

УДК 532.135 + 532.52

© 2005 г. А. Н. РОЖКОВ

## ДИНАМИКА И РАЗРУШЕНИЕ УПРУГОВЯЗКИХ ЖИДКОСТЕЙ (обзор)

В обзоре представлены явления гидродинамического разрушения жидких объектов – струй, капель, пленок, мостиков, нитей, в случае, когда жидкость обладает упруговязкими свойствами. Причина разрушения – капиллярные неустойчивости, столкновения с твердыми препятствиями и другие динамические воздействия. Прослеживается связь свойств жидкостей и особенностей процессов разрушения.

*Ключевые слова:* разрушение, полимерные растворы, реология, упругость, капиллярность, вязкость, струи, капли, пузыри, пленки, мостики, нити.

Механическое разрушение обычных жидкостей, таких как, например, вода, достаточно подробно рассмотрено как в специальной литературе [1, 2], так и в популярных изданиях [3, 4]. Цель настоящего обзора – представление особенностей разрушения жидкостей, механические свойства которых обладают определенной спецификой, а именно способностью в определенных классах течений накапливать значительные упругие деформации.

В обзоре разрушение жидкости рассматривается как динамический процесс, в ходе которого прежде сплошной объем жидкости разрушается (дробится, распадается, разбрызгивается, диспергируется, распыляется, разлетается, рассеивается брызгами) под действием механических сил на отдельные капли (брызги, фрагменты, осколки, жидкие частицы, мелкодисперсную фазу) либо в этом объеме возникают внутренние каверны (пузыри, полости, пустоты, трещины) [5].

Рассмотрение ограничено случаями достаточно маловязких жидкостей как предельными вариантами деформируемых сред, которые допускают накопление значительных деформаций до начала возможного разрушения. Такого рода сложные жидкости создаются в результате добавления в воду (реже в другую ньютоновскую жидкость) примесей (добавок, агентов, присадок) высокомолекулярных соединений. Примеси могут добавляться к жидкости специально с целью управления динамикой жидкости [6], а могут присутствовать в жидкости естественным образом, как, например, в случае биологических жидкостей [7, 8]. Эффектом добавок при разрушении жидкостей считается существование определенного различия между процессами разрушения в жидкостях с добавками и в воде (или другом чистом растворителе), поэтому процессы разрушения в воде рассматриваются как “точка отсчета” и описание процесса разрушения сложных жидкостей начинается со сравнения разрушения данной жидкости и воды.

**1. Механизмы влияния добавок на процессы разрушения жидкостей.** Способность малого количества высокомолекулярных добавок в маловязкие жидкости подавлять (или замедлять) дробление и распыление жидкости (эффект упрочнения) хорошо известна [9–11]. Эффекты упрочнения жидкости при помощи полимерных добавок проявляются в широкой разновидности явлений распада жидкостей, таких как распад низко- и высокоскоростных свободных струй, свободных пленок, жидких нитей, распад объемов жидкости при воздействии высокоскоростного воздушного потока, столкновение жидкого объема с поверхностью твердого тела, кавитационные явления и т.д.

Благодаря добавкам, жидкости становятся значительно более устойчивыми к действию различных факторов распада.

Замедление разрушения полимерных жидкостей объясняется тем, что в процессе распада жидкого объекта жидкость подвергается интенсивной деформации растяжения в некоторых локальных областях жидкого объекта [9–12]. В то же самое время одно из наиболее замечательных свойств полимерных жидкостей – это способность к накоплению гигантских обратимых деформаций и формированию высоких упругих напряжений в интенсивных потоках растяжения [13–15]. Формально это соответствует многократному увеличению продольной (элонгационной) вязкости. Формирование упругих напряжений обеспечивается гидродинамическим взаимодействием растянутых гибких полимерных молекул в интенсивном потоке растяжения. При распаде жидкого объекта упругие напряжения препятствуют разделению сплошного жидкого объекта на изолированные части.

Описанные механизмы ответственны за эффекты модификации разрушения, как в регулярных процессах распада, так и в нерегулярных. Первый тип процессов может характеризоваться присутствием одной или нескольких основных мод неустойчивости. В результате продукты распада имеют один или несколько характерных размеров. Нерегулярный распад характеризуется непрерывным спектром мод неустойчивости, нерегулярной хаотической деформацией жидкости. Продукты распада имеют непрерывное распределение частиц по размерам. Конечно, реальные процессы имеют особенности обоих типов, и указанное разделение достаточно условно.

К регулярному типу распада могут быть отнесены распады свободной пленки, непрерывных и импульсных струй жидкости, жидкого мостика, формируемого при растяжении капли жидкости между двумя пластинами, распад капли при низкоскоростном столкновении с твердой поверхностью. К нерегулярному типу могут быть отнесены распады капель, инициированные взрывом, высокоскоростным столкновением с твердой поверхностью, высокоскоростным аэродинамическим потоком, а также кавитационные явления.

Представленный ряд примеров взаимосвязан и обсуждается ниже. В этих примерах демонстрируются общие закономерности поведения сложных жидкостей в различных гидродинамических ситуациях, объединяющее свойство которых – интенсивная деформация жидкости. Единые механизмы управляют разрушением жидкости в таких деформационных условиях.

**2. Динамика и распад струй полимерных жидкостей.** Тема настоящего раздела – предмет обзора [9] и книги [16]. Ниже обсуждаются лишь наиболее существенные детали процессов распада струй сложных жидкостей, а также те положения, которым в указанных обзорах не уделено достаточно внимания.

Ламинарные непрерывные струи ньютоновской жидкости распадаются в полете на отдельные капли в соответствии с капиллярной неустойчивостью жидкого цилиндра [9]. Подобные струи низкоконцентрированных полимерных растворов также распадаются на капли, но эти капли оказываются соединенными между собой жидкими однородными капиллярными нитями. Нити утончаются во времени и в конце концов разрываются. В результате этого эффекта длина непрерывной части струи жидкости с полимерными добавками оказывается значительно больше, чем длина непрерывной части струи чистого растворителя [17–20].

Подобное поведение жидкости имеет место, когда жидкая капля растягивается между двумя пластинами (захватами) [19, 21–28]. Жидкий мостик, который формируется между захватами, превращается в утончающуюся капиллярную нить, если небольшое количество растворимого полимера добавлено в жидкость. Явление образования капиллярной нити при растяжении капли используется для определения реологических свойств полимерных растворов и подобных упруговязких жидкостей в течениях растяжения [22, 23, 28].

Другой эффект в непрерывных струях разбавленных полимерных растворов заключается в значительном увеличении длины области струи, свободной от видимых возмущений. Это происходит при высоких скоростях истечения в случае добавления в жидкость высокомолекулярного полимера [29]. Упругие напряжения в струе, которые формируются при растяжении жидкости в сужающемся сопле и релаксируют в свободной струе, замедляют распад струи. Путем наложения изгибных возмущений на струю и анализа возникающей волновой структуры удастся найти распределение упругих напряжений вдоль оси струи и тем самым описать, с одной стороны, релаксацию упругих напряжений в разбавленных полимерных системах, а с другой – динамику движения струи. На поздних стадиях распада струи волновая структура превращается в характерную зигзагообразную структуру, сформированную утончающимися капиллярными нитями, в точках перелома которой распологаются капли.

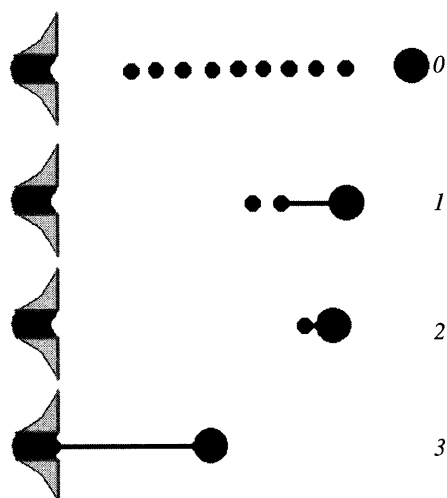
Истечение упруговязких полимерных жидкостей из сужающихся каналов или фильер сопровождается рядом гидродинамических эффектов. Например, может происходить увеличение сечения (утолщение) струи на выходе из сужающегося сопла [30], возникновение неустойчивости течения при низких числах Рейнольдса [30, 31]. При прочих равных условиях напорное давление при истечении упруговязких жидкостей может существенно отличаться от напорного давления ньютоновских жидкостей той же самой вязкости [30]. При экструзии расплавов полимеров по мере увеличения скорости экструзии наблюдается развитие дефектов поверхности вытекающей струи сначала в форме шероховатостей малого масштаба (“акуля кожа”), затем большого масштаба (“зубы дракона”) и, наконец, при больших скоростях дефекты приобретают форму высокоамплитудных хаотических волн. Детали некоторых перечисленных и ряда других особенностей поведения сложных жидкостей при истечении из каналов представлены в [31–33].

Эффекты накопления обратимых деформаций на величину напорного давления при истечении струй упругих и упруговязких жидкостей из сужающихся каналов теоретически проанализированы в [34–37]. Показано, что в зависимости от реологических особенностей жидкостей может происходить как увеличение напорного давления, так и его уменьшение по сравнению с давлением, определяемым формулой Бернулли  $\Delta p \sim \rho v^2/2$ . В частности, в рамках модельных представлений возможна ситуация, когда истечение жидкости с конечной скоростью происходит без приложения напорного давления ( $\Delta p = 0$ ) – парадокс “самоистечения струи жидкости” [37].

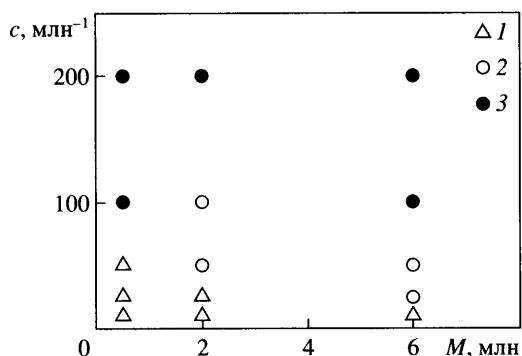
Формирование непрерывных струй жидкостей возможно не только при их истечении из твердых каналов (сопел, насадок, фильер, и т.д.), но и путем принудительной вытяжки жидкости со свободной поверхности. Так, в [38, 39] представлена вытяжка вращающимся барабаном струи раствора полимера со свободной поверхности резервуара. Для высоковязкого 4%-ного раствора полиметилметокрилата в дибутилфтолате при такой вытяжке наблюдались сходящие со струи в резервуар ребра жидкости. Для относительно маловязкого 1%-ного водного раствора полиэтиленоксида эти ребра стягиваются в одно ребро, струя теряет осесимметричную форму (см. фотографию в [32]) и появляются колебания диаметра струи во времени.

Исследования [6] имеют дело с новым объектом жидкости, который подвергается разрушению, – свободной импульсной микроструей (цилиндрической каплей). Импульсные струи – ключевой элемент современной струйной печати. При струйной печати неустойчивость и разрушение струи чернил на мелкие вторичные капельки в процессе полета от печатающей головки до бумаги ведет к снижению качества печати. Использование полимерных добавок для подавления распада струи в полете позволяет избежать формирования вторичных капелек и повысить качество печати.

Цель исследований [6] – изучение возможности управления динамикой и распадом импульсных микроструй маловязких жидкостей при помощи небольших полимерных добавок к ним. В экспериментах исследовались разбавленные растворы полиакрил-



Фиг. 1. Возможные режимы метания струи. Струя вылетает из сопла и движется слева – направо; 0–3 – различные режимы метания



Фиг. 2. Зависимость режимов метания струй растворов полимеров от молекулярной массы полиакриламида  $M$  и его концентрации  $c$  в водно-глицериновой (50/50) смеси, 1–3 – режимы метания (фиг. 1)

амида в водно-глицериновой (50/50) смеси. Объем жидкости массой порядка 300 нг импульсно выбрасывался со скоростью 10 м/с из короткого цилиндрического сопла диаметром 100 мкм. Методами скоростной фотографии зафиксированы различные стадии полета микроструй обычных и полимерных жидкостей. Установлено, что при импульсном метании струй обычной жидкости формируется относительно крупная головная капля, к которой примыкает длинный хвост. Последующий распад микроструи жидкости происходит в две стадии. Сначала разрывается перемычка между головной каплей и хвостом. Затем хвост, в свою очередь, разрушается на большое число мелких вторичных капелек (фиг. 1 режим метания обозначен цифрой 0).

Полимерные добавки кардинально модифицируют процесс метания. Перемычка между головной каплей и хвостом оказывается устойчивой для всех исследованных в данной работе полимерных жидкостей. В зависимости от молекулярных параметров (молекулярная масса и концентрация) возможны три случая (фиг. 2). Первый, когда хвост струи разрушается на несколько вторичных капелек (фиг. 1 режим 1). Второй случай, когда вся жидкость хвоста перетекает в головную каплю без каких-либо потерь и формируется одна единственная капля (фиг. 1 режим 2). Наконец, третий случай, когда вылетевшая из сопла капля возвращается к соплу под действием упругих внутренних напряжений в хвосте (фиг. 1 режим 3).

В рамках простейших гидродинамических моделей построены критерии перехода от одного режима движения струи к другому. Определяющие параметры – динамические характеристики микроструи и характеристики упругости жидкости. В частности, критерий отрыва струи от сопла имеет вид

$$\pi a_0 G \theta^2 / m_0 = 5.8 \quad (2.1)$$

где  $a_0$  – начальный диаметр метаемой струи,  $G$ ,  $\theta$  – модуль упругости и время релаксации жидкости [14],  $m_0$  – масса жидкости в струе. Уравнение (2.1) следует из сравнения эффектов упругих и инерционных сил при отрыве струи от сопла. Если левая часть

уравнения (2.1) оказывается меньше правой, то струя отрывается от сопла и улетает прочь. В обратной ситуации струя тормозится упругими силами и не в состоянии оторваться от сопла.

Для струи, оторвавшейся от сопла, критерий последующего распада в полете выглядит как

$$\gamma\rho(\pi a_0^{3/2}\theta/m_0)^2 = 0.4 \quad (2.2)$$

где  $\gamma$  – коэффициент поверхностного натяжения жидкости,  $\rho$  – плотность жидкости. Уравнение (2.2) следует из сравнения времени слияния в единую каплю двух капель, соединенных жидкой перемычкой (фиг. 1, 2), и времени распада жидкой перемычки между каплями. Если первое время меньше второго (левая часть (2.2) больше правой), то капли успевают слиться в одну до разрыва перемычки между ними, в противном случае перемычка между каплями разрывается раньше и формируются по крайней мере две изолированные капли.

Таким образом, желаемые эффекты при метании микроструй могут быть достигнуты надлежащим выбором реологических параметров, которыми можно управлять, изменяя молекулярную массу и концентрацию полимера.

Исследования влияния полимерных добавок на динамику колоколообразных и веерообразных свободных пленок жидкостей представлены в [40–42]. Установлено, что форма таких пленок, характер распространения волновых возмущений по пленкам и характер разрушения при разрезании пленки тонкой иглой существенным образом зависят от поля упругих напряжений в пленке. Упругие напряжения формируются благодаря присутствию полимерных добавок и интенсивной элонгационной деформации жидкости в пленках. Решение обратной задачи, т.е. восстановление деформационно-напряженного состояния жидкости путем анализа формы пленки, картин распространения волн и разрушения в пленке, позволило найти закономерности реологического поведения полимерных растворов в условиях чрезвычайно интенсивных элонгационных деформаций. Обсуждаемые пленочные течения можно рассматривать как своеобразные “разрывные машины”, которые обеспечивают гигантские деформации в жидкости за короткие интервалы времени.

**3. Столкновение упруговязкой жидкости и твердого тела.** Различные схемы столкновения воды и твердого тела при относительно низких скоростях представлены в обзорах [1, 2]. В настоящем обзоре рассматриваются эффекты столкновения упруговязких жидкостей при аналогичных обстоятельствах.

Эффект упрочнения жидкости полимерными добавками в процессе проникновения твердых шариков в жидкость при относительно малых скоростях наблюдался в [43]. Авторы повторили известные эксперименты Уорthingтона (Worthington) [44], используя в качестве рабочей жидкости разбавленные растворы полимеров. В случае обычной ньютоновской жидкости наблюдаются следующие особенности. При падении в жидкость шарика с гладкой поверхностью происходит выброс импульсной струи из жидкости в направлении, противоположном движению шарика. Это кумулятивная, или так называемая струя Уорthingтона [45]. Если поверхность шарика достаточно шероховата, то формированию струи Уорthingтона предшествует образование в жидкости “кратера” с “короной”. В обоих случаях (“гладком” и “шероховатом”) струя Уорthingтона может терять непрерывность, благодаря отрыву капель от головной части струи. Полимерные добавки могут модифицировать процесс в трех частях. Во-первых, они могут подавить отрыв вторичных капелек с верхних точек короны в случае шероховатого шарика. Капельки оказываются связанными с короной тонкими капиллярными нитями, которые не дают капелькам окончательно оторваться от короны. Эти нити подобны капиллярным нитям, которые формируются в обсуждаемых выше процессах распада полимерных струй и жидких мостиков. Во-вторых, подобные

нити формируются в процессе отрыва капель от вершины струи Уортингтона, благодаря чему сохраняется сплошность в условиях, при которых струя ньютоновской жидкости распадается на вторичные капли. В-третьих, полимерные добавки могут уменьшить максимальную высоту струи Уортингтона в нескольких раз. Эффект полимерных добавок можно наблюдать при очень низких концентрациях добавляемого высокомолекулярного полимера (до  $10 \text{ млн}^{-1}$ ).

В случае падения капель ньютоновских и полимерных жидкостей в те же самые жидкости наблюдаемый эффект качественно совпадает с эффектом падения шероховатого шарика – в обоих случаях образуются кратер и корона. Капиллярные нити, формируемые при распаде как короны, так и струи Уортингтона полимерной жидкости, при падении капли жидкости более заметны (толще и живут дольше), чем при падении шарика. Вместе с тем при падении капли в жидкость эффект полимерных добавок на длину струи Уортингтона незначителен.

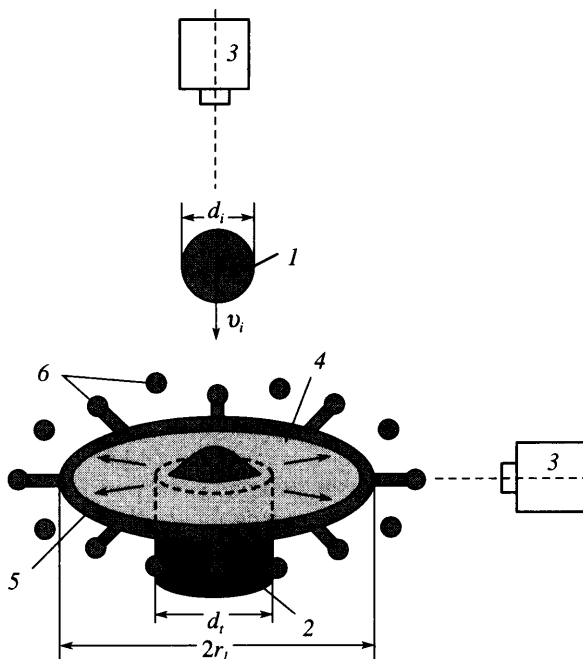
Процесс соударения капель жидкости с твердой поверхностью при низких значениях ударного числа Маха ( $M_i = v_i/c \ll 1$ ,  $v_i$  – скорость столкновения,  $c$  – скорость звука в жидкости) [1, 2] подвержен модификации при помощи добавок к жидкости. В [46] исследован переход от растекания капли по поверхности к разбрызгиванию при столкновениях капель ньютоновских и полимерных растворов с алюминиевыми и плексигласовыми поверхностями различной шероховатости. Разбрызгивание полимерных растворов начинается при более высокой скорости столкновения, чем это имеет место для ньютоновских жидкостей той же самой сдвиговой вязкости, поверхностного натяжения и плотности. Критическая скорость, отвечающая началу разбрызгивания, увеличивается с ростом времени релаксации полимерного раствора. Влияние шероховатости поверхности на порог разбрызгивания сильнее проявляется в полимерных растворах, чем в ньютоновских жидкостях.

Яркий эффект полимерных добавок при столкновении капли с гидрофобной твердой поверхностью был обнаружен в работе [47] (см. также [48]). Обычно при столкновении капли маловязкой жидкости с твердой гидрофобной плоскостью сначала происходит быстрое инерционное растекание капли по поверхности, так что капля трансформируется в круглую пленку жидкости (ламеллу) на поверхности. Затем под действием поверхностного натяжения ламелла относительно медленно схлопывается и после ряда осцилляций (диаметр ламеллы то увеличивается, то уменьшается) капля принимает равновесную форму, причем в процессе осцилляций возможен даже отскок капли от поверхности. Эффект полимерной добавки состоит в значительном замедлении фазы схлопывания полимерной капли на гидрофобной поверхности после первоначального инерционного растекания. Добавление всего  $100 \text{ млн}^{-1}$  высокомолекулярного полиэтиленоксида уменьшает скорость схлопывания почти на порядок, а также полностью устраняет последующий рикошет капли от поверхности. Авторы объяснили замедление схлопывания ламеллы ростом элонгационной вязкости раствора, однако опыты, обсуждаемых ниже работ по столкновению капли с небольшим препятствием, не подтвердили эту гипотезу.

Обнаруженный эффект торможения отскока может иметь большое значение в струйной печати как метод подавления рикошета капель чернил от бумаги в случае использования для печати чрезвычайно маленьких капель чернил. Некоторые детали эффекта торможения отскока анализировались в [49]. Обнаружено, что уменьшение скорости схлопывания и максимальной высоты отскока капли в процессе столкновения коррелирует с элонгационной вязкостью полимерного раствора, измеренной методом отдачи струи.

Добавки упруговязких фибриллоподобных мицеллярных систем подобно добавкам полимера подавляют отскок капли от гидрофобной поверхности [50].

При столкновении капли с плоской поверхностью процесс определяется конкуренцией по крайней мере трех факторов: инерции, капиллярности и вязкого трения меж-



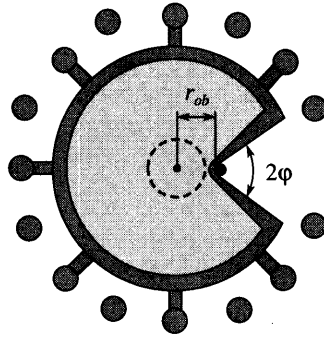
Фиг. 3. Схема столкновения капли жидкости с небольшим дискообразным препятствием: 1 – капля до удара, 2 – дискообразное препятствие, 3 – скоростные видеокамеры, 4 – пленка, 5 – краевая струя, 6 – вторичные капли

ду жидкостью и поверхностью. В случае сложной жидкости добавляется фактор, связанный со спецификой жидкости. Слишком большое число определяющих факторов затрудняет однозначное выявление закономерностей разрушения. Использование при высоких значениях ударного числа Рейнольдса ( $Re_i = \rho v_i d_i / \mu \gg 1$ , где  $\rho$ ,  $\mu$  – плотность и вязкость жидкости,  $v_i$ ,  $d_i$  – скорость и диаметр капли перед ударом) в качестве препятствия небольшого диска позволяет устранить вязкое трение между жидкостью и твердой поверхностью (фиг. 3).

В опытах с водой и другими жидкостями [51–54] в качестве препятствия использована гладкая торцевая поверхность стального цилиндра (фиг. 3). Диаметр препятствия изменялся в диапазоне  $d_i \sim 3.7$ – $7.0$  мм, а диаметр падающей капли – в диапазоне  $d_i \sim 2.4$ – $4.16$  мм. Скорость удара составляла  $v_i \sim 3.4$ – $3.9$  м/с,  $d_i/d_i \sim 1.0$  и  $1.5$ . Процесс соударения регистрировался методами скоростной фото- и видеосъемки. Наблюдения велись одновременно сверху и сбоку при помощи скоростных видеокамер (фиг. 3).

В результате экспериментов [51, 54] установлено, что при ударе капли воды о препятствие формируется круглая пленка (ламелла), внешней границей которой служит относительно толстый жидкий тор (жидкий валик), далее называемый краевой струей (фиг. 3). Ламелла оказывается плоской при  $d_i/d_i \sim 1.5$  и конической при  $d_i/d_i \sim 1.0$ . Ламелла сначала расширяется, а затем схлопывается. В период всего существования ламеллы с поверхности краевой струи срываются радиально направленные вторичные струйки, которые практически сразу распадаются на вторичные капли.

Теоретический анализ явления и простейшие измерения позволяют установить все детали структуры течения при столкновении капли воды с небольшим препятствием [51, 54]. Результаты наблюдений показывают, что удар капли воды о препятствие может быть представлен как сумма двух простейших движений: радиального растекания



Фиг. 4. Формирование в ламелле волн Маха–Тейлора, путем “разрезания” пленки “ножом” – тонкой иглой (вид сверху)

тонкой пленки и осесимметричного движения краевой струи. Движение плоского элемента воды в пленке происходит с постоянной скоростью, так как суммарная поверхностная сила, приложенная к границе элемента, равна нулю. Истечение жидкости с препятствия можно рассматривать как эквивалентное радиальное истечение из точечного источника с заданным законом изменения скорости  $v_s(t_s)$  и расхода  $q_s(t_s)$  во времени  $t_s$ . Соответствующие безразмерные функции  $V_s(\tau_s)$ ,  $Q_s(\tau_s)$

$$V_s = v_s/v_i, \quad \tau_s = t_s v_i/d_i, \quad Q_s = q_s/(v_i \pi d_i^2/6)$$

в случае высоких значений ударных чисел Рейнольдса  $Re_i = \rho v_i d_i/\mu$  и Вебера  $We_i = \rho v_i^2 d_i/\gamma$ , оказываются универсальными, т.е. одними и теми же для всех капель. Движение жидкости в окрестности препятствия определяется исключительно диаметром и скоростью ударяющей капли и не зависит ни от каких других факторов.

Используя условие постоянства скорости движения элемента в пленочной части ламеллы, можно установить связь между характеристиками движения жидкости внутри ламеллы и параметрами источника:

$$V(\tau, Y) = V_s(\tau_s), \quad Q(\tau, Y) = Q_s(\tau_s) \left[ 1 + Y \frac{d}{d\tau_s} \left( \frac{1}{V_s(\tau_s)} \right) \right]^{-1}$$

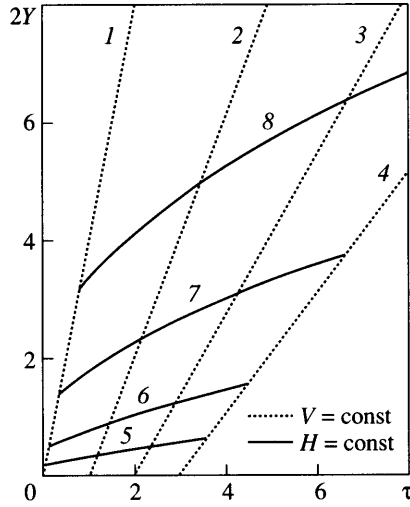
$$Y = V_s(\tau_s)(\tau - \tau_s) \tag{3.1}$$

$$V \equiv \frac{v}{v_i}, \quad Q \equiv \frac{q}{v_i \pi d_i^2/6}, \quad Y \equiv \frac{r}{d_i}, \quad \tau \equiv \frac{r v_i}{d_i}$$

Здесь  $v(r, t)$  – локальная скорость жидкости в точке с радиальной координатой  $r$  в текущий момент времени  $t$ ,  $q(r, t)$  – локальный расход жидкости в точке с радиальной координатой  $r$ , равный объему жидкости, протекающему через контур радиуса  $r$  за единицу времени. Кинематические уравнения (3.1) показывают, что локальный расход жидкости зависит от характера изменения скорости истечения из точечного источника и удаления от точки истечения. Локальная толщина  $h$  определяется условием неразрывности  $H = Q/(12VY)$ ,  $H = h/d_i$  (в размерном виде  $h = q/(2\pi r v)$ ).

Универсальные функции истечения  $V_s(\tau_s)$ ,  $Q_s(\tau_s)$  восстановлены методами регрессивного анализа. Информацию дали наблюдения за “разрезанием” ламеллы “ножом” – тонкой иглой, вставленной в ламеллу на некотором расстоянии  $r_{ob}$  от центра препят-





Фиг. 5. Распределение скорости  $V$  и толщины  $H$  в ламелле для элементов жидкости:  $Y = r/d_i$ ,  $\tau = tv/d_i$ ,  $V \equiv v/v_i$ ,  $H = h/d_i$ ,  $\tau_s \in [0, 3]$ ,  $V = 1.98, 1.02, 0.68, 0.52$  (1–4).  $H = 0.1, 0.033, 0.01, 0.0033$  (5–8)

ствия (фиг. 4). При “разрезании” в ламелле формируются две волны разрушения Тейлора, аналогичные “волнам Маха” в газовой динамике. Сначала профили волн Маха–Тейлора выпуклые, затем они становятся почти прямыми (как показано на фиг. 4), позже – вогнутыми, и в конце процесса волна разрушения отрывается от “ножа” и самостоятельно распространяется по ламелле. Угол между волнами разрушения Маха–Тейлора  $2\phi$ , измеряемый в окрестности точки разрезания  $r = r_{ob}$  ( $Y = Y_{ob} \equiv r_{ob}/d_i$ ), определяется локальными параметрами течения [55]

$$\frac{1}{\sin^2 \phi} = \left( \frac{We_i}{24} \right) \frac{VQ}{Y_{ob}} \tag{3.2}$$

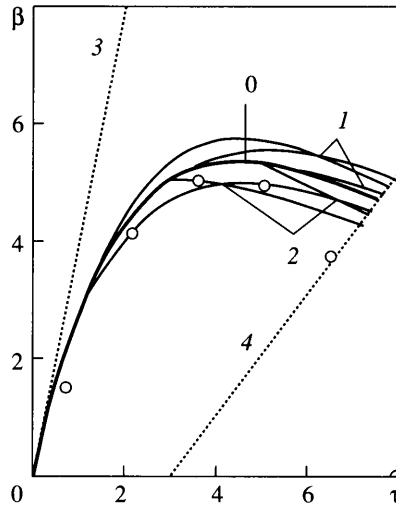
Анализ данных измерений значений  $\phi$  в различных точках ламеллы и в различные моменты времени позволил предложить вариант аппроксимации универсальных функций истечения

$$V_s = \frac{V_0}{1 + B\tau_s}, \quad Q_s = Q_0, \quad \tau_s \in [0, 3] \tag{3.3}$$

где  $V_0 = 1.98$ ,  $B = 0.94$ ,  $Q_0 = 0.22$ . При  $\tau_s > 3$  истечение жидкости с препятствия практически прекращается.

На фиг. 5 представлены рассчитанные при помощи уравнений (3.1), (3.3) кривые распределения скорости  $V$  и толщины  $H$  внутри ламеллы. Жидкие элементы, утончаясь, перемещаются внутри ламеллы вдоль характеристик  $dY/dt = V$  до момента их столкновения с краевой струей (фиг. 6). В фиксированной точке пространства толщина ламеллы увеличивается, а скорость жидкости падает. Кривые фиг. 5 универсальны для всех капель при  $Re_i \gg 1$ ,  $We_i \gg 1$ .

Краевая струя есть волна разрушения пленки. Согласно теории Тейлора, в пленке маловязкой жидкости (низкое число Онезорге  $Oh = \mu/(\rho h \gamma)^{1/2} \ll 1$ , где  $\rho$  – плотность жидкости,  $h$  – толщина пленки) волна разрушения распространяется в виде бегущего



Фиг. 6. Зависимости изменения безразмерного диаметра ламеллы  $\beta = 2r_l/d_i$  от безразмерного времени  $\tau$  для экспериментальной ситуации  $d_i = 4.0$  мм,  $d_s = 2.7$  мм,  $v_i = 3.87$  м/с,  $We_i = 562$ . Кривая 0 – расчет, точки – экспериментальные данные, кривые 1 – траектории капель, кривые 2 – траектории мостиков, кривые 3 и 4 – характеристики  $V = 1.98$  и  $V = 0.52$

жидкого валика (подобного ударной волне в газовой динамике), аккумулирующего жидкость пленки. В безразмерном виде уравнение движения краевой струи имеет вид [54]

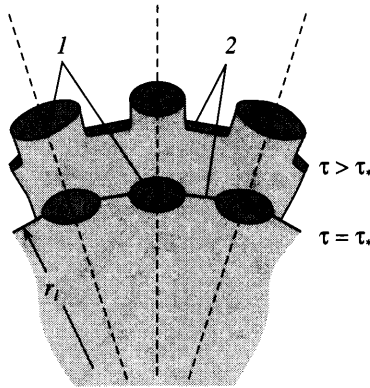
$$\frac{d}{d\tau} \left( M \frac{\partial Y_l}{\partial \tau} \right) + Q \left( \frac{\partial Y_l}{\partial \tau - V} \right) = -24 \frac{Y_l}{We_i} \quad (3.4)$$

$$Y_l \equiv \beta/2 = r_l/d_i, \quad M = m/(\rho \pi d_i^3/6)$$

где  $2r_l$  – текущий диаметр ламеллы (фиг. 3),  $m$  – масса жидкости в краевой струе,  $V = V(Y_l)$ ,  $Q = Q(Y_l)$ .

В рамках модели точечного источника начальные условия принимают вид  $\tau = 0$ ,  $Y_l = 0$ ,  $M = 0$ ,  $dY_l/d\tau = V_s(0)$ . Численные решения уравнения (3.4) (с учетом (3.1), (3.3) и условия сохранения массы) удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными (фиг. 6). Как свидетельствует вид уравнений (3.1), (3.3) и (3.4), величина максимального размера ламеллы при ее расширении  $\beta_m$  зависит только от значения ударного числа Вебера  $We_i$ . Результаты численных расчетов показывают, что зависимости величины  $\beta_m$  и времени достижения максимального размера  $\tau_m$  от величины  $We_i$  могут быть аппроксимированы зависимостями  $\beta_m \sim \tau_m \sim (We_i/20)^{1/2}$ . Предложенная модель динамики ламеллы остается справедливой и для случая удара капли по плоской поверхности, если влияние вязкости несущественно, что имеет место при  $We_i/Re_i^{1/2} = (\rho v_i^3 d_i \mu / \gamma^2)^{1/2} \ll 1$ .

Другая особенность соударения с плоской поверхностью – влияние контактного угла  $\theta_a$  на динамику ламеллы, учет которого осуществляется путем использования в качестве ударного числа Вебера его эффективного значения  $We_{is} = We_i / ((1 - \cos \theta_a)/2)$ . Сопоставление теоретических предсказаний модели, модифицированной для случая удара по плоской поверхности, с соответствующими экспериментальными результатами других авторов оказалось удовлетворительным. Для сильно гидрофобной по-



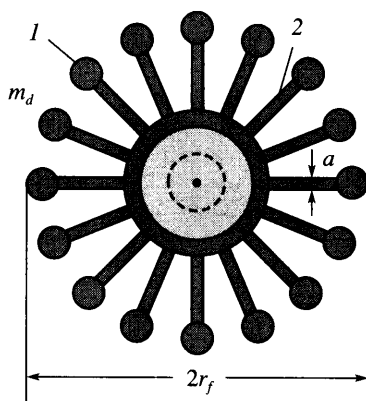
**Фиг. 7.** Капиллярно-инерционная неустойчивость краевой струи: 1 – капли, 2 – мостики

верхности  $\theta_a = 180^\circ$ ,  $We_{is} = We_i$ , т.е. нет различия между ударом капли маловязкой жидкости по плоской поверхности и дискообразному препятствию.

Запись соотношения  $\tau_m \sim (We_i/20)^{1/2}$  в размерном виде показывает, что время достижения ламеллой максимального размера  $t_m$  не зависит от скорости удара  $v_i$  и изменяется как  $t_m \sim \rho^{1/2} d_i^{3/2} / (20\gamma)^{1/2}$ . Порядок последней величины соответствует порядку периода колебаний свободной капли, а также известным экспериментальным данным. В свою очередь, соотношение  $\beta_m \sim (We_i/20)^{1/2}$  удивительно точно совпадает с результатом теоретических расчетов динамики ударяющейся капли [56] в случае высоких значений ударного числа Вебера, несмотря на то, что в расчетах деформация капли не была значительной и соответственно предполагалась совершенно иная структура течения.

Представление движения ламеллы в виде суперпозиции двух простейших движений (движение пленки внутри ламеллы + движение краевой струи) позволяет установить механизм формирования вторичных струй и капель (fingering and splashing) при столкновении капли с каким-либо препятствием. Механизм обусловлен двумя факторами. Во-первых, капиллярная неустойчивость Рэлея ведет к распаду краевой струи на толстые и тонкие части – капли и мостики между ними. Во-вторых, благодаря действию капиллярных сил, краевая струя подвержена интенсивному радиальному замедлению ( $-d^2r_i/dt^2 \sim 100g$ ). В такой ситуации менее массивные тонкие части струи (мостики), тормозятся сильнее, чем более массивные (капли), так как торможение и тех, и других производится одинаковым поверхностным натяжением. В результате капли уходят вперед, оставляя мостики позади и формируя тем самым вторичные струи (фиг. 7). Вторичные струи, в свою очередь, распадаются на вторичные капли, благодаря все той же капиллярной неустойчивости Рэлея [9].

Развитие капиллярно-инерционной неустойчивости краевой струи описано количественно в рамках предложенной выше модели движения ламеллы. Предшествующее развитие неустойчивости Рэлея задано простейшим образом: в момент времени  $\tau = \tau_*$  прежде однородная краевая струя мгновенно распадается на последовательность толстых и тонких частей равного размера – капель и мостиков (фиг. 7). Последующие траектории движения капель и мостиков описываются уравнением (3.4), если положить, что в момент времени  $\tau = \tau_*$  масса  $M$  увеличилась в 2 раза для капли и стала равной нулю для мостика. Результаты расчетов для  $\tau_* = 1, 3$  и 5 показаны на фиг. 6. Тра-



Фиг. 8. Распад ламеллы полимерного раствора: вторичные капли (1) связаны с основной каплей утончающимися капиллярными нитями (2)

ектории капель и мостиков разделяются, что позволяет каплям отделиться от краевой струи и тем самым обеспечить разбрызгивание жидкости.

В [52, 53] рассматриваются особенности процессов столкновения с небольшим твердым препятствием капель растворов полимеров при тех же экспериментальных условиях, что и для капли воды. Испытаниям были подвергнуты достаточно хорошо реологически охарактеризованные [25, 28] водные растворы полиэтиленоксида ( $M = 4$  млн.) при весовых концентрациях 1, 10, 100, 1000  $\text{млн}^{-1}$  (ПЭО-1, ПЭО-10, ПЭО-100, ПЭО-1000).

Так же как и в случае чистой воды, при ударе образовывалась круглая пленка – ламелла, которая сначала увеличивалась в диаметре, а затем схлопывалась с формированием радиально направленных вторичных струй. Не обнаружены существенные различия между максимальными диаметрами ламеллы и скоростями ее схлопывания для воды и исследованных полимерных жидкостей, что свидетельствует против теоретических выводов [47]. Вместе с тем наблюдается кардинально различный характер схлопывания ламелл воды и полимерных жидкостей. Вторичные струи, которые у воды распадались на отдельные вторичные капли, в случае полимерных жидкостей трансформировались в утончающиеся капиллярные нити, которые соединяли ламеллу с вторичными каплями (фиг. 8). Формировалась характерная жидкая паукообразная структура. В зависимости от концентрации полимера далее реализовывались две различные ситуации: 1) нити разрывались, и вторичные капельки отделялись от основной капли (ПЭО-1), 2) нити “не отпускали” вторичные капельки до тех пор, пока те не соединялись с основной каплей (ПЭО-100, ПЭО-1000). Случай ПЭО-10 отвечает переходу от одной ситуации к другой.

Построен критерий перехода от удара капли без разрушения к удару с разрушением (дроблением). Анализ основан на сравнении времени жизни нити и времени, необходимого вторичной капле для ее слияния с основной каплей. Если первое время больше второго, то вторичная капля успевает слиться с основной до разрыва нити. В противном случае нить разрывается до коалесценции капель, и вторичная капля оказывается свободной.

Следующие положения определяющие. Вторичная капля движется в сторону основной капли под действием осевого натяжения капиллярной нити  $f$  согласно уравнению  $m_d dr_f^2 / dt^2 = -f$ , где  $m_d$  – масса вторичной капли,  $r_f$  – радиальная компонента вторичной капли. Осевое натяжение нити равно  $f = \pi a \gamma$ , где  $a$  – текущий диаметр нити [57]. Время жизни нити полимерного раствора составляет  $\sim 3\theta$ , где  $\theta$  – время релаксации

жидкости [25]. В течение этого периода нить утончается в соответствии с экспоненциальным законом  $a = a_0 \exp(-t/(3\theta))$ , где  $a_0$  – начальный диаметр нити [22, 23]. По окончании этого периода нить практически мгновенно распадается. Суммируя сказанное выше, критерий распада капли на вторичные капли можно сформулировать так:

$$(\rho d_i^3 / (\gamma \theta^2)) We_i^\chi = K \quad (3.5)$$

где определяющими факторами являются динамические условия удара и упругость жидкости:  $\rho$  – плотность жидкости,  $d_i$  – диаметр капли перед ударом,  $\gamma$  – поверхностное натяжение,  $\theta$  – время релаксации жидкости,  $We_i = \rho v_i^2 d_i / \gamma$  – число Вебера при ударе,  $v_i$  – скорость удара,  $\chi = 3/8$ ,  $K = 1.14 \cdot 10^3$ .

Если его левая часть (3.5) больше, чем параметр  $K$ , то капля при ударе распадается на отдельные вторичные капли; если меньше, то распад капли не происходит. В частности, для исследованных в работе столкновений капель ПЭО-1, ПЭО-10 и ПЭО-100 левая часть соотношения (3.5) принимает значения 20637, 872 и 44 соответственно. Капля ПЭО-1 распадается на отдельные капли. Случай ПЭО-10 наиболее близок к критической ситуации: из трех величин именно величина 872 наиболее близка к критическому параметру  $K = 1.14 \cdot 10^3$ ; несколько капелек отделяется, но основная масса жидкости сохраняется неразрывной. При ударе капли ПЭО-100 потеря жидкости не наблюдается.

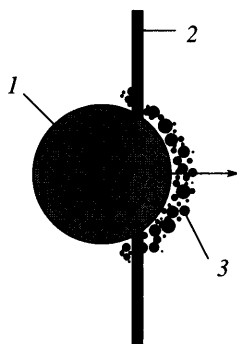
Соотношение (3.5) можно также рассматривать как эмпирическую формулу, параметры которой  $\chi$  и  $K$  можно определить экспериментально.

**4. Распыление сложных жидкостей.** Распыление жидкости, т.е. формирование мельчайших капель, размеры которых много меньше размера исходного жидкого объема, происходит при передаче жидкости значительного количества механической энергии. В процессе распыления передаваемая жидкости энергия расходуется на преодоление внутренних напряжений в жидкости и формирование огромной свободной поверхности мельчайших капель.

Нерегулярный распад полимерных жидкостей в результате взрывного дробления жидкого объема экспериментально и теоретически изучен в [10, 58]. Авторы разработали общую теорию такого типа явлений. Теория связывает характеристики возникающих в результате взрыва капелек жидкости с реологическими параметрами жидкости и энергией взрыва. Соответствие теоретических предсказаний и экспериментальных данных оказалось достаточно удовлетворительным. В частности, теория [10] предсказывает сдвиг распределения капель по размерам в сторону больших размеров с ростом упругого модуля жидкости, т.е. с увеличением концентрации полимера. Ту же самую тенденцию наблюдали в экспериментах [59]. В этих экспериментах распад жидкости происходил в результате высокоскоростного распыления жидкости в сельскохозяйственных распылителях. Обнаружено, что добавление высокомолекулярных полимеров значительно увеличивает средний диаметр формируемых капель и подавляет образование водяной пыли.

Одно из важнейших применений антираспылительных свойств полимерных добавок – добавление полимерных добавок при низких концентрациях в авиационное топливо для подавления нештатного горения топлива в аварийных ситуациях.

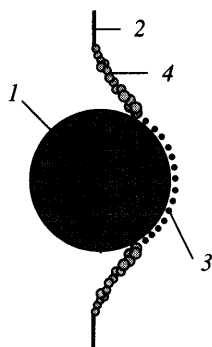
Для исследования распада горючих полимерных жидкостей в интенсивных аэродинамических потоках использовались тесты воспламенения. Воспламеняемость оказалась очень удобной мерой степени дисперсии полимерных жидкостей под действием различных диспергирующих факторов, так как прямой анализ размеров продуктов распада достаточно сложен из-за образования большого числа нитей и пленок между капельками.



Фиг. 9. Столкновение стального шара (1) с цилиндрической каплей (тонкой струей) полимерного раствора (2), фрагменты распада (3)

Во многих случаях исследования были направлены на поиск связи закономерностей воспламеняемости полимерных жидкостей с некоторыми специфическими эффектами течения этих жидкостей. Поскольку разрушение жидких объектов включает в себя интенсивное элонгационное течение, можно предположить, что физический механизм антираспыления и гидродинамических эффектов в полимерных жидкостях один и тот же: многократное увеличение элонгационной вязкости. Хотя сами гидродинамические эффекты в полимерных жидкостях далеки от полного понимания, их внешние проявления могут быть проинтерпретированы в терминах элонгационной вязкости или других подобных физических параметров как мер неньютоновского поведения. В частности, в [60] сообщено о корреляции эффекта снижения турбулентного трения керосина при помощи полимерных добавок (эффект Томса), с одной стороны, и повышением устойчивости к распаду высокоскоростной струи керосина при помощи тех же добавок – с другой. В [61] найдено, что снижение воспламеняемости полимерными добавками коррелирует с максимально возможной высотой открытого сифона, который может быть образован в случае присутствия в жидкости данных полимерных добавок. Подобные методы и техника использованы в [62] для того, чтобы исследовать деградацию полимерных растворов в процессе формирования аэрозолей из полимерных растворов. В [63] показано, что критическая скорость воспламенения разбавленных полимерных растворов зависит от максимальной вязкости Дарси, измеряемой при течении через плотные упаковки. В [64, 65] продемонстрирована корреляция между размерами капелек, сформированных в результате аэродинамического разрушения объема жидкости, и временем релаксации, которое измерялось в экспериментах по утолщению струи, истекающей из сопла. В [66, 67] наблюдался другой физический механизм антираспылительного эффекта полимерных агентов, когда для некоторых полимерных систем увеличение скорости сдвига при увеличении скорости сдвига доминировало над эффектом увеличения элонгационной вязкости.

Нерегулярное распыление жидкости возможно и в ранее рассмотренном процессе столкновения жидкости и твердого тела, если скорость удара чрезвычайно высока [58]. В [11] представлены результаты исследований процессов ударного разрушения цилиндрических капель (тонких струй) жидкостей в результате поперечного удара по ним быстро движущегося стального шара (фиг. 9). Изучались струи глицерина и 1, 2 и 4%-ных водных растворов полиэтиленоксида молекулярной массы  $M = 4$  млн. [68] в результате соударения с ними стального шара диаметром 3 см, движущегося со скоростью 670 м/с перпендикулярно оси струи. В опытах диаметр струй имел порядок 0.2–1.0 мм, скорость течения ( $\sim 1$  м/с) несоизмеримо мала со скоростью удара (670 м/с). Визуализацию процесса соударения осуществляли методами скоростной фотосъемки. Для сравнения



Фиг. 10. Столкновение стального шара (1) с утончающейся капиллярной нитью полимерного раствора (2), фрагменты распада (3), кавитационные пузырьки (4)

эксперименты проведены с проволокой стали, меди и волокнами арамидного волокна СВМ [69].

Установлено, что разрушение глицерина и полимерных жидкостей носило хрупкий характер: жидкость распадалась на отдельные мелкие фрагменты в зоне контакта твердого тела и жидкости. Остальной объем жидкости не испытывал заметных деформаций, так как нагрузка не передавалась от одной части жидкого тела к другой в силу недостаточной для этого прочности материала. Подобный хрупкий характер разрушения наблюдался при ударе шара по стальной и медной проволоке.

Главное отличие глицерина от полимерных растворов состоит в том, что при ударе струи полимерных растворов разрушались на значительно более крупные капли, чем струи глицерина. При разрушении глицерина (так же как и воды) формировался факел мелкодисперсных частиц, которые невозможно различить на фотографиях. При разрушении 1, 2 и 4%-ных растворов полиэтиленоксида факел разлетающихся частиц содержал частицы, отчетливо различимые на фотографиях. Размеры частиц имели порядок диаметра первоначальной струи. Следовательно, добавки высокомолекулярного полимера существенно изменили ударно-прочностные свойства жидкости.

Специальные опыты были проведены с утончающейся капиллярной нитью полимерного раствора, которая формировалась при быстром растяжении капли раствора. При соударении шара с утончающейся нитью раствора полимера наблюдалось разрушение нити на капли в достаточно узкой зоне контакта шара и нити, а также формирование волны нагрузки, распространяющейся по нити в разные стороны от зоны контакта шара и нити. Существование волны нагрузки подтверждается отклонением нити от первоначального положения (подобное отклонение наблюдалось для волокон СВМ) и тем, что прохождение волны нагрузки вызывало зарождение и рост макроскопических кавитационных пузырьков в жидкости, последующее разрушение которых сильно деформировало нить (фиг. 10). Таким образом, наблюдения свидетельствуют, что в утончающейся нити прочность материала нити возросла настолько, что стала возможной передача нагрузки от одной части нити к другой, как это имеет место, например, в высокопрочных волокнах СВМ [69]. Упрочнение нити, видимо, связано с ориентацией линейных макромолекул в полимерном растворе в процессе утончения нити, которое предшествовало удару. Оценки возникающих в нити упругих напряжений, основанные на результатах теории Рахматулина–Смита, предсказывают уровень напряжений  $\sim 1$  ГПа, который по порядку величины совпадает с прочностью стали.

Теоретический анализ [11] процессов распада сплошных объемов жидкости под действием разрывных нагрузок показал, что, благодаря упругости полимерных раст-

воров, существенно снижается скорость зарождения микропузырьков, последующий катастрофический рост которых вызывает распад прежде сплошного объема жидкости на отдельные капли. Упругость жидкости также снижает количество механической энергии, которое может быть преобразовано в поверхностную энергию образовавшихся капель. В результате действия двух указанных факторов характерный размер капель, на которые распадается объем полимерного раствора при высокоскоростном ударе, существенно возрастает по сравнению со случаем вязкой жидкости.

**5. Кавитационные пузырьки в упруговязких жидкостях.** Ниже приведены сведения, в некоторой мере дополняющие содержание книг [70, 71] и обзоров [72, 73] по теме настоящего раздела. Вместе с тем данный раздел завершает построение единой системы представлений о том, что происходит с упруговязкими жидкостями при их интенсивном деформировании.

Кавитационные явления – вариант разрушения жидкости, когда происходит ее переход из сплошного состояния в разрывное и наоборот. Переход в альтернативное состояние осуществляется в форме зарождения и/или гибели множества пузырьков в жидкости, которые являются главными действующими объектами кавитации. Динамика отдельного пузырька зависит от свойств жидкости и в то же время является источником информации о необычных свойствах жидкости при интенсивных деформациях, если жидкость обладает такими свойствами.

Высокомолекулярные полимерные добавки к воде влияют на кавитационные явления [74]. Так, например, обнаружено, что полимерные добавки увеличивают скорость эрозии материалов при кавитации, вызванной вибрацией [75], но в то же время подавляют эрозию материалов при кавитации, формируемой в потоке [76]. Возможны два механизма влияния добавок полимера на кавитацию. Первый механизм – это изменение структуры потока под действием добавок, в результате чего меняются условия для протекания кавитационных явлений. Второй – изменение скорости схлопывания индивидуального пузырька вследствие реологических эффектов в жидкости. Именно второй механизм влияния, который наиболее прямым образом связывает свойства жидкости и кавитационные особенности, обсуждается далее в обзоре.

Теоретические исследования не дают однозначного результата. В ряде работ получено замедление схлопывания под действием формирующихся внутренних напряжений в жидкости. Так, замедление схлопывания, при котором характер движения на финальной стадии оказывается колебательным, предсказано в рамках линейной максвелловской модели [77]. Другие формы замедления схлопывания получены при рассмотрении процесса в рамках различных вариантов модели Олдройда [78]. Практически полная остановка течения наблюдается на поздней стадии схлопывания пузырька при описании процесса с помощью модели полимерного раствора Рискина [79]. Схлопывание пузырька в концентрированном полимерном растворе, когда эффекты реологии доминируют и допустимо безынерционное приближение, рассмотрено в [80, 81]. В [82] описан эффект полимерной добавки в случае моделирования свойств жидкости реологической моделью Вильямсона. С другой стороны, фактическое отсутствие полимерного эффекта на рост и схлопывание пузырька следует из численных результатов [83], если в качестве констант стандартной одройдовской модели использовать теоретические данные для разбавленных полимерных растворов. Влияние упругости полимерного раствора на колебательные движения пузырька исследовано в [84–86]. Теоретически установлено, что собственная частота колебаний пузырька в упругой жидкости больше, чем в ньютоновской. Схлопывание каверны в вязкопластической среде теоретически исследовались в [87, 88]. В частности, предсказано замедление процесса схлопывания и стремление радиуса каверны к предельному (ненулевому) значению в случае одного из вариантов вязкопластической среды [88]. В [11] найдено точное решение задачи о перепаде давления между стационарным пузырьком и бесконечно удаленной точкой для простейшего варианта неогукова материала, разрушен-



ному состоянию которого отвечает пузырек нулевого радиуса. Искомый перепад давления не зависит от радиуса пузырька и равен  $3G/2$ , где  $G$  – модуль упругости материала. Это означает, что схлопывание пузырька в таком материале описывается решением Рэлея для идеальной жидкости [89], в котором в качестве давления схлопывания выступает величина  $p_{\infty} - p_0 + 3G/2$ , где  $p_{\infty}$  – давление в бесконечно удаленной точке,  $p_0$  – давление внутри пузырька.

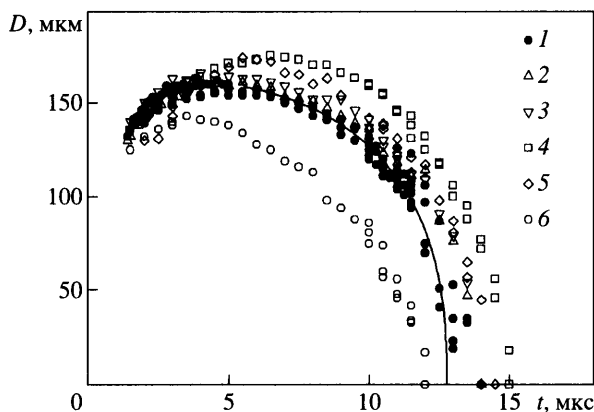
Во всех представленных выше случаях вопрос о выборе адекватного реологического уравнения состояния жидкости, а тем более о значениях реологических параметров при столь быстрых деформациях оставался открытым.

Прямые наблюдения за кавитирующим пузырьком не обнаруживают влияния полимерных добавок на процесс роста пузырька [90]. Также не отмечено замедление схлопывания достаточно больших пузырьков в полимерном растворе. Например, установлено, что скорость схлопывания пузырька с начальным диаметром порядка 10 мм в концентрированном полимерном растворе выше, чем в ньютоновской жидкости той же вязкости [80]. При формировании в жидкости пузырьков диаметром 7–19 мм при помощи искрового разряда влияние добавок полиэтиленоксида концентрации  $250 \text{ млн}^{-1}$  на динамику пузырька оказалось незначительным [91]. Вместе с тем отмечено, что добавки способствуют сохранению сферической формы пузырька в случае, когда схлопывание происходит вблизи твердой стенки. Наблюдения за процессами роста и схлопывания пузырьков, формируемых в жидкости лазерным импульсом, не выявили разницы в поведении пузырька в чистом растворителе и полимерном растворе [92]. Диаметр пузырька перед схлопыванием был порядка 7–9 мм. Исследовались растворы высокомолекулярных полиакриламида и полиэтиленоксида в диапазоне концентраций 0–0.2%. Вместе с тем в [93] отмечено ослабляющее влияние полимерной добавки на интенсивность вторичной микроструи, формируемой при неустойчивой форме схлопывания пузырька вблизи твердой поверхности, что коррелирует с результатами [91]. Наблюдаемое повышение устойчивости коллапсирующего микропузырька при помощи полимерных добавок может быть использовано в исследованиях, касающихся перспектив кавитационного термоядерного синтеза [94].

В [79] утверждается, что экспериментальные условия в цитируемых выше работах не соответствовали ситуации, когда реологические особенности жидкости являются доминирующими или значимыми в процессе схлопывания. Радиус пузырька должен быть достаточно малым, чтобы ожидаемый эффект замедления схлопывания мог проявиться. Подобный вывод следует из представленного в [12] теоретического анализа явления.

Для исследования динамики чрезвычайно мелких пузырьков были поставлены специальные опыты, результаты которых приведены в [12]. Экспериментально исследовались формирование и схлопывание паровой микрокаверны (микропузырька) в водных растворах полиакриламида молекулярной массы 0.5–11 млн. и концентрации 0–6% [68]. Формирование микропузырька с максимальным радиусом менее 100 мкм осуществлялось локальным импульсным перегревом жидкости при помощи плоского микронагревателя размером  $100 \times 100$  мкм. Методами стробоскопической визуализации детально прослежена эволюция микропузырька во времени. Отмечено некоторое замедление процесса схлопывания микропузырька при высокой концентрации полимера, а также при низкой молекулярной массе. В то же время в исследуемом диапазоне параметров кардинального изменения динамики микропузырька под действием полимерных добавок не обнаружено (фиг. 11).

Тем не менее, в недавней работе [95] отмечено снижение амплитуды волн давления в жидкости, формируемых кавитацией, при переходе от воды к 0.5%-ному раствору полиакриламида. Наблюдаемое снижение давления может быть связано с замедлением схлопывания на чрезвычайно поздних стадиях, что теоретически предсказано в [12, 79].



Фиг. 11. Влияние концентрации  $c$  растворенного в воде полиакриламида молекулярной массы  $M = 11$  млн. на зависимость изменения диаметра пузырька  $D$  от времени  $t$ . Кривая — теория Рэлея, точки 1 — вода, 2 —  $c = 0.02\%$ , 3 —  $0.1\%$ , 4 —  $1\%$ , 5 —  $4\%$ , 6 —  $6\%$

Определенная аналогия имеет место между кавитационным схлопыванием пузырька и инерционной абсорбцией жидкости капилляром из макрообъема, когда жидкость из бесконечного объема втягивается в капилляр под действием капиллярных сил, причем на начальном этапе инерция жидкости доминирует над вязкостью. Эксперименты с разбавленными растворами полимеров показали, что малые добавки полимеров снижают скорость инерционной абсорбции в несколько раз [96].

В настоящем разделе представлены кавитационные процессы в относительно маловязких жидкостях. Библиографию по процессам кавитации в широком спектре более “твердых” сред можно найти, например, в [97].

Наряду с гидродинамическим аспектом проблемы кавитирующий пузырек жидкости представляет значительный интерес для реологии сложных жидкостей как способ создания в жидкости чрезвычайно высоких скоростей деформации и контроля кинематики процесса. Наблюдения за поведением пузырька в сложных жидкостях позволяют оценить реологические характеристики жидкостей [80, 81, 98].

**Заключение.** Особенности разрушения жидкостей теснейшим образом связаны с их свойствами. Изменение реологических свойств жидкостей под действием разного рода добавок к ним — это эффективный способ управления процессами гидродинамического разрушения жидкостей. С другой стороны, процессы разрушения служат источником информации о свойствах жидкостей в экстремальных деформационных условиях.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гонор А.Л., Ривкинд В.Я. Динамика капли // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. М.: ВИНТИ, 1982. Т. 17. С. 86–159.
2. Rein M. Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces // Fluid Dynamics Research. 1993. V. 12. № 2. P. 61–93.
3. Гегузин Я.Е. Капля. М.: Наука, 1977. 176 с.
4. Гегузин Я.Е. Пузыри. М.: Наука, 1985. 173 с.
5. Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей. М.—Л.: Гостехиздат, 1951. 108 с.
6. Базилевский А.В., Мейер Д.Д., Рожков А.Н. Динамика и разрушение импульсных микроструй полимерных жидкостей // Изв. РАН. МЖГ. 2005. № 3. С. 45–63.
7. Добрых В.А., Базилевский А.В., Рожков А.Н. Изучение вязкоупругих свойств содержимого дыхательных путей методом утончающейся нити // Лаб. дело. 1988. № 7. С. 26–27.

8. *Базилевский А.В., Рожков А.Н., Фаустова М.Е.* Реологический контроль муколитической терапии у больных неспецифическими заболеваниями легких // Пульмонология. 1992. № 4. С. 17–20.
9. *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.
10. *Султанов Ф.М., Ярин А.Л.* Перколяционная модель процесса диспергирования и взрывного дробления жидких сред: распределение капель по размерам // ПМТФ. 1990. № 5. С. 48–54.
11. *Духовский И.А., Ковалев П.И., Рожков А.Н.* Разрушение полимерных жидкостей при высокоскоростном ударе // Высокомолек. соед. Сер. А. 2004. Т. 46. № 1. С. 43–59.
12. *Базилевский А.В., Мейер Д.Д., Рожков А.Н.* Динамика сферической микрокаверны в полимерной жидкости // Изв. РАН. МЖГ. 2003. № 3. С. 3–16.
13. *De Gennes P.G.* Coil-stretch transition of dilute flexible polymers under ultra high velocity gradients // J. Chem. Phys. 1974. V. 60. № 12. P. 5030–5042.
14. *Hinch E.J.* Mechanical models of dilute polymer solutions in strong flows // Physics Fluids. 1977. V. 20. № 10. Pt 2. P. S22–S30.
15. *Гросберг А.Ю., Хохлов А.Р.* Физика в мире полимеров. М.: Наука, 1989. 207 с.
16. *Yarin A.L.* Free Liquid Jets and Films: Hydrodynamics and Rheology. N.Y.: Longman and Wiley & Son, 1993. 446 p.
17. *Goldin M., Yerushalmi J., Pfeffer R., Shinnar R.* Breakup of a laminar capillary jet of a viscoelastic fluid // J. Fluid Mech. 1969. V. 38. Pt 4. P. 689–711.
18. *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.
19. *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.
20. *Mun R.P., Byars J.A., Boger D.V.* The effects of polymer concentration and molecular weight on the breakup of laminar capillary jets // J. Non-Newtonian Fluid Mech. 1998. V. 74. № 1–3. P. 285–297.
21. *Рожков А.Н.* Динамика нитей разбавленных растворов полимеров // Инж.-физ. ж. 1983. Т. 45. № 1. С. 72–80.
22. *Базилевский А.В., Ентов В.М., Рожков А.Н.* Способ определения времени релаксации упруговязких жидкостей: А.с. № 1318845 (СССР) (1986) // Б.И. 1987. № 23. С. 144.
23. *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 3<sup>rd</sup> Europ. Rheol. Conf. 1990, Edinburgh, UK, L.; N.Y.: Elsevier, 1990. P. 41–43.
24. *Liang R.F., Mackley M.R.* Rheological characterization of the time and strain dependence for polyisobutylene solutions // J. Non-Newtonian Fluid Mech. 1994. V. 52. № 3. P. 387–405.
25. *Базилевский А.В., Ентов В.М., Лернер М.М., Рожков А.Н.* Распад нитей полимерных растворов // Высокомолек. соед. Сер. А, Б. 1997. Т. 39. № 3. С. 474–482.
26. *Stelter M., Brenn G., Yarin A.L., Singh R.P., Durst F.* Validation and application of a novel elongational device for polymer solutions // J. Rheology. 2000. V. 44. № 3. P. 595–616.
27. *Anna S.L., McKinley G.H.* Elasto-capillary thinning and breakup of model elastic liquids // J. Rheology. 2001. V. 45. № 1. P. 115–138.
28. *Базилевский А.В., Ентов В.М., Рожков А.Н.* Распад мостика жидкости Олдройда – метод реологического тестирования полимерных растворов // Высокомолек. соед. Сер. А. 2001. Т. 43. № 7. С. 1161–1172.
29. *Базилевский А.В., Ентов В.М., Рожков А.Н.* Упругие напряжения в капиллярных струях разбавленных растворов полимеров // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 2. С. 3–9.
30. *Чанг Дей Хан.* Реология в процессах переработки полимеров. М.: Химия, 1979. 366 с.
31. *Larson R.G.* Instabilities of viscoelastic flows // Rheol. Acta. 1992. V. 31. № 3. P. 213–263.
32. *Leonov A.I., Prokunin A.N.* Nonlinear Phenomena in Flow of Viscoelastic Polymer Fluids // L.: Chapman and Hall, 1994. 475 p.
33. *Denn M.M.* Extrusion instabilities and wall slip // Annu. Rev. Fluid Mech. 2001. V. 33. P. 265–287.
34. *Ентов В.М., Кестенбойм Х.С., Рожков А.Н.* Об истечении упруговязких жидкостей из сужающихся каналов // Докл. АН СССР. 1985. Т. 282. № 4. С. 879–882.
35. *Ентов В.М., Кестенбойм Х.С.* К механике формования волокон // Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 5. С. 26–35.

36. Ентов В.М., Кестенбойм Х.С., Покровский С.В., Шугай Г.А. Одномерная динамика струйных течений упругих жидкостей // Изв. РАН. МЖГ. 1997. № 6. С. 3–15.
37. Рожков А.Н. Парадокс “самоистечения” свободной струи жидкости // Изв. РАН. МЖГ. 2003. № 4. С. 3–15.
38. Леонов А.И., Прокунин А.Н. О явлении прядомости для упруговязкой жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1973. № 5. С. 24–33.
39. Prokunin A.N. A model of elastic deformation for the description of withdrawal of polymer solutions // Rheol. Acta. 1983. V. 22. № 4. P. 374–379.
40. Ентов В.М., Кестенбойм Х.С., Рожков А.Н., Шарчевич Л.И. О динамической форме равновесия пленки вязкой и упруговязкой жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 2. С. 9–18.
41. Ентов В.М., Рожков А.Н., Фейзханов У.Ф., Ярин А.Л. О динамике пленок жидкости. Плоские пленки со свободными ребрами // ПМТФ. 1986. № 1. С. 47–53.
42. Ентов В.М., Рожков А.Н., Фейзханов У.Ф., Ярин А.Л. Распространение малых изгибных возмущений по плоским пленкам воды и растворов полимеров // ПМТФ. 1986. № 4. С. 45–52.
43. Cheny J.-M., Walters K. Rheological influences on the splashing experiment // J. Non-Newtonian Fluid Mech. 1999. V. 86. № 1–2. P. 185–210.
44. Worthington M.A., Cole R.S. Impact with a liquid surface studied by the aid of instantaneous photography. Paper II // Phil. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A. 1900. V. 194. P. 175–199.
45. Майер В.В. Кумулятивный эффект в простых опытах. М.: Наука, 1989. 190 с.
46. Crooks R., Boger D.V. Influence of fluid elasticity on drop impacting on dry surfaces // J. Rheology. 2000. V. 44. № 4. P. 973–996.
47. Bergeron V., Bonn D., Martin J.Y., Vovelle L. Controlling droplet deposition with polymer additives // Nature. 2000. V. 405. № 6788. P. 772–775.
48. Roux D.C., Cooper-White J.J., McKinley G.H., Tirtaatmadja V. Drop impact of Newtonian and elastic fluids // Phys. Fluids. 2003. V. 15. № 9. P. S12.
49. Crooks R., Cooper-White J., Boger D. The role of dynamic surface tension and elasticity on the dynamics of drop impact // Chem. Eng. Sci. 2001. V. 56. № 19. P. 5575–5592.
50. Cooper-White J.J., Crooks R.C., Boger D.V. A drop impact study of worm-like viscoelastic surfactant solutions // Colloids and Surfaces. A: Physicochemical and Engineering Aspects. 2002. V. A210. № 1. P. 105–123.
51. Rozhkov A., Prunet-Foch B., Vignes-Adler M. Impact of water drops on small targets // Phys. Fluids. 2002. V. 14. № 10. P. 3485–3501.
52. Rozhkov A., Prunet-Foch B., Vignes-Adler M. Impact of drops of polymer solutions on small targets // Phys. Fluids. 2003. V. 15. № 7. P. 2006–2019.
53. Rozhkov A., Prunet-Foch B., Vignes-Adler M. Impact of drops of water and polymeric fluids on small targets // ICLASS 2003. Proc. 9<sup>th</sup> Intern. Conf. on Liquid Atomization and Spray Systems. 2003, Sorrento, Italy. Sorrento, 2003. Paper #0803.
54. Rozhkov A., Prunet-Foch B., Vignes-Adler M. Dynamics of a liquid lamella resulting from the impact of a water drop on a small target // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 2004. V. 460. № 2049. P. 2681–2704.
55. Taylor G.I. The dynamics of thin sheets of fluid. III. Disintegration of fluid sheets // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1959. V. 253. № 1274. P. 313–321.
56. Борисов В.Т., Черепанов А.Н., Предтеченский М.Р., Варламов Ю.Д. Влияние смачиваемости на поведение жидкой капли после ее соударения с твердой подложкой // ПМТФ. 2003. Т. 44. № 6. С. 64–69.
57. Bazilevsky A., Rozhkov A., Stavitsky A. Stresses in the filaments of polymer solutions // Progress and Trends in Rheology IV. Proc. 4<sup>th</sup> Europ. Rheol. Conf., Sevilla. 1994, Sevilla, Spain. Darmstadt: Steinkopff, 1994. P. 468–470.
58. Yarin A.L., Roisman I.V., Weber K., Hohler V. Model for ballistic fragmentation and behind-armor debris // Int. J. Impact Eng. 2000. V. 24. № 2. P. 171–201.
59. Mun R.P., Young B.W., Boger D.V. Atomisation of dilute polymer solutions in agricultural spray nozzles // J. Non-Newtonian Fluid Mech. 1999. V. 83. № 1–2. P. 163–178.
60. Hoyt J.W., Taylor J.J., Altman R.L. Drag reduction – jet breakup correlation with kerosene-based additives // J. Rheology. 1980. V. 24. № 5. P. 685–699.
61. Chao K.K., Child C.A., Greens-II E.A., Williams M.C. Antimisting action of polymeric additives in jet fuels // AIChE Journal. 1984. V. 30. № 1. P. 111–120.

62. *Iano A.L., Willams M.C., Grens E.A.-II.* Degradation of polymers during aerosol formation from antimisting polymer solutions // *J. Appl. Polymer Sci.* 1986. V. 32. № 2. P. 3649–3656.
63. *Mannheimer R.J.* Rheological and mist ignition properties of dilute polymer solutions // *Chem. Eng. Commun.* 1983. V. 19. № 4–6. P. 221–241.
64. *Matta J.E., Tytus R.P.* Viscoelastic breakup in a high velocity airstream // *J. Appl. Polymer Sci.* 1982. V. 27. № 2. P. 397–405.
65. *Matta J.E., Tytus R.P., Harris J.L.* Aerodynamic atomization of polymeric solutions // *Chem. Eng. Commun.* 1983. V. 19. № 4–6. P. 191–204.
66. *Peng S.T.J., Landel R.F.* Rheological behavior of FM-9 solutions and correlation with flammability test results and interpretations // *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 1983. V. 12. № 1. P. 95–111.
67. *Mannheimer R.J.* Die-Swell of antimisting kerosene: Pt 1. Shear and normal stresses of antimisting kerosene at high shear rates determined from die-swell and torsional balance measurements // *Chem. Eng. Commun.* 1986. V. 48. № 1–3. P. 57–77.
68. *Ентов В.М., Кордонский В.И., Прохоров И.В., Рожков А.Н., Торопов А.И., Шульман З.П., Ярин А.Л.* Интенсивное растяжение растворов полимеров умеренной концентрации // *Высокомолек. соед. Сер. А.* 1988. Т. 30. № 12. С. 2486–2491.
69. *Баженов С.Л., Духовский И.А., Ковалев П.И., Рожков А.Н.* Разрушение арамидного волокна СВМ при высокоскоростном поперечном ударе // *Высокомолек. соед. Сер. А.* 2001. Т. 43. № 1. С. 73–86.
70. *Левицкий С.П., Шульман З.П.* Динамика и тепломассообмен пузырьков в полимерных жидкостях. Минск: Наука і техника, 1990. 175 с.
71. *Levitskii S.P., Shulman Z.P.* Bubbles in Polymeric Liquids: Dynamics and Heat-Mass Transfer. Boca Raton: CRC Press, 1995. 287 p.
72. *Fruman D.H.* Effects of non-Newtonian fluids on cavitation // *Advances in the flow and rheology of non-Newtonian fluids* / Eds. D.A. Siginer, et all. Pt A. N.Y.: Elsevier, 1999. P. 209–254.
73. *Levitskii S., Shulman Z.* Bubble dynamics and boiling of polymeric solutions // *Handbook of Solvents* / Ed. Wyruch G. Toronto; N.Y.; Chem. Tec. Publ., 2001. P. 356–385.
74. *Вязьменский Б.Э.* Влияние полимерных добавок на кавитацию // *Инж.-физ. журн.* 1973. Т. 25. № 6. С. 1052–1055.
75. *Ashworth V., Proster R.P.M.* Cavitation damage in dilute polymer solutions // *Nature.* 1975. V. 258. № 5530. P. 64–66.
76. *Шаповал И.Ф., Шальнев К.К.* Исследование кавитации и эрозии в водных растворах полиакриламида // *Докл. АН СССР.* 1977. Т. 237. № 3. С. 537–540.
77. *Fogler H.S., Goddard J.D.* Collapse of spherical cavities in viscoelastic fluids // *Phys. Fluids.* 1970. V. 13. № 5. P. 1135–1141.
78. *Brutyan M.A., Krapivsky P.L.* Collapse of spherical bubbles in viscoelastic liquids // *Quart. J. Mech. Appl. Math.* 1991. V. 44. Pt 4. P. 549–557.
79. *Ryskin G.* Dynamics and sound emission of a spherical cavitation bubble in a dilute polymer solution // *J. Fluid Mech.* 1990. V. 218. P. 239–263.
80. *Pearson G., Middleman S.* Elongational flow behavior of viscoelastic liquids. Pt 1 // *AIChE Journal.* 1977. V. 23. № 5. P. 714–725.
81. *Pearson G., Middleman S.* Elongational flow behavior of viscoelastic liquids: Modelling bubble dynamics with viscoelastic constitutive relations // *Rheol. Acta.* 1978. V. 17. № 5. P. 500–510.
82. *Brujan E.A.* Bubble dynamics in a compressible shear-thinning liquid // *Fluid Dynamics Research.* 1998. V. 23. № 5. P. 291–318.
83. *Ting R.Y.* Effect of polymer viscoelasticity on the initial growth of a vapor bubble from gas nuclei // *Phys. Fluids.* 1977. V. 20. № 9. P. 1427–1431.
84. *Fogler H.S., Goddard J.D.* Oscillations of a gas bubble in viscoelastic liquids subject to acoustic and impulsive pressure variations // *J. Appl. Phys.* 1971. V. 42. № 1. P. 259–263.
85. *Yang W.-J., Lawson M.L.* Bubble pulsation and cavitation in viscoelastic liquids // *J. Appl. Phys.* 1974. V. 45. № 2. P. 754–758.
86. *Левицкий С.П., Листров А.Т.* О влиянии вязкоупругих свойств жидкости на динамику малых колебаний газового пузырька // *ПМТФ.* 1976. № 3. С. 82–87.
87. *Григорьев В.Г., Дунин С.З., Сурков В.В.* Захлопывание сферической поры в вязкопластическом материале // *Изв. АН СССР. МТТ.* 1981. № 1. С. 199–201.
88. *Георгиевский Д.В.* Схлопывание кавитационного пузырька в нелинейно-вязких и вязкопластических средах // *Изв. РАН. МЖГ.* 1994. № 2. С. 181–184.

89. Кнэпп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф. Кавитация. М.: Мир, 1974. 687 с.
90. Ting R.Y., Ellis A.T. Bubble growth in dilute polymer solutions // *Physics Fluids*. 1974. V. 17. № 7. P. 1461–1462.
91. Chahine G.L., Fruman D.H. Dilute polymer solution effects on bubble growth and collapse // *Physics Fluids*. 1979. V. 22. № 7. P. 1406–1407.
92. Kezios P.S., Schowalter W.R. Rapid growth and collapse of single bubbles in polymer solutions undergoing shear // *Phys. Fluids*. 1986. V. 29. № 10. P. 3172–3181.
93. Williams P.R., Williams P.M., Brown S.W.J. A study of liquid jets formed by bubble collapse under shock waves in elastic and Newtonian liquids // *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 1998. V. 76. № 1–3. P. 307–325.
94. Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S., Lahey, Jr., R.T., Nigmatulin R.I., Block R.C. Evidence for nuclear emissions during acoustic cavitation // *Science*. 2002. V. 295. № 5561. P. 1868–1873.
95. Brujan E.A., Ikeda T., Matsumoto Y. Dynamics of ultrasound-induced cavitation bubbles in Non-Newtonian liquids and near a rigid boundary // *Phys. Fluids*. 2004. V. 16. № 7. P. 2402–2410.
96. Bazilevsky A.V., Kornev K.G., Rozhkov A.N., Neimark A.V. Spontaneous absorption and viscoelastic fluids by capillaries and porous substrates // *J. Colloid and Interface Sci.* 2003. V. 262. № 1. P. 16–24.
97. Стебновский С.В. Обобщенная реологическая модель кавитирующих конденсированных сред // *ПМТФ*. 2001. Т. 42. № 3. С. 116–129.
98. Johnson E., Middleman S. Elongational flow of polymer melts // *Polym. Eng. Sci.* 1978. V. 18. № 12. P. 963–968.

Москва  
E-mail: rozhkov@ipmnet.ru

Поступила в редакцию  
8.IV.2004