

9. Meyer-Peter E., Muller R. Formulas for bed-load transport // II Congr. IAHR.— Stockholm, 1948.— V. 3.
 10. Botcheva M. M., Ioncheva V. D. Applicability of bed-load sediment formulas to natural Bulgarian river flow // XXIII Congr. IAHR.— Canada, 1989.— V. B.
 11. Штеренлихт Д. В. Гидравлика.— М.: Энергоатомиздат, 1984.

г. Москва

Поступила 17/IV 1990 г.

УДК 532.529:532.545

Ю. А. Буевич

РАССЛОЕНИЕ РАВНОПЛОТНОЙ СУСПЕНЗИИ БРОУНОВСКИХ ЧАСТИЦ В ПОТОКАХ ПУАЗЕЙЛЯ

В течениях суспензий в каналах формируются неоднородные профили концентрации, что существенно сказывается на наблюдаемых гидравлических свойствах течения [1]. Для суспензий с одинаковыми плотностями фаз первоначальная причина такого структурирования состоит в действии на обтекаемые вращающиеся частицы инерционной поперечной подъемной силы, которая в зависимости от направления относительной скорости фаз способствует миграции частиц в центральную область течения или к стенкам [2]. Однако до сих пор нет однозначного ответа на вопрос, какие физические факторы противодействуют этой силе, приводя в конечном счете к установлению некоторого стационарного распределения частиц в сечениях канала. Имеются лишь феноменологические модели расслоения суспензий, основанные на эвристическом требовании минимума диссипации энергии в реальных течениях [3, 4], на введении уравнений диффузии и сохранения момента импульса при помощи методов неравновесной термодинамики или других [5, 6], на отождествлении ядра плотноупакованных частиц с бесконечным кластером [7] и т. п.

Ниже предполагается, что стационарное распределение концентрации достигается в результате того, что конвективный миграционный поток частиц в поперечном направлении, обусловленный подъемной силой, компенсируется противоположно направленным диффузионным потоком в неоднородном поле концентрации. Для описания последнего вводится в соответствии с классическим методом Эйнштейна действующая на частицы термодинамическая сила, которая определяется из условия, чтобы создаваемый ею поток частиц был в точности равен диффузионному. Она введена ранее при описании броуновской диффузии в разбавленных суспензиях в [8], обобщение на концентрированные суспензии содержится в [9]. Разные аспекты гидромеханики суспензий с учетом такой силы обсуждены в [9—11].

Диффузия частиц может быть вызвана их случайными пульсациями разной физической природы. Здесь для определенности принимаем, что частицы настолько малы, что реальный вклад в пульсации вносит лишь изотропное броуновское движение. При этом суспензия считается изотермической и принимается гипотеза о локальном термодинамическом равновесии, из которой следует, в частности, что средняя энергия броуновского движения частицы в расчете на одну степень свободы такая же, что и для молекул окружающей среды.

1. Рассмотрим монодисперсную суспензию мелких сферических частиц радиуса a , плотность которых d совпадает с плотностью жидкости. Силы тяжести и плавучести не приводят к появлению скольжения фаз в равноплотных суспензиях, поэтому они стандартным путем могут быть включены в эффективное давление. Если скорость скольжения намного меньше по модулю средних скоростей обеих фаз, что типично для рассматриваемых суспензий, то уравнения сохранения массы и импульса суспензии в целом при условии несжимаемости фаз можно записать в форме

$$(1.1) \quad \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad -\nabla p + 2\nabla(\eta\nabla\mathbf{e}) = 0,$$

где \mathbf{v} — средняя скорость суспензии; p — давление с учетом внешних массовых сил; \mathbf{e} — тензор скоростей деформаций, построенный по полю \mathbf{v} ; $\eta = M(\rho)\eta_0$ — эффективная вязкость суспензии (η_0 — вязкость чистой жидкости, $M(\rho)$ — возрастающая функция объемной концентрации диспергированной фазы ρ , $M(0) = 1$).

Для одномерных течений Пуазейля не обращающиеся в тождество уравнения (1.1) принимают вид (параметр m равен нулю или единице для течений с плоской или осевой симметрией)

$$(1.2) \quad -\frac{\partial p}{\partial z} + \eta_0 \frac{1}{x^m} \frac{d}{dx} \left(x^m M \frac{dv}{dx} \right) = 0, \quad -\frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

(z , x — продольная и поперечная координаты). Уравнения (1.2) необходимо дополнить соответствующими уравнениями для какой-либо из фаз суспензии.

В продольном направлении на частицы действуют со стороны жидкости только вязкая сила Стокса f_S и сила Факсена f_F . Выражения для них в умеренно концентрированной суспензии при не зависящей от координат ρ выписаны в [12]. В расчете на все частицы в единице объема суспензии имеем

$$f_S = \rho \frac{9}{2} \frac{\eta_0}{a^2} M(\rho) u, f_F = \rho \frac{3}{4} \eta_0 M(\rho) \Delta v$$

($u = v - w$ — скорость скольжения, если под v и w понимать средние скорости жидкости и частиц). Можно показать, что в неоднородной суспензии выражение для f_F нужно заменить на $f_F = \rho(3/4)\eta_0 2\nabla(M\nabla e)$. Тогда продольная компонента уравнения сохранения импульса диспергированной фазы дает

$$(1.3) \quad u = \frac{a^2}{6M(\rho)} \frac{1}{x^m} \frac{d}{dx} \left(x^m M \frac{dv}{dx} \right).$$

Формулы для обеих сил соответствуют известной модели эффективной среды: они совпадают по форме с выражениями для аналогичных сил, действующих на гидродинамически не взаимодействующие частицы в однородной среде, вязкость которой равна вязкости суспензии.

Поперечную подъемную силу, действующую на все частицы в единице объема, определим таким же образом. Используя соотношение для нее, полученное в [13] для одиночной частицы, запишем

$$(1.4) \quad f_L = \rho \frac{3 \cdot 6,46}{4\pi a} d \left[\nu_0 M \left| \frac{dv}{dx} \right| \right]^{1/2} u \operatorname{sign} \left(\frac{dv}{dx} \right)$$

(ν_0 — кинематическая вязкость чистой жидкости). Эта сила вызывает миграцию частиц в область течения, где скорость сдвига меньше, способствуя тем самым появлению неоднородного профиля концентрации. Неоднородность обуславливает возникновение термодинамической силы, которая в расчете на все частицы в единице объема для рассматриваемых одномерных течений принимает вид

$$(1.5) \quad f_T = -\rho \frac{3}{4\pi a^3} \left(\frac{\partial \mu}{\partial \rho} \right)_{p,T} \frac{d\rho}{dx},$$

где μ — химический потенциал частиц, а дифференцирование осуществляется при постоянных давлении и температуре. Эта формула следует из самых общих соображений статистической механики [8].

Учитывая силы (1.4) и (1.5), поперечную компоненту уравнения сохранения импульса диспергированной фазы представим в форме

$$(1.6) \quad \left(\frac{\partial \mu}{\partial \rho} \right)_{p,T} \frac{d\rho}{dx} = 6,46 a^2 d \left[\nu_0 M \left| \frac{dv}{dx} \right| \right]^{1/2} u \operatorname{sign} \left(\frac{dv}{dx} \right),$$

причем u определена в (1.3); (1.6) представляет собой недостающее уравнение для определения профиля концентрации.

Введение термодинамических сил в уравнения сохранения импульса фаз суспензии и других дисперсных сред следует рассматривать, по-видимому, как наиболее естественный способ учета диффузионных явлений при гидродинамическом моделировании дисперсий. Непосредственный учет диффузионных потоков в уравнениях сохранения массы противоречил бы смыслу вводимых в механике сплошных сред средних скоростей [14].

2. Химический потенциал частиц концентрированной суспензии вычислим, используя вариант Карнахэна — Старлинга приближенной теории Перкуса — Йевики плотного газа жестких сфер [15], в рамках кото-

рого уравнение состояния такого газа имеет вид

$$(2.1) \quad P^*V^* = NkTG(\rho), \quad G(\rho) = \frac{1 + \rho + \rho^2 - \rho^3}{(1 - \rho)^3}, \quad V = \frac{4\pi a^3}{3\rho} N.$$

Здесь P^* , V^* — давление газа и занимаемый им объем; N — полное число частиц; kT — температура в энергетических единицах; идеальному газу отвечает $G(0) = 1$. В этом уравнении учтено только геометрическое взаимодействие жестких сфер, обусловленное эффектами исключительно объема.

Уравнение состояния (2.1) позволяет построить при помощи обычных приемов [15] конфигурационный интеграл для рассматриваемого газа и получить далее при помощи дифференцирования по N требуемое представление для химического потенциала μ . При этом важно, что в соответствии с методом Гиббса такое дифференцирование нужно производить при условии постоянства p , T и N_0 (но не V^*), где N_0 — полное число молекул жидкости [8]. Это отвечает тому, что в качестве молекулярного аналога суспензии следует рассматривать раствор с фиксированным количеством растворителя, но не газ в фиксированном объеме. Результат вычисления таков [9, 11]:

$$(2.2) \quad \mu = \text{const} + kTF(\rho), \quad F(\rho) = \ln \rho - \rho + \rho \frac{8 - 5\rho}{(1 - \rho)^2}.$$

Вводя $-\partial p/\partial z = P$ и значение координаты $x = R$, соответствующее стенкам, удобно перейти к безразмерным переменным

$$(2.3) \quad \left\{ \begin{array}{l} \xi \\ \eta \end{array} \right\} = \frac{1}{R} \left\{ \begin{array}{l} x \\ z \end{array} \right\}, \quad \left\{ \begin{array}{l} V \\ U \end{array} \right\} = \frac{\eta_0}{PR^2} \left\{ \begin{array}{l} v \\ u \end{array} \right\}.$$

Тогда из (1.2) и (1.6) с учетом (1.3) получаем систему уравнений для неизвестных функций $V(\xi)$ и $\rho(\xi)$:

$$(2.4) \quad \begin{aligned} \frac{1}{\xi^m} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^m M \frac{dV}{d\xi} \right) &= -1, \quad P = \text{const}, \\ M \frac{dF}{d\rho} &= \Gamma \left| M \frac{dV}{d\xi} \right|^{1/2} \frac{1}{\xi^m} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^m M \frac{dV}{d\xi} \right), \\ \Gamma &= \frac{6,46}{6} \frac{a^4 (PR)^{3/2}}{d^{1/2} v_0 kT}. \end{aligned}$$

Граничные условия на V и ρ следуют из условий симметрии течения и прилипания на стенках, т. е.

$$(2.5) \quad V = 0, \quad \xi = 1; \quad dV/d\xi = d\rho/d\xi = 0, \quad \xi = 0.$$

Дополнительное условие находим, считая, что известны либо средняя по сечению концентрация частиц $\langle \rho \rangle$, либо среднерасходная концентрация ρ_f (доля диспергированной фазы в полном объеме протекающей в канале суспензии). Это приводит к одному из условий

$$(2.6) \quad \begin{aligned} (1 + m) \int_0^1 \rho(\xi) \xi^m d\xi &= \langle \rho \rangle, \\ \int_0^1 \rho(\xi) V(\xi) \xi^m d\xi \left(\int_0^1 V(\xi) \xi^m d\xi \right)^{-1} &= \rho_f. \end{aligned}$$

Функция $F(\rho)$, входящая в (2.4), определена в (2.2). Для замыкания задачи (2.4)–(2.6) нужно найти также функцию $M(\rho)$. В [12] для умеренно концентрированной суспензии было получено выражение, расходящееся при $\rho \rightarrow 0,4$: $M = (1 - 5\rho/2)^{-1}$. В качестве аппроксимации $M(\rho)$, пригодной во всем интервале ρ , можно использовать какое-либо из многочисленных эмпирических представлений для отношения η/η_0 . Здесь примем

$$(2.7) \quad M(\rho) = (1 - \rho)^{-5/2},$$

что неплохо согласуется с результатом [12] в области $\rho \leq 0,2$ приближенной модели умеренно концентрированной суспензии и правильно описывает поведение $M(\rho)$ при больших ρ .

Крупный недостаток приближенной теории ансамбля жестких сфер, приводящей к формуле (2.2), заключается в том, что в ней отсутствует фазовый переход беспорядок — порядок и никак не отражается образование плотноупакованного (не жидкотекучего) состояния, при приближении к которому функции $M(\rho)$ и $G(\rho)$ должны стремиться к бесконечности. Более того, структура последнего априори не определена — она может соответствовать регулярным решеткам разных типов, наборам отдельных упорядоченных областей, разделенных хаотизированными прослойками, и т. д. Объемная концентрация частиц ρ_* , ассоциируемая с состоянием плотной упаковки, оказывается в результате неоднозначной, а одному и тому же ее значению могут в принципе отвечать топологически различные структуры. Решение этой проблемы в статистической механике до сих пор отсутствует. Поэтому, согласно предложению в [9], на имеющемся уровне знаний целесообразно рассматривать ρ_* как эмпирически задаваемую величину, считая, что при $\rho < \rho_*$ частицы допустимо рассматривать как дисперсную фазу суспензии, а при $\rho = \rho_*$ они полностью теряют подвижность, образуя плотноупакованную связную систему.

3. Из первого уравнения в [10] с учетом [11] получаем

$$(3.1) \quad MdV/d\xi = -\xi/(1+m),$$

что позволяет записать решение второго уравнения (2.4) в квадратурах. Если $\rho_0 < \rho_*$, где ρ_0 — концентрация на плоскости или оси симметрии течения $\xi = 0$, то

$$(3.2) \quad I(\rho) - I(\rho_0) = \frac{2}{3} \frac{\Gamma}{\sqrt{1+m}} \xi^{3/2}, \quad 0 \leq \xi \leq 1.$$

В противоположном случае, когда в течении образуется плотноупакованное ядро частиц, заполняющее область $\xi \leq \xi_*$, имеем

$$(3.3) \quad I(\rho) = \frac{2}{3} \frac{\Gamma}{\sqrt{1+m}} (\xi^{3/2} - \xi_*^{3/2}), \quad \xi_* \leq \xi \leq 1, \\ \rho = \rho_*, \quad 0 \leq \xi \leq \xi_*.$$

В (3.2) и (3.3) введена функция

$$(3.4) \quad I(\rho) = \int_{\rho}^{\rho_*} M(\rho) \frac{dF}{d\rho} d\rho,$$

которая с учетом (2.4) и (2.7) выражается через известные функции. Однако проще строить ее численно; результат расчета при $\rho_* = 0,6$ приведен на рис. 1.

Используя (3.2), (3.3) и кривую на рис. 1, можно построить профили концентрации в плоском и осесимметричном потоках Пуазейля при разных ρ_0 (или ξ_*) и Γ . На рис. 2 приведены такие профили для потока в круглой трубе при разных ρ_0 (отвечающих точкам пересечения кривых с осью ординат) и Γ (при всех ρ_0 кривые, последовательно отсчитываемые от верхних, отвечают $\Gamma = 10, 30, 100$ соответственно); в расчетах принято $\rho_* = 0,6$. Видно, что при достаточно больших Γ частицы сосредоточены в центральной области потока, этот эффект ослабевает при увеличении средней концентрации. Если образуется ядро плотноупакованных частиц размера ξ_* , то, как показывают расчеты, в области $\xi_* \leq \xi < 1$ концентрация весьма незначительно отличается от своего значения для плотной упаковки.

При малых ρ приближенно имеем $F \approx \ln \rho$, $M \approx 1$ и из (3.3) и (3.4) следует

$$\rho \approx \rho_0 \exp\left(-\frac{2}{3} \frac{\Gamma}{\sqrt{1+m}} \xi^{3/2}\right),$$

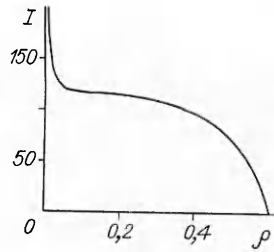


Рис. 1

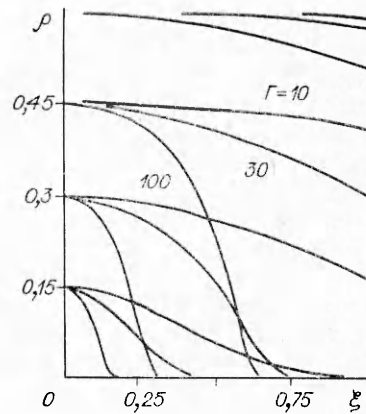


Рис. 2

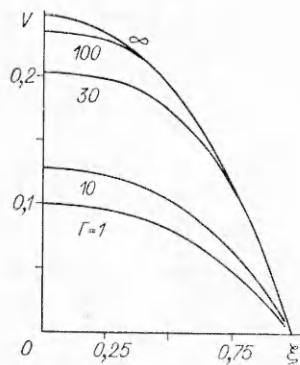


Рис. 3

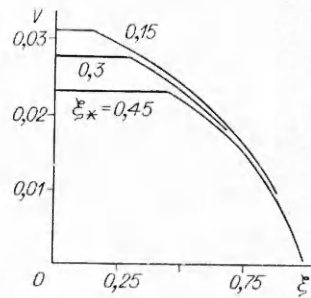


Рис. 4

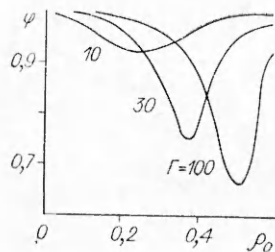


Рис. 5

откуда становится ясным влияние параметра Γ на распределение частиц в сечениях потоков Пуазейля.

Используя найденную функцию $\rho(\xi)$ в уравнении (3.1), можно построить профили безразмерной скорости потока

$$(3.5) \quad V(\xi) = \frac{1}{1+m} \int_{\xi}^1 \frac{\xi d\xi}{M(\rho)}, \quad \xi_* \leq \xi < 1,$$

$$V(\xi) = V(\xi_*) = V_*, \quad 0 \leq \xi < \xi_*.$$

Функции $V(\xi)$, отвечающие профилям концентрации на рис. 2 для $\rho_0 = 0,30$, представлены на рис. 3. Верхние три профиля — ситуации, когда частиц в периферийной области потока практически нет (см. распределения концентрации на рис. 2), поэтому градиенты скорости у стенки, соответствующие этим профилям, совпадают. Однако наличие частиц в центральной области приводит к появлению у потока псевдопластических свойств. Профили безразмерной скорости для течений с плотноупакованным ядром даны на рис. 4.

Формулы (2.6) позволяют установить связь между средними значениями концентрации $\langle \rho \rangle$ или ρ_f и величинами ρ_0 или ξ_{**} , использованными при построении профилей концентрации и безразмерной скорости. Значения средних концентраций для условий, когда плотноупакованное ядро не образуется, собраны в таблице. Критические значения $\langle \rho \rangle$ и ρ_f , отвечающие появлению такого ядра, приведены в столбце для $\rho_0 = \rho_* = 0,60$.

Формулы (3.5) дают возможность вычислить безразмерный объемный расход суспензии при разных Γ и ρ_0 (или ξ_{**}). Наряду с этим расходом Q целесообразно рассматривать также аналогичную величину Q^0 для течения суспензии с однородно распределенными частицами ($\rho = \langle \rho \rangle$) при

Г	ρ				ρ _f			
	0,15	0,30	0,45	0,60	0,15	0,30	0,45	0,60
1	0,138	0,295	0,449	0,5997	0,142	0,296	0,449	0,5998
3	0,114	0,283	0,445	0,5990	0,120	0,287	0,446	0,5993
10	0,046	0,23	0,43	0,597	0,067	0,25	0,44	0,598
30	0,011	0,079	0,38	0,590	0,020	0,121	0,40	0,593
100	0,0021	0,016	0,12	0,56	0,0042	0,030	0,17	0,57

прочих равных условиях. Отношение

$$\Phi = \frac{Q^0}{Q} = \frac{1}{16M \langle \rho \rangle} \left(\int_0^1 V(\xi) \xi d\xi \right)^{-1}$$

представляет собой фактически коэффициент снижения сопротивления в результате расслоения суспензии, он характеризует псевдопластические свойства потоков, усиливающиеся с увеличением параметра Г. Характер зависимости Φ от ρ_0 и Г можно уяснить из рис. 5.

Результаты, приведенные выше, приближенно описывают также расслоение в вертикальных потоках Пуазейля суспензий с разными плотностями материалов фаз, если влияние веса частиц (за вычетом силы плавуности) мало по сравнению с влиянием вязкой силы f_s , действующей на частицы со стороны несущего потока, т. е. при

$$(3.6) \quad \rho(d_1 - d)g = \rho(1 - \rho)(d_1 - d_0)g \ll \rho(9\eta_0/2a^2)M(\rho)u,$$

где d_0 , d_1 — плотности жидкости и материала частиц; $d = (1 - \rho)d_0 + \rho d_1$ — плотность суспензии. Сильное неравенство (3.6) выполняется при достаточно большом градиенте давления.

При нарушении (3.6) силы тяжести оказывают существенное влияние на расслоение суспензий даже в вертикальных потоках. В этом случае величина и направление скорости скольжения частиц относительно непрерывной фазы определяются не только силой Факсена, но и действующей на частицы силой тяжести за вычетом архимедовой силы. В частности, в нисходящих течениях суспензий с $d_1 > d_0$ и в восходящих при $d_1 < d_0$ возможны ситуации, когда рассмотренная поперечная сила изменяет знак, т. е. способствует смещению частиц не к центру, а к границам потока. Тогда концентрация частиц понижена в ядре течения и повышена у стенок, а гидравлическое сопротивление оказывается выше, чем в однородном потоке с той же самой средней концентрацией. При высоких концентрациях становится возможным образование слоя плотноупакованных частиц, примыкающего к стенкам. Постановка и решение соответствующих задач очевидны из изложенного выше.

Такие же эффекты расслоения суспензий имеют место и в потоках других типов. Например, в ламинарном пограничном слое должен наблюдаться известный пристенный эффект, состоящий в отеснении частиц от поверхности обтекаемого тела. Необходимые краевые задачи можно сформулировать по аналогии с рассмотренной в этой работе.

Полученные выше профили концентрации и скорости в потоке Пуазейля в круглой трубе согласуются в пределах ошибки эксперимента с данными опытов (см., например, [1]), хотя по-прежнему остаются непонятными имеющиеся в ряде работ утверждения, что появление псевдопластических профилей скорости не сопровождается перераспределением частиц по сечению потока.

В заключение отметим некоторые ограничения развитой теории. Прежде всего наряду с термодинамической силой, содержащей градиент концентрации, возможно в принципе появление составляющей силы межфазового взаимодействия, специфичной именно для макроскопически неоднородных потоков. Возможность возникновения такой силы в суспензиях подчеркивалась, в частности, в [12], где указан также метод ее вы-

числения. Однако само это вычисление до сих пор не проведено. В то же время имеются данные, подтверждающие наличие такой силы в системах с регулярным [16] или хаотизированным [17] распределением неподвижных частиц. Ввиду известного принципиального различия между системами с неподвижными и подвижными частицами и между силами, действующими в упорядоченных и хаотизированных облаках частиц, использовать результаты [16, 17] в контексте этой работы нельзя. Однако указанная сила в любом случае должна быть пропорциональной средней скорости межфазового скольжения, в то время как термодинамическая сила (1.5) от нее вообще не зависит. Поэтому отмеченный эффект должен быть пренебрежимо малым для достаточно мелких частиц, способных к интенсивному броуновскому движению, которые только и рассматриваются в этой работе.

Далее, вычисленная выше термодинамическая сила межфазового взаимодействия для частиц, совершающих броуновское движение, может быть введена в анализ и совершенно иным способом. Используя представление (2.2) для химического потенциала и равенство $kT = m \langle w_i'^2 \rangle$, где w_i' — одна из компонент пульсационной скорости частицы, нетрудно записать силу f_T из (1.5) как производную по поперечной координате от эффективного давления в концентрированной системе пульсирующих частиц $d_{\perp} \rho G \langle w_i'^2 \rangle$, причем функция $G(\rho)$, определенная в (2.1), учитывает наличие коллективных эффектов в этой системе так же, как и в известной теории плотных газов Энского. Это соответствует тому, что в общем случае f_T представляется в форме дивергенции от тензора плотности потока импульса, обусловленного пульсациями частиц любой физической природы. В частном случае броуновских пульсаций этот тензор шаровой. Указанный вопрос подробно обсужден в [11]. Единственное существенное ограничение на механизм пульсаций состоит в условии, что пульсации отдельных частиц не должны быть коррелированы. Важным примером случайных движений, приближенно удовлетворяющих этому условию, служит анизотропное псевдотурбулентное движение не слишком крупных частиц суспензий [18].

ЛИТЕРАТУРА

1. Cox R. G., Mason P. G. Suspended particles in fluid flow through tubes // *Ann. Rev. Fluid Mech.*— 1971.— V. 3.— P. 291. Рус. пер. // *Реология суспензий.*— М.: Мир, 1975.
2. Ho B. P., Leal L. G. Inertial migration of rigid spheres in twodimensional unidirectional shear flow // *J. Fluid Mech.*— 1974.— V. 65, pt 2.
3. Павловский Ю. Н. О приретенном эффекте // *Изв. АН СССР. МЖГ.*— 1967.— № 2.
4. Буевич Ю. А., Леонов А. И. Об одной модели стационарных движений суспензий // *ПМТФ.*— 1968.— № 2.
5. Попель А. С. О гидродинамике суспензий // *Изв. АН СССР. МЖГ.*— 1969.— № 4.
6. Буевич Ю. А. О структурировании в потоке суспензии нейтрально плавучих частиц // *ИФЖ.*— 1983.— Т. 44, № 4.
7. de Gennes P. G. Dynamics of concentrated dispersions: a list of problems // *Physicochem. Hydrodyn.*— 1981.— V. 2, N 1.
8. Batchelor G. K. Brownian diffusion of particles with hydrodynamic interaction // *J. Fluid Mech.*— 1976.— V. 74, pt 1.
9. Буевич Ю. А., Зубарев А. Ю. О термодинамике коллоидных дисперсий // *Коллоид. журн.*— 1989.— Т. 51, № 6.
10. Buyevich Yu. A. Hydrodynamics of dispersions including diffusional effects // *Arch. Mech. Stosow.*— 1990.— V. 42, N 4—5.
11. Буевич Ю. А., Зубарев А. Ю., Исаев А. М. О гидромеханике суспензий // *ИФЖ.*— 1989.— Т. 57, № 3.
12. Буевич Ю. А., Марков В. Г. Реологические свойства однородных мелкодисперсных суспензий. Нестационарные течения // *ИФЖ.*— 1978.— Т. 34, № 6.
13. Saffman P. G. The lift on a small sphere in a slow shear flow // *J. Fluid Mech.*— 1965.— V. 22, pt 2; 1968.— V. 31, pt 3. Рус. пер. *Механика.*— 1966.— № 2.
14. Шапошников И. Г. К вопросу об учете диффузионных явлений в уравнениях гидродинамики // *ЖЭТФ.*— 1951.— Т. 21, вып. 11.
15. Балееску Р. Равновесная и неравновесная статистическая механика.— М.: Мир, 1978.— Т. 1.
16. Бердичевский В. Л. Вариационные принципы механики сплошной среды.— М.: Наука, 1983.

17. Гольдштик М. А. Процессы переноса в зернистом слое.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1984.
18. Buyevich Yu. A. Statistical hydromechanics of disperse systems. Pt I // J. Fluid Mech.— 1971.— V. 49, pt 3.

г. Свердловск

Поступила 31/I 1989 г.,
в окончательном варианте — 10/IV 1990 г.

УДК 532.529

В. Е. Донцов, П. Г. Марков

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛН ДАВЛЕНИЯ УМЕРЕННОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В ЖИДКОСТИ С ПУЗЫРЬКАМИ ГАЗА

В последнее время активно изучается распространение и взаимодействие нелинейных волн-солитонов в различных средах, обладающих дисперсионными свойствами [1, 2]. Одна из таких сред с ярко выраженными свойствами нелинейности и дисперсии — жидкость с пузырьками газа [3, 4]. В [5] экспериментально исследовано взаимодействие двух солитонов малой амплитуды $\Delta p/p_0 < 1$ в газожидкостной среде, когда один солитон догоняет другой и когда они взаимодействуют при встрече.

Цель данной работы — экспериментальное изучение эволюции уединенных волн давления умеренной интенсивности при встречном взаимодействии друг с другом или при взаимодействии с сильной волной колоколообразной формы в жидкости с пузырьками газа.

Эксперименты проводились на установке типа «ударная труба», описанной в [6]. Рабочий участок заполнялся водоглицериновым раствором и насыщался пузырьками воздуха (газосодержание во всех опытах $\Phi_0 = 3 \cdot 10^{-3}$). Начальные импульсы давления формировались на обоих концах рабочего участка и далее распространялись навстречу друг другу. Они имели колоколообразную форму и создавались различными способами. С одной стороны рабочего участка импульс давления создавался механическим ударом поршня о жидкость [6], с другой — с необходимой задержкой электромагнитным способом. Формирование сигнала происходит при отталкивании от электромагнитной катушки тонкой медной пластинки, находящейся на границе газожидкостной смеси. Параметры начальной волны давления изменялись при варьировании амплитуды и длительности импульса тока, проходящего через электромагнитную катушку.

Профили волн давления регистрировались пьезоэлектрическими датчиками давления, расположенными по длине рабочего участка. Электрические сигналы с датчиков через высокоомные усилители подавались на аналого-цифровые преобразователи АЦП-10/1, которые были установлены в стандарте КАМАК на базе ЭВМ «Электроника-60». Далее сигналы выводились на дисплей, графопостроитель и обрабатывались.

На рис. 1, а представлена эволюция волны давления в жидкости с пузырьками газа радиусом $R_0 = 1,5$ мм по длине рабочего участка. Видно, что из начального сигнала колоколообразной формы выделяется уединенная волна, амплитуда которой значительно превосходит величину следующих за ней осцилляций. Из-за диссипативных потерь происходит уменьшение ее амплитуды, значит, и увеличение длительности. На рис. 1, б приведены профили уединенных волн давления разной начальной интенсивности при встречном взаимодействии друг с другом на различных расстояниях x_i от входа волн в газожидкостную среду (x_1 для волны 1, x_2 для волны 2). Из сравнения осциллограмм видно, что структура и затухание уединенной волны 2 на рис. 1, б после взаимодействия со встречной волной соответствуют эволюции и структуре уединенной волны примерно такой же интенсивности на рис. 1, а.

Таким образом, при встречном взаимодействии уединенных волн умеренной интенсивности не происходит перекачки энергии от одной