

ЛИТЕРАТУРА

1. Придатченко Ю. В., Шмаков Ю. И. Влияние внутренней вязкости и упругости эллипсоидальных макромолекул на реологическое поведение разбавленных растворов полимеров. Реологические уравнения состояния. — ПМТФ, 1976, № 3.
2. Шмаков Ю. И., Бегоулев П. Б., Придатченко Ю. В. Структурно-континуальный подход в реологии дисперсных и полимерных систем. — В кн.: Тепло- и массоперенос. Т. 3. Минск, 1972.
3. Shmakov Y. I., Begoulev P. B. Structure-continual approach in rheology of disperse and polymer systems. — Rheol. Acta, 1974, vol. 13, N 3.
4. Simha R. A treatment of the viscosity of concentrated suspensions. — J. Appl. Phys., 1952, vol. 23, N 9.
5. Придатченко Ю. В., Шмаков Ю. И. Реологические уравнения состояния слабоконцентрированных суспензий жестких эллипсоидальных частиц. — ПМТФ, 1973, № 1.
6. Jeffery G. B. The motion of ellipsoidal particles immersed in a viscous fluid. — Proc. Roy. Soc., 1922, vol. A 102, N 715.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
8. Придатченко Ю. В. Влияние внутренних свойств взвешенных частиц и их гидродинамического взаимодействия на реологическое поведение суспензий. Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. Киев, КГУ, 1973.
9. Покровский В. Н. Напряжения, вязкость и оптическая анизотропия движущейся суспензии жестких эллипсоидов. — УФН, 1971, т. 103, вып. 4.
10. Erickson J. L. Theory of anisotropic fluids. — Trans. Soc. Rheology, 1960, vol. 4.
11. Erickson J. L. Orientation induced by flow. — Trans. Soc. Rheol., 1962, vol. 6.

УДК 532.522 : 532.135

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА СТРУЙ РЕОЛОГИЧЕСКИ СЛОЖНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

*В. М. Енгов, В. И. Кордонский, В. А. Кузьмин,
З. П. Шульман, А. Л. Ярин*

(Москва, Минск)

1. Экспериментальное исследование распада струй псевдопластических жидкостей. Исследуемые жидкости представляли собой суспензии различной концентрации игольчатой гамма-оксида железа ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) в гидравлической жидкости АМГ-10.

Реологические характеристики исследуемых материалов приведены на фиг. 1. Кривые 1—3 показывают зависимость эффективной вязкости η от скорости сдвига $\dot{\gamma}$ соответственно для 18; 25; 36% по весу суспензии $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Эта же зависимость для суспензии глины представлена кривой 4. Кривые течения имеют вид, характерный для реограмм типичных псевдопластических сред с сильной зависимостью вязкости от скорости сдвига. С достаточной степенью точности эта зависимость может быть описана степенной функцией

$$(1.1) \quad \tau = K\dot{\gamma}^n, \quad \eta = K\dot{\gamma}^{n-1}.$$

В эксперименте тщательно дегазированная исследуемая жидкость из резервуара под действием поршня, приводимого в движение сжатым воздухом, подается вертикально вниз через сопло диаметром 1,28 мм. Скорость истечения образующейся струи была достаточно высокой, чтобы пренебречь ускорением силы тяжести и достаточно малой, чтобы в пределах регистрируемого участка не возникали существенные аэродинамиче-

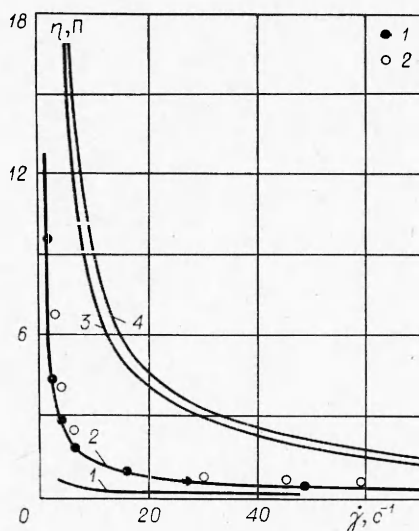
ские возмущения. По выходе из сопла на струю с помощью тонкой иглы, которая под прямым углом слегка касается поверхности струи и приводится в движение электродинамическим вибратором, накладываются контролируемые по амплитуде и частоте периодические возмущения. Для глинистых суспензий возмущения создавались при возбуждении на резонансной частоте вибратора, укрепленного на раме установки. Регистрация установившегося периодического процесса распада струй осуществлялась путем фотосъемки струи при импульсном освещении на фоне экрана и масштабной линейки. Продолжительность экспозиции составляла 1 мкс.

Детальное исследование эволюции поверхности струи в реальном масштабе времени осуществлялось оптико-электронным устройством, аналогичным использованному в работе [1].

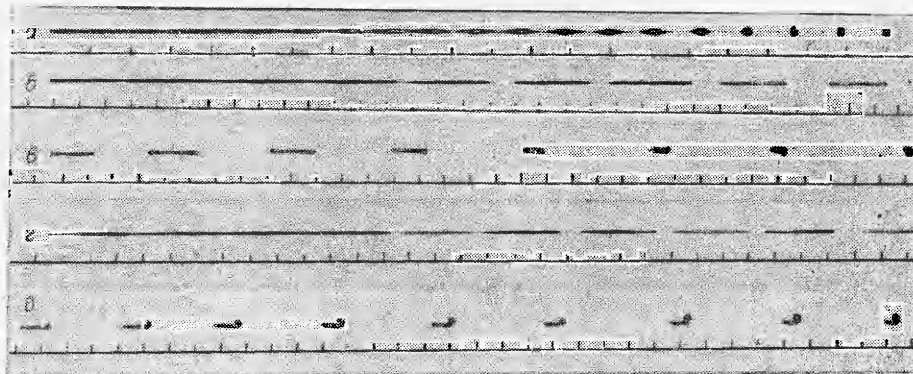
В заданном месте струя освещается интенсивным, равномерным по плотности параллельным пучком света от одномодового лазера. Изображение струи с помощью микроскопа проектируется на узкую щель, за которой установлен фотоэлектронный умножитель. Поскольку ширина щели намного меньше линейных размеров проекции изображения на щель, выходной сигнал ФЭУ пропорционален диаметру струи в данный момент времени. Сигнал с ФЭУ подается на вход электронно-лучевого осциллографа и фотографируется с его экрана. Используя двухлучевой осциллограф и подавая на его входы прямой и инвертируемый сигналы, можно повысить точность измерений и получить на экране изображение струи, воспроизводящее ее мгновенную форму.

Процесс роста возмущений и распада струй исследуемых материалов показан на фиг. 2. В случае слабовыраженных неньютоновских свойств (суспензия 18% $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) рост возмущений на поверхности струи и ее распад под действием капиллярных сил практически не отличаются от классической схемы — близкие к синусоидальным волны постепенно растущей амплитуды и распад струи на сферические капли (фиг. 2, а, скорость истечения 1,94 м/с; частота возмущений 250 Гц).

Усиление неньютоновских (псевдопластических) свойств жидкости (суспензия 25% $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) существенно изменяет характер распада струи. Видимые возмущения выглядят исключительно как систематические пережатия струи. Дальнейшее развитие возмущений (утоныние струи) локализуется только в местах пережатий, и струя распадается на столбики с длиной, равной длине волны возмущений, с диаметром, близким к начальному диаметру струи (фиг. 2, б, в). Под действием поверхностного натяжения эти столбики постепенно сокращаются, сохраняя свою характерную форму, и в конце концов превращаются в капли. При дальнейшем усилении пластических свойств жидкости (суспензия 36% $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) струя по-прежнему делится на столбики, которые практически не сокращаются за время наблюдения. Взамен этого наблюдается своеобразная деформация, выражающаяся в их искривлении (сворачивании) (фиг. 2, г, д). Аналогичный характер распада имеет место и на струях глинистых сус-



Ф и г. 1



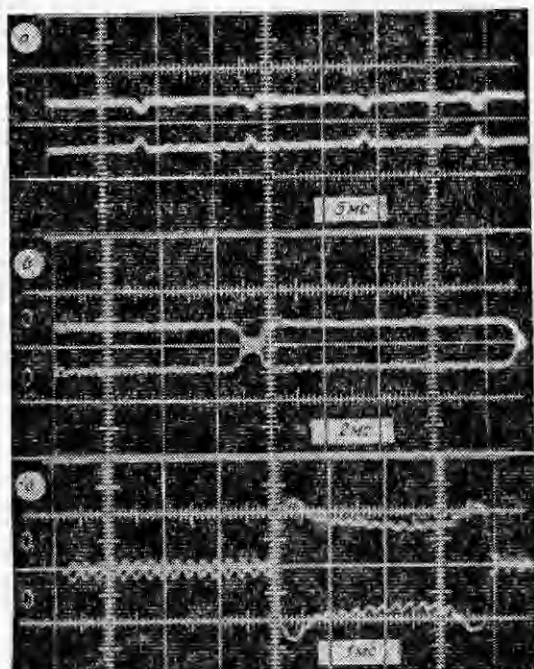
Ф и г. 2

пензий. Картину распада, типичную для струй псевдопластических жидкостей, хорошо иллюстрируют данные, полученные оптико-электронным методом. Отчетливо видна локализация возмущения в месте первоначального пережатия (фиг. 3, а) и деление струи на столбики (фиг. 3, б, в).

Обнаруженная в опытах характерная форма распада струй псевдопластических жидкостей открывает возможности оценки реологических характеристик исследуемых систем. Действительно, сокращение столбика происходит под действием поверхностных сил, притом скорость сокращения определяется соотношением между капиллярным давлением и эффективной вязкостью жидкости. Пренебрегая инерционными силами, имеем

$$(1.2) \quad \alpha/a = -3\eta l^{-1} dl/dt,$$

где α — коэффициент поверхностного натяжения; a — радиус столбика; l — длина столбика; η — эффективная вязкость.



Все кинематические величины, входящие в соотношение (1.2), могут быть измерены непосредственно по мгновенной фотографии регулярного распада струи, поскольку в силу периодичности процесса отдельные столбики жидкости на этой фотографии можно рассматривать как последовательные положения одного и того же объема жидкости в моменты времени, отличающиеся друг от друга на период.

Указанным способом была определена зависимость эффективной вязкости от скорости сдвига $l^{-1}dl/dt$ и сопоставлена с соответствующими

Ф и г. 3

данными, полученными в стационарных условиях деформирования на соосно-цилиндрическом вискозиметре (точки 1 на фиг. 1). Как видно, результаты, полученные этими двумя принципиально различными методами, хорошо согласуются между собой.

Более точный способ регистрации процесса сокращения столбика жидкости под действием поверхностных сил в реальном масштабе времени основывается на оптико-электронном методе. Осциллограмма данного процесса приведена на фиг. 3, в. Осциллограмма дает мгновенное значение радиуса столбика и скорость его изменения. Отсюда скорость деформации равна

$$\dot{\gamma} = 2a^{-1}\Delta a/\Delta t.$$

Полученные этим методом значения эффективной вязкости (см. формулу (1.1)) также приведены на фиг. 1 (точки 2). Совпадение результатов подтверждает возможность использования предлагаемых методик для практических целей. Одновременно в данном случае устанавливаются два нетривиальных обстоятельства. Во-первых, — совпадение сдвиговой вязкости с вязкостью при одноосном продольном деформировании и, во-вторых, совпадение значений вязкости суспензий при стационарном течении с вязкостью материала, подвергнутого непосредственно перед измерением интенсивному деформированию в сопле при формировании струи. В свою очередь, это делает в определенной степени правомерным использование стационарных реологических характеристик жидкости при расчетах динамики струй. По-видимому, других данных подобного рода не существует. Заметим еще, что указанный подход может оказаться полезным для оценки реологических характеристик релаксирующих систем.

2. Теория распада струй в квазиодномерном (длинноволновом) приближении. Основные уравнения. Как показывает анализ экспериментальных данных (см. фиг. 2 и работы [2—4]), струи достаточно вязких ньютоновских жидкостей и струи реологически сложных жидкостей распадаются на отрезки, длина которых значительно больше начального диаметра струи. Это дает основание для построения приближенной теории распада струй в предположении «тонкости струи».

Будем рассматривать осесимметричную форму распада струи. При этом осевая компонента скорости жидкости $v_x = v$ значительно больше радиальной v_r и остается практически постоянной по сечению струи, тензоры скоростей деформаций $\mathbf{D}$ и напряжений $\boldsymbol{\sigma}$ также постоянны по сечению струи и имеют диагональный вид

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} \dot{\gamma} & 0 & 0 \\ 0 & -1/2\dot{\gamma} & 0 \\ 0 & 0 & -1/2\dot{\gamma} \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} -p+s & 0 & 0 \\ 0 & -p-1/2s & 0 \\ 0 & 0 & -p-1/2s \end{pmatrix},$$

где $\dot{\gamma} = dv/dx$; p — гидростатическая компонента тензора напряжений; s — девиаторная составляющая осевого напряжения.

Уравнения неразрывности и количества движения в квазиодномерном приближении имеют вид

$$(2.1) \quad \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f v}{\partial x} = 0, \quad f = \pi a^2;$$

$$(2.2) \quad \frac{\partial f v}{\partial t} + \frac{\partial f v^2}{\partial x} = f g + \frac{1}{\rho} \frac{\partial (s-p)f}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{2\pi\alpha a}{[1 + (\partial a/\partial x)^2]^{1/2}} \right],$$

где последний член учитывает продольную силу, обусловленную поверх-

ностным натяжением (коэффициент поверхностного натяжения α); g — составляющая ускорения массовых сил вдоль оси; ρ — плотность жидкости.

Из условия равенства радиальной компоненты напряжений на боковой поверхности струи капиллярному давлению q_α с обратным знаком имеем

$$(2.3) \quad p = q_\alpha - 1/2s,$$

$$q_\alpha = \frac{\alpha}{a [1 + (\partial a / \partial x)^2]^{1/2}} \left[1 - \frac{a}{1 + (\partial a / \partial x)^2} \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} \right].$$

С другой стороны, девиаторная компонента напряжения s выражается через скорость деформации $\dot{\gamma}$ в соответствии с принятой реологией жидкости. Так, для степенной модели и ньютоновской жидкости имеем [5]

$$(2.4) \quad s = 2K3^{(n-1)/2} |\dot{\gamma}| \operatorname{sgn} \dot{\gamma};$$

$$(2.5) \quad s = 2\eta \dot{\gamma}.$$

Подставляя в уравнения (2.1)–(2.3) соответствующее избранной реологии выражение из числа выражений (2.4), (2.5), получаем систему двух уравнений для определения неизвестных $a(x, t)$ и $v(x, t)$. Задаваясь соответствующими начальными условиями и анализируя их последующую эволюцию, можно исследовать динамику развития возмущений и распада струи.

3. Численное исследование распада струи. Приведенная выше система уравнений интегрировалась численно. При этом рассматривалось движение на ограниченном участке струи длиной $1/2\lambda$ (λ — длина волны возмущения), а на концах отрезка интегрирования ставились условия, обеспечивающие периодическое продолжение решения на всю струю

$$(3.1) \quad v(0, t) = v(1/2\lambda, t) = 0, \quad \partial a(0, t) / \partial x = \partial a(1/2\lambda, t) / \partial x = 0.$$

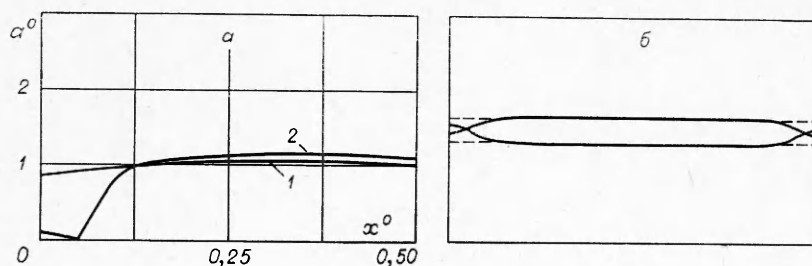
Начальное возмущение задавалось в виде непостоянного по длине струи распределения радиуса без возмущений скорости

$$a(x, 0) = a_1(x), \quad v(x, 0) = 0.$$

Для численного интегрирования могут быть использованы различные схемы; естественное требование при этом состоит в том, чтобы для малых отклонений от начального невозмущенного состояния спектр численной схемы правильно воспроизводил бы спектр линеаризованной системы исходных уравнений в длинноволновом приближении. Отметим, что при формальном исследовании разностной схемы она окажется неустойчивой, что вовсе не означает ее непригодность, а лишь отражает естественную неустойчивость исследуемого физического процесса. Фактические расчеты проводились методом прямых с разбиением участка интегрирования ($0 < x < 1/2\lambda$) на 19 отрезков. После дискретизации производных по x полученная система обыкновенных дифференциальных уравнений интегрировалась методом Кутты — Мерсона.

Вначале были проведены расчеты распада струй ньютоновских вязких жидкостей, имевшие целью проверить адекватность принятого приближенного подхода совокупности имеющихся данных по распаду капиллярных струй.

Как показало сопоставление, результаты численного расчета по скорости нарастания возмущений и по времени распада струи хорошо согласуются с результатами линейной теории и эксперимента [2, 3] (это



Ф и г. 4

лишний раз подтверждает известный факт «линейности» распада струй вязких жидкостей).

Дальнейшие расчеты были проведены для нескольких моделей реологически сложных жидкостей. Оказалось, что форма распада струи псевдопластической жидкости существенным образом зависит от вида начального возмущения. Результаты, полученные для струи псевдопластической жидкости «средней вязкости» ($K/\rho = 8,16$ единиц СГС, $n = 0,5$), представлены на фиг. 4. При этом начальное возмущение взято в виде

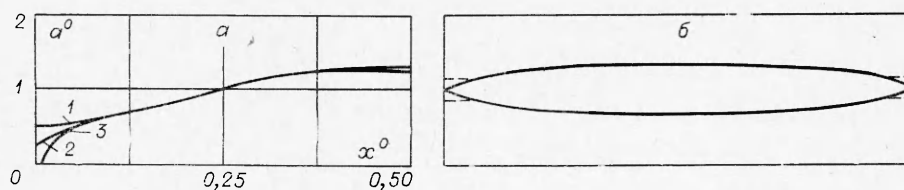
$$(3.2) \quad \begin{aligned} a^0(x^0, 0) &= 1 - \varepsilon(1 - 2x^0) \cos 2\pi x^0, \\ a^0 &= a/a_0, \quad x^0 = x/\lambda, \quad \varepsilon = 0,05, \end{aligned}$$

где a_0 — начальный радиус струи. Выражение (3.2) имитирует возмущение поверхности струи от удара иглой. На фиг. 4, а показано развитие возмущения поверхности струи со временем (кривым 1 и 2 соответствует время $t^0 = 300$ и $479,05$, $t^0 = t/T$, $T = 0,229 \cdot 10^{-3}$ с). Видно, что дальнейшее изменение формы струи локализуется в местах наибольшей интенсивности начального возмущения. Струя распадается на отрезки, имеющие характерную столбчатую форму (фиг. 4, б, где образующиеся при распаде объемы жидкости изображены в масштабе; штриховыми линиями показан вид невозмущенной струи; $t = 0,11$ с; $a_0 = 0,06$ см; $\lambda = 1,98$ см). При переходе к «более вязким» жидкостям с более сильно выраженной псевдопластичностью ($K/\rho = 127$ единиц СГС, $n = 0,1$), что характерно для жидкостей, исследованных в эксперименте (ср. п. 1), зависимость картины распада от вида начальных возмущений сказывается еще сильнее, а локализация разрыва становится более явной. При этом эффективные вязкости настолько велики, что инерционными свойствами жидкости можно практически пренебречь. Расчеты были проведены в безынерционном приближении; левая часть уравнения (2.2) отброшена. Скорость v определялась двукратным интегрированием по x получившегося уравнения количества движения с учетом граничных условий (3.1).

На фиг. 5 показана эволюция весьма большого начального возмущения струи псевдопластической жидкости ($K/\rho = 127$ единиц СГС, $n = 0,1$). Начальное возмущение взято в виде

$$a^0(x^0, 0) = 1 - \varepsilon(1 - x^0) \cos 2\pi x^0, \quad \varepsilon = 0,5.$$

Видно, что вся эволюция профиля струи локализуется в месте наибольшего пережатия (ср. фиг. 5, а); кривым 1—3 отвечают моменты времени $t^0 = 0$; $0,517 \cdot 10^5$ и $0,519 \cdot 10^5$ соответственно, $t^0 = t/T$, $T = 1,62 \cdot 10^{-4}$ с. При этом значительные скорости деформации возникают непосредственно в местах пережатия струи. Очевидно, что при псевдопластическом реологическом поведении это немедленно приводит к падению эффективной вязкости жидкости и, как следствие, — к быстрому локализованному про-



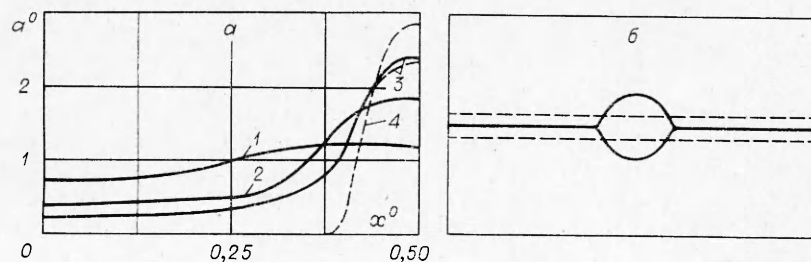
Ф и г. 5

грессированию сужения. На фиг. 5, б показана в масштабе форма струи в момент распада ($t = 8,4$ с; $a_0 = 0,1$ см; $\lambda = 2,5$ см; штриховыми линиями показан вид струи в начальный момент времени).

Отсюда по контрасту ясно, что для дилатантных жидкостей ($n > 1$) должна иметь место «делокализация» возмущений и повышенная стабильность материала в сужениях. Это предположение полностью подтверждается расчетами.

Сравнительно быстрый рост начального возмущения вида (3.2) приводит к увеличению эффективной вязкости в сужениях струи и превращению ее в систему почти сферических капель, соединенных тонкими нитями (фиг. 6). Здесь, как и в случае «очень вязкой» псевдопластической жидкости, удобно пренебречь инерцией жидкости. На начальной стадии развития возмущения результаты, полученные в безынерционном приближении и с учетом инерции жидкости, совпали (кривые 1 и 2, фиг. 6, а; кривым 1—4 соответствуют моменты времени $t^0 = 5; 10; 13; 21; 85$, $t^0 = t/T$, $T = 6,08 \cdot 10^{-2}$ с; штриховыми линиями показаны результаты, полученные без учета инерции жидкости). Форма струи в момент распада показана в масштабе на фиг. 6, б ($t = 1,325$ с; $a_0 = 0,06$ см; $\lambda = 1,98$ см; штриховыми линиями показан вид невозмущенной струи). При этом $K/\rho = 9,43$ (СГС), $n = 1,5$.

4. Обсуждение результатов. Проведенное экспериментальное и теоретическое исследование процесса распада капиллярных струй жидкостей в области преобладания вязких сил над инерционными позволяет с учетом литературных данных составить ясную картину влияния реологических особенностей жидкости на картину распада струи. Прежде всего как для псевдопластических, так и для дилатантных систем в отличие от ньютоновских жидкостей определяющее влияние на распад оказывает нелинейная стадия развития возмущений. Однако сама картина эволюции струи существенно различна в этих двух случаях. В псевдопластических системах в местах увеличенных начальных значений скорости деформации эффективная вязкость падает, локальные скорости деформации увеличиваются, и осуществляется таким образом лавинный процесс локализации деформации. Отсюда существенная зависимость условий распада от ве-



Ф и г. 6

личины и вида начального возмущения. Более того, можно понять, что для достаточно вязких систем с сильно выраженным псевдопластическим поведением типа суспензий, исследованных в эксперименте п. 4, вся картина распада существеннейшим образом зависит от тех небольших начальных скоростей деформации, которые всегда имеют место в вертикальной струе благодаря действию силы тяжести.

С другой стороны, для систем с выраженной дилатантностью характерен сравнительно быстрый переход к квазистационарной стадии деформации с образованием четочной структуры каплей почти сферической формы, соединенных тонкими нитями (ср. фиг. 6). При этом начальным возмущением определяется лишь расстояние между каплями (следовательно, и их объем), но не форма распада и время сохранения сплошности струи. Динамику утоньшения нитей легко исследовать, если учесть, что капиллярное давление в каплях, равное $2\alpha/R$ (R — радиус капли), при $R \gg a$ мало и им можно пренебречь, как и напряжениями в жидкости в каплях по сравнению с капиллярным давлением в нитях ($\approx \alpha/a$). Поэтому осевая составляющая напряжения в нити

$$(4.1) \quad \sigma_{xx} = 0, \quad {}^{3/2}s = q_\alpha = \alpha/a, \quad s = {}^{2/3}\alpha a^{-1}.$$

Для степенной жидкости имеем из (2.4)

$$(4.2) \quad \frac{\partial v}{\partial x} = \left(3^{-\frac{n+1}{2}} \frac{\alpha}{Ka} \right)^{1/n} = -\frac{2}{a} \frac{da}{dt};$$

$$(4.3) \quad \frac{da}{dt} = -\frac{a}{2} \left(3^{-\frac{n+1}{2}} \frac{\alpha}{Ka} \right)^{1/n}, \quad t = \left(3^{-\frac{n+1}{2}} \frac{K}{\alpha} \right)^{1/n} 2n (a_0^{1/n} - a^{1/n}).$$

Так что время распада четочной структуры

$$(4.4) \quad T^* = 2n \left(3^{-\frac{n+1}{2}} \alpha^{-1} K a_0 \right)^{1/n}.$$

Характерна затянутость конечной стадии распада струи дилатантной жидкости по сравнению с начальной.

В заключение применим соотношения (4.1)—(4.4) к анализу распада тонких нитей раствора полиоксиэтилена (такие нити образуются, например, при быстром разведении пальцев, смоченных раствором ПОЭ), имеющих диаметр в доли миллиметра и время жизни порядка нескольких секунд.

Считая раствор вязкой жидкостью, получим для его эффективной вязкости из (4.4)

$$\eta = \frac{\alpha T^*}{6a_0} \sim \frac{50 \cdot 4}{6 \cdot 0,01} \sim 10^3 \text{ П.}$$

Таким образом, чтобы согласовать наблюдаемость тонких нитей раствора ПОЭ с теорией распада, приходится приписать им вязкость, более чем на 4 порядка превосходящую вязкость раствора в обычных сдвиговых измерениях. Это обстоятельство нуждается в дальнейшем анализе, однако скорее всего оно указывает на сильную ориентацию молекул ПОЭ на ранней стадии формирования тонких нитей с образованием «микроволокнистой» структуры раствора. При этом «элонгационная вязкость» продольно ориентированного высокомолекулярного раствора может на несколько порядков превосходить вязкость растворителя [6, 7].

Поступила 15 V 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Taub H. H. Investigation of nonlinear waves on liquid jets.— *Phys. Fluids*, 1976, vol. 19, p. 1124.
2. Вебер К. Распад струи жидкости.— В кн.: Двигатели внутреннего сгорания. Т. 1. ОНТИ, 1936.
3. Генлейн А. Распад струи жидкости.— В кн.: Двигатели внутреннего сгорания. Т. 1. ОНТИ, 1936.
4. Goldin M., Jerushalmi J., Pfeffer R., Shinnar R. Breakup of a laminar capillary jet of viscoelastic fluid.— *J. Fluid Mech.*, 1969, vol. 38, p. 689.
5. Астарита Дж., Маруччи Дж. Основы гидромеханики неньютоновских жидкостей. М., Мир, 1978.
6. Hinch E. J. Mechanical models of dilute polymer solutions in strong flow.— *Phys. Fluids*, 1977, vol. 20, N 10, pt 2.
7. Metzner A. B. Polymer solutions and fiber suspension rheology and their relationship to drag reduction.— *Phys. Fluids*, 1977, vol. 20, N 10, pt 2.

УДК 532.595 : 538.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО СЛОЯ НАМАГНИЧИВАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МАГНИТНЫХ СИЛ

В. И. Архипенко, Ю. Д. Барков

(Минск)

Вопросы устойчивости струйных течений жидкости в связи с многообразием их технических приложений привлекают внимание исследователей, работающих в области гидродинамики сплошных сред [1—9]. Намагничивающиеся жидкости дают возможность эффективно воздействовать с помощью магнитного поля на поверхность раздела [6—9]. В теоретических работах [10—12] было установлено, что тангенциальное к поверхности однородное магнитное поле стабилизирует струйные и пленочные течения, в то время как поле, направленное по нормали, оказывает дестабилизирующее влияние. Например, поле проводника с током всегда тангенциально к поверхности цилиндрического слоя и, следовательно, оказывает стабилизирующее влияние на поверхность намагничивающейся жидкости. В этом случае появляется возможность моделирования струи и изучения ее характеристик в статическом положении [13]. Данное исследование является продолжением работы [9].

В линейном приближении процесс распада цилиндрического слоя намагничивающейся жидкости может быть описан дисперсионным уравнением для бесконечно малых возмущений в предположении, что радиус проводника мал [12]:

$$\omega^2 = I_1 \alpha k (Bo_m - 1 + k^2) / I_0 \rho a^3,$$

где ρ — плотность намагничивающейся жидкости; I_0, I_1 — функции Бесселя мнимого аргумента; k — волновое число, обезразмеренное по радиусу столба жидкости; α — коэффициент поверхностного натяжения на границе раздела намагничивающаяся жидкость — окружающая среда; a — радиус цилиндра намагничивающейся жидкости.

Безразмерный параметр $Bo_m = \mu_0 M G a^3 / \alpha$, в котором μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, M — намагничиваемость жидкости, G — градиент напряженности магнитного поля, аналогичен известному числу Бонда $Bo = \rho g a^2 / \alpha$ и был назван в [13] магнитным числом Бонда. Это число представляет собой отношение давления, вызванного объемной магнитной силой $\mu_0 M G$, к давлению, создаваемому на поверхности раздела силами поверхностного натяжения. При $Bo_m > 1$ слой жидкости устойчив