

УСИЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ ВО ФРОНТЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ В ГЕТЕРОГЕННОЙ СИСТЕМЕ

В. А. Пыж

(Москва)

При экспериментальном исследовании распространения ударных волн (УВ) в водных суспензиях бентонита обнаружен эффект повышения давления во фронте волны по сравнению с инициирующим эту волну импульсом [1]. В суспензиях, в которых основу твердой фазы в виде частиц коллоидного размера $\delta = 10^{-7} - 10^{-8}$ м составляет минерал монтмориллонит с массовым содержанием $c = 6\%$, при многократном ударном нагружении наблюдается усиление этого эффекта от опыта к опыту [2].

С целью изучения закономерностей, связанных с аномальным «усилением» давления во фронте УВ, а также выявления влияния природы вещества дисперсной фазы проведены эксперименты в суспензии с частицами другого очень распространенного класса глинистых минералов — каолинита.

1. Постановка эксперимента. Опыты проведены в вертикальной ударной трубе [2], волны в которой создавались за счет разрыва диафрагмы) отделяющей исследуемую среду от камеры высокого давления (КВД).

Один эксперимент представлял собой последовательность нескольких ударных нагружений одного и того же столба дисперсной системы. Каждый удар в эксперименте следовал один за другим через интервалы в 5—6 мин и инициировался непрерывно действующим «поршнем» с одинаковым давлением рабочего газа в КВД $p_e = 2,4$ МПа во всех представленных в работе опытах.

Для получения общей картины движения волн вдоль трубы использовались длительные развертки осциллографов ≈ 10 мс. По результатам измерений давления на различных участках трубы *A*, *B* и *C* строились волновые диаграммы в плоскости *x* (высота столба смеси) — *t* (время) (методика построения описана в [3]). В начале и в конце каждой серии ударных нагружений проводились тарировочные опыты в воде. Типичный тест показан на рис. 1. Интенсивность падающей волны $p_1 \approx p_e = 2,4$ МПа, исходное давление смеси $p_0 = 0,1$ МПа. Волновая диаграмма в координатах *x*, *t* поясняет процесс прохождения волн сжатия (сплошная) и разрежения (штриховая линия). Анализ тестовых экспериментов показывает, что результаты находятся в согласии с акустическим приближением теории УВ.

2. Волны в каолининовой суспензии. Эксперимент из 10 ударных нагружений водной суспензии каолининового глинопорошка иллюстрируют волновые картины и осциллограммы рис. 2, где показаны выборочно 2, 4 и 9-й опыты. Плотность смеси $\rho_0 = 1,18 \cdot 10^3$ кг/м³, на 25 кг воды приходилось 8,5 кг глинопорошка, что соответствует массовой концентрации частиц в воде $c \approx 25\%$.

Происходят качественные изменения в структуре фронта волны сжатия от опыта к опыту. Нарастает амплитуда скачка давления. Так, при первом ударе амплитуда фактически равна давлению $p_e = 2,4$ МПа, задаваемому «поршнем» КВД. Постепенно к 4—5-му опыту давление в скачке возрастает в 3—4 раза: на 5—7 МПа выше инициирующего, остающегося постоянным при каждом ударе. Амплитуда стабилизируется, но происходит образование протяженной зоны избыточного давления $\Delta p = p_1 - p_{10}$ длительностью Δt , следующей за скачком (рис. 3, *a*). Эта зона со временем релаксирует до равновесного уровня давления p_{10} волны в воде при отсутствии частиц, инициированной импульсом такой же интенсивности. Спад Δp до нуля интерпретируется на *x* — *t*-диаграммах как волна разрежения, отстающая от скачка сжатия на время Δt . На рис. 3 *б*, приведены экспериментальные данные роста избыточного давления Δp_{\max}

и длительности релаксационного слоя (РС) Δt в зависимости от номера удара n , которые характеризуют описанный выше эффект при десятикратном ударном нагружении 25%-ной суспензии каолинитовой глины. Здесь же приведены значения Δp_{\max} и Δt для $n = 14, 15, 16$, полученные в аналогичном эксперименте, проведенном в суспензии с массовым содержанием глины $c = 33\%$. С ростом концентрации частиц и номера удара эффект усиливается.

Во всех опытах скорость фронта падающей волны равна скорости отраженной волны — $D_1 = D_2 = 1450 \pm 50$ м/с, что соответствует скорости звука в воде. Осциллограммы давления показывают, что характер отражения волн сжатия и разрежения от жесткого торца и от свободной поверхности акустический.

С целью исследования структуры фронта волны предыдущий эксперимент повторен с использованием «быстрых» разверток осциллографов ~ 1 мс на всю шкалу (рис. 4). Вертикальная колонка из трех осциллограмм соответствует одному опыту. Наблюдаемые ранее тенденции полностью воспроизводятся и в этом эксперименте. В первых опытах заметно уменьшение Δp_{\max} и избыточного импульса $\Delta I = \int_0^{\Delta t} \Delta p dt$

с расстоянием x , а в дальнейших ударно-волновых воздействиях Δp_{\max} и импульс примерно сохраняются при эволюции волны вдоль трубы.

Многочисленное воздействие УВ на суспензию приводит к появлению во фронте избыточного (относительно инициирующего импульса) давления, средняя величина которого монотонно возрастает от опыта к опыту. Усиление избыточного давления проявляется в постепенном росте амплитуды и увеличении длительности зоны повышенного давления. Аналогичный эффект во фронте УВ наблюдался в суспензиях [2], где основа дисперсной фазы — минерал монтмориллонит при $c = 6\%$ и $\delta = 10^{-7} - 10^{-8}$ м. Однако в этих экспериментах рост Δt и самого давления в скачке происходит до четвертого удара, далее амплитуда и длительность зоны избыточного давления стабилизируются. В опытах в каолинитовой суспензии «насыщение» Δt намечается только после пятнадцатого — шестнадцатого удара, при практически постоянной амплитуде Δp_{\max} .

Отметим еще одно отличие. В суспензии с каолинистыми частицами при $c = 20-30\%$ независимо от номера удара во всех опытах скорость распространения падающих и отраженных волн практически не отличается от скорости звука в чистой воде — 1450 м/с. Отражение волн от кон-

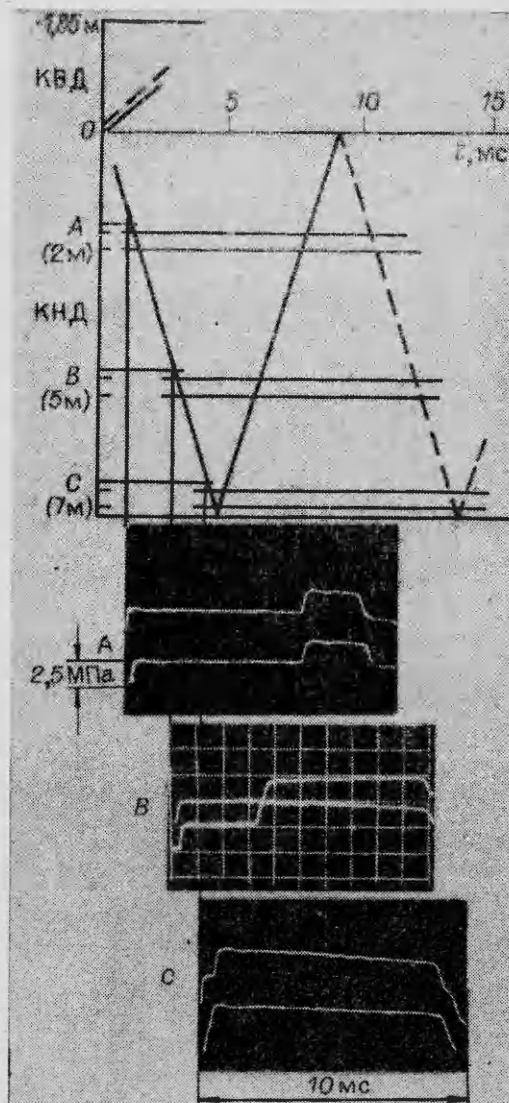
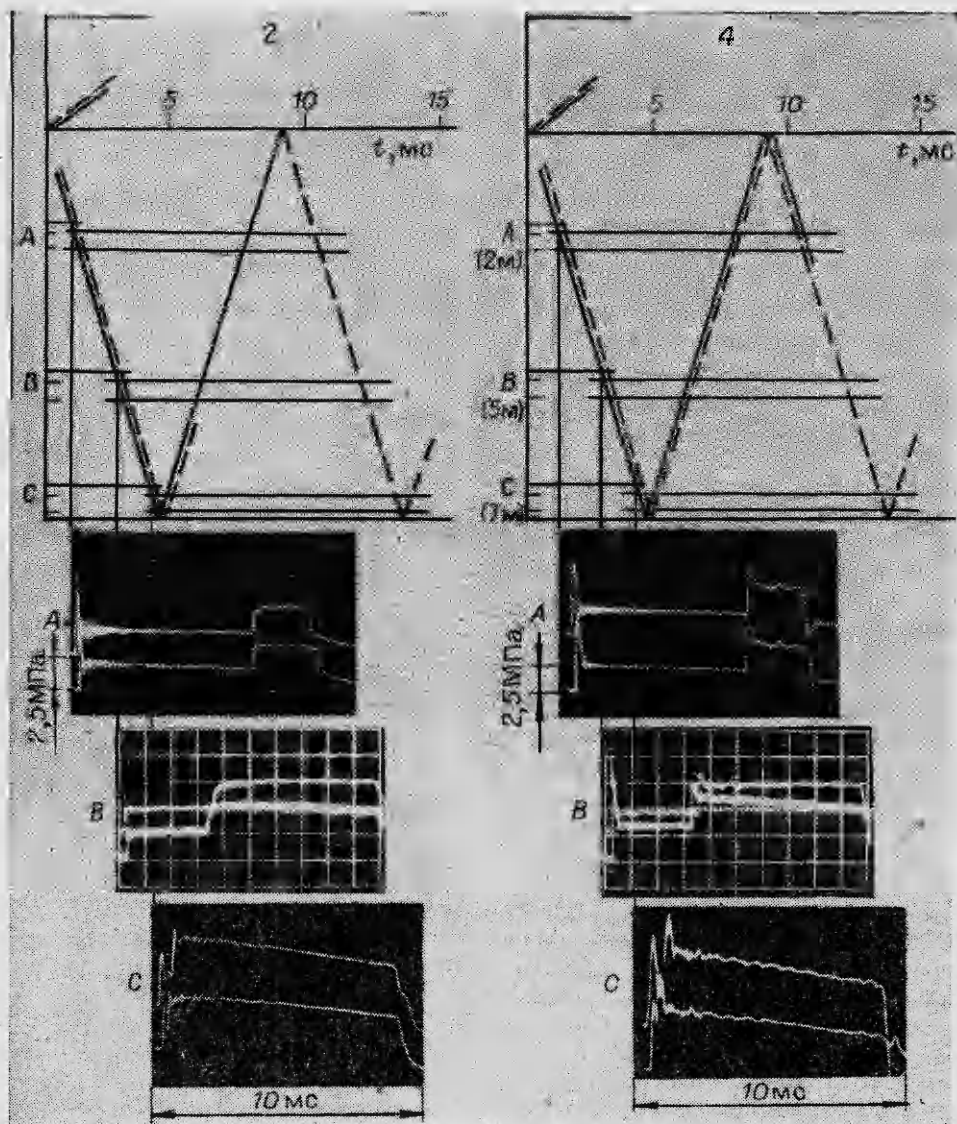


Рис. 4

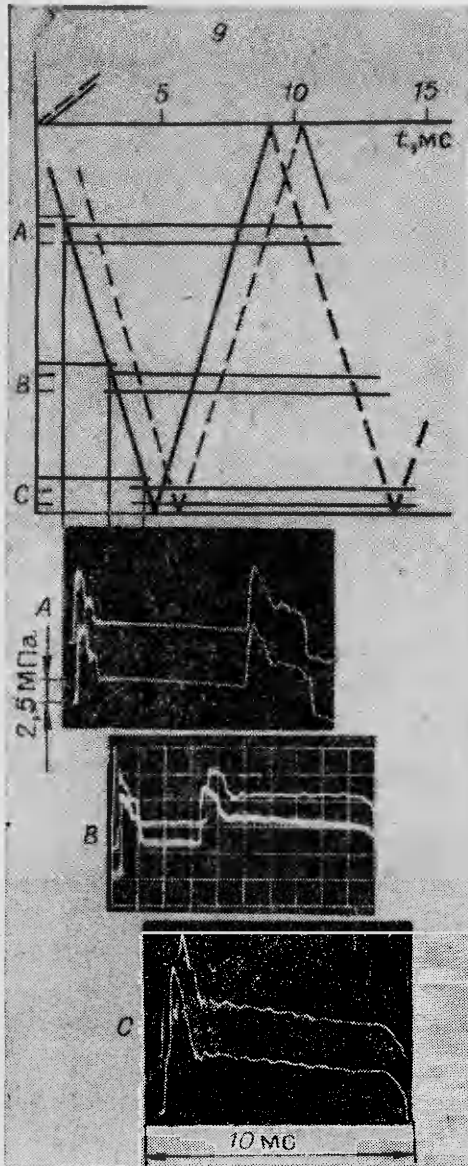


Р и с. 2

тактных поверхностей акустическое. В суспензии с частицами монтмориллонита уже при $c = 10-15\%$ в диапазоне инициирующих давлений $p_e = 2-3$ МПа наблюдается ярко выраженная нелинейность — замедление движения падающей волны до $450-250$ м/с, неакустическое отражение от жесткой стенки $p_2/p_1 = 7-15$ со скоростью, близкой к скорости звука в воде. Здесь p_2 — давление во фронте отраженной волны. Снижение скорости прямой волны и ее неакустическое отражение при данной концентрации частиц монтмориллонита связаны, по-видимому, с образованием перед фронтом так называемой тиксотронно-коагуляционной структуры и полным ее разрушением за скачком [3, 4].

3. Обсуждение результатов. Эффект избыточного давления во фронте и монотонное возрастание импульса ΔI от опыта к опыту проявляются в дисперсной системе без тепло- и массообмена с окружением при постоянном объеме дисперсной фазы. Тем не менее предварительная ударная обработка суспензии влияет на ее исходное состояние перед опытом.

Наблюдаемое в экспериментах возрастание давления должно сопровождаться соответствующим увеличением энергии в единице объема смеси. Покажем это для гетерогенной среды.



В дисперсной системе, площадь поверхности всех частиц которой A , а объем V , всю свободную энергию можно представить в виде (см., например, [5])

$$(3.1) \quad F = F^l + F^s + \sigma A,$$

где F^s и F^l — объемные составляющие энергии твердой и жидкой фаз; σA — поверхностная энергия пограничных слоев (ПС); σ — поверхностное натяжение для рассматриваемых границ раздела. Из выражения для плотности энергии

$$F_0 = F_0^l + F_0^s + \sigma A/V$$

следует, что возрастание свободной энергии в единице объема смеси может происходить за счет увеличения поверхности системы, например, в результате дробления агрегатов дисперсной фазы во фронте УВ.

Физическая поверхность раздела фаз имеет конечную толщину, зависящую от радиуса действия межмолекулярных и электростатических сил в слое. В этой переходной области плотность свободной энергии отличается от ее значения внутри фазы. Для индивидуальных веществ запас потенциальной поверхностной энергии пропорционален площади границы. В тех случаях, когда происходит перекрывание ПС, свободная энергия начинает зависеть от площади более сложным образом, аддитивность вкладов поверхностной энергии типа (3.1) не выполняется.

Данная ситуация возникает при деформации так называемых коагуляционных контактов [6], образующихся в местах наибольшего сближения частиц при достаточно большой их концентрации в дисперсионной среде. Поверхностное натяжение прослойки не совпадает со свободной энергией, приходящейся на единицу поверхности $f = F/A$. Соотношение между f и σ имеет вид $\sigma = f + A \partial f / \partial A$. Для тонкой пленки толщиной h величина σ представляет собой некоторую функцию h [7]: $\sigma = f - h \partial f / \partial h$. Изменение свободной энергии системы также зависит от h :

$$dF = dF^l + dF^s + \sigma_0 dA - A^* \frac{\partial f}{\partial h} dh.$$

Здесь $\sigma_0 = f$ — поверхностное натяжение толстого слоя; $A^* = \chi A_1$ — суммарная поверхность коагуляционных контактов между частицами; χ — число контактов; A_1 — площадь единичного контакта. Соответствующее изменение свободной энергии, равное $dF_1 = A_1 (\partial f / \partial h) dh$, показывает, что для изменения толщины контакта в равновесном изотермическом

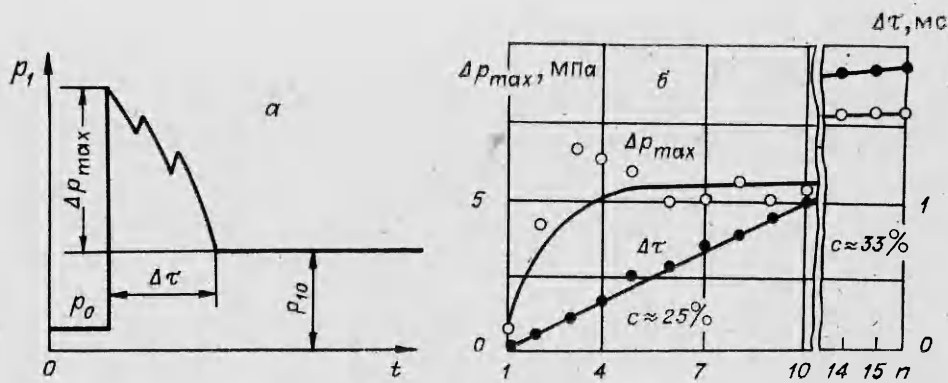


Рис. 3

процессе требуется дополнительная затрата работы, определяемая выражением $-dF_1 = A_1 \Pi(h) dh$ ($\Pi(h) = -\partial f / \partial h$ — расклинивающее давление [8]). Когда $\Pi(h) > 0$, пленка стремится к утолщению под действием избыточного давления в объеме жидкости, частью которой она является:

$$(3.2) \quad p_1 = p_{10} + \Pi(h),$$

где p_{10} — давление в тонкой пленке; p_1 — давление в объеме жидкости. Вклад сил расклинивающего давления $N(h)$ в контактах χ_s приходя-

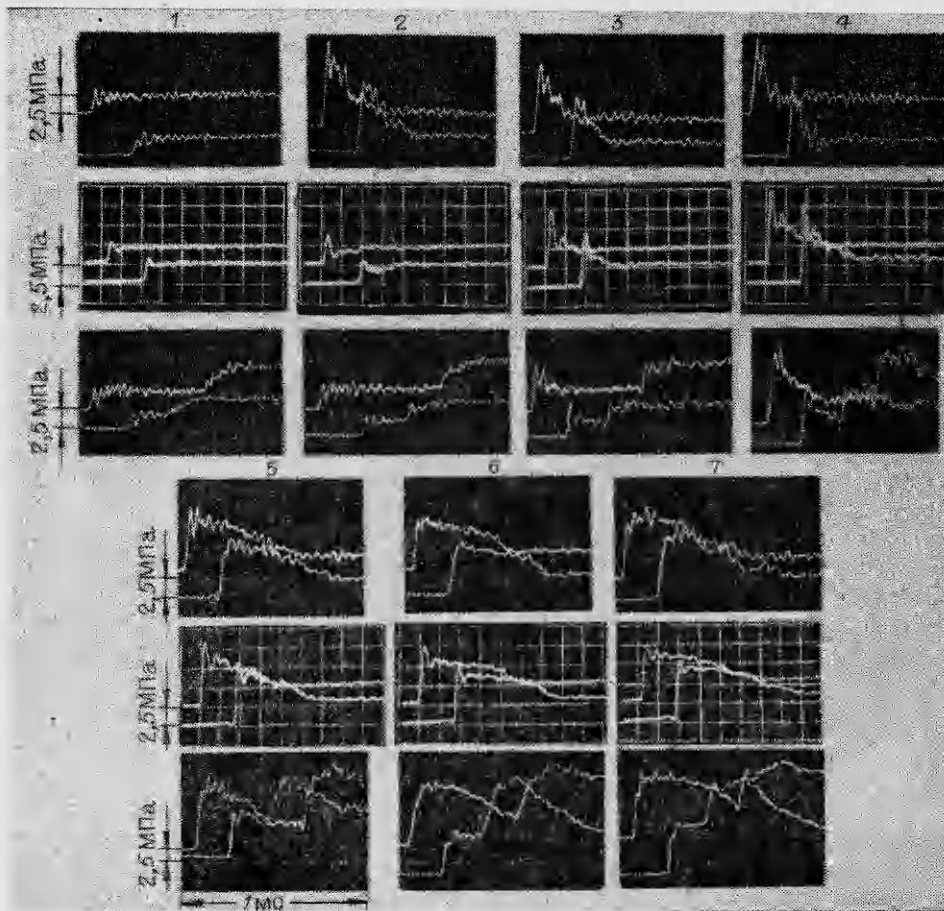


Рис. 4

щихся на единицу площади поверхности дисперсной фазы, запишем в виде

$$(3.3) \quad p_1 = p_{10} + N(h)\gamma_s.$$

Величина γ_s по [9] определяется выражением

$$(3.4) \quad \gamma_s = (3/2)(k\alpha)/(\pi\delta^2).$$

Здесь k — координационное число; α — объемное содержание частиц. Показано [6], что сила взаимодействия между частицами независимо от ее природы выражается через энергию расклинивающего давления

$$(3.5) \quad N(h) = \pi\bar{R}f(h)$$

(\bar{R} — радиус кривизны поверхности в месте контакта). Для сферических частиц радиуса R из (3.2)—(3.5) имеем

$$(3.6) \quad p_1 = p_{10} + k_1 f(h)\alpha/R.$$

Видно, что составляющая давления, связанная с изменением h , пропорциональна дисперсности системы и объемному содержанию α (k_1 — коэффициент порядка единицы).

В данной физической модели предполагается следующее. При ударном сжатии суспензии с амплитудой до 100 МПа тепловые и инерционные эффекты в конденсированной среде с частицами коллоидного размера не существенны. Принципиальную роль играет вязкость. В системе координат, связанной с фронтом, втекающая в разрыв смесь с равновесным $h = h_0$ (таким, что $\Pi(h_0) = 0$) тормозится, а следовательно, сжимается. В вязком скачке происходит уменьшение всех межчастичных расстояний, т. е. $dh < 0$. При резком сближении частиц в результате перекрывания ПС высвобождается энергия, запасенная в коагуляционных контактах. Это неизбежно приводит к появлению избыточного давления $\Pi(h) > 0$ и увеличивает крутизну волны.

За скачком наблюдается сравнительно протяженный во времени ($\approx \Delta\tau$) РС, характеризующийся спадом избыточного давления до равновесного значения. В слое происходит рассеяние избыточного импульса набегающего потока, а выделившаяся энергия переходит в некомпенсированное тепло. Время превращения суспензии в волне из начального состояния в конечное определяется $\Delta\tau$, оно гораздо больше времени возрастания давления в скачке ~ 10 мкс, но меньше характерного времени, в течение которого изменяются параметры за РС, в области установившегося течения. Давление в этой области зависит только от скорости непрерывно действующего «поршня» КВД. Во фронте волны на его ширину и на распределение давления существенно влияет кинетика неравновесных процессов.

В каждом опыте любой элементарный объем среды, втекающий в разрыв, претерпевает ту же последовательность изменений состояний, что и предыдущие. Поэтому Δp_{\max} и соответственно избыточный импульс ΔI примерно сохраняются при эволюции волны. Длительность РС, видимо, определяется взаимным влиянием скалярных потоков, связанных с объемной вязкостью, степенью раздробленности системы и скоростью превращения энергии избыточного давления в некомпенсированное тепло.

Проведем приблизительную, хотя бы по порядку величины, оценку давления, определяемого вторым слагаемым в формуле (3.6). Работа смачивания β в симметричном зазоре определяется как изменение поверхностной энергии (с обратным знаком) при вытеснении из зазора жидкостью 2 газа (пара) 1, с которым ранее граничили твердые тела 3, образовавшие зазор:

$$\beta = -2(\sigma_{23} - \sigma_{13}) > 0,$$

σ_{23} , σ_{13} , σ_{12} — соответствующие коэффициенты поверхностного натяжения на границах сред 2—3, 1—3 и 1—2.

При смачивании свободной внешней поверхности энергия выделяется в виде тепла, которое можно измерить в калориметре, поверхность 3 покрывается слоем жидкости 2 достаточно большой толщины, а когда вытес-

нение жидкостью 2 среды 1 происходит в узком зазоре, энергия смачивания частично запасается в виде избытка энергии тонкой пленки. В адиабатическом приближении $f(h) = -2(\sigma_{23} - \sigma_{13})$. Из условия смачивания жидкостью 2 поверхности 3 $\sigma_{23} + \sigma_{12} - \sigma_{13} < 0$ следует, что $-(\sigma_{23} - \sigma_{13}) > \sigma_{12}$.

Нижний предел максимально возможной энергии расклинивающего давления определяется поверхностным натяжением дисперсионной среды. Для воды $\sigma_{12} = 0,073 \text{ Дж/м}^2 \approx 0,1 \text{ Дж/м}^2$. За характерный размер элементарных чешуек твердой фазы, отслоившихся от первоначального агрегата, примем [10] $\delta = 10^{-8} \text{ м}$, тогда при объемном содержании $\alpha = 10\%$ для оценки формулы (3.6) имеем

$$\Delta p = p_1 - p_{10} = 2 \cdot 10^6 \text{ Па.}$$

Данная оценка энергии $f(h)$, используемая в [11], качественно совпадает с результатами эксперимента.

В единичном контакте максимальное избыточное давление оценивается как [7]

$$P(h_{\min}) \approx 2\sigma_{12}/h_{\min} \approx 300 \text{ МПа,}$$

где $h_{\min} \approx 6 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ — толщина мономолекулярного слоя воды.

Согласно изложенным представлениям о причинах возникновения избыточного давления в волне, эффект должен проявляться, когда среднее расстояние h_0 между частицами дисперсной фазы близко к удвоенному радиусу действия поверхностных сил. Этому расстоянию соответствует некоторая критическая концентрация дисперсной фазы, при достижении которой обеспечивается коллективное перекрывание ПС во фронте сравнительно слабой волны сжатия. Таким образом, природа, концентрация и агрегатные состояния взаимодействующих фаз оказывают влияние на структуру фронта УВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нигматулин Р. И., Пыж В. А., Симоненков И. Д. Эффект аномальных колебаний с интенсивными всплесками давления в ударной волне, распространяющейся по водной суспензии бентонитовой глины. — Изв. вузов. Нефть и газ, 1983, № 11.
2. Мирзаджанзаде А. Х., Нигматулин Р. И., Пыж В. А. Об аномальном повышении давления при ударных нагружениях водной суспензии бентонитовой глины. — ДАН СССР, 1984, т. 278, № 6.
3. Пыж В. А. Экспериментальное исследование волновых процессов в водной суспензии бентонитовой глины. — ПМТФ, 1986, № 3.
4. Пыж В. А. Об ударных волнах в бентонитовой суспензии. — Коллоид. журн., 1985, № 5.
5. Леонтович М. А. Введение в термодинамику. — М.—Л.: ИТТЛ, 1952.
6. Яминский В. В., Пчелин В. А., Амелина Е. А., Щукин Е. Д. Коагуляционные контакты в дисперсных системах. — М.: Химия, 1984.
7. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкости. — Л.: Наука, 1975.
8. Дерягин Б. В. Устойчивость коллоидных систем. — Успехи химии, 1979, № 48.
9. Бабак В. Г., Щукин Е. Д. Прочность дисперсной пористой структуры в различных напряженных состояниях. — Коллоид. журн., 1973, № 5.
10. Осипов В. И. Природа прочностных и деформационных свойств глинистых пород. — М.: Изд-во МГУ, 1979.
11. Ребиндер П. А., Шрейнер Л. А., Жигач К. Ф. Понижители твердости в бурении. — М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1944.

Поступила 2/IX 1985 г.

УДК 532,595

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСА ДАВЛЕНИЯ В ТРУБАХ, ЗАПОЛНЕННЫХ ВОДОЙ

Н. Н. Гердюков, Ю. А. Крысанов, С. А. Новиков

(Москва)

Результаты исследований распространения импульсных давлений в заполненных жидкостью трубах представляют большой практический интерес. Наиболее полные обзоры теоретических и экспериментальных работ, посвященных этому вопросу, приведены в [1, 2]. При расчетах распространения ударных импульсов в трубах с жид-