

УДК 532.135+532.52

© 2006 г. А. В. БАЗИЛЕВСКИЙ, А. Н. РОЖКОВ

ДИНАМИКА И РАЗРУШЕНИЕ ЗИГЗАГООБРАЗНЫХ СТРУЙ ПОЛИМЕРНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Обнаружены зигзагообразные формы распада капиллярных струй. Наблюдаемые зигзагообразные структуры возникают при истечении струи воды с добавками полимера из поперечно колеблющегося капилляра. Фактором, обеспечивающим необычное поведение струи, является упругость полимерной жидкости. Анализ формы струи позволил найти распределение упругих напряжений в распадающейся струе и установить закономерности реологического поведения полимерных растворов в интенсивных струйных течениях. Построен алгоритм численного расчета профилей зигзагообразных струй.

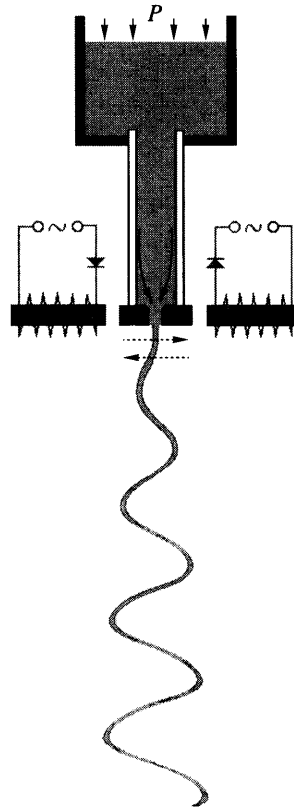
Ключевые слова: струя, зигзагообразный, капля, жидкость, волна, полимерный раствор, упругость, распад.

Капиллярная струя жидкости – фундаментальный объект гидродинамики [1, 2] и важнейший элемент ряда современных технологических процессов. Среди последних, например, впрыск топлива в камеру сгорания, нанесение покрытий, охлаждение поверхностей, струйная печать, электроспиннинг для получения нановолокон. При этом струя все еще остается во многом неизученным явлением и той областью гидродинамики, где возможно обнаружение новых эффектов. Действительно, путем изменения реологических свойств с помощью различных добавок к жидкости удается существенно модифицировать процесс метания жидкости [3–5]. Например, благодаря добавке полимера получены необычные жидкие структуры, среди которых непрерывная струя в виде “капель на струне” [6, 7], такая же струя с гигантской краевой каплей [8], импульсные струи в виде “шара с хвостом”, “гантели” [9], а также гладкого и зубчатого “колёс” [10]. В основе этих явлений лежит эффект прядомости [11], т.е. способности растворов высокомолекулярных полимеров накапливать гигантские упругие деформации.

Предмет исследования настоящей статьи – один из необычных вариантов течения жидкости, а именно непрерывная зигзагообразная струя. Такая струя обнаружена на заключительной стадии распада капиллярной струи полимерного раствора, когда капилляр, из которого вытекала струя, вынужденно колебался в поперечном направлении (фиг. 1). Под действием колебаний капилляра ось струи подвергалась изгибным деформациям. При распаде такой изгибной струи гребни волн трансформировались в капли, а мостики между ними – в однородные утончающиеся нити. Нити не позволяли каплям разлетаться в разные стороны, а вынуждали их двигаться по криволинейным траекториям (фиг. 2, 3). Ранее сообщалось об изгибных колебаниях лишь однородных по длине струй [3, 4, 12–15].

Одновременно с необычностью формы зигзагообразная струя – источник интенсивного деформирования жидкости. Действительно, однородное утончение нити – есть в то же время одноосное растяжение жидкости. Возникающие при такой деформации внутренние напряжения влияют на движение всей структуры и поэтому могут быть оценены путем анализа формы струи.

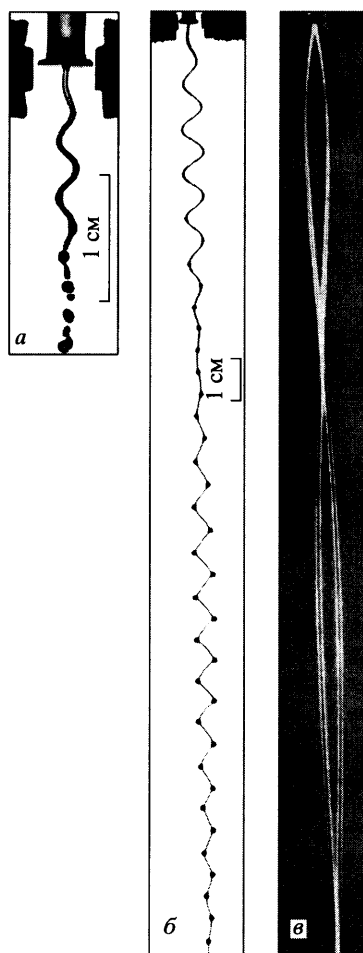
Цель данной работы – выявление механизмов, ответственных за формирование обнаруженной нелинейной структуры, и создание на ее основе метода испытаний упруговязких жидкостей в режиме интенсивного растяжения.



Фиг. 1. Схема эксперимента

1. Эксперимент. Опыты проводились с чистой водой и водными растворами полиэтиленоксида (ПЭО) марки WSR-301 с молекулярной массой 4 млн. и весовой концентрацией $c = 0.01\%$. Сдвиговая вязкость растворов при скоростях сдвига, характерных для исследуемого процесса ($>10^3 \text{ с}^{-1}$), практически не отличается от вязкости чистой воды $1 \text{ мПа} \cdot \text{с}$. Поверхностное натяжение растворов $\alpha = 0.066 \text{ Н/м}$ также близко к значению для чистой воды.

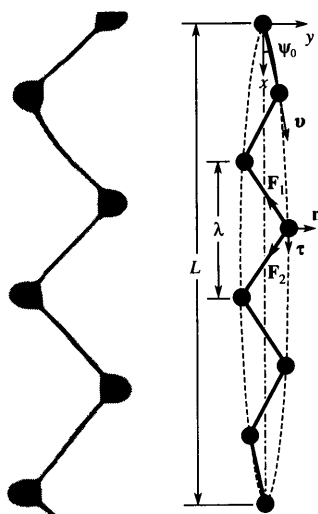
Схема эксперимента (фиг. 1) аналогична примененной ранее в [14]. Под действием давления сжатого воздуха струя вытекала вертикально вниз со скоростью $v = 1\text{--}10 \text{ м/с}$ через стальной капилляр с внутренним диаметром 0.5 мм и длиной 1.5 мм . Капилляр закреплялся на конце упругой пластмассовой трубки с внутренним диаметром 2.5 мм . Вся конструкция помещалась в зазор между полюсами двух электромагнитов. Так как находящийся в зазоре между электромагнитами стальной капилляр мог только притягиваться к электромагниту, цепь питания содержала диоды для включения каждого из электромагнитов только на соответствующий полупериод колебаний питающего напряжения. Для получения необходимой амплитуды колебаний использовался режим резонанса, частоту которого можно было регулировать, меняя длину трубки. Таким образом, подавая на электромагниты электрическое напряжение частотой $\nu = 500\text{--}1500 \text{ Гц}$, удавалось вызвать поперечные колебания выходного сопла, которые передавались струе и распространялись вдоль ее длины.



Фиг. 2. Фотографии зигзагообразных струй, формирующихся при поперечных колебаниях капилляра с частотой ν : *a* – струя воды, $\nu = 685.7$ Гц, скорость истечения $v = 3.18$ м/с, диаметр струи $d = 0.5$ мм; *б* – струя 0.01%-ного водного раствора ПЭО, $\nu = 802.2$ Гц, $v = 8.22$ м/с, $d = 0.5$ мм; *в* – та же струя, сфотографированная с экспозицией $1/30$ с

Система фоторегистрации процесса включала в себя три вида освещения струи: стробоскопическое для визуального наблюдения и контроля; одиночная импульсная подсветка длительностью не более 3 мкс для фотографирования мгновенной формы струи; непрерывное освещение, позволяющее при выдержке затвора фотоаппарата около $1/30$ с зафиксировать непрерывную траекторию полета капли (фиг. 2, *в*). При этом для получения равномерного освещения большого участка струи (до 200 мм) и максимального использования световой энергии импульсной лампы световой поток фокусировался на объективе фотокамеры при помощи линзы Френеля диаметром 300 мм. Также использовалась широкоформатная пленочная зеркальная фотокамера Салют-С с размером кадра 60×60 мм.

2. Результаты наблюдений. При истечении струи чистой воды из колеблющегося капилляра формировались изгибные возмущения оси струи синусоидального типа (фиг. 2, *a*).



Фиг. 3. Увеличенный фрагмент фотографии зигзагообразной струи и ее модель.

Возмущения переносились струей, причем амплитуда возмущений менялась вдоль струи таким образом, что огибающая волн оказывалась неподвижной в лабораторной системе отсчета, а ее форма также имела синусоидальный характер, но с большей длиной волны [12–14].

Небольшие добавки высокомолекулярного полимера модифицировали ту часть струи, которая в случае воды подвержена распаду (фиг. 2, б). Распад струи происходил таким образом, что капли образовывались на гребнях волн, а жидкие мостики между ними, которые в случае обычных жидкостей разрываются [1–3], превращались в однородные утончающиеся жидкие нити, как и в случае прямолинейной струи полимерного раствора [6]. Наблюдаемые утончающиеся нити есть проявление упругости жидкости, обусловленной деформацией гибкоцепных макромолекул [7].

Следствие формирования нитей – образование пространственной зигзагообразной структуры, состоящей из движущихся капель (в углах зигзага) и соединяющих их жидких нитей – фиг. 2, 3. Структура характеризуется величинами: m – масса капли, v – скорость капли, λ – длина поперечной волны, y – отклонение капли от прямолинейной траектории, r – радиус нити. Для данного эксперимента типичны порядки величин: $m \sim 1$ мг, $v \sim 10$ м/с, $\lambda \sim 10$ мм, $y \sim 2$ мм, $r \sim 0.1$ мм.

Движение капель происходит по двум симметричным траекториям, которые постоянны в лабораторной системе координат x, y и одновременно являются огибающими перемещающихся волн – фиг. 3. В силу симметрии движения рассматривается одна из траекторий $y = y(x)$, другая траектория есть зеркальное отражение первой относительно оси x . Зависимость $y = y(x)$ по форме близка к синусоидальной и распадается на последовательность волновых пакетов длины L . В экспериментах $L \sim 100$ мм.

Дальнейшее изложение посвящено изучению механизмов, управляющих движением струи.

3. Уравнения движения струи. Для типичных условий истечения струи числа Фруда $Fr = v^2/gL \sim 100$ и Вебера $We = \rho v^2 r / \alpha \sim 100$ достаточно велики, для того чтобы можно было пренебречь влиянием гравитационных и капиллярных сил на изменение модуля скорости v , который далее полагается постоянным. Траектория движения отдельной капли определяется только силами натяжения примыкающих нитей и импульсом, пере-

даваемым жидкостью при перетекании из нитей в каплю. Уравнения движения капли переменной массы имеют вид:

$$m \frac{dv}{dt} = \mathbf{F} + \mathbf{F}_p \quad (3.1)$$

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2, \quad \mathbf{F}_p = \rho f_1 u_1 \mathbf{u}_1 + \rho f_2 u_2 \mathbf{u}_2 \quad (3.2)$$

Здесь $m = m(t)$ – масса капли, v – скорость капли, t – время, \mathbf{F} – сила натяжения нити, \mathbf{F}_p – реактивная сила, обусловленная перетеканием жидкости из нитей в каплю, ρ – плотность жидкости, $f = \pi r^2$ – площадь сечения нити, \mathbf{u} – скорость перетекания жидкости из нити в каплю в системе отсчета, связанной с каплей. Величины, отмеченные индексами 1 и 2, относятся к двум разным нитям, примыкающим к капле (фиг. 3).

Далее предполагается, что длина волнового пакета L велика по сравнению с длиной волны λ ($L \gg \lambda$) и амплитудой колебаний y ($dy/dx \ll 1$), а нить утончается на длине волны незначительно, так что $f_1 = f_2 = f$, $u_1 = u_2 = u$, $F_1 = F_2 = F$. Спроектируем (3.1)–(3.2) на нормаль к траектории \mathbf{n} (фиг. 3). В промежуточных вычислениях воспользуемся тем, что

$$\frac{dv}{dt} = \boldsymbol{\tau} \frac{d^2 s}{dt^2} + \mathbf{n} \frac{v^2}{R}, \quad \boldsymbol{\tau} = \frac{\mathbf{v}}{v}, \quad \mathbf{n} = R \frac{d\boldsymbol{\tau}}{ds}, \quad \frac{1}{R} = \frac{d^2 y}{dx^2} \left(1 + \frac{dy}{dx}\right)^{-3/2},$$

$$\mathbf{n}(\mathbf{F} + \mathbf{F}_p) \equiv -2(F - \rho u^2 f) \frac{y}{\sqrt{(\lambda/4)^2 + y^2}}$$

где $\boldsymbol{\tau}$, \mathbf{n} – касательная и нормаль к траектории, s – продольная координата вдоль траектории капли, R – радиус кривизны траектории. В результате получим

$$\frac{m v^2 \lambda}{8} \left(1 + \left(\frac{4y}{\lambda}\right)^2\right)^{1/2} \frac{d^2 y}{dx^2} + (F - \rho u^2 f) y = 0 \quad (3.3)$$

Масса капли m и скорость втекания в каплю u определяются условиями неразрывности:

$$m(t) = \rho \frac{\pi \lambda}{2} \left(r_0^2 - r^2 \left(1 + \left(\frac{4y}{\lambda}\right)^2\right)^{1/2} \right) \quad (3.4)$$

$$u = -l \frac{d \ln(r)}{dt} - \frac{1}{2} \frac{dl}{dt} = - \left(1 + \left(\frac{4y}{\lambda}\right)^2\right)^{1/2} \frac{\lambda}{2} \frac{d \ln(r)}{dt} - \frac{1}{(1 + (4y/\lambda)^2)^{1/2}} \frac{4vy dy}{\lambda dx} \quad (3.5)$$

где r_0 – начальный радиус струи, r – текущий радиус нити, l – текущая длина нити.

Система уравнений (3.3)–(3.5) замыкается соотношениями для зависимостей изменения силы натяжения F и радиуса нити r во времени t (или, что эквивалентно, вдоль координаты $x = vt$), а также граничным (начальным) условием

$$x = 0, \quad y = 0, \quad dy/dx = \operatorname{tg} \psi_0 \quad (3.6)$$

где ψ_0 – угол разлета струи (фиг. 3).

Зависимости $F(t)$, $r(t)$ и соответствующие решения обсуждаются ниже. Пока же представим асимптотическое решение (3.3) для случая малой амплитуды волн $4y/\lambda \ll 1$ и незначительности изменения диаметра нитей в рамках одного волнового пакета. Последнее условие одновременно означает постоянство силы натяжения нити F в волновом пакете и отсутствие вклада реактивной силы. В таких условиях (3.3) преобразуется в уравнение

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + \delta y = 0, \quad \delta = \frac{8F}{m v^2 \lambda} \quad (3.7)$$

решение которого описывает форму волнового пакета

$$y = \operatorname{tg} \psi_0 \sin(\delta^{1/2} x) / \delta^{1/2} \quad (3.8)$$

Решение (3.8) показывает, что амплитуда и длина волнового пакета падают с ростом параметра δ .

4. Измерения натяжения нитей. Ответ на вопрос о величинах силы натяжения струи F и радиуса нити r в случае, когда эти величины меняются в рамках одного волнового пакета, может дать сама струя. Действительно, величины v , λ , y , r могут быть измерены экспериментально, а все остальные неизвестные величины, включая величину F , рассчитаны при помощи соотношений (3.3)–(3.5).

Сначала по фотографии волнового пакета определяются дискретные выборки x_i , y_i , r_i , t_i для всех капель пакета, а также длина волны λ . Далее путем численного дифференцирования можно рассчитать величины dy/dx , d^2y/dx^2 , $d \ln(r)/dt$, входящие в формулы (3.3)–(3.5).

Целесообразно, однако, избежать численного дифференцирования дискретной зависимости $r_i(t_i)$, приводящего к большой ошибке в определении величины производной (пример некорректно поставленной задачи [16]). Для этого воспользуемся тем фактом, что для нитей полимерных растворов изменение радиуса нити во времени описывается экспоненциальной зависимостью [17–19]

$$r = r_0 \exp(-t/3\theta) \quad (4.1)$$

где r_0 – радиус нити в момент начала отсчета времени, θ – время релаксации жидкости [20]. Последовательность нитей на фотографии соответствует временной развертке процесса утончения нити с временной дискретностью $\Delta t = 1/(2v)$. Поэтому проведя измерения радиусов последовательных нитей в волновом пакете, полученную дискретную зависимость $r_i(t_i)$ можно затем аппроксимировать функцией (4.1) и далее использовать приближение (4.1) для определения тех величин в уравнениях (3.4) и (3.5), которые зависят от радиуса r . В частности, $d \ln(r)/dt = -1/(3\theta)$.

В качестве аппроксимирующей функции для зависимости $y(x)$ целесообразно использовать функцию синусоидального вида, близкую решению (3.8), но обладающую большими степенями свободы. Такая функция может быть получена модификацией аналитического решения для частного случая постоянной силы (3.8) заменой постоянного значения силы F на функцию $F(x)$:

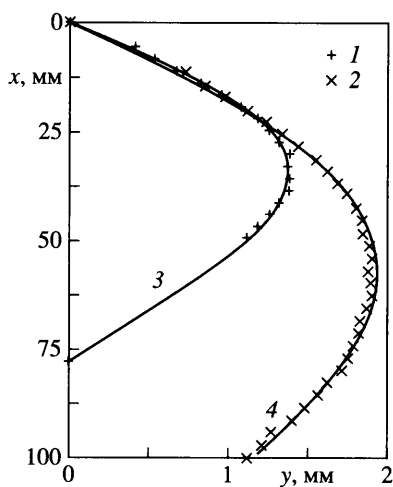
$$y = C \sin((Ax + B)x) \quad (4.2)$$

где C , A , B – константы аппроксимирующей функции, которые подлежат определению.

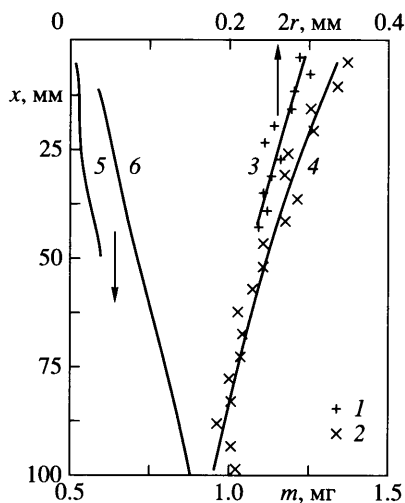
Профили зигзагообразных струй на полученных в эксперименте фотографиях были преобразованы в численный код при помощи цифрового измерительного проектора ПИ-360Ц. Затем по формулам (3.3)–(3.5) численно проведен расчет сил натяжения нитей F . При этом для дискретных наборов экспериментальных точек, диаметров нитей и координат капель восстанавливались аппроксимирующие функции соответственно экспоненциального (4.1) и синусоидального (4.2) вида (см. фиг. 4, 5).

На фиг. 4–6 показаны результаты анализа двух фотографий струи полимерного раствора концентрации 0.01% со скоростями истечения 6.27 и 8.33 м/с.

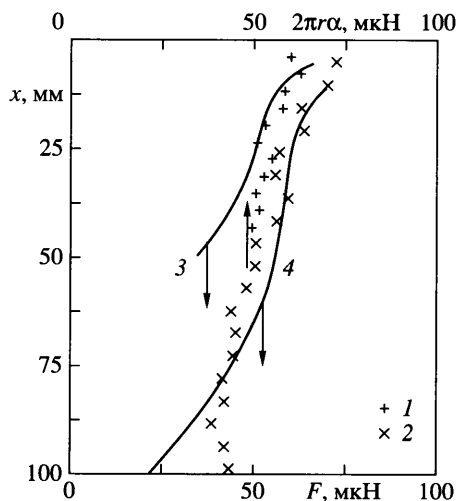
Фигура 4 представляет профили огибающих или, что эквивалентно, траектории капель в струях, а также их аппроксимации зависимостями (4.2) $y = 1.37 \sin(0.0497x - 0.000119x^2)$, $y = 1.93 \sin(0.031x - 0.0000605x^2)$. Качество фотографий не позволило достаточно точно измерить траектории в области, лежащей ниже точки максимального отклонения капель от прямолинейной траектории (фиг. 2, в). Вместе с тем положение узла траектории $y = 0$ определяется достаточно точно.



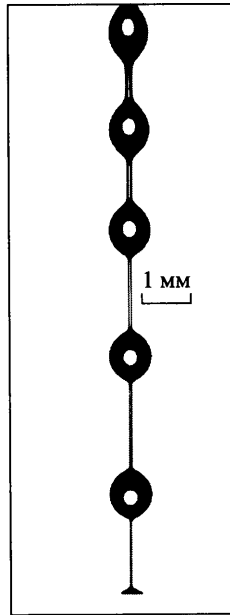
Фиг. 4. Траектория полета капли $y = y(x)$ в зигзагообразной струе 0.01%-ного раствора ПЭО. Точки 1, 2 – данные измерений траекторий полета капли для $v = 6.27$ и 8.33 м/с; кривые 3, 4 – соответствующие аппроксимации (4.2)



Фиг. 5. Изменение диаметра нити $2r$ и массы примыкающей к ней капли m вдоль координаты x (фиг. 3). Точки 1, 2 – зависимости $2r(x)$ при $v = 6.27$ и 8.33 м/с; кривые 3, 4 – соответствующие аппроксимации (4.1). Кривые 5, 6 – расчеты по (3.4), (4.1) $m(x)$



Фиг. 6. Точки 1, 2 – величины $2lr\alpha$; кривые 3, 4 – величины осевого натяжения F для зигзагообразных струй при $v = 6.27$ и 8.33 м/с, рассчитанные по экспериментальным данным фиг. 4–6



Фиг. 7. Регулярный распад струи полимерного раствора ПЭО-0.1%

Фигура 5 демонстрирует экспоненциальное утончение нитей между каплями и монотонный рост масс капель вдоль вертикальной координаты. Зависимости аппроксимируются представленными на фигуре кривыми $2r = 0.345\exp(-x/152.25)$ и $2r = 0.299\exp(-x/178.47)$. Увеличение масс капель свидетельствует, что результирующая скорость втекания жидкости в каплю положительна и, т.е. скорость жидкости на краю нити в результате утончения нити $-d\ln(r)/dt$ превышает скорость удлинения нити за счет “разлета” капель $(1/2)dl/dt$.

Согласно существующим гипотезам [7, 19] величина осевого натяжения капиллярных нитей полимерных растворов F равна $2\pi r\alpha$, где α – поверхностное натяжение жидкости. По измеренным величинам диаметра нити величина $2\pi r\alpha$ рассчитана и представлена на фиг. 6. Благодаря развитому здесь алгоритму экспериментального определения величины осевого натяжения нити данная величина F может быть найдена независимо и сравнима с оценкой $2\pi r\alpha$ для проверки справедливости выдвинутой гипотезы.

Сравнение осевого натяжения нити F , определенного по построенному выше алгоритму, и измеренной величины $2\pi r\alpha$ показывает (фиг. 6), что с точностью порядка 10% обе рассматриваемые величины совпадают: $F \cong 2\pi r\alpha$, и каждая из них изменяется незначительно в рамках одного волнового пакета.

5. Струйная реометрия. Утончающиеся нити между каплями при регулярном распаде струи полимерного раствора (фиг. 7) могут рассматриваться как последовательные состояния одного и того же цилиндрического образца жидкости, подвергнутого растяжению [7]. Каждому состоянию “образца” соответствует “момент наблюдений” $t = Tn$, где $n = 1, 2, 3, \dots$ – порядковый номер нити в струе, T – период распада струи. Но для получения количественных данных о реологическом отклике жидкости необходимо знать изменение деформации и напряжений в образце.

Найденная связь между величинами F и $2\pi r\alpha$ позволяет установить закономерности деформации жидкости в струе. Действительно, натяжение нити F складывается из внутренней силы в жидкости $\pi l^2 \sigma_1$ (σ_1 – осевая компонента тензора напряжений) и поверхностной силы капиллярного натяжения нити $2\pi r\alpha$: [21], а радиальная компонента тензо-

ра напряжений σ_2 уравнивается капиллярным давлением на боковой поверхности нити α/r [7]:

$$F = \pi r^2 \sigma_1 + 2\pi r \alpha, \quad \sigma_2 = -\alpha/r \quad (5.1)$$

Используя установленную закономерность $F \equiv 2\pi r \alpha$, найдем отсюда, что разность между осевой и радиальной компонентами тензора внутренних напряжений близка к величине капиллярного давления в нити:

$$\sigma_1 - \sigma_2 \equiv \alpha/r \quad (5.2)$$

Соотношение (5.2) свидетельствует, что растяжение жидкости в утончающейся нити полимерного раствора осуществляется растягивающим напряжением, равным капиллярному давлению в нити α/r . Экспериментальный вывод (5.2) согласуется с известной гипотезой [7, 19] о малости осевой компоненты тензора напряжений σ_1 по сравнению с капиллярным давлением α/r : $\sigma_1 \equiv \sigma_2 + \alpha/r \ll \alpha/r$. Вывод (5.2) также согласуется с экспериментальными оценками [22].

Кинематические характеристики растяжения, а именно, степень удлинения образца κ и скорость осевой деформации E_1 определяются изменением радиуса нити r

$$\kappa = \frac{r_0^2}{r^2}, \quad E_1 = -2 \frac{d \ln(r)}{dt} \quad (5.3)$$

Если исследуется класс жидкостей, отличный от растворов полимеров и вместе с тем образующих утончающиеся нити при распаде струй, утверждение $\sigma_1 - \sigma_2 \equiv \alpha/r$ может быть подвергнуто экспериментальной проверке при помощи представленной выше методики. Если оно не выполняется, то актуальная величина растягивающего напряжения $\sigma_1 - \sigma_2$ рассчитывается как $\sigma_1 - \sigma_2 = F/(\pi r^2) - \alpha/r$, где величина F определяется настоящим алгоритмом.

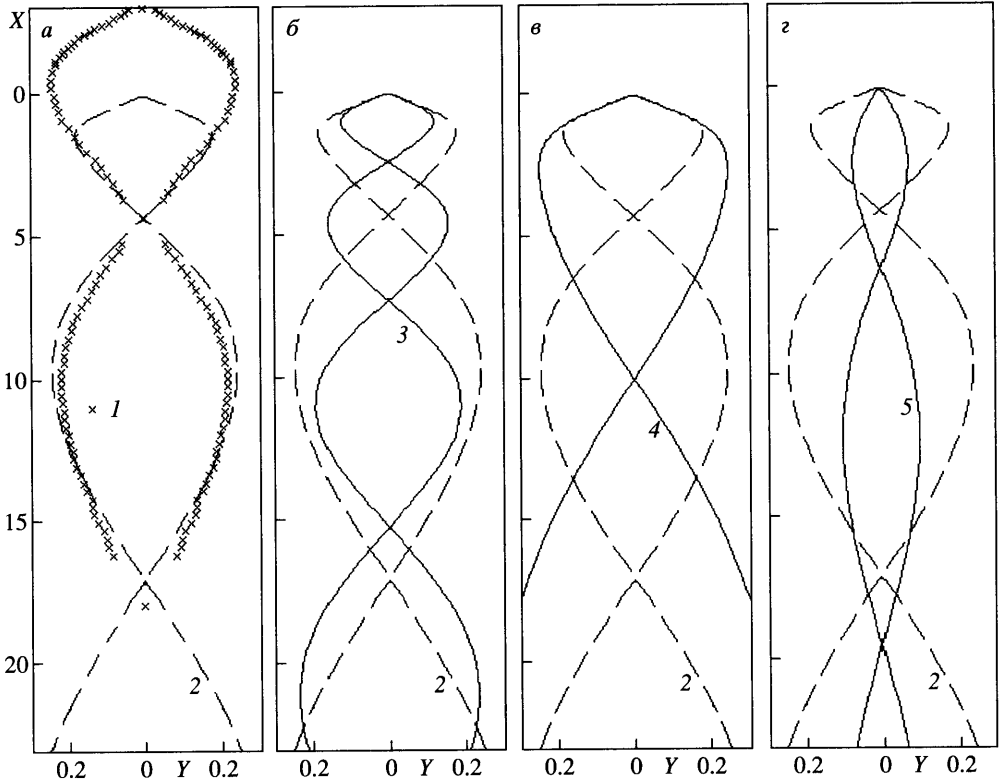
Таким образом, из сказанного выше следует, что зигзагообразная струя представляет собой струйный реометр, т.е. может быть использована в качестве разрывной машины, поскольку позволяет растягивать жидкие материалы, измеряя при этом все кинематические и динамические величины. В результате определяются зависимости деформации, скорости деформации и напряжения от времени.

“Классический” струйный реометр (фиг. 7, [7, 23–26]) определяет лишь изменение кинематических переменных (деформации и скорости деформации – формулы (5.3)), а динамические переменные (напряжение) определяются исходя из не всегда достаточно обоснованных гипотез. Дополнительное наложение на распадающуюся струю поперечных колебаний в сочетании с соответствующим анализом позволяет устранить этот недостаток классического струйного реометра и измерить недостающую переменную – напряжение в жидкости. В результате получаем полностью контролируемый реогидродинамический процесс.

6. Расчеты профиля струи. Установленные механизмы формирования зигзагообразной струи позволяют рассчитать профиль струи для волн конечной амплитуды. Уравнение (3.3)–(3.5) с учетом (4.1) в безразмерном виде представляются как

$$(1 + (4Y)^2)^{1/2} \frac{d^2 Y}{dX^2} + \frac{16}{M} (2R/We - R^2 U^2) Y = 0 \quad (6.1)$$

$$U = (1 + (4Y)^2)^{1/2} \frac{1}{6De} - \frac{4Y}{(1 + (4Y)^2)^{1/2}} \frac{dY}{dX} \quad (6.2)$$



Фиг. 8. Профили огибающих волн зигзагообразной струи: точки 1 – измеренный профиль реальной струи, представленной на фиг. 2, б и в; кривые 2 – рассчитанный профиль этой струи, для которой $(We, De, \text{tg} \psi_0) = (256, 4.81, 0.2)$; профили 3 – 5 отвечают наборам параметров $(We, De, \text{tg} \psi_0) = (100, 4.81, 0.2), (256, 3.00, 0.2), (256, 4.81, 0.05)$

$$M = 1 - R^2(1 + (4Y)^2)^{1/2}, \quad R = \exp\left(-\frac{X}{3De}\right) \quad (6.3)$$

$$X = \frac{x}{\lambda}, \quad Y = \frac{y}{\lambda}, \quad U = \frac{u}{v}, \quad M = \frac{2m}{\rho \pi r_0^2 \lambda}, \quad R = \frac{r}{r_0}$$

$$We = \frac{\rho v^2 r_0}{\alpha}, \quad De = \frac{\theta v}{\lambda}$$

где We, De – числа Вебера и Деборы.

Граничные условия:

$$X = 0, \quad Y = 0, \quad \frac{dY}{dX} = \text{tg} \psi_0 \quad (6.4)$$

Для струи на фиг. 2, б $\alpha = 0.066$ Н/м, $r_0 = 0.25$ мм, $v = 8.22$ м/с, $\lambda = 10.25$ мм, $\theta = 0.006$ с, $\text{tg} \psi_0 = 0.2$ и $We = 256, De = 4.81$.

На фиг. 8, *a–г* представлены примеры численного решения уравнений (6.1)–(6.4) для ряда определяющих безразмерных параметров We , De и $\text{tg } \psi_0$, а также сопоставление расчетных и экспериментальных данных (фиг. 8, *a*). Сопоставление данных представлено совмещением узлов между первым и вторым волновыми пакетами, так как согласно фиг. 2, *б* рассмотренный выше механизм реально управляет движением распадающейся струи фиг. 2, *б* лишь начиная со второго волнового пакета, в то время как первый волновой пакет описывается уравнениями “гладкой” изгибной струи (4.1) библиографического источника [14].

Результаты показывают, что во всех случаях (фиг. 8, *a–г*) размеры волновых пакетов, т.е. их длина и амплитуда, увеличиваются по мере удаления от капилляра. Для конкретного волнового пакета оба этих размера увеличиваются с ростом числа Вебера (фиг. 8, *б*) и падением числа Деборы (фиг. 8, *в*). Естественно, что амплитуды волновых пакетов растут с увеличением угла разлета струи ψ_0 , в то время как влияние этого угла на соответствующие длины волновых пакетов незначительно (фиг. 8, *г*).

Заключение. Формирование обнаруженных в экспериментах новых зигзагообразных форм распада полимерных струй обусловлено действием сил упругости в утончающихся нитях. Анализируя профиль зигзагообразной струи, удастся определить закономерности изменения всех кинематических и динамических величин, описывающих деформацию жидкости в струе. Указанная возможность позволяет использовать зигзагообразную струю как новый метод реологического исследования маловязких жидкостей, обладающих упругими свойствами.

Авторы выражают благодарность В.М. Ентову за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 05-01-00043).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматгиз, 1959. 699 с.
2. Дитякин Ю.Ф., Клячко Л.А., Новиков Б.В., Ягодкин В.И. Распыливание жидкостей. М: Машиностроение, 1977. 207 с.
3. Ентов В.М., Ярин А.Л. Динамика свободных струй и пленок вязких и реологически сложных жидкостей // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. М.: ВИНТИ, 1984. Т. 18. С. 112–197.
4. Yarin A.L. Free liquid jets and films: hydrodynamics and rheology. N.Y.: Longman and Wiley, 1993. 446 p.
5. Рожков А.Н. Динамика и разрушение упруговязких жидкостей (обзор) // Изв. РАН. МЖГ. 2005. № 6. С. 3–24.
6. Gordon M., Yerushalmi J., Shinnar R. Instability of jets of non-Newtonian fluids // Trans. Soc. Rheol. 1973. V. 17. № 2. P. 303–324.
7. Базилевский А.В., Воронков С.И., Ентов В.М., Рожков А.Н. Ориентационные эффекты при распаде струй и нитей разбавленных растворов полимеров // Докл. АН СССР. 1981. Т. 257. № 2. С. 336–339.
8. Clasen C., Bico J., Entov V., McKinley G.H. Video-rheology – studying the dripping, jetting, breaking and “gobbling” of polymeric liquid threads // CD-Proceedings 14th Intern. Congr. on Rheology. 2004, Seoul, Korea. The Korean Society of Rheology, 2004.
9. Базилевский А.В., Мейер Д.Д., Рожков А.Н. Динамика и разрушение импульсных микро-струй полимерных жидкостей // Изв. РАН. МЖГ. 2005. № 3. С. 45–63.
10. Rozhkov A., Prunet-Foch B., Vignes-Adler M. Dynamics and disintegration of drops of polymeric liquids // J. Non-Newtonian Fluid Mech. 2006. V. 134. № 1–3. P. 44–55.
11. Леонов А.И., Прокунин А.Н. О явлении прядомости для упруговязкой жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1973. № 5. С. 24–33.
12. Goren S., Gavis J. Transverse wave motion on a thin capillary jet of a viscoelastic liquid // Phys. Fluids. 1961. V. 4. № 5. P. 575–579.

13. *Middleman S., Gavis J.* Transverse wave motion on a thin capillary jet of a viscous liquid // *Phys. Fluids*. 1965. V. 8. № 2. P. 222–229.
14. *Базилевский А.В., Ентов В.М., Рожков А.Н.* Упругие напряжения в струях разбавленных растворов полимеров // *Изв. АН СССР. МЖГ*. 1985. № 2. С. 3–9.
15. *Entov V.M., Yarin A.L.* The dynamics of thin liquid jets in air // *J. Fluid Mech.* 1984. V. 140. P. 91 – 111.
16. Алгоритмы и программы восстановления зависимостей / Под редакцией *Ванника В.Н.* М.: Наука, 1984. 816 с.
17. *Базилевский А.В., Ентов В.М., Рожков А.Н.* Способ определения времени релаксации упруговязких жидкостей: А.С. № 1318845 (СССР) // *Б.И.* 1987. № 23. С. 144.
18. *Bazilevsky A.V., Entov V.M., Rozhkov A.N.* Liquid filament microrheometer and some of its applications // *Proc. Golden Jubilee Meeting of the British Society of Rheology and 3rd Europ. Rheology Conf.* 1990, Edinburgh, UK. L.; N.Y.: Elsevier, 1990. P. 41–43.
19. *Базилевский А.В., Ентов В.М., Рожков А.Н.* Распад мостика жидкости Олдройда – метод реологического тестирования полимерных растворов // *Высокомолекулярные соединения. Сер. А*. 2001. Т. 43. № 7. С. 1161–1172.
20. *Hinch E.J.* Mechanical model of dilute polymer solutions in strong flows // *Phys. Fluids*. 1977. V. 20. № 10. Pt 2. P. S22–S30.
21. *Ентов В.М., Кордонский В.И., Кузьмин В.А., Шульман З.П., Ярин А.Л.* Исследование распада струй реологически сложных жидкостей // *ПМТФ*. 1980. № 3. С. 90–98.
22. *Bazilevsky A., Rozhkov A., Stavitsky A.* Stresses in the filaments of polymer solutions // *Progr. and Trends Rheol. IV. Proc. 4th Europ. Rheology Conf. Sevilla*. 1994, Sevilla, Spain. Darmstadt: Steinkopff, 1994. P. 468–470.
23. *Schummer P., Tebel K.H.* Design and operation of the free jet elongational rheometer // *Rheol. Acta*. 1982. V. 21. № 4, 5. P. 514–516.
24. *Schummer P., Tebel K.H.* A new elongational rheometer for polymer solutions // *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 1983. V. 12. № 3. P. 331–347.
25. *Bazilevsky A.V., Entov V.M., Rozhkov A.N., Yarin A.L.* Polymeric jets beads-on-string breakup and related phenomena // *Proc. Golden Jubilee Meeting of the British Society of Rheology and 3rd Europ. Rheology Conf.* 1990, Edinburgh, UK. L.; N.Y.: Elsevier, 1990. P. 44–46.
26. *Clasen C., Eggers J., Fontelos M.A., Li J., McKinley G.H.* The beads-on-string structure of viscoelastic threads // *J. Fluid Mech.* 2006. V. 556. P. 283–308.

Москва
E-mail baz@ipmnet.ru

Поступила в редакцию
7.И.2006