

УДК 532.529.5:612.13

© 1990 г.

Е. С. ЛОСЕВ, Н. В. НЕТРЕБКО, С. А. РЕГИРЕР,  
А. С. СТЕПАНИН, Н. Н. ФИРСОВ

## **ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГРАВИТАЦИОННОГО ОСЕДАНИЯ И СДВИГОВОЙ ДИФФУЗИИ ПРИ ДВИЖЕНИИ СУСПЕНЗИИ В ЗАЗОРЕ РОТАЦИОННОГО ВИСКОЗИМЕТРА**

При работе с концентрированными взвесями в ротационных вискозиметрах ранее были обнаружены два внешне различных, но физически родственных явления. Первое из них относится к случаю, когда истинная плотность частиц несколько выше, чем плотность несущей фазы; тогда сдвиговое течение в приборе влияет на скорость оседания частиц [1, 2], изменяя кинетику агрегации и создавая флуктуационное беспорядочное движение частиц, противодействующее, как и броуновская диффузия, гравитационному оседанию [3]. Второе явление состоит в том, что для взвеси нейтрально плавучих частиц наблюдается очень медленное снижение измеряемого значения вязкости [4, 5]. Это явление было успешно использовано в [5] с тем, чтобы по спаду вязкости оценить коэффициент сдвиговой диффузии.

В общем случае конкуренция гравитационного оседания и диффузии частиц должна приводить к установлению характерных вертикальных профилей концентрации. Простейший пример теоретического анализа такой ситуации — вывод известной «барометрической формулы» [6], предполагающий постоянство скорости оседания и коэффициента диффузии. Для концентрированных коллоидных систем оба эти параметра специальным образом зависят от концентрации; асимптотическая теория, учитывающая эту зависимость, развита в [7]. Невозможность прямого перенесения результатов [7] на движение суспензии обусловлено как иными концентрационными зависимостями, так и необходимостью дополнительно рассматривать агрегационную кинетику частиц. Последняя была ранее включена в описание оседания в вискозиметре без учета диффузии [8]. Случай, когда агрегация принимается во внимание как фактор образования плотного осадка, но не учитывается в сдвиговом потоке, рассмотрен в [9]. Ниже рассматривается задача о поведении концентрированной суспензии неагрегирующих оседающих частиц при запуске ротационного вискозиметра. В конце статьи представлены результаты одного из экспериментов.

1. Рассмотрим вращательное движение концентрированной несжимаемой взвеси частиц в узком (с пренебрежимо малой кривизной) вертикальном зазоре между соосными цилиндрами, используя цилиндрическую систему координат  $(r, \varphi, z)$ , где ось  $z$  направлена вертикально вверх. Распределение окружных скоростей  $u_\varphi$  и скоростей сдвига  $\partial u_\varphi / \partial r$  в таком зазоре можно считать стационарными, если заданная угловая скорость вращения подвижного цилиндра постоянная. При этом скорость сдвига  $\dot{\gamma} = |\partial u_\varphi / \partial r|$  — постоянная, не зависящая от свойств взвеси, тогда как напряжения сдвига  $\tau = \mu(H) \partial u_\varphi / \partial r$  могут изменяться вместе с объемной концентрацией частиц  $H$ , которая в таком куэттовском течении зависит от времени и вертикальной координаты, подчиняясь общему уравнению сохранения

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j}^H = 0 \quad (1.1)$$

Плотность потока частиц  $\mathbf{j}^H$  имеет в данном случае единственную существенную компоненту  $j_z^H = j$ , определяемую конкуренцией гравита-

ционного оседания частиц со скоростью  $u(H)$  и сдвиговой диффузией с коэффициентом  $D(\dot{\gamma}, H)$ , т. е.

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial j}{\partial z} = 0, \quad j = -Hu(H) - D(\dot{\gamma}, H) \frac{\partial H}{\partial z} \quad (1.2)$$

При заданных функциях  $u(H)$ ,  $D(\dot{\gamma}, H)$  система (1.2) должна быть решена с учетом начального условия

$$H(0, z) = H_0(z) \quad (0 < z < L) \quad (1.3)$$

где  $L$  — полная высота зазора. Величина

$$\langle H \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L H(t, z) dz = \langle H_0(z) \rangle \quad (1.4)$$

есть средняя по высоте зазора концентрация, сохраняющаяся для всех  $t$ , поскольку на дне прибора ( $z=0$ ) и на верхней, свободной границе жидкости ( $z=L$ ) поток частиц предполагается равным нулю

$$j=0 \quad (z=0 \text{ и } L) \quad (1.5)$$

Интегральное условие (1.4) используется при решении стационарной задачи, когда необходимо задавать  $\langle H \rangle$ ; в нестационарных задачах (1.4) является следствием (1.1), (1.3), (1.5).

В частном случае, когда начальное состояние соответствует полностью осевшим частицам и чистой жидкости над осадком

$$H_0(z) = H_m \quad (z < l_0), \quad H_0(z) = 0 \quad (l_0 < z < L) \quad (1.6)$$

Параметр  $H_m$  характеризует предельную концентрацию, при которой оседание в данных условиях прекращается. Очевидно, что величина  $H_m$  меньше, чем концентрация, соответствующая плотной упаковке частиц, и увеличивается с ростом податливости частиц и их истинной плотности.

Зависимость скорости гравитационного оседания  $u(H)$  от концентрации приближенно можно принять в виде [8]

$$u(H) = u_0 U(H) = u_0 (1-H)^2 \left(1 - \frac{H}{H_m}\right)^{2,5} \quad (1.7)$$

где  $u_0$  — характерная скорость нестесненного оседания одиночной частицы, определяемая ее формой, разностью плотностей и т. п. по аналогии с известной формулой Стокса.

Из теории размерностей [3, 10] и экспериментов [5] известно, что для достаточно медленных течений

$$D(\dot{\gamma}, H) = a^2 \dot{\gamma} D^\circ(H) \quad (1.8)$$

где  $a$  — характерный поперечный размер частицы,  $\dot{\gamma}$  — скорость сдвига,  $D^\circ(H)$  — безразмерная функция, обращающаяся в нуль при  $H=0$  как  $H^n$  ( $1 \leq n \leq 2$ ) и при  $H = H_{md} > H_m$ , так что  $D^\circ(H)$  меняется немонотонно, достигая максимума, как правило, при  $H < H_m$ . В особых случаях  $H_{md} = H_m$ , что можно трактовать как плотную упаковку осевших частиц.

Формулы типа (1.8), предусматривающие именно линейную связь между  $D$  и  $\dot{\gamma}$ , справедливы, если число Рейнольдса для частицы  $Re = a^2 \dot{\gamma} / \nu_0$  много меньше единицы ( $\nu_0$  — кинематическая вязкость несущей жидкой фазы). В общем случае течения суспензии диффузия частиц в ней анизотропна и величина  $D$  в (1.2) есть одна из компонент тензора диффузионных коэффициентов, различающихся главным образом зависимостью от концентрации частиц  $H$ , но сохраняющих линейную связь со скоростями деформаций [5, 10].

Таким образом, согласно (1.2), поток  $j$  обращается тождественно в нуль при  $H=0$  независимо от  $\partial H/\partial z$ , а также при  $H=H_m$ ,  $\partial H/\partial z=0$ . Поэтому решение уравнения

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ u_0 H U(H) + D \frac{\partial H}{\partial z} \right] \quad (1.9)$$

может быть составным: участки, где  $\partial H/\partial z \neq 0$ , могут сопрягаться с участками  $H=0$  и с участками  $H=H_m$  при сохранении непрерывности концентрации и потока частиц. Это свойственно параболическим уравнениям с вырождением (т. е. с переменным, обращающимся в нуль коэффициентом переноса). На линии сопряжения решений  $H=0$  производная  $\partial H/\partial z$  при  $D(0)=0$  может терпеть разрыв, а на линии  $H=H_m$  производная  $\partial H/\partial z$  должна при  $D(H_m) \neq 0$  обращаться в нуль, как следует из (1.2).

Формально (1.7) имеет при  $D \neq 0$  кроме непрерывных еще и разрывные по  $H$  решения. Вероятно, они неустойчивы и быстро размываются, что соответствует как природе уравнения (1.9), так и физическому смыслу задачи. Единственная, видимо, ситуация, в которой разрыв  $H$  допустим, соответствует различию химических потенциалов смеси как функций  $H$  при  $H \geq H_m$  и  $H < H_m$ . Тогда универсальность требования непрерывности химического потенциала может повлечь за собой разрыв  $H$ , как, скажем, на границе раздела двух растворов. Такую возможность в рассматриваемой задаче отвергать нельзя, поскольку во внутреннюю энергию упакованного осадка ( $H \geq H_m$ ) в отличие от энергии взвеси дает вклад адгезионное взаимодействие частиц. Дальнейшее изложение ограничивается исследованием непрерывных по  $H$  решений.

2. Поставленная в разд. 1 задача может быть решена численно стандартными методами. Точные аналитические решения уравнения (1.2) получаются лишь в специальных случаях. Так, в [11] рассматривался случай  $D = \text{const}$ ,  $U = \text{const}$ , когда (1.2) превращается в уравнение Бюргера, допускающее преобразование Коула — Хопфа [12]. Для любых  $D(H)$ ,  $U(H)$  уравнение (1.2) имеет решения типа стационарной волны, распространяющейся с постоянной скоростью  $c$  (других простых волн нет). В этом случае из (1.9), полагая  $H=H(\xi)$ ,  $\xi=z-ct$ , находим

$$-cH = [u_0 H U(H) + D H'] + A \quad (2.1)$$

где  $A = \text{const}$ . Здесь переменные разделяются и в принципе квадратурой находится зависимость  $H(c, \xi)$  с точностью до двух постоянных  $A$ ,  $H(0)$ , из которых существенна только  $A$  (вторая лишь определяет сдвиг по оси  $\xi$ )

$$-\int_{H(0)}^H \frac{D(H) dH}{cH + u_0 H U(H) + A} = \xi \quad (2.2)$$

Пусть решение  $H=H(\xi)$  соединяет два однородных состояния  $H=H_-$  и  $H=H_+$  соответственно при  $\xi \rightarrow -\infty$  и  $\xi \rightarrow \infty$ . Интеграл в (2.2) тогда расходится при  $H \rightarrow H_+$ ,  $D > 0$ . Согласно (2.1), имеем два соотношения для определения величин  $c$  и  $A$ , откуда

$$\begin{aligned} c &= -u_0 \frac{H_- U(H_-) - H_+ U(H_+)}{H_- - H_+}, \\ A &= u_0 \frac{H_- H_+}{H_- - H_+} [U(H_-) - U(H_+)] \end{aligned} \quad (2.3)$$

Скорость  $c$  однозначно определяется величинами  $H_-$  и  $H_+$  и видом функции  $U(H)$ : при  $H_- > H_+$  и  $U' \geq 0$  скорость  $c$  отрицательна. Решение (2.2) заведомо монотонно. В частном случае, когда  $H_+ = 0$ , скорость  $c$

совпадает со скоростью оседания при  $H=H_-$ . Обозначим через  $\zeta_{\mp}$  значения координаты, при которых  $H=H_{\mp} \mp \Delta H$  соответственно, где  $\Delta H$  — произвольно выбранная малая величина. Разность  $|\zeta_+ - \zeta_-|$  определяет условную ширину фронта. Согласно (2.2), при  $H_+ \ll H_-$

$$a^2 \dot{\gamma} \int_{H_+ + \Delta H}^{H_- - \Delta H} \frac{D^\circ(H) dH}{cH + u_0 HU(H) + A} = \zeta_+ - \zeta_-$$

Ширина фронта при фиксированных  $H_{\pm}$  зависит от функций  $D(\dot{\gamma}, H)$  и  $U(H)$ . Уменьшение  $D$  (например, при убывании  $\dot{\gamma}$  или увеличении показателя  $n$  в функции  $D^\circ(H)$  в (1.8)) или увеличение  $U$  ведет к уменьшению ширины фронта; в пределе при  $D \rightarrow 0$  решение приобретает разрыв.

Другой класс точных решений может быть получен в предположении, что  $D^\circ(H)$  и  $U(H)$  — степенные функции  $H$  и что  $\dot{\gamma}$  — степенная функция времени  $t$ . Легко убедиться, что уравнение (1.9) преобразуется в обыкновенное

$$k\chi - \beta\eta\chi' = D_*(\chi^n \chi')' + u_0(\chi^{m+1})' \quad (2.4)$$

$$H = t^h \chi(\eta), \quad \eta = zt^{-\beta}, \quad D = D_* t^\alpha H^n, \quad U = H^m$$

$$k = \frac{1-\alpha}{n-2m}, \quad \beta = 1 + m \frac{1-\alpha}{n-2m} \quad (2.5)$$

При  $u_0=0$  (см. разд. 4) автомодельное решение  $H = \chi(z/\sqrt{t})$  существует для  $\alpha=0$  и любых функций  $D^\circ(H)$ , а решения типа  $H = t^h \chi(\eta)$  — при заменяющем (2.5) условии

$$\beta = 1/2(1 + \alpha + kn) \quad (2.6)$$

3. Построим далее решение  $H=H(z)$  для стационарного состояния, исходя из (1.9) и удовлетворяя интегральному условию (1.4) и граничным условиям (1.2), (1.5). Интегрируя (1.9) один раз с учетом граничных условий, получаем

$$HU(H) + \frac{a^2 \dot{\gamma}}{u_0} D^\circ(H) \frac{\partial H}{\partial z} = 0$$

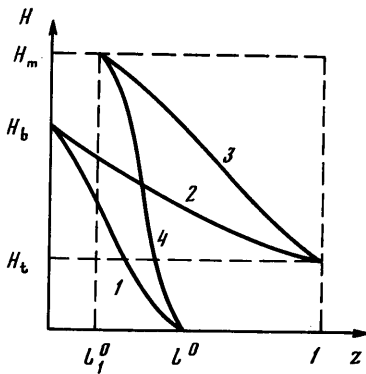
Вводя безразмерные величины  $Z=z/L$ ,  $K=u_0 L/a^2 \dot{\gamma}$  (диффузионное число Пекле), найдем отсюда и из (1.4)

$$\frac{\partial H}{\partial Z} = -Kf(H), \quad \int_0^1 H dZ = H_0 \quad (3.1)$$

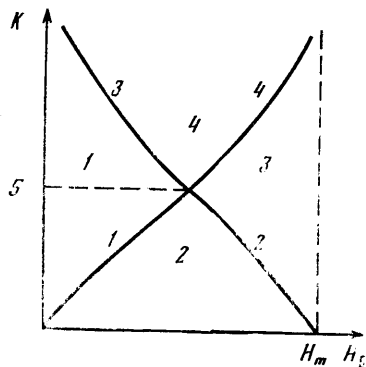
$$f = HU/D^\circ, \quad H_0 = H_m l_0/L$$

Поскольку фактическое нахождение распределения  $H=H(z)$  обычно осуществляется численно, то полезно располагать предсказанием структуры решения, исходя только из значений параметров  $K$ ,  $H_0$ ,  $H_m$ ,  $H_{md}$  и свойств функции  $f(H)$ . Когда  $f^{-1}$  интегрируема на отрезке  $(0, H_m)$ , значение этого интеграла будем обозначать через  $S$ . Из общих свойств функций  $U$  и  $D^\circ$  следует, что функция  $f^{-1}(H)$  может не быть интегрируемой только в окрестности точки  $H=H_m$ .

Элементарное, хотя и громоздкое исследование показывает, что в принципе возможны распределения  $H(Z)$  четырех типов, различающихся наличием участков с  $H=0$  и  $H=H_m$  (фиг. 1): распределения 1, 4 имеют участок  $H=0$  сверху (при  $Z \geq l^* = l/L$ ), 3, 4 — участок  $H=H_m$  внизу (при  $-Z < l_1^*$ ); вдоль всей кривой 2 производная  $\partial H/\partial Z$  отлична от нуля (кривизна линий может быть по знаку отличной от приведенной на схеме). Соответствующие всем этим кривым области плоскости  $(K, H_0)$  показаны



Фиг. 1



Фиг. 2

схематически на фиг. 2. Кривые достигают линии  $H_0=H_m$  с нулевой или ненулевой касательной соответственно при  $H_{md}>H_m$  или  $H_{md}=H_m$ .

Легко видеть, что при фиксированном числе Пекле рост  $H_0$  (фактически начальной высоты столба осевших частиц  $l_0^0$ ) последовательно переводит кривую 1 в 2 (если  $K<S$ ) или в 4 (если  $K>S$ ), а затем в 3. Границы между областями изображаются четырьмя соответственно пронумерованными кривыми  $H=H_\alpha(K)$  ( $\alpha=1, \dots, 4$ ), выходящими из общей точки  $K=S, H_0=S^{-1}G(0, H_m)$ . Уравнения этих кривых представляются в виде

$$K=F(0, H_1), \quad H_1(K) = \left(\frac{1}{K}\right) G(0, H_1)$$

$$K=F(H_b, H_m), \quad H_2(K) = \left(\frac{1}{K}\right) G(H_b, H_m)$$

$$H_3(K) = \left(\frac{1}{K}\right) G(0, H_m),$$

$$H_4(K) = H_m \left(1 - \frac{S}{K}\right) + \left(\frac{1}{K}\right) G(0, H_m)$$

$$\int_a^b \frac{dH}{f} = F(a, b), \quad \int_a^b \frac{HdH}{f} = G(a, b)$$

$$S=F(0, H_m), \quad H_b=H(0), \quad H_1=H(1)$$

Легко показать, что кривая  $H_3(K)$  есть гладкое (с первой производной) продолжение кривой  $H_2(K)$ , а  $H_4(K)$  — гладкое продолжение кривой  $H_1(K)$ .

Для неинтегрируемой в окрестности  $H=H_m$  функции  $f^{-1}$

$$\lim_{H \rightarrow H_m} \frac{G(0, H)}{F(0, H)} = H_m$$

поэтому точка пересечения кривых  $H_\alpha=H_\alpha(K)$  при росте  $S$  сдвигается вправо и вверх, асимптотически стремясь к  $H_m$  при  $S \rightarrow \infty$ . Тогда возможны лишь два варианта поведения интегральных кривых из числа изображенных на фиг. 1 — варианты 1 и 2, причем с ростом  $H_0$  и (или)  $K$  величина  $H_1$  асимптотически стремится к  $H_m$ .

Окончательные формулы, вытекающие из (3.1) и изложенных выше качественных соображений, дают распределения  $H(z)$  и характерные константы для всех четырех вариантов, в том числе и при  $S \rightarrow \infty$ . Сводка этих формул дана в таблице.

Вариант	Условия существования	Константы, подлежащие определению	Уравнения для определения констант	Решение
1	а) $K < S, H_0 < H_1$ б) $K > S, H_0 < H_3$	$H_b, l_0$	$KH_0 = G(0, H_b),$ $l^0 K = F(0, H_b)$	$Z = K^{-1}F(H, H_b)$ $(0 \leq Z \leq l^0),$ $H \equiv 0 (l^0 < Z \leq 1)$
2	$K < S$ $H_1 < H_0 < H_2$	$H_b, H_t$	$KH_0 = G(H_t, H_b),$ $K = F(H_t, H_b)$	$Z = K^{-1}F(H, H_b)$ $(0 \leq Z \leq 1)$
3	а) $K < S, H_0 > H_2$ б) $K > S, H_0 > H_4$	$H_t, l_1^0$	$H_m F(H_t, H_m) -$ $- G(H_t, H_m) =$ $= K(H_m - H_0),$ $l_1^0 = 1 - K^{-1}F(H_t,$ $H_m)$	$H \equiv H_m$ $(0 \leq Z \leq l_1^0),$ $Z = K^{-1}F(H, H_m) +$ $+ l_1^0 (l_1^0 < Z \leq 1)$
4	$K > S,$ $H_3 < H_0 < H_4$	$l_1^0, l^0$	$l_1^0 = (H_0 - H_3(K))/$ $/H_m, l^0 = l_1 + S/K$	$H \equiv H_m$ $(0 \leq Z \leq l_1^0),$ $Z = l^0 - K^{-1}F(0, H)$ $(l_1^0 < Z < l^0),$ $H_0 \equiv 0 (l^0 \leq Z \leq 1)$

4. Предположим, что высота рабочей части прибора достаточно велика; при не очень больших значениях  $H_0$  в верхней части прибора частиц не будет (варианты 1 или 4). Выясним, как влияет на положение границы  $Z=l^0$  величина скорости сдвига  $\dot{\gamma}$  (при постоянном  $H_0$ ). Как следует из таблицы, если реализуется вариант 1, то  $l^0 = K^{-1}F(0, H_b(K))$  и  $K = H_0^{-1}G \cdot (0, H_b(K))$ . Из этих двух формул, учитывая, что  $H_b(K) > H_0$ , получаем

$$\frac{\partial l^0}{\partial \dot{\gamma}} = \frac{1}{\dot{\gamma}} \left[ l^0 - \frac{H_0}{H_b} \right] \quad (4.1)$$

В это выражение функция  $f(H)$  входит неявно через  $H_b(K)$ . Если же реализуется вариант 4 (невозможный при  $S \rightarrow \infty$ ), то, как следует из таблицы

$$l^0 = \frac{H_0}{H_m} + K^{-1} [S - H_m^{-1}G(0, H_m)] \quad (4.2)$$

т. е.  $l \sim \dot{\gamma}$  в отличие от нелинейной связи (4.1) в варианте 1.

Таким образом, чтобы экспериментально проверить справедливость формулы (1.8), нужно подобрать  $H_0$  так, чтобы при трех различных значениях  $\dot{\gamma}$  реализовалось распределение  $H(Z)$  типа 4, и проверить, лежат ли точки  $(\dot{\gamma}_i, l_i)$  на одной прямой. Другое простое средство проверки исходных положений теории основывается на том, что при постоянном  $\dot{\gamma}$  в случае варианта 4, согласно таблице и (4.2), величина  $l$  пропорциональна  $H_0$  или, что то же, начальной высоте  $l_0$  столба осадка с концентрацией  $H_m$ .

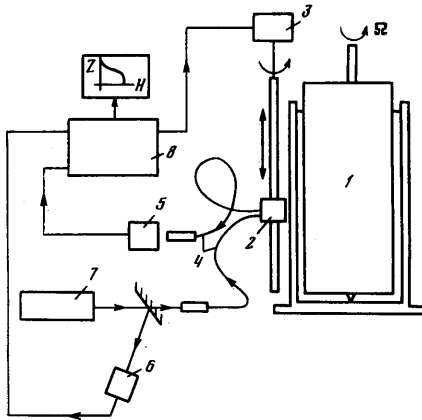
Экспериментальная проверка линейной связи  $l \sim H_0$  служит подтверждением независимости функции  $D^0(H)$  от  $H_0$ . При достаточно высокой разрешающей способности измерений, позволяющей регистрировать  $H$  и  $\partial H / \partial z$  в большом числе точек по высоте столба взвеси, по графику зависимости  $\partial H / \partial z$  от  $H$  и формуле (3.1) можно найти  $f(H)$ . Зная выражения для функции  $U(H)$  из независимых опытов по оседанию, можно далее определить и функцию  $D^0(H)$ . Чтобы восстановить ее во всем диапазоне концентраций  $(0, H_m)$ , необходимо работать при таких  $H_0$  и  $\dot{\gamma}$ , чтобы реализовался вариант 4 (см. фиг. 1).

Определенную дополнительную информацию относительно диффузионных свойств частиц в суспензии можно получить также из характеристик переходных (нестационарных) процессов. Так, в самом начале (при близких к нулю  $t$ ) вклад оседания в поток частиц  $j$  мал по сравнению со сдвиговой диффузией (из-за больших  $\partial H / \partial z$ ), а размывание начального разрыва  $H$  происходит по автомодельному закону. Поэтому, отслеживая

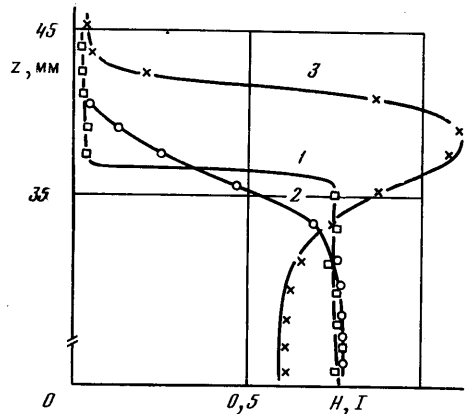
движение границы  $z=l(t)$ , где  $H$  обращается в нуль, и пользуясь формулами (2.6), можно приближенно оценить параметры  $\beta$  и  $n$ , поскольку  $\alpha=0$ ,  $k=1$ .

5. Предварительные эксперименты подтвердили предсказываемый теорией общий ход изменений  $H(t, z)$ . Схема экспериментальной установки представлена на фиг. 3 [13]. Сдвиговое течение создается в узком зазоре шириной 1 мм между двумя соосными цилиндрами. Внутренний радиус внешнего, прозрачного цилиндра  $R_e=21$  мм. Течение создается вращением внутреннего цилиндра 1 (ротора) с радиусом  $R_i=20$  мм. Высота зазора 70 мм, поэтому влиянием торцов на течение можно пренебречь. При этих условиях в диапазоне скоростей сдвига от 2,5 до 2500  $\text{с}^{-1}$  течение можно считать куэтовским.

Установка дает возможность непосредственно измерять зависимость интенсивности  $I(z)$  рассеянного назад излучения He-Ne-лазера от вертикальной координаты  $z$  точки зондирования. Для этого служит сканирование зондирующей световодной головкой 2, приводимой в движение шаговым двигателем 3. Световоды 4 соединяют го-



Фиг. 3



Фиг. 4

ловку с регистрирующим фотодатчиком 5, фотодатчиком контроля падающего луча 6 и с лазером 7. Сигналы обоих фотодатчиков поступают в компьютерное устройство 8, осредняющее значения  $I(z)$  по периоду вращения ротора и преобразующее их в распределение концентрации  $H(z)$ , для чего используются результаты предварительной калибровки, т. е. регистрации зависимости  $I(H)$  для испытываемой взвеси. Необходимость в такой калибровке диктуется немонотонностью зависимости  $I(H)$  [3].

В опытах использовались суспензии отмытых (неагрегирующих) эритроцитов. Стационарный осадок формируется в течение 15–30 ч, а стационарное неоднородное распределение концентрации после запуска прибора – спустя несколько минут. Результаты одного из экспериментов при скорости сдвига  $\dot{\gamma}=14,8 \text{ с}^{-1}$  показаны на фиг. 4. Ступенчатое начальное распределение (кривая 1) превращается в размытое (кривая 2) и соответствует, по классификации разд. 3, кривой типа 4 (ср. фиг. 1). Для иллюстрации показано также распределение  $I(z)$  интенсивности рассеянного света (кривая 3), по которому построена кривая  $H(z)$ . Грубая обработка кривой 2 дает для коэффициента диффузии  $D$  при  $\dot{\gamma}=14,8 \text{ с}^{-1}$ ,  $H=0,4$  значения  $\sim 10^{-8} \text{ см}^2/\text{с}$ , заметно превышенные по сравнению с другими измерениями [3, 10]. Расхождение, очевидно, уменьшится при работе на более высоких скоростях сдвига и при увеличении плотности точек измерения вдоль оси  $z$ .

Увеличение скоростей сдвига приводит ко все более однородному распределению  $H(z)$ , однако при  $\dot{\gamma}\sim 450\text{--}500 \text{ с}^{-1}$  возникает периодическое по  $z$  стационарное распределение интенсивности рассеянного назад лазерного излучения. Наиболее вероятной причиной этого явления служит образование вихрей Тейлора, несмотря на то, что, согласно оценкам для ньютоновской жидкости, они должны появиться при скоростях сдвига, больших 950  $\text{с}^{-1}$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Copley A. L., King R. G., Huang C.-R. Erythrocyte sedimentation of human-blood at varying shear rates // Biorheology. 1976. V. 13. № 5. P. 281–286.
2. Oliver D. R., Vincent N. M. Blood sedimentation at controlled shear rates // Chem. Eng. J. 1977. V. 13. № 1. P. 75–78.
3. Левтов В. А., Регирер С. А., Шадрин Н. Х. Реология крови. М.: Медицина, 1982. 270 с.

4. *Leighton D., Acrivos A.* Measurement of shear-induced self-diffusion in concentrated suspensions of spheres // *J. Fluid Mech.* 1987. V. 177. P. 109–131.
5. *Leighton D., Acrivos A.* The shear-induced migration of particles in concentrated suspensions // *J. Fluid Mech.* 1987. V. 181. P. 415–439.
6. *Хргиан А. Х.* Физика атмосферы. Т. 1. Л.: Гидрометеоздат, 1978. 247 с.
7. *Davis K. E., Russel W. B.* An asymptotic description of transient settling and ultrafiltration of colloidal dispersions // *Phys. Fluids.* 1989. V. A1. № 1. P. 82–100.
8. *Лосев Е. С., Нерребко Н. В., Орлова И. В.* Гравитационное оседание агрегирующих частиц в сдвиговом потоке // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1989. № 2. С. 95–98.
9. *Buscall R., White L. R.* The consolidation of concentrated suspensions. Pt 1. The theory of sedimentation // *J. Chem. Soc. Faraday Trans. 1.* 1987. V. 83. № 3. P. 873–891.
10. *Regirer S. A.* *Diffusion of blood cells* // *Contemporary Problems of Biomechanics.* Moscow: MIR Publ. 1990. P. 75–98.
11. *Barker G. C., Grimson M. J.* A solitary wave model for sedimentation in colloidal suspensions // *J. Phys. A.: Math. Gen.* 1987. V. 20. № 2. P. 305–312.
12. *Уизем Дж. Б.* Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 622 с.
13. *Степанян А. С.* Лазерная макродиагностика динамических свойств крови // *Динамика и активность биологических макромолекул: лазерный и компьютерный эксперимент.* Ереван, 1988. С. 58–59.

Москва

Поступила в редакцию  
28.XII.1989