчив, распадается на крупные части. Пульсации пузырьков менее выражены и быстрее затухают. Давление на фронте волны изменяется более плавно, а ширина волны больше, чем в воде с пузырьками воздуха. Суммарная продолжительность переходного процесса $5 \div 7$ мсек.

Экспериментально определено минимальное значение отношения p/p_0 , начиная с которого волну можно считать квазистационарной, а ее ширину на участке $15 \div 50$ см от поверхности смеси неизменной. Было получено для воздуха $(p/p_0)_{\min} \approx 1.8 \div 2.0$, для гелия $(p/p_0)_{\min} \approx 2.5 \div 3.0$. Соответствующую теоретическую оценку найдем из уравнений (1), (2)

$$(p/p_0)_{\min} = \gamma_a$$

Как видно, элементарная теория релаксации не может полностью объяснить полученный результат. Следует также отметить, что во всех экспериментах наблюдалось небольшое увеличение ширины волны, зависящее согласно [2] от диаметра трубы. Поэтому полученные экспериментально оценки для $(p/p_0)_{\min}$ должны быть уточнены в трубах большего диаметра.

Проведенные эксперименты показали, что на фронте ударной волны в воде, содержащей газовые пузырьки больших размеров, имеет место своеобразная термическая релаксация, зависящая от свойств газового компонента, размеров пузырьков, интенсивности ударной волны. Указанная релаксация тесно связана с механическим взаимодействием компонентов, обуславливающим относительное движение компонентов и дробление пузырьков. Распыление пузырьков способствует быстрому выравниванию температур компонентов, что позволяет при расчете характеристик ударных волн использовать уравнение ударной адиабаты (2) с $\gamma = 1$.

В работе [4] проделано детальное теоретическое исследование ударных волн в рамках двухскоростной, двухтемпературной и с двумя давлениями модели смеси, но полученные в ней результаты затруднительно применить для анализа описываемых экспериментов, поскольку в расчете не учитывалось дробление газовых пузырьков.

Приведенные в [5] результаты исследования дробления в слабых волнах повторяют работу [2], ссылки на которую нет, хотя в тексте фамилия одного из авторов (Ю. П. Нецименко) названа.

Отмеченная релаксация должна учитываться при исследовании распространения ударных волн, имеющих фазу разрежения. Эффект отражения ударной волны, например, от стенки также зависит от того, достигается ли равновесное состояние за фронтом падающей волны или нет.

Авторы благодарят Л. П. Горбачева за ценные замечания.

Поступила 17 VI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Campbell I. J., Pitcher A. S. Shock waves in a liquid containing gas bubbles. Proc. Roy. Soc., London, 1958, vol. A 243, No. 1235.
2. Нецименко Ю. П., Суворов Л. Я. Слабые ударные волны в кипящей воде и газожидкостных суспензиях. Атомная энергия, 1972, т. 33, № 6.
3. Нигматулин Р. И., Хабеев Н. С. Теплообмен газового пузырька с жидкостью. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 5.
4. Нигматулин Р. И., Шагапов В. Ш. Структура ударных волн в жидкости, содержащей пузырьки газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 6.
5. Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М., Симаков С. М., Тимофеев Е. И. Разрушение воздушных пузырьков в жидкости ударной волной. Докл. АН СССР, 1975, т. 220, № 4.

УДК 532.546

**ОБ ОТСТАВАНИИ ФРОНТА ПОЛИМЕРА ОТ НЕСУЩЕЙ ЖИДКОСТИ
ПРИ ФИЛЬТРАЦИИ РАСТВОРА ПОЛИМЕРА ЧЕРЕЗ
ПОРИСТУЮ СРЕДУ**

В. Г. ОГАНДЖАНЫЦ, А. М. ПОЛИЩУК

(Москва)

Экспериментально установлен факт отставания фронта полимерного раствора от несущей воды. Исследована зависимость размера этой зоны от длины линейного однородного пористого образца, объема прокачанной через него жидкости и градиентов гидродинамического давления.

Для 0.01%-ного водного раствора полиоксиэтилена WSR-301 установлена линейная зависимость размера зоны отставания от пройденного пути и объема закачанной в пористую среду жидкости. Эксперименты, проведенные для широкого диапазона значений градиентов давлений, указывают на отсутствие влияния этого параметра на размер зоны отставания полимера от фронта несущей воды.

Одним из методов повышения эффективности разработки нефтяных месторождений является заводнение нефтяных пластов полимерными растворами [1]. Добавка полимера в закачиваемую воду значительно снижает ее подвижность, улучшая тем самым нефтевытесняющие свойства нагнетаемой жидкости. В работах [2-4] показано, что в результате взаимодействия полимерного вещества с поверхностью пористой среды фронт полимера отстает от фронта растворителя. В работах [4, 5] при рассмотрении задачи о вытеснении нефти из однородного пласта водными растворами сорбирующихся веществ предположена следующая приближенная схема распределения жидкостей в пласте (фиг. 1). В зоне 1 происходит фильтрация полимерного раствора в присутствии сорбированного полимера. Перед этой областью формируется зона 2 из несущей и связанной воды, зона 3 — участок пористой среды, занятый связанной водой; зона 4 — участок пористой среды, занятый углеводородной жидкостью.

Из фиг. 1 следует, что вытеснение нефти из линейной однородной пористой среды происходит оторочкой из связанной и несущей воды. Следовательно, при оценке эффективности вытеснения нефти полимерным раствором важно знать зону опережения λ фронта вытеснения относительно фронта полимера, ее развитие во времени и по длине пласта.

В связи с этим было исследовано влияние некоторых факторов на размер зоны отставания λ . Эксперименты проводились на линейных образцах однородных пористых сред длиной 0.25, 0.5, 1.0, 1.6 и 2.6 м. Пористой средой служил молотый кварцевый песок. Проницаемость образцов ~ 1 дарси, пористость 35%. Градиент давления поддерживался равным 0.2 атм/м. Перед закачкой 0.01%-ного раствора полиоксиэтилена WSR-301 пористые среды под вакуумом насыщались дегазированной дистиллированной водой. Концентрация полимера определялась по вязкости выходящего раствора с помощью капиллярного вискозиметра. Отставание фронта полимера от несущей воды определялось по точке с концентрацией, равной 50% от исходной.

Результаты этих экспериментов представлены на фиг. 2. Кривая 1 характеризует изменение размера зоны отставания полимера λ в зависимости от пройденного пути l .