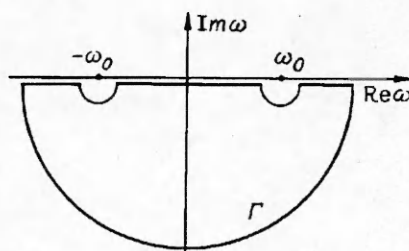


Здесь V_1 — предельная скорость распространения поперечных возмущений; V_2 и V_3 — предельные скорости распространения возмущений первого и второго типа соответственно (по поводу терминологии см. [7]).

Видно, что при условиях (7), (13) скорость сигнала в релаксационной фильтрации оказывается конечной. Возможны ситуации ($\epsilon = 1$), когда внутренние релаксационные процессы в системе пористая среда — насыщающий флюид влияют на предельную скорость распространения возмущений. Это существенно дополняет результаты [6].



ЛИТЕРАТУРА

1. Молокович Ю. М., Непримеров Н. Н., Пикуза В. И., Шманин А. В. Релаксационная фильтрация. — Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1980.
2. Молокович Ю. М., Осипов П. П. Основы теории релаксационной фильтрации. — Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1987.
3. Динариев О. Ю., Николаев О. В. Об обобщении закона Дарси для нестационарных режимов фильтрации // ДАН СССР.— 1990.— Т. 313, № 1.— С. 31—36.
4. Biot M. A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. Low-Frequency // J. Acoust. Soc. Amer.— 1956.— V. 28, N 2.— P. 168—178.
5. Biot M. A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. II. Higher Frequency Range // Ibid.— P. 179—191.
6. Динариев О. Ю., Леонтьев И. А. Волны в насыщенных пористых средах с внутренними релаксационными процессами // Акуст. журн.— 1991.— Т. 37, вып. 1.— С. 84—90.
7. Николаевский В. Н., Басниев К. С., Горбунов А. Т., Зотов Г. А. Механика насыщенных пористых сред.— М.: Недра, 1970.
8. Ross B. A brief history and exposition of the fundamental theory of fractional calculus // Lecture Notes in Mathematics.— 1975.— V. 457.— P. 1—36.
9. Динариев О. Ю. О скорости распространения волн для процессов переноса с релаксацией // ДАН СССР.— 1988.— Т. 301, № 5.— С. 1095—1097.
10. Динариев О. Ю. О скорости распространения сигнала в жидкости с релаксацией // ПММ.— 1990.— Т. 54, вып. 1.— С. 59—64.

г. Москва

Поступила 21/V 1992 г.,
в окончательном варианте — 4/III 1993 г.

УДК 532.546

В. Е. Донцов, В. А. Маслов

СТРУКТУРА И ДИНАМИКА «МЕДЛЕННОЙ» ВОЛНЫ ДАВЛЕНИЯ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ, НАСЫЩЕННОЙ ЖИДКОСТЬЮ С ПУЗЫРЬКАМИ ГАЗА

В [1] была получена система линейных уравнений для трехфазной смеси (пористая среда, жидкость, пузырьки газа), учитывающая дисперсионные эффекты вследствие колебаний пузырьков в волне. Для волн конечной амплитуды в [2] приведена система уравнений, учитывающая нелинейность, вносимую колебаниями пузырьков газа, и вязкое затухание, обусловленное радиальным движением жидкости в пористой среде около осциллирующих пузырьков. В [3] получены эволюционные уравнения для «быстрой» и «медленной» волн в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками газа, и экспериментально исследованы эволюция и структура «быстрой» волны давления.

© В. Е. Донцов, В. А. Маслов, 1994

Цель данной работы — экспериментальное изучение эволюции и структуры «медленной» волны давления в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками газа. При условии малости нелинейного, дисперсионного и диссипативных членов из системы уравнений [3] можно получить эволюционное уравнение для «медленной» волны:

$$(1) \quad \frac{\partial^2 p_c}{\partial t^2} - c_s^2 \frac{\partial^2 p_c}{\partial x^2} + \frac{mv}{\alpha K_0} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{R_s}{c_0^2} \left(B \frac{\partial^2 (\delta p_c)^2}{\partial t^2} + \frac{4v^*}{3\varphi_0} \frac{\partial^3 p_c}{\partial t^3} + \beta \frac{\partial^4 p_c}{\partial t^4} \right) = 0,$$

$$R_s = \frac{c_f^2}{c_f^2 - c_s^2} \left(\frac{\alpha (MH - c^2)}{c_s^2 (\alpha \rho_0 \rho_{c0}/m - \rho_{c0}^2)} - \frac{(\alpha \rho_0 - m \rho_{c0}) M}{(\alpha \rho_0 \rho_{c0}/m - \rho_{c0}^2)} \right).$$

Здесь p_c — давление в газожидкостной смеси; c_f , c_s — скорости малых возмущений «быстрой» и «медленной» волн; c_0 — скорость звука в газожидкостной смеси; B — коэффициент нелинейности; β — коэффициент дисперсии; v^* — коэффициент эффективной вязкости; m — пористость; K_0 — проницаемость пористой среды; φ_0 — объемное газосодержание; α — коэффициент присоединенной массы. Все обозначения в уравнении соответствуют приведенным в [3]. Выражения для c_f , c_s и т. д. определены в [3]. При пренебрежении диссипативными потерями в (1) находим стационарное решение уравнения — солитоны [4]. Выражения для скорости солитона и его толщины имеют вид

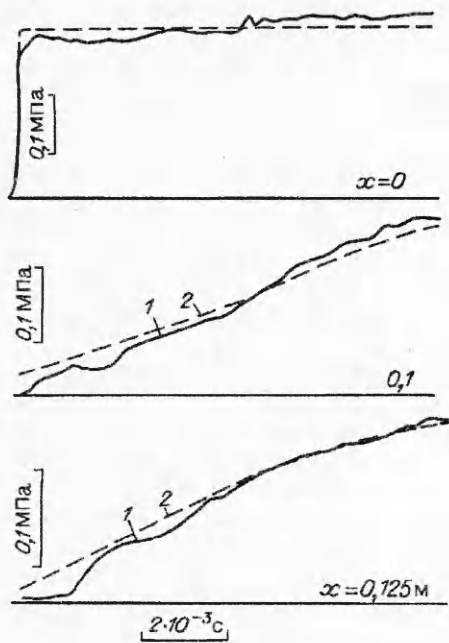
$$\frac{V_c}{c_s} = \left(1 + \frac{\gamma + 1}{3\gamma} \frac{\delta p_c}{p_0} R_s \right)^{1/2}, \quad \delta = \left(\beta \left(4 + \frac{12p_0}{\delta p_c} \frac{\gamma}{\gamma + 1} \right) \right)^{1/2} \frac{c_s}{c_0}.$$

Если в (1) не учитывать вязкую диссипацию из-за продольного смещения жидкости и пористого скелета в волне, т. е. пренебречь членом при $\partial/\partial t$, то получим стационарное решение уравнения — ударную волну [4]. Выражение для скорости ударной волны представим как

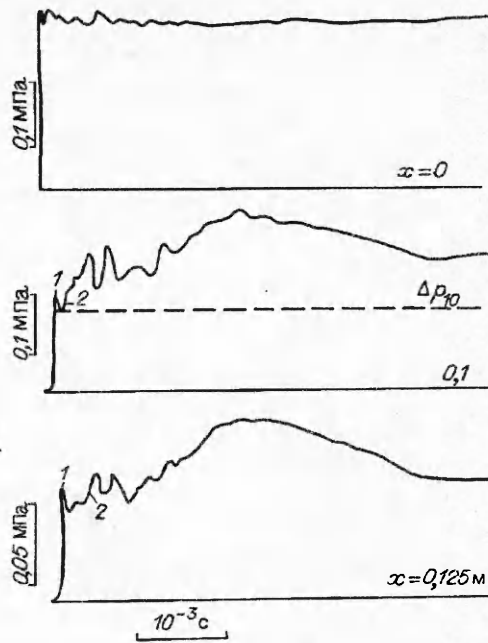
$$(2) \quad \frac{V}{c_s} = \left(1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{\delta p_c}{p_0} R_s \right)^{1/2}.$$

Опыты проводились на установке «ударная труба» [2]. В качестве рабочей среды использовалась хаотическая упаковка из спеченных оргстеклянных шариков диаметром около 2 мм, запекаемых непосредственно в рабочем участке. Рабочая жидкость — дистиллированная вода, газы — воздух, углекислый газ. Пьезоэлектрические датчики располагались по длине рабочего участка. Они не касались скелета пористой среды и измеряли профиль волны давления в жидкости.

В результате проведенных экспериментов показано, что при изменении параметра $(K_b + (4/3)\mu)/K_c$ происходят качественные изменения структуры «медленной» волны (K_b , μ — модули объемной упругости и сдвига пористого скелета, K_c — модуль упругости газожидкостной смеси). При $(K_b + (4/3)\mu)/K_c \gg 1$, что соответствует достаточно большому объемным газосодержаниям в данных опытах ($\varphi \gg 1\%$), дисперсионные и нелинейные эффекты практически не влияют на распространение «медленной» волны. Основным механизмом, определяющим структуру волны, является вязкая диссипация из-за продольного смещения жидкости и пористого скелета в волне. На рис. 1 представлена эволюция волны давления ступенчатой формы в пористой среде, насыщенной водой с пузырьками воздуха (линия 1). Параметры пористой среды ($K_b = 0,8 \cdot 10^9$ Н/м², $m = 0,35$, $K_0 = 2,3 \cdot 10^{-9}$ м²) были одинаковыми для всех проведенных опытов. Параметры насыщающей среды следующие: статическое давление $p_0 = 2,3 \cdot 10^5$ Па, $\varphi_0 = 5,9\%$, x — расстояние от входа в пористую среду до точки измерения. Видно, что из-за диссипации происходит значительное выполаживание переднего фронта «медленной» волны. Здесь же линией 2 приведен расчет по диффузионному уравнению, к которому сводится уравнение (1) для низкочастотных «медленных» волн [2]. Диффузионное приближение хорошо описывает структуру



Р и с. 1



Р и с. 2

«медленной» волны. Значительное отклонение расчетной кривой на начальном участке обусловлено тем, что приближенное решение дает бесконечную скорость распространения. Расчетное значение скорости по (1) $c_s = 364$ м/с совпадает с экспериментальным значением $V_s = 382$ м/с с точностью измерения скорости волны.

При уменьшении газосодержания до $\varphi_0 \sim 1\%$ (при этом $(K_b + (4/3)\mu)/K_2 \sim 1$) структура «медленной» волны становится качественно иной. Существенное значение на процесс распространения волны оказывают нелинейные и дисперсные эффекты, приводящие к появлению осцилляций на переднем фронте «медленной» волны. На рис. 2 показана эволюция волны давления в пористой среде, насыщенной водой с пузырьками воздуха при $p_0 = 5 \cdot 10^5$ Па и $\varphi_0 = 0,3\%$. Из начальной волны ступенчатой формы выделяются «быстрая» и «медленная» волны (линии 1 и 2). Амплитуда «быстрой» волны соответствует расчетному значению Δp_{10} по модели Био (штриховая линия), а измеренное значение скорости «быстрой» волны $V_f = 1690$ м/с совпадает с расчетным по [3] значением с точностью измерения скорости «быстрой» волны. Передний фронт «медленной» волны имеет явно выраженную осциллирующую структуру. Вследствие диссипации осцилляции затухают по мере распространения волны. Измеренное значение скорости переднего фронта «медленной» волны $V_s = 512$ м/с совпадает с рассчитанным по (2).

Для изучения влияния на затухание «медленной» волны механизма диссипации вследствие теплообмена газа в пузырьках с окружающей жидкостью были проведены эксперименты по распространению волн в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками углекислого газа. Коэффициент температуропроводности CO_2 почти в 2 раза меньше, чем у воздуха, следовательно, и теплообмен для пузырьков CO_2 существенно меньше, чем для пузырьков воздуха. Полученные осциллограммы профилей волн давления качественно не отличаются от осциллограмм, приведенных на рис. 2. В то же время затухание «медленной» волны в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками углекислого газа, меньше, чем в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками воздуха. Значит, при расчетах эволюции «медленных» волн необходимо учитывать в уравнении (1) теплообмен газа в пузырьках с окружающей жидкостью.

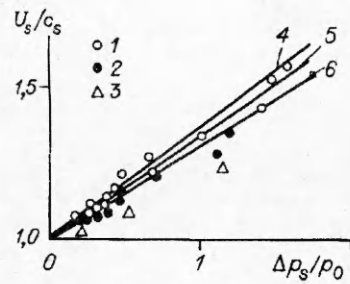


Рис. 3

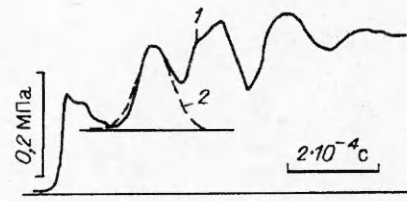


Рис. 4

На рис. 3 представлены зависимости скорости переднего фронта «медленной» волны V_s от ее начальной интенсивности Δp_s для $R_s = 0,95 \div 1$; $0,85 \div 0,95$; $0,75 \div 0,85$ (точки 1—3). Здесь же приведены рассчитанные по (2) значения скорости V_s ударной волны при $R_s = 0,975$; $0,9$; $0,8$ (линии 4—6), которые удовлетворительно описывают опытные данные. Наибольшее отклонение экспериментальных значений наблюдается при наименьших значениях R_s . Это обусловлено тем, что при этих R_s радиус пузырьков в опытах минимален и время тепловой релаксации газа в пузырьках становится сравнимым с характерным временем волны. Следовательно, поведение газа в пузырьках будет значительно отличаться от адиабатического.

На рис. 4 показана осциллирующая структура переднего фронта «медленной» волны давления в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками воздуха при $p_0 = 4 \cdot 10^5$ Па, $\varphi_0 = 0,4\%$ (линия 1). На первую осцилляцию «медленной» волны нанесена форма солитона той же интенсивности, рассчитанная по уравнению (1) (линия 2). Видно, что первая осцилляция «медленной» волны хорошо описывается формой солитона.

Таким образом, показано, что именно колебания пузырьков обуславливают осциллирующую структуру переднего фронта «медленной» волны давления. Кроме того, для высокопроницаемых пористых сред, где диссипативные эффекты вследствие продольного смещения жидкости и твердого скелета малы, эволюция «медленных» волн может быть рассчитана по уравнению (1) с учетом теплообмена газа в пузырьках с окружающей жидкостью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bedford A., Stern M. A model of propagation in gassy sediments // J. Acoust. Soc. Amer.— 1983.— V. 73, N 2.— P. 409—417.
2. Донцов В. Е., Кузнецов В. В., Накоряков В. Е. Волны давления в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками газа // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1987.— № 1.— С. 85—92.
3. Донцов В. Е. Структура и динамика возмущений давления конечной амплитуды в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками газа // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1992.— № 1.— С. 80—85.
4. Накоряков В. Е., Шрейбер И. Р., Гасенко В. Г. Волны умеренной интенсивности в жидкости с пузырьками газа // Волновые процессы в двухфазных средах.— Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1980.

г. Новосибирск

Поступила 2/II 1993 г.,
в окончательном варианте — 19/III 1993 г.