

Институт проблем механики Российской академии наук

На правах рукописи

Рожков Алексей Николаевич

**ДИНАМИКА И РАЗРУШЕНИЕ КАПЕЛЬ СЛОЖНЫХ
ЖИДКОСТЕЙ**

01.02.05 — механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-
математических наук

Научный консультант
д.т.н., профессор В.М.Ентов

Москва - 2004

Содержание

Аннотация	3
Введение	4
Глава 1. Разрушение сложных жидкостей (Обзор)	13
Глава 2. Динамика и разрушение импульсных микроструй полимерных жидкостей	56
Глава 3. Динамика и разрушение капли воды при столкновении с твердым препятствием	88
Глава 4. Динамика и разрушение капли полимерного раствора при столкновении с твердым препятствием	115
Глава 5. Динамика и разрушение капли раствора поверхностно-активных веществ при столкновении с твердым препятствием	147
Глава 6. Разрушение полимерных жидкостей при высокоскоростном ударе	172
Основные выводы и результаты работы	201
Литература	203
Иллюстрации	228

АННОТАЦИЯ

В работе экспериментально и теоретически исследованы процессы деформирования и разрушения капель жидкостей при их импульсном метании и соударении с твердыми препятствиями. Спецификой работы является исследование растворов полимеров и поверхностно-активных веществ - жидкостей, реологические и поверхностные свойства которых отличаются от свойств стандартных жидкостей. Другой особенностью работы является использование нестандартных гидродинамических ситуаций, таких как импульсное метание капли, столкновение капли с небольшим твердым препятствием, высокоскоростное ударное диспергирование жидкости. Выбор подобных ситуаций объясняется желанием минимизации числа определяющих факторов задачи, и, как следствие, однозначной интерпретации результатов наблюдений. В работе экспериментально установлены закономерности деформирования и разрушения капель жидкостей при динамическом воздействии. Построено теоретическое описание деформационного поведения капель при импульсном метании и ударе о твердую поверхность, а также установлены критерии реализации различных режимов разрушения капель.

Введение

Актуальность проблемы определяется широтой и многообразием процессов деформирования и разрушения капель простых и сложных жидкостей в природе и технике. Разрушение жидкости на капли играет ведущую роль в технологиях распыления топлива в двигателях, нанесения покрытий, струйной печати, капельного охлаждения, обработки растений химикатами, орошения посевов и во многих других. Несмотря на значительное внимание к рассматриваемой проблеме, до сих пор не найдено адекватного описания процессов разрушения жидкостей в ряде простейших ситуаций даже для идеальной жидкости. Вместе с тем, свойства реальных жидкостей могут существенно отличаться от модельных представлений. Добавки примесей к жидкости способны в ряде случаев существенно изменять характер течения. Так, в частности, добавки полимера подавляют или замедляют распад объемов жидкости на отдельные капли, а добавки поверхностно-активных веществ замедляют движение на определенной стадии удара капель о твердую поверхность. Примеси могут добавляться к жидкости специально с целью управления динамикой и распадом капель, а могут присутствовать в жидкости естественным образом, как, например, в случае биологических жидкостей. Эффективность управления процессами разрушения жидкостей с добавками примесей определяется уровнем понимания закономерностей разрушения сложных жидкостей. Закономерности разрушения могут быть установлены путем анализа наиболее простых гидродинамических ситуаций, таких, как распад импульсной струи (вытянутой капли), столкновение капли с небольшим препятствием, столкновение шара с цилиндрической каплей.

Основными объектами исследования в диссертации являются капли растворов полимеров и поверхностно-активных веществ (ПАВ). Использование в названии диссертации широкого термина «сложные жидкости» оправдано тем, что результаты, полученные для растворов полимеров и ПАВ, остаются справедливыми, например, для биологических муцинозных жидкостей, растворов мыла, фибриллоподобных мицеллярных жидкостей и многих других. То есть изученные в диссертации жидкости могут рассматриваться как *модельные* для широкого класса сложных жидкостей.

Наконец, метание струй и наблюдения за ударным разрушением капель упругих жидкостей представляют собой экспериментальные методы исследования реологических свойств жидкостей в экстремальных условиях, когда жидкость подвергается гигантской тангенциальной и поверхностной деформации за миллисекунды или даже за микросекунды. Упругость жидкости, слабая и незаметная при относительно медленных стандартных реологических исследованиях, в данной ситуации может проявиться в полной мере. Аналогичное заключение может быть сделано относительно динамического поверхностного натяжения. Визуализация движения струй и капель позволяет восстановить кинематические и динамические параметры течения, что позволяет проследить влияние свойств жидкости на ее движение.

Цель работы – установление механизмов потери устойчивости, деформации и распада на отдельные фрагменты капель жидкости при динамическом воздействии; выявление роли реологических и поверхностных особенностей жидкостей, построение теоретических моделей деформации и разрушения капель.

Направление исследований

1. Поиск гидродинамических ситуаций, включающих разрушение капель и одновременно допускающих контроль параметров течения и однозначность интерпретации результатов наблюдений. Последнее свойство достигается минимизацией числа определяющих факторов процесса.
2. Развитие методов наблюдений за быстропотекающими процессами разрушения капель.
3. Экспериментальные наблюдения за разрушением капель различных жидкостей в выбранных гидродинамических ситуациях.
4. Построение моделей разрушений капель жидкостей с различными определяющими уравнениями состояний.
5. Оценка параметров моделей путем сопоставления с опытными данными.

Методы исследований, достоверность и обоснованность результатов. Основным экспериментальным методом наблюдений является визуализация процессов разрушения капель при помощи современных методов высокоскоростной фотографии и видеозаписи. Чрезвычайно короткие времена экспозиции (30 нс – 1 мкс) и использование для наблюдений скоростных видеокамер позволяют наблюдать детали процессов с высоким временным и пространственным разрешением. Достоверность результатов подтверждается представлением в диссертации данных *прямых* наблюдений за деформирующимися и разрушающимися каплями. В работе использованы хорошо охарактеризованные образцы жидкостей, которые являются стандартными модельными системами в подобных работах. Построение теоретических моделей базируется, как правило, на интегральных уравнениях сохранения импульса, т.е. исходя из

«первых принципов». Области применения развитых теоретических моделей строго ограничены представленными в диссертации оценками. Достоверность результатов косвенно подтверждается соответствием теоретических предсказаний и данных экспериментальных наблюдений.

На защиту выносятся

1. Эффект подавления распада импульсной струи при помощи полимерных добавок и его теоретическое описание.
2. Закономерности деформации капли маловязкой жидкости при столкновении с твердым препятствием и механизм распада капли.
3. Механизм подавления распада капли при столкновении с препятствием с помощью полимерных добавок.
4. Механизм распада капли раствора ПАВ при столкновении с твердым препятствием.
5. Кавитационные эффекты при высокоскоростном столкновении стального шара с цилиндрической каплей раствора полимера.

Научная новизна

1. Разработаны экспериментальные методы изучения быстропотекающих процессов разрушения жидкости.
2. Установлена возможность управления распадом импульсной микроструи при помощи полимерных добавок.
3. Установлена асимптотическая структура течения жидкости при ударе капли о твердое препятствие и предложен новый инерционно-капиллярный механизм распада капли при ударе.
4. Дано объяснение эффекта повышения устойчивости капли жидкости с полимерными добавками при ударе капли о твердое препятствие.

5. Обнаружено снижение устойчивости капли жидкости с добавками ПАВ при ударе капли о твердое препятствие.
6. Обнаружено повышение ударной прочности жидкости при помощи полимерных добавок и выявлено развитие ударной кавитации в объемах жидкости, достаточно удаленных от зоны удара.

Практическая полезность работы

1. Выявленные в диссертации механизмы разрушения капель являются основой для создания более адекватных моделей разрушения жидкостей.
2. Разработанные в работе теоретические модели разрушения капель могут быть использованы для разработки методов управления деформацией и разрушением капель в конкретных технологических процессах. В частности, при помощи полимерных добавок удастся повысить устойчивость микроструй в струйных принтерах и тем самым повысить качество печати, а также сократить потери химикатов при капельной обработке ими растений и тем самым повысить экологическую безопасность данной технологии.
3. Реологические и поверхностные характеристики жидкостей, измеренные в режиме экстремально интенсивного деформирования, могут быть использованы при построении новых реологических и поверхностных уравнений состояния жидкостей.
4. Созданные в работе экспериментальные методики могут быть использованы для реологических и поверхностных испытаний различных материалов в режиме экстремально интенсивного деформирования.
5. Обнаруженный эффект упрочнения жидкости с помощью предварительной ориентации показывает перспективность

использования ориентации макромолекул для создания сверхпрочных полимерных материалов.

Реализация результатов. Созданные в ходе выполнения работы методики определения релаксационно-прочностных свойств упругих жидкостей используются (использовались) для диагностики и лечения легочных заболеваний в ГНЦ «НИИ пульмонологии Минздрава РФ» (Санкт-Петербург) и Дальневосточном государственном медицинском университете (Хабаровск); для исследования гемолиза в искусственных клапанах сердца в ИПМех РАН и НИИ трансплантологии и искусственных органов Минздрава РФ (Москва); для испытаний сложных жидкостей в Институте элементоорганических соединений им. А.Н.Несмеянова РАН (Москва), ОАО «Пластполимер» (Санкт-Петербург), ХАДИ (Харьков), Chemical Engineering Department of Cambridge University (Cambridge, UK), Monash University (Monash, Australia), Massachusetts Institute of Technology (Cambridge, MA, USA); а также реализованы в серийно выпускаемом приборе CaBER1 компании HAAKE (Germany-USA-France-UK).

Согласно литературным данным результаты исследования возможности управления устойчивостью микроструй в полете при помощи полимерных добавок используются компаниями – производителями струйных принтеров для разработки новых чернильных композиций.

Апробация работы. Результаты по теме диссертации получены в ходе выполнения исследовательских работ в рамках задания (темы) «Механика неньютоновских жидкостей и технологических процессов» (Гос. рег. № 01.200.201415); грантов РФФИ № 93-013-17689, № 99-01-

00474; грантов Международного научного фонда № M69000, M69300; гранта INTAS № 93-0279; Соглашения о научном сотрудничестве между ИПМех РАН и Hewlett Packard Laboratories, USA; сотрудничества с Laboratoire de Physique des Matériaux Divisés et des Interfaces, UMR8108 du CNRS, Université de Marne-la-Vallée, France.

Ниже представлен список публичных научных мероприятий, на которых материалы по теме диссертации были доложены: XXIII Научная конференция МФТИ (Москва - 1977); II и III Всесоюзные конференции по механике аномальных систем (Баку - 1977, 1982); X, XI, XII, XIII, XV Всесоюзные симпозиумы по реологии (Пермь - 1978, Суздаль - 1980, Рига – 1982, Волгоград – 1984, Одесса - 1990); V Всесоюзный съезд по теоретической и прикладной механике (Алма-Ата - 1981); Всесоюзная конференция по струйным течениям жидкостей и газов (Новополоцк - 1982); Семинар «Гидродинамика разбавленных растворов высокомолекулярных систем» (Москва - 1982); Всесоюзный семинар «Современные проблемы и математические методы теории фильтрации» (Москва - 1984); Всесоюзная школа-семинар «Методы гидрофизических исследований» (Солнечногорск – 1986); Всесоюзный семинар «Тепломассообмен и гидродинамика тонких струй вязкой жидкости» (Днепропетровск – 1989); II Всесоюзное совещание по приборостроению в области коллоидной химии и физико-химической механики (Яремча – 1990); Всесоюзная конференция с международным участием «Релаксационные явления и свойства полимерных материалов» (Воронеж – 1990); Golden Jubilee Meeting of the British Society of Rheology and Third European Rheology Conference (Edinburgh, UK – 1990); Eighth International Congress of Biorheology (Yokohama, Japan – 1992); 3-й, 6-й Национальные конгрессы по болезням органов дыхания (Санкт-Петербург – 1992, Новосибирск - 1996); XVIII, XXI International Congresses of Theoretical and Applied Mechanics (Haifa –

1992, Warsaw - 2004); IIId International Symposium “Current Problems of Rheology, Biorheology and Biomechanics” (Moscow - 1992); International Conference “Porous Media-92” (Moscow – 1992); Seminars in DAMTP and/or ChED of Cambridge University (Cambridge, UK - 1993, 1996, 2000); Seminars in Hewlett Packard Laboratories (Palo Alto and Corvallis, USA - 1993); Seminar in Stanford University (Stanford, USA - 1993); Fourth European Rheology Conference (Sevilla, Spain – 1994); Euromech, European Mechanics Society, Colloquium 355, Interfacial Instabilities (Paris, France – 1996); ASME Symposium on Rheology & Fluid Mechanics of Nonlinear Materials (Atlanta, USA – 1996); Seminars in Isaac Newton Mathematical Institute and Cavendish Laboratory (Cambridge, UK - 1996); NIP13, NIP14: International Conferences on Digital Printing Technologies (Seattle, USA – 1997, Toronto, Canada - 1998); Seminar in Royal Institute of Technology (Stockholm, Sweden - 1997); Выставка РАН «Экология. Здравоохранение» (Москва – 1998); Четвертая всероссийская конференция по биомеханике (Нижний Новгород – 1998); International conference dedicated to Pelageya Yakovlevna Polubarinova-Kochina (1899-1999) “Modern approaches to flow in porous media” (Moscow – 1999); Seminar in Schlumberger company (Cambridge, UK - 2000); Seminar in Université de Marne-la-Vallée (Marne-la-Vallée, France – 2000); The International TRI/Princeton Workshop “Nanocapillarity: Wetting of heterogeneous Surfaces and Porous Solids” (Princeton, USA - 2001); 2001 AIChE Annual Meeting (Reno, USA - 2001); The Fall 2002 Fiber Society Conference (Natick, USA – 2002); 4th Euromech Nonlinear Oscillations Conference (Moscow – 2002); XXI, XXII Symposiums on Rheology (Ostashkov – 2002, Valday - 2004); Third International Symposium on Contact Angle, Wettability and Adhesion (Providence, Rhode Island, USA – 2002); ASME IMECE Microfluids Symposium (New Orleans, USA – 2002); XVI European Chemistry at Interface Conference (Vladimir – 2003);

Научный семинар «Актуальные проблемы реологии» (Барнаул – 2003); 9th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (Sorrento, Italy – 2003); ACS Award in Colloid and Surface Chemistry Symposium Honoring Clay Radke. The 225th ACS National Meeting (New Orleans, USA – 2003); EFMC 2003. The 5th Euromech Fluid Mechanics Conference (Toulouse, France – 2003); Секция МЖГ ИПМех РАН; Ученый Совет ИПМех РАН; Семинары лабораторий Термогазодинамики и Прикладной механики сплошных сред ИПМех РАН (1978 – 2004).

Публикации. По теме диссертации опубликовано 47 печатных работ.

ГЛАВА 1

РАЗРУШЕНИЕ СЛОЖНЫХ ЖИДКОСТЕЙ (ОБЗОР)

Аннотация. Обзор представляет явления гидродинамического разрушения жидких объектов – струй, капель, пленок, нитей, в случаях, когда реологические и поверхностные свойства жидкости не описываются простыми моделями. Причиной разрушения являются капиллярные неустойчивости, столкновения с твердыми препятствиями и другие динамические воздействия. Прослеживается связь свойств жидкостей и особенностей процессов разрушения.

Механическое разрушение обычных жидкостей, таких как, например, вода, достаточно подробно рассмотрено как в специальной литературе [*Гонор и Ривкинд* (1982), *Rein* (1993)] так и в популярных изданиях [*Гегузин* (1977, 1985), *Волынский* (1986)]. Целью настоящего обзора является представление особенностей разрушения жидкостей, механические свойства которых обладают определенной спецификой.

В обзоре разрушение жидкости рассматривается как динамический процесс, при котором жидкость теряет сплошность. Другими словами, разрушение - это 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) [*Корнфельд* (1951)].

Под сложными жидкостями в обзоре понимаются жидкости, которые в условиях некоторых видов течения демонстрируют гидродинамическое поведение, необъяснимое в рамках ньютоновской модели жидкости и/или рамках предположения о постоянстве поверхностного натяжения жидкости. Рассмотрение ограничено случаями достаточно маловязких жидкостей, как предельными вариантами деформируемых сред, которые допускают накопление значительных деформаций до начала возможного разрушения. Обычно такого рода сложные жидкости создаются в результате добавления в воду (реже в другую ньютоновскую жидкость) разного рода активных примесей (добавок, агентов, присадок). Основными объектами описания в обзоре являются растворы полимеров, в меньшей степени внимание уделено растворам поверхностно-активных веществ (ПАВ). Тем не менее, в обзоре используется термин «сложные жидкости» – более широкий и менее строгий. Использование данного термина оправдано тем, что закономерности разрушения, установленные для растворов полимеров и ПАВ, по-видимому, остаются в определенной степени справедливыми и для более широкого класса жидкостей, включающего в себя биологические муцинозные жидкости [Добрых и др. (1988), Базилевский и др. (1992, 2001a), Волков и др. (2003)], фибриллоподобные (wormlike) мицеллярные системы [Steger and Brunn (1999), Hoyt (1999), Smolka and Belmonte (2003), Cooper-White et al. (2002), Manero et al. (2002)] и другие жидкости. Распространение найденных закономерностей на более широкий класс жидкостей основывается на схожести аномальных гидродинамических эффектов в этих жидкостях, а также определенном подобии их микромолекулярной структуры. Таким образом, предполагается, что растворы полимеров и ПАВ могут рассматриваться как модельные для широкого класса сложных жидкостей.

Эффектом добавок при разрушении жидкостей считается существование определенного различия между процессами разрушения в жидкостях с добавками и в чистой воде. Поэтому процессы разрушения в воде рассматриваются как «точка отсчета», и описание процесса разрушения сложных жидкостей начинается сравнением разрушения данной жидкости и воды.

1.1 Механизмы влияния добавок на процессы разрушения жидкостей

Способность малого количества высокомолекулярных полимерных добавок в маловязкие жидкости подавлять (или замедлять) дробление и распыление жидкости (эффект упрочнения) хорошо известна [Ентов и Ярин (1984), Рожков (1984), Bazilevsky et al. (1994)]. Аналогичное замедление капиллярного распада жидкостей наблюдается и в случае добавок ПАВ [Ентов и Ярин (1984)].

Эффекты упрочнения 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. Как правило, жидкости становятся значительно более устойчивыми к действию различных факторов распада. В частности, во многих процессах разрушения жидкость остается сплошной намного дольше, а сформированные новые объекты (капли) оказываются не столь многочисленны и имеют большие размеры по сравнению со случаем жидкости без добавок. Например, свободные пленки обычной жидкости (воды) разрушаются на мелкие капли, которые срываются с краев пленки; в то же время при разрушении свободных пленок

полимерных растворов образуются значительно более крупные капли, соединенные между собой капиллярными утончающимися нитями [Рожков (1984)]. При столкновении быстродвижущегося твердого тела с неподвижным жидким объектом полимерный раствор разрушается на достаточно крупные фрагменты, в то время как ньютоновская жидкость той же самой вязкости формирует мелкодисперсную среду [Духовский и др. (1989), *Dukhovskii et al.* (1990), Духовский и др. (2004)].

Может быть дано следующее качественное объяснение эффекта замедления разрушения полимерных жидкостей. В процессе распада жидкого объекта, то есть его разделения на изолированные капли, жидкость подвергается интенсивной элонгационной деформации в некоторых локальных областях жидкого объекта. Так, например, при отрыве капли от основной массы жидкости формируется утончающийся жидкий мостик, соединяющий каплю с остальной жидкостью [Рожков (1984)]. Утончение мостика эквивалентно растяжению жидкости мостика вдоль его оси. Аналогично, при формировании в сплошной жидкости внутренних разрывов (пузырей) элементы жидкости подвергаются интенсивной деформации растяжения [Духовский и др. (2004), *Bazilevsky et al.* (1998), *Meyer et al.* (1999), *Базилевский и др.* (2003)].

В то же самое время, одно из наиболее замечательных свойств полимерных жидкостей – это способность накопления гигантских обратимых деформаций и формирования высоких упругих напряжений в интенсивных элонгационных потоках [*De Gennes* (1974), *Hinch* (1977), *Гросберг и Хохлов* (1989)]. Формально это соответствует многократному увеличению элонгационной вязкости. Формирование упругих напряжений обеспечивается гидродинамическим взаимодействием растянутых гибких полимерных молекул в интенсивном элонгационном потоке. При распаде жидкого объекта

упругие напряжения препятствуют разделению сплошного жидкого объекта на изолированные части. В рассматриваемом здесь частном примере отрыва капли упругие напряжения в мостике препятствуют или, по крайней мере, замедляют отделение капли, а при образовании каверн в жидкости значительная доля механической энергии идет на упругое деформирование среды, что, в свою очередь, снижает интенсивность формирования каверн.

Механизм действия добавок ПАВ также достаточно прост. В ряде гидродинамических случаев, таких как капиллярный распад струй и нитей, поверхностное натяжение действует как дестабилизирующий фактор и снижение поверхностного натяжения добавками ПАВ уменьшает роль данного дестабилизирующего фактора [Ентов и Ярн (1984)]. С другой стороны, имеются ситуации, как, например, дробление капли в аэродинамическом потоке, когда поверхностное натяжение выступает как стабилизирующий фактор и эффект добавок ПАВ может быть противоположным.

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 одни или несколько характерных размеров. С другой стороны, нерегулярный распад характеризуется непрерывным спектром мод неустойчивости, нерегулярной хаотической деформацией жидкости [Султанов и Ярн (1990)]. 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 упомянутый выше случай распада свободной пленки, распад непрерывных и

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

Приведенные примеры разрушения сложных жидкостей обсуждаются ниже. Представленный ряд примеров взаимосвязан. В примерах демонстрируются общие закономерности поведения сложных жидкостей в различных гидродинамических ситуациях, объединяющим свойством которых является интенсивная деформация жидкости. Единые механизмы управляют разрушением жидкости в таких деформационных условиях.

1.2 Динамика и распад струй сложных жидкостей

Тема настоящего раздела являлась предметом обзоров [*Ентов и Ярин* (1984), *Bechtel et al.* (1999)] и книги [*Yarin* (1993)]. 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 [*Ентов и Ярин* (1984), *Savart* (1833), *Plateau* (1873), *Rayleigh* (1879)]. Подобные струи низкоконтрированных 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 [*Goldin et al.* (1969), *Gordon et al.* (1973), *Ентов и др.* (1980), *Базилевский и др.* (1981), *Schummer and Tebel* (1982, 1983), *Bazilevsky et al.* (1990a), *Mun et al.* (1998), *Christanti and Walker* (2001, 2002)].

Подобное поведение жидкости имеет место, когда жидкая капля растягивается между двумя пластинами (захватами) [*Базилевский и др.* (1981), *Рожков* (1983)]. Жидкий мостик, который формируется между захватами, превращается в утончающуюся капиллярную нить, если небольшое количество растворимого полимера добавлено в жидкость. Такая же нить образуется при медленном отрыве капли полимерного раствора от капилляра [*Cooper-White et al.* (2002)]. Явление образования капиллярной нити при растяжении капли используется для определения реологических свойств полимерных растворов и других упруговязких жидкостей в течениях растяжения [*Добрых и др.* (1988), *Базилевский и др.* (1992, 1987, 2001a, б), *Bazilevsky et al.* (1990b), *Liang and Mackley* (1994), *Базилевский и др.* (1997), *Kolte and Szabo* (1999), *Stelter et al.* (2000), *McKinley and Tripathi* (2000), *Tripathi et al.* (2000), *Anna and McKinley* (2001), *Amarouchene et al.* (2001)].

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 [*Базилевский и др.* (1985)]. 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 располагаются капли [Bazilevsky *et al.* (1990a), Bazilevsky and Rozhkov (2002)].

Истечение упруговязких полимерных жидкостей из сужающихся каналов или фильер может сопровождаться рядом гидродинамических эффектов. Например, может происходить увеличение сечения (утолщение) струи на выходе из сужающегося сопла [Чанг Дей Хан (1979), Лодж (1969)], возникновение неустойчивости течения при низких числах Рейнольдса [Чанг Дей Хан (1979), Лодж (1969), Larson (1992)]. При прочих равных условиях напорное давление при истечении упруговязких жидкостей может существенно отличаться от напорного давления ньютоновских жидкостей той же самой вязкости [Чанг Дей Хан (1979)]. При экструзии достаточно высоковязких пластиков 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 [Kulikov and Hornung (2001)]. При истечении растворов полимеров умеренной концентрации из горизонтального щелевого сопла при превышении некоторой критической скорости первоначально гладкая плоская струя становится ребристой, причем ребра располагаются вдоль направления движения [Tomita and Takahashi (1988), Takahashi and Tomita (1989)]. Детали некоторых перечисленных и ряда других

особенностей поведения сложных жидкостей при истечении из каналов представлены в [*Larson* (1992), *Denn* (2001)].

Эффекты накопления обратимых деформаций на величину напорного давления при истечении струй упругих и упруговязких жидкостей из сужающихся каналов теоретически проанализированы в [*Рожков* (1984), *Ентов и др.* (1985), *Ентов и др.* (1987), *Ентов и др.* (1997), *Рожков* (2003)]. 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» [*Рожков* (1984, 2003), *Ентов и др.* (1985)].

В отличие от всего сказанного выше, исследования [*Meyer et al.* (1997, 1999), *Базилевский и др.* (2004)] имеют дело с новым объектом жидкости, который подвергается разрушению, - свободной импульсной микроструей (цилиндрической каплей). Импульсные струи являются ключевым элементом современной струйной печати. При струйной печати неустойчивость и разрушение струи чернил на мелкие вторичные капельки в процессе полета от печатающей головки до бумаги ведут к снижению качества печати. Использование полимерных добавок для подавления распада струи в полете позволяет избежать формирования вторичных капелек и повысить качество печати.

Цель исследований [*Meyer et al.* (1997, 1999), *Базилевский и др.* (2004)] - изучение возможности управления динамикой и распадом импульсных микроструй маловязких жидкостей при помощи небольших полимерных добавок к ним. В экспериментах

исследовались разбавленные растворы полиакриламида 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. 1.1 (случай 0).

Полимерные добавки кардинально модифицируют процесс метания – фиг. 1.1 (1 – 3). 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. 1.2. Первый, когда хвост струи разрушается на несколько вторичных капелек – фиг. 1.1 (1). Второй случай, когда вся жидкость хвоста перетекает в головную каплю без каких-либо потерь и формируется одна единственная капля – фиг. 1.1 (2). Наконец, третий случай, когда вылетевшая из сопла капля возвращается к соплу под действием упругих внутренних напряжений в хвосте – фиг. 1.1 (3).

В рамках простейших гидродинамических моделей численно построены критерии перехода от одного режима движения струи к другому. Определяющими параметрами являются динамические характеристики микроструи и характеристики упругости жидкости. В частности, критерий отрыва струи от сопла имеет вид:

$$\pi a_0 G \theta^2 / m_0 = 6.0, \quad (1.2.1)$$

где a_0 – начальный диаметр метаемой струи, G – модуль упругости жидкости [Hinch (1977)], θ – время релаксации жидкости [Hinch (1977)], m_0 – масса жидкости в струе. Уравнение (1.2.1) следует из сравнения эффектов упругих и инерционных сил при отрыве струи от сопла. Если левая часть уравнения (1.2.1) 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:

$$\gamma \rho (\pi a_0^{3/2} \theta / m_0)^2 = 0.4, \quad (1.2.2)$$

где γ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости, ρ – плотность жидкости. Уравнение (1.2.2) следует из сравнения времени слияния в единую каплю двух капель, соединенных жидкой перемычкой – фиг. 1.1 (2), и времени распада жидкой перемычки между каплями. Если первое время меньше второго, то капли успевают слиться в одну до разрыва перемычки между ними, в противоположном случае перемычка между каплями разрывается раньше и формируются две изолированных капли. Если левая часть уравнения (1.2.2) больше правой, то формируется единая компактная капля, в противном случае струя в полете распадается на вторичные капли.

Результаты работ свидетельствуют, что желаемые эффекты при метании микроструй могут быть достигнуты надлежащим выбором реологических параметров, которые могут управляться изменением молекулярной массы и концентрации полимера. Эти выводы получили

дальнейшее развитие в недавнем обзоре эффектов полимерных добавок в струйной печати [*De Gans et al.* (2004)].

Исследования влияния полимерных добавок на динамику колоколообразных и веерообразных свободных пленок жидкостей представлены [*Рошков* (1984), *Bazilevsky et al.* (1994), *Ентов и др.* (1980), *Ентов и др.* (1986а, б)]. 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, позволили найти закономерности реологического поведения полимерных растворов в условиях чрезвычайно интенсивных элонгационных деформаций. Обсуждаемые пленочные течения могут рассматриваться как своеобразные «разрывные машины», которые обеспечивают гигантские деформации в жидкости за короткие интервалы времени.

1.3. Столкновение сложной жидкости и твердого тела

Различные схемы столкновения воды и твердого тела при относительно низких скоростях представлены и описаны в обзорах [*Гонор и Ривкинд* (1982), *Rein* (1993)]. В настоящем обзоре рассматриваются эффекты столкновения сложных жидкостей при аналогичных обстоятельствах.

Эффект упрочнения жидкости полимерными добавками в процессе проникновения твердых шариков в жидкость при

относительно малых скоростях наблюдался в [*Cheny and Walters* (1996, 1999)]. Авторы повторили известные эксперименты Уорthingтона (*Worthington*) [*Worthington and Cole* (1897, 1900)], 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 [*Гегузин* (1977), *Worthington and Cole* (1897, 1900), *Майер* (1989)]. 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. Очевидно, что 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 Уорthingтона. Благодаря этим нитям струя Уорthingтона сохраняет сплошность в условиях, при которых струя Уорthingтона ньютоновской жидкости распадается во вторичные капли. В третьих, полимерные добавки могут уменьшить максимальную высоту струи Уорthingтона в нескольких раз. Эффект полимерных добавок может наблюдаться при очень низких концентрациях добавляемого высокомолекулярного полимера (до 10 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, более заметны (толще и живут дольше) при падении капли жидкости по сравнению со случаем падения шарика. Вместе с тем, при падении капли в жидкость эффект полимерных добавок на длину струи Уортингтона незначителен.

Авторы работы [Nigen and Walters (2001)] продолжили предыдущую серию экспериментов, используя другие объекты для проникновения в жидкость, среди которых короткие и длинные стержни, падающие горизонтально на жидкую поверхность. В случае падения длинных стержней на поверхность ньютоновской жидкости, плоская струя (двухмерный аналог струи) выплескивается из жидкости. Эффект высокомолекулярной полимерной добавки концентрации 10 млн^{-1} на плоскую струю оказался чрезвычайно малым. В случае падения коротких стержней (длина / диаметр = 10) в ньютоновскую жидкость, плоская струя вопреки ожиданиям формируется перпендикулярно стержню. Эффект тех же самых полимерных добавок на высоту и профиль этой плоской струи заметен, но не столь велик, как в случае падения шарика.

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) [Гонор и Ривкинд (1982), Rein (1993)] подвержен модификации при помощи добавок к жидкости. В [Crooks and Boger (2000)] исследовали переход от растекания капли по поверхности к разбрызгиванию при столкновениях капель

ньютоновских и полимерных растворов с алюминиевыми и плексигласовыми поверхностями различной шероховатости. Авторы представили новый метод определения начала разбрызгивания с увеличением скорости столкновения, путем регистрации момента резкого роста эффективной площади круга, внутри которого сконцентрированы продукты распада капли после ее столкновения с поверхностью. Этот резкий рост вызван появлением вторичных капель с началом дробления капли при увеличении скорости столкновения. Метод позволяет избежать проблем, связанных со сложным видом распределения продуктов распада полимерных жидкостей, когда упавшие на поверхность вторичные капли могут быть соединены с основной каплей посредством жидких нитей. Авторы обнаружили, что 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. Также наблюдалось, что влияние шероховатости поверхности на порог разбрызгивания сильнее проявляется в случае полимерных растворов, чем в случае ньютоновских жидкостей.

Аналогичные опыты с каплями эмульсии вода/масло (концентрация масла составляла 5%) показали, что в эмульсиях разбрызгивание жидкости протекает более интенсивно, чем в чистой воде [*Prunet-Foch et al.* (1998)].

Яркий эффект полимерных добавок при столкновении капли с гидрофобной твердой поверхностью был обнаружен в работе [*Bergeron et al.* (2000)] (см., также, [*Bergeron and Qu  r  * (2001), *Roux et al.* (2003)]). Обычно, при столкновении капли 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 капли по поверхности. Добавление всего 1000 млн^{-1} высокомолекулярного полиэтиленоксида уменьшает скорость схлопывания почти на порядок, а также полностью устраняет последующий рикошет капли от поверхности. Авторы объяснили замедление схлопывания ростом элонгационной вязкости раствора в процессе схлопывания ламеллы, однако, опыты, обсуждаемых ниже работ по столкновению капли с небольшим препятствием, не подтвердили эту гипотезу. По-видимому, вопрос о механизме действия полимерной добавки в рассматриваемой ситуации остается открытым.

Обнаруженный эффект торможения отскока имеет большое значение в струйной печати, как новый метод подавления рикошета капель чернил от бумаги в случае использования для печати очень маленьких капель чернил. Некоторые детали эффекта торможения отскока анализировались недавно в [Crooks *et al.* (2001)]. В частности, обнаружено, что уменьшение скорости схлопывания и максимальной высоты отскока капли в процессе столкновения хорошо коррелирует с элонгационной вязкостью полимерного раствора, измеренной методом отдачи струи.

В работе [*Cooper-White et al. (2002)*] установлено, что добавки упруговязких фибриллоподобных мицеллярных систем подобно добавкам полимера подавляют отскок капли от гидрофобной поверхности.

Влияние добавок ПАВ на динамику капли, сталкивающейся с гидрофобной поверхностью, исследовано в [*Zhang and Basaran (1997), Mourougou-Candoni et al. (1997, 1999)*]. Наблюдаемые эффекты ПАВ похожи на эффекты полимерных добавок, однако, физический механизм действия ПАВ, видимо, другой. Установлено, что добавки ПАВ не влияют на быструю стадию роста ламеллы. На этой стадии «новая» поверхность формируется достаточно быстро по сравнению с процессом поверхностной адсорбции молекул ПАВ. Процесс адсорбции далек от равновесного состояния. Поэтому рост ламеллы управляется динамическим поверхностным натяжением раствора, которое равно поверхностному натяжению чистого растворителя - воды. С другой стороны, действия добавок проявляются достаточно заметно на стадии последующего схлопывания ламеллы. В силу недостаточной быстроты процесса схлопывания, добавки ПАВ имеют возможность эффективно адсорбироваться на поверхности жидкости и существенно снижать поверхностное натяжение жидкости в ламелле. В результате падает скорость схлопывания, которая определяется действием поверхностного натяжения. Как показывают опыты, добавки ПАВ снижают скорость схлопывания ламеллы во много раз.

Общей трудностью изучения процессов столкновения жидкости и твердого тела является многофакторность явлений. При столкновении капли с плоской поверхностью процесс определяется конкуренцией, по крайней мере, трех факторов – инерции, капиллярности и вязкого трения между жидкостью и поверхностью. В случае сложной жидкости добавляется фактор, связанный со спецификой жидкости. Слишком

большое число определяющих факторов затрудняет однозначное выявление закономерностей разрушения. Проще изучать гидродинамическую ситуацию при минимальном числе факторов. Одной из таких ситуаций является удар капли по небольшому диску (фиг. 1.3) при высоких значениях ударного числа Рейнольдса: $Re_i = \rho v_i d_i / \mu \gg 1$, где ρ , μ , – плотность и вязкость жидкости, v_i , d_i – скорость и диаметр капли перед ударом. Использование в качестве препятствия небольшого диска позволяет устранить вязкое трение между жидкостью и твердой поверхностью. Те особенности динамики и разрушения капель, которые обычно экранированы влиянием сдвиговой вязкости, при ударе о небольшой диск могут наблюдаться в «чистом виде».

В опытах с водой и другими жидкостями [Rozhkov *et al.* (2002, 2003a-e, 2004a, b), Рожков и др. (2003)] в качестве препятствия использовалась гладкая торцевая поверхность стального цилиндра (фиг. 1.3). Диаметр препятствия изменялся в диапазоне $d_t \sim 3.7-7.0$ 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. В опытах отношение d_t/d_i поддерживалось на уровне $d_t/d_i \sim 1.0$ и 1.5. Процесс соударения регистрировался методами скоростной фото- и видеосъемки. Наблюдения велись одновременно сверху и сбоку при помощи скоростных видеокамер – фиг. 1.3.

В результате экспериментов [Rozhkov *et al.* (2002, 2003b, 2004a)] 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. 1.3). Ламелла оказывается плоской при $d_t/d_i \sim 1.5$ и

конической при $d_t/d_i \sim 1.0$. 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 [Rozhkov *et al.* (2002, 2003b, 2004a)]. Прежде всего, результаты наблюдений показывают, что удар капли воды о препятствие может быть представлен как сумма двух простейших движений: радиального растекания тонкой пленки и осесимметричного движения краевой струи.

Движение плоского элемента воды в пленке происходит с постоянной скоростью, т.к. суммарная поверхностная сила, приложенная к границе произвольного плоского элемента, равна нулю:

$$\oint_{\Gamma} 2\gamma \mathbf{n} d\Gamma = 0, \text{ где } \gamma - \text{коэффициент поверхностного натяжения}$$

жидкости, Γ - граница элемента в пленке, \mathbf{n} - внешняя единичная нормаль к границе.

Истечение жидкости с препятствия может рассматриваться 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 $V_s(\tau_s)$, $Q_s(\tau_s)$ (где $V_s = v_s/v_i$, $\tau_s = t_s v_i/d_i$, $Q_s = q_s/(v_i \pi d_i^2/6)$) 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:

$$V(\tau, Y) = V_s(\tau_s), Q(\tau, Y) = Q_s(\tau_s) / (1 + Yd/d\tau_s(1/V_s(\tau_s))), Y = V_s(\tau_s)(\tau - \tau_s), \quad (1.3.1)$$

где $V \equiv v/v_i$, $Q \equiv q/(v_i \pi d_i^2/6)$, $Y = r/d_i$, $\tau = tv_i/d_i$, v – локальная скорость жидкости в точке с радиальной координатой r в текущий момент времени t , q – локальный расход жидкости в точке с радиальной координатой r в текущий момент времени t (локальный расход определяется как объем жидкости, протекающий через контур радиуса r в единицу времени). Кинематические уравнения (1.3.1) 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 факторного анализа. Информацию дали наблюдения за «разрезанием» ламеллы «ножом» – тонкой иглой, вставленной в ламеллу на некотором расстоянии $r_{об}$ от центра препятствия – фиг. 1.4. 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, например, на фиг. 1.4), позже вогнутыми и в конце процесса волна разрушения отрывается от «ножа» и самостоятельно распространяется по ламелле. Угол между волнами разрушения Маха-Тейлора 2φ , измеряемый в окрестности точки разрезания $r=r_{ob}$ ($Y=Y_{ob}\equiv r_{ob}/d_i$), определяется локальными условиями течения [Taylor (1959c), Рожков (1984), Ентов и др. (1986а, б)]:

$$(\sin\varphi)^{-2} = (We_i/24)VQ/Y_{ob}. \quad (1.3.2)$$

Анализ данных измерений значений φ в различных точках ламеллы и в различные моменты времени позволил предложить вариант аппроксимации *универсальных функций истечения* и восстановить эти функции в приближенном виде:

$$V_s = V_0/(1+B\tau_s), \quad Q_s = Q_0, \quad \tau_s \in [0,3], \quad (1.3.3)$$

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

На фиг. 1.5 представлены рассчитанные при помощи уравнений (1.3.1), (1.3.3) кривые распределения скорости V и толщины H внутри ламеллы. Жидкие элементы, утончаясь, перемещаются внутри ламеллы вдоль характеристик $dY/d\tau = V$ до момента их столкновения с краевой струей (фиг. 1.6). В фиксированной точке пространства толщина ламеллы увеличивается, а скорость жидкости падает. Кривые фиг. 1.5 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

(Ohnesorge) $Oh = \mu / (\rho h \gamma)^{1/2} \ll 1$, где ρ – плотность жидкости, h – толщина пленки) волна разрушения распространяется в виде бегущего жидкого валика (подобного ударной волне в газовой динамике), аккумулирующего жидкость пленки. В безразмерном виде уравнение движения краевой струи имеет вид:

$$d/d\tau (M(dY_l/d\tau)) + Q(dY_l/d\tau - V) = -24Y_l/We_i, \quad (1.3.4)$$

где $Y_l = \beta/2 = r_l/d_i$, $2r_l$ – текущий диаметр ламеллы (фиг. 1.3), $M = m/(\rho \pi d_i^3/6)$, m – масса жидкости в краевой струе.

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 (1.3.4) (с учетом (1.3.1), (1.3.3) и условия сохранения массы) удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными (фиг. 1.6). Как свидетельствует вид уравнений (1.3.1), (1.3.3) и (1.3.4), величина максимального размера ламеллы при ее расширении β_m зависит только от значения ударного числа Вебера We_i . Результаты численных расчетов показывают, что зависимости величины β_m и времени достижения максимального размера τ_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 при движении ламеллы влияние вязкости несущественно. Оценки показывают, что на стадии расширения ламеллы, вплоть до достижения максимального размера, это действительно имеет место в случае достаточно низких значений ударного числа $We_i/Re_i^{1/2} = (\rho v_i^3 d_i \mu / \gamma^2)^{1/2} \ll 1$. Другой

особенностью соударения с плоской поверхностью является влияние контактного угла на динамику ламеллы. Учет влияния контактного угла осуществляется путем использования в качестве ударного числа Вебера его эффективного значения $We_{is}=We_i/((1-\cos\theta_a)/2)$, где θ_a – контактный угол. Сопоставление теоретических предсказаний модели, модифицированной для случая удара по плоской поверхности, с соответствующими экспериментальными результатами других авторов оказалось удовлетворительным. Для сильно гидрофобной поверхности $\theta_a=180^\circ$, $We_{is}=We_i$, 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 [Борисов и др. (2003)] 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 [Предтеченский и др. (2002), Борисов и др. (2003)].

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 ($-d^2r_l/dt^2 \sim 100g$). В такой ситуации менее массивные тонкие части струи – мостики, тормозятся легче, чем более массивные толстые части струи – капли, т.к. торможение и тех и других производится одинаковым поверхностным натяжением. В результате капли уходят вперед, оставляя мостики позади и формируя тем самым вторичные струи – фиг. 1.7. Вторичные струи, в свою очередь, распадаются на вторичные капли благодаря капиллярной неустойчивости Рэлея.

Развитие капиллярно-инерционной неустойчивости краевой струи (fingering and splashing) продемонстрировано количественно в рамках предложенной выше модели движения ламеллы. Предшествующее развитие неустойчивости Рэлея представлено 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. 1.7). Последующие траектории движения капель и мостиков описываются уравнением (1.3.4), если положить, что в момент времени $\tau = \tau_*$ масса M увеличилась в два раза для капли и стала равной нулю для мостика. Результаты расчетов для $\tau_* = 1, 3$ и 5 показаны на фиг. 1.6. Траектории капель и мостиков разделяются, что позволяет каплям отделиться от краевой струи и тем самым обеспечить разбрызгивание жидкости.

В [Rozhkov *et al.* (2003a, b, e), Рожков и др. (2003)] рассматриваются особенности процессов столкновения с небольшим твердым препятствием капель растворов полимеров при тех же экспериментальных условиях, что и для капель воды. Испытаниям

были подвергнуты достаточно хорошо реологически охарактеризованные [Базилевский и др. (1997), Базилевский и др. (2001б)] водные растворы полиэтиленоксида ($M=4$ млн.) при весовых концентрациях 1, 10, 100, 1000 млн⁻¹ (ПЭО-1, ПЭО-10, ...).

Также 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 обнаружено существенного различия между максимальными диаметрами ламеллы и скоростями ее схлопывания для воды и исследованных полимерных жидкостей, что свидетельствует против теоретических выводов [Bergeron et al. (2000)].

Самым существенным отличием ламелл воды и полимерных жидкостей оказалось то, что полимерные добавки кардинально изменили характер схлопывания ламеллы. Вторичные струи, которые прежде распадались на отдельные вторичные капли, в случае полимерных жидкостей трансформировались в утончающиеся капиллярные нити, которые соединяли ламеллу с вторичными каплями – фиг. 1.8. 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 являются определяющими. 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 [Bazilevsky et al. (1990a), Bazilevsky and Rozhkov (2002), Bazilevsky et al. (1994b)]. Время жизни нити полимерного раствора t_f оценивается как $t_f/(3\theta) \sim 3$, где θ – время релаксации жидкости [Базилевский и др. (1997), Лернер и др. (1989)]. В течение этого периода нить утончается в соответствии с экспоненциальным законом $a = a_0 \exp(-t/(3\theta))$, где a_0 – начальный диаметр нити [Базилевский и др. (1987, 2001a), Bazilevsky et al. (1990b), Anna and McKinley (2001)]. По окончании этого периода нить практически мгновенно распадается. Суммируя вышесказанное, полагая, что распад краевой струи на капли происходит благодаря неустойчивости Рэлея и, наконец, воспользовавшись закономерностями движения ламеллы, которые ранее были установлены для воды, критерий распада капли на вторичные капли может быть сформулирован как:

$$(\rho d_i^3 / (\gamma \theta^2)) \cdot We_i^\chi = K, \quad (1.3.5)$$

где определяющими факторами являются динамические условия удара и упругость жидкости: ρ – плотность жидкости, d_i – диаметр капли перед ударом, γ – поверхностное натяжение, θ – время релаксации

жидкости, $We_i = \rho v_i^2 d_i / \gamma$ - число Вебера при ударе, v_i - скорость удара, $\chi = 3/8$, $K = 1.14 \cdot 10^3$.

Соотношение (1.3.5) предсказывает, что если его левая часть больше, чем параметр K , то капля при ударе распадается на отдельные вторичные капли, если левая часть (1.3.5) меньше, чем параметр K , то распада капли не происходит. В частности, для исследованных в работе столкновений капель ПЭО-1, ПЭО-10 и ПЭО-100, левая часть соотношения (1.3.5) 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 никаких потерь жидкости не наблюдается.

Соотношение (1.3.5) может также рассматриваться как эмпирическая формула, параметры которой χ и K могут быть определены экспериментально.

В [Rozhkov *et al.* (2003c, d)] рассматриваются процессы столкновения капель растворов ПАВ с небольшим твердым препятствием. Исследовались водные растворы натриевой соли диоктилового эфира сульфоянтарной кислоты (dioctyl sulfosuccinate sodium salt, далее обозначается DOS), бромида дидодецилдиметиламмония (didodecyldimethylammonium bromide, далее обозначается DDAB) и триметилсилилированный сополимер оксипропилена и оксиэтилена (trisiloxane oxupropylene polyoxyethylene, далее обозначается в соответствие с коммерческим названием как Silwett L77). Концентрация растворов DOS составляла 1, 10 и 100 концентраций критического мицеллообразования (Critical Micellar

Concentration - CMC). Далее концентрации обозначаются 1, 10, 100×CMC. Концентрация DDAB составляла 1, 10, 100×CMC, а Silwett L77 - 1, 10, 100, 1000×CMC. Величина CMC для раствора DOS оценивается как 1×CMC=0.92 г/л, для раствора DDAB 1×CMC=0.35 г/л, а для раствора Silwett L77 1×CMC=0.10 г/л. Все исследованные ПАВ снижают поверхностное натяжение растворов с начального уровня 72 мН/м до 20 –30 мН/м. Основное различие между ними заключается в том, что DOS является более «быстрым» ПАВ по сравнению с DDAB и Silwett L77. Это выражается в том, что при образовании «свежей» поверхности в растворе DOS поверхностное натяжение релаксирует к равновесному значению существенно быстрее, чем в случае DDAB или Silwett L77 [*Mourougou-Candoni et al.* (1997, 1999)].

Как и в случае чистой воды, при ударе капли о препятствие происходит формирование и распад круглой жидкой ламеллы. Установлено, что добавки ПАВ могут модифицировать этот процесс в четырех частях. Во-первых, в случае наиболее вязкого раствора DOS 100×CMC у ламеллы отсутствует ярко выраженная краевая струя и структура ламеллы в этом случае не может больше рассматриваться в виде комбинации тонкой пленки и толстой краевой струи. Ламелла выглядит как относительно однородный жидкий диск. Наблюдаемая особенность связана с тем, что в пленках вязких жидкостей (высокое число Онезорге $Oh = \mu / (\rho h \gamma)^{1/2} \gg 1$) схлопывание пленки происходит не вследствие движения границы по невозмущенной пленке в форме ударной волны, а вследствие деформирования всего объема жидкости пленки. Изменение механизма схлопывания пленки ведет, в свою очередь, к уменьшению диаметра ламеллы раствора DOS 100×CMC и скорости ее схлопывания по сравнению с ламеллой воды. В целом, обнаруженная модификация является следствием скорее загущающей

способности добавки DOS, чем поверхностной активности этой добавки.

Второй возможной модификацией процесса соударения капли с препятствием является повышение устойчивости вторичных струй, радиально истекающих с поверхности краевой струи. В результате формируется жидкая паукообразная структура, которая похожа на структуру, наблюдаемую ранее для капель растворов полимеров (фиг. 1.8). Эффект характерен для растворов DOS 1, 10×СМС и Silwett L77 10, 100, 1000×СМС. Эффект усиливается с ростом концентрации ПАВ. Несмотря на внешнее сходство со случаем полимеров, основная причина замедления распада струй растворов ПАВ заключается не в усилении стабилизирующего фактора – внутренних напряжений в жидкости, как у полимерных растворов, а в ослаблении дестабилизирующего фактора – поверхностного натяжения. Характерное время распада струи определяется оценкой [Базилевский и др. (2001а), Енгов и Ярин (1984), Базилевский и др. (1981)] $t \sim t_i + t_v$, где $t_i \sim (\rho a^3 / \gamma)^{1/2}$ – инерционная составляющая времени распада, $t_v \sim 3\mu a / \gamma$ – вязкая составляющая времени распада, ρ – плотность жидкости, a – диаметр струи, γ – коэффициент поверхностного натяжения, 3μ – тритоновская вязкость жидкости. Обе составляющие растут с уменьшением поверхностного натяжения. Добавки ПАВ снижают поверхностное натяжение жидкости во вторичных струях и тем самым замедляют их распад. Увеличение тритоновской вязкости, как, например, у Silwett L77 1000×СМС, также ведет к замедлению распада вторичных струй. Отсутствие заметного эффекта в случае других жидкостей объясняется тем, что скорость образования новой поверхности во вторичных струях оказывается все же слишком

высокой для эффективной адсорбции молекул ПАВ на поверхности, в результате чего они не в состоянии снизить поверхностное натяжение жидкости вторичных струй относительно уровня поверхностного натяжения чистого растворителя – воды.

Следующей возможной модификацией является увеличение размера ламеллы и времени ее жизни по сравнению с водой. Увеличение максимального диаметра в ~ 1.3 раза и примерно такое же увеличение времени жизни ламеллы наблюдается у растворов DOS 10×CMC и Silwett L77 1000×CMC. В то же самое время зависимость $\beta = \beta(\tau)$ имеет практически тот же самый вид для воды и для растворов DOS 1×CMC; DDAB 1, 10, 100×CMC и Silwett L77 1, 10, 100×CMC. Как показано выше на примере воды, динамика ламеллы контролируется поверхностным натяжением. Следовательно, наблюдаемое увеличение размеров ламеллы растворов DOS 10×CMC и Silwett L77 1000×CMC может быть объяснено снижением поверхностного натяжения в ламелле этих жидкостей под действием добавок ПАВ. С другой стороны, отсутствие влияния ПАВ на зависимость $\beta = \beta(\tau)$ для растворов DOS 1×CMC; DDAB 1, 10, 100×CMC и Silwett L77 1, 10, 100×CMC свидетельствует о доминирующем влиянии *динамического* поверхностного натяжения, которое благодаря высокой скорости образования поверхности в ламелле совпадает в этих жидкостях с поверхностным натяжением чистого растворителя – воды.

Последней из обнаруженных модификаций процесса соударения капли с препятствием является модификация добавками ПАВ процесса разрушения ламеллы. Ламелла может разрушаться в результате спонтанного зарождения (обычно при $\tau > 3$) и последующего роста некоторого количества *дырок* внутри ламеллы – фиг. 1.9. Коалесценция *дырок* ведет к формированию на определенном этапе характерной

жидкой паутинообразной структуры – фиг. 1.10. Такая структура существует относительно долго, видимо благодаря тому же самому механизму, который обеспечивает представленный выше эффект повышения устойчивости вторичных струй. Тем не менее, в конце концов, вся структура распадается на капли.

Обнаруженный механизм разрушения ламеллы достаточно регулярно проявляется в случае растворов DDAB 1, 10, 100×СМС и Silwett L77 1, 10, 100×СМС. Значительно реже такое разрушение ламеллы можно наблюдать для DOS 10×СМС. В то же время ламеллы растворов DOS 1×СМС и Silwett L77 1000×СМС практически всегда разрушаются подобно ламеллам воды, т.е. в результате схлопывания краевой струи.

Наблюдаемая дестабилизация ламеллы добавками ПАВ находится в определенном противоречии с известной способностью ПАВ повышать устойчивость пленок, которая лежит в основе создания мыльных пузырей и пены. Вместе с тем известно, что способность ПАВ изменять (уменьшать) поверхностное натяжение в определенных ситуациях может являться фактором, способствующим формированию градиентов поверхностного натяжения, которые, в свою очередь, инициируют движение жидкости – эффект Марангони. По-видимому, такая же ситуация реализуется на относительно поздних стадиях существования ламеллы, когда истечение жидкости с препятствия ослабевает и локальная скорость образования новой поверхности в определенных точках ламеллы существенно уменьшается. Активная адсорбция мицелл ПАВ в этих точках вызывает локальное снижение поверхностного натяжения и, соответственно, интенсивный отток жидкости из этих точек под действием возникающего градиента поверхностного натяжения. Локальное утончение пленки может

закончиться ее разрывом и формированием тех самых *дырок*, которые наблюдаются в эксперименте. Неустойчивости течения в ламеллах растворов ПАВ близки по своей физической природе к неустойчивостям в стекающих пленках жидкостей с добавками ПАВ, которые были теоретически предсказаны и описаны в известных исследованиях [*Веларде и др. (2000), Карпилова и др. (2001)*].

1.4 Распыление сложных жидкостей

Распыления 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 эта 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 [*Султанов и Ярин (1990), Yarin et al. (2000)*]. 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 [*Султанов и Ярин (1990)*] предсказывает сдвиг распределения капель по размерам в сторону больших размеров с ростом упругого модуля жидкости, то есть с увеличением концентрации полимера. Та же самая тенденция наблюдалась в экспериментах [*Mun et al. (1999)*]. 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.

С другой стороны, так сложилось исторически, что первым применением антираспылительных свойств полимерных добавок при интенсивных деформациях было добавление полимерных добавок при низких концентрациях в авиационное топливо для подавления нештатного горения топлива в аварийных ситуациях. Полимерные добавки изменяют характеристики разбрызгивания топлива из поврежденных топливных баков в сторону увеличения размеров капелек и предотвращают формирование мельчайшей топливной пыли в воздухе. Известно, что скорость горения распыленного топлива (аэрозолей) уменьшается с ростом размеров капелек в аэрозольном облаке. В результате, интенсивность пожара на самолете может быть снижена. Таким образом, антираспылительная особенность полимерных добавок может значительно снизить опасность самолетных пожаров в аварийных ситуациях.

Для исследования распада горючих полимерных жидкостей в интенсивных аэродинамических потоках использовались тесты воспламенения. Тесты воспламенения полимерных растворов являлись не только испытаниями с прикладными целями. Воспламеняемость оказалась очень удобной мерой степени дисперсии полимерных жидкостей под действием различных диспергирующих факторов. Очень часто прямой анализ размеров продуктов распада полимерных жидкостей достаточно сложен, так как образуется большое число нитей и пленок между капельками.

Наиболее продуктивные исследования закономерностей воспламенения неньютоновских полимерных жидкостей в аэродинамических потоках были проведены в случаях, когда исследования были направлены на поиск связи этих закономерностей с

некоторыми специфическими эффектами течения полимерных жидкостей. Поскольку разрушение жидких объектов включает интенсивное элонгационное течение, то 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 [Hoyt *et al.* (1980)] 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 [Chao *et al.* (1984)] найдено, что снижение воспламеняемости полимерными добавками сильно коррелирует с максимально возможной высотой открытого сифона, который может быть образован в случае присутствия в жидкости полимерных добавок. Подобные методы и техника использовались в [Ilano *et al.* (1986)] для того, чтобы исследовать деградацию полимерных растворов в процессе формирования аэрозолей из полимерных растворов. В [Mannheimer (1983)] показано, что критическая скорость воспламенения разбавленных полимерных растворов зависит от максимальной вязкости Дарси, измеряемой при течении через плотные упаковки. В [Matta and Tytus (1982), Matta *et al.* (1983)] 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 [Peng and Landel (1983), Mannheimer (1986)]

наблюдался другой физический механизм антираспылительного эффекта полимерных агентов, когда для некоторых полимерных систем увеличение сдвиговой вязкости 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 [Yarin *et al.* (2000)]. В [Духовский и др. (1989, 2004), Dukhovskii *et al.* (1990)] представлены результаты исследований процессов ударного разрушения цилиндрических капель (тонких струй) жидкостей в результате поперечного удара по ним сверхзвукового стального шара – фиг. 1.11. Изучено разрушение тонких струй глицерина и 1, 2 и 4%-ных водных растворов полиэтиленоксида молекулярной массы $M=4$ млн. [Ентов и др. (1988а, б)] в результате соударения с ними стального шара диаметром 3 см, движущегося со скоростью 670 м/с перпендикулярно оси струи. В опытах диаметры струй имели порядок 0.2 – 1.0 мм. Визуализация процесса соударения осуществлялась методами скоростной фотосъемки. Для сравнения эксперименты проведены с проволокой стали, меди и волокнами арамидного волокна СВМ [Баженов и др. (2001)].

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 (также 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 (фиг. 1.11). 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 волн нагрузки, распространяющихся 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. 1.12. 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 [Баженов и др. (2001)]. 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 ~ 1 ГПа, который по порядку величины совпадает с прочностью стали.

Теоретический анализ [Духовский и др. (2004)] процессов распада сплошных объемов жидкости под действием разрывных нагрузок показал, что благодаря упругости полимерных растворов 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.

1.5 Кавитационные пузырьки в сложных жидкостях

Ниже приводятся сведения, в определенной мере выходящие за рамки известных книг [Левицкий и Шульман (1990), *Levitskii and Shulman* (1995)] и недавнего обзора [Fruman (1999)] по теме настоящего раздела.

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 действующим 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 [Вязьменский (1973)]. Так, например, обнаружено, что полимерные добавки увеличивают скорость эрозии материалов при кавитации, вызванной вибрацией [Ashworth and Proster (1975)], но в то же время подавляют эрозию материалов при кавитации, формируемой в потоке [Шановал и Шальнев (1977)]. 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 [Fogler and Goddard (1970)]. Другие формы замедления схлопывания получены при рассмотрении процесса в рамках различных вариантов модели Олдройда [Brutyan and Krapivsky (1991)]. Практически полная остановка течения наблюдается на поздней стадии схлопывания пузырька при описании процесса с помощью модели полимерного раствора Рискина [Ryskin (1990)]. Схлопывание пузырька в концентрированном полимерном растворе, когда эффекты реологии доминируют и допустимо безынерционное

приближение, рассмотрено в [Pearson and Middleman (1977, 1978)]. В [Brujan (1998)] описан эффект полимерной добавки в случае моделирования свойств жидкости при помощи реологической модели Вильямсона. С другой стороны, фактическое отсутствие полимерного эффекта на рост и схлопывание пузырька следует из численных результатов [Ting (1975, 1977)], если в качестве констант стандартной одройдовской модели использовать теоретические данные для разбавленных полимерных растворов. Влияние упругости полимерного раствора на колебательные движения пузырька исследовано в [Fogler and Goddard (1971), Yang and Lawson (1974)]. Схлопывание каверны в вязкопластической среде теоретически исследовались в [Григорьев и др. (1981), Георгиевский (1994)]. В частности, предсказано замедление процесса схлопывания и стремление радиуса каверны к предельному (ненулевому) значению в случае одного из вариантов вязкопластической среды [Георгиевский (1994)]. В большинстве представленных выше случаев 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 [Ting and Ellis (1974)]. 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 больше, чем в ньютоновской жидкости той же вязкости [Pearson and Middleman (1978)]. При формировании в жидкости пузырьков диаметром 7 - 19 мм при помощи искрового разряда влияние добавок полиэтиленоксида концентрации 250 млн^{-1} на

динамку пузырька оказалось незначительным [*Chahine and Fruman* (1979)]. 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 [*Kezios and Schowalter* (1986)]. 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 [*Brown and Williams* (1999), *Williams et al.* (1998)] отмечено ослабляющее влияние полимерной добавки на интенсивность вторичной микроструи, формируемой при неустойчивой форме схлопывания пузырька вблизи твердой поверхности, что коррелирует с результатами [*Chahine and Fruman* (1979)]. Наблюдаемое повышение устойчивости коллапсирующего микропузырька при помощи полимерных добавок может быть использовано в исследованиях, касающихся перспектив кавитационного термоядерного синтеза [*Taleyarkhan et al.* (2002)].

В [*Ryskin* (1990)] утверждается, что экспериментальные условия в цитируемых выше работах не соответствовали ситуации, когда реологические особенности жидкости являются доминирующими или значимыми в процессе схлопывания. Отмечено, что радиус пузырька должен быть достаточно малым, чтобы ожидаемый эффект замедления схлопывания мог проявиться [*Ryskin* (1990)]. Подобный вывод следует из представленного в [*Bazilevsky et al.* (1998), *Meyer et al.* (1999), *Базилевский и др.* (2003)] теоретического анализа явления.

Для исследования динамики чрезвычайно мелких пузырьков были поставлены специальные опыты, результаты которых приведены

в [Bazilevsky et al. (1998), Meyer et al. (1999), Базилевский и др. (2003)]. Экспериментально исследовалось формирование и схлопывание паровой микрокаверны (микропузырька) в водных растворах полиакриламида молекулярной массы 0.5 – 11 млн. и концентрации 0 – 6% [Ентов и др. (1988а, б)]. Формирование микропузырька с максимальным радиусом менее 100 мкм осуществлялось локальным импульсным перегревом жидкости при помощи плоского микронагревателя размером 100×100 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. 1.13.

Тем не менее, в недавней работе [Brujan et al. (2004)] 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 [Bazilevsky et al. (1998), Meyer et al. (1999), Базилевский и др. (2003)].

Определенная аналогия имеет место между кавитационным схлопыванием пузырька и абсорбцией жидкости тонким капилляром, когда жидкость из бесконечного объема втягивается под действием поверхностного натяжения в капилляр [Smirnov et al. (1996), Smirnov et al. (1999)]. На начальном этапе инерция доминирует над вязкостью и влиянием последней можно пренебречь. Эксперименты с разбавленными растворами полимеров показали, что малые добавки

полимеров снижают скорость инерционной абсорбции в несколько раз [Bazilevsky et al. (2003a, б)]. Эффект не имеет пока достаточно убедительного объяснения.

Своеобразной сложной жидкостью является суспензия тяжелых твердых шариков. При оседании этих шариков под действием силы тяжести и одновременном помещении в жидкость наклонной плоскости тяжелые шарики, оседая на плоскость, скатываются затем по ней. В [Прокунин (2001)] обнаружено, что в процессе движения погруженных в жидкость шариков по наклонной плоскости возникает кавитация в зоне касания шарика и плоскости. Возникающий кавитационный пузырек оказывает существенное влияние на качение шарика по плоскости.

В настоящем разделе представлены кавитационные процессы в относительно маловязких жидкостях. Процессы кавитации в широком спектре более «твердых» сред детально изучены в серии работ [Стебновский (1998, 2000а, б, 2001 а, б)].

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 за кинематикой процесса. Наблюдения за поведением пузырька в сложных жидкостях позволяют оценить реологические особенности жидкостей [Pearson and Middleman (1977, 1978), Johnson and Middleman (1978)].

Заключение

Особенности разрушения жидкостей теснейшим образом связаны с их свойствами. Изменение реологических и поверхностных свойств жидкостей под действием разного рода добавок к ним является

эффективным способом управления процессами гидродинамического разрушения жидкостей. С другой стороны процессы разрушения служат источником информации о свойствах жидкостей в экстремальных деформационных условиях.

ГЛАВА 2

ДИНАМИКА И РАЗРУШЕНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ МИКРОСТРУЙ ПОЛИМЕРНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Аннотация. В главе рассмотрены возможности управления динамикой и распадом импульсных микроструй маловязких жидкостей при помощи небольших полимерных добавок к жидкости. Методами скоростной фотографии зафиксированы существенные различия между распадом импульсных струй ньютоновских и упруговязких полимерных жидкостей. Струя стандартной ньютоновской жидкости в полете распадается на множество вторичных капелек. В зависимости от молекулярных параметров для полимерной жидкости возможны три варианта поведения струи в полете. Первый, когда хвост струи разрушается на несколько вторичных капелек. Второй вариант, когда вся жидкость хвоста перетекает в головную каплю без каких-либо потерь и формируется одна единственная капля. Наконец, третий случай, когда вылетевшая из сопла капля возвращается к соплу под действием упругих внутренних напряжений в хвосте. Построены критерии перехода от одного режима движения струи к другому.

Высокомолекулярные полимерные добавки к жидкости способны в ряде случаев существенно изменять характер течения. Так, в частности, добавки полимера подавляют или замедляют распад объемов жидкости на отдельные капли [Рожков (2004)]. Распад объемов жидкости на капли является важнейшей составной частью таких процессов, как разбрызгивание топлива в двигателях, нанесения покрытий, капельное охлаждение, струйная печать, обработка растений химикатами и орошение полей, и т.д. Полимерные добавки могут присутствовать в жидкости целенаправленно, когда они добавлены с

целью подавления или регулирования разбрызгивания, а могут присутствовать в жидкости естественным образом, как, например, в случае биологических муцинозных жидкостей. Эффективность управления процессами разрушения жидкостей с полимерными добавками определяется уровнем понимания закономерностей разрушения. Нахождение таких закономерностей возможно путем анализа наиболее простых гидродинамических ситуаций, одной из которых является движение и распад импульсной микроструи.

С другой стороны, исследование распада импульсной струи жидкости с полимерными добавками актуально с практической точки зрения. Именно такие струи являются ключевым элементом современной струйной печати. При струйной печати неустойчивость и разрушение микроструи чернил в полете от печатающей головки до бумаги ведет к снижению качества печати [Watson (1993)]. Поэтому попытка использования полимерных добавок для повышения устойчивости микроструй может оказаться достаточно плодотворной. Предварительные исследования показали перспективность применения полимерных добавок для повышения качества струйной печати [Meyer et al. (1997, 1999)]. Также известно, что полимерные добавки используются для улучшения адгезионных свойств чернил, если печать осуществляется не на бумагу, а на гладкую поверхность. Кроме того, полимерные добавки включаются в состав окрашивающих композиций при печати на текстиле [Gal  a et al. (1993)]. Все это делает актуальным исследование влияния малых полимерных добавок на динамику и разрушения импульсных микроструй.

Наконец, метание микроструй упругих полимерных растворов представляет собой экспериментальный метод исследования реологических свойств жидкостей в экстремальных условиях, когда жидкость подвергается гигантской деформации за микросекунды.

Упругость жидкости, слабая и незаметная при относительно медленных стандартных реологических исследованиях, в данной ситуации может проявиться в полной мере. Визуализация движения микроструи позволяет восстановить кинематические и динамические параметры течения интересующих нас жидкостей.

Цель представленной работы состоит в исследовании особенностей динамики и разрушения импульсных микроструй, в случае присутствия в жидкости высокомолекулярных полимерных добавок. Предварительные результаты работы представлены в [*Meyer et al.* (1997, 1999)].

2.1 Экспериментальный метод

Формирование импульсных микроструй осуществлялось при помощи струйных печатающих головок типа Hewlett Packard ThinkJet, функционирование которых основывается на термоструйном принципе [*Allen et al.* (1985), *Asai et al.* (1987)]. Метание струи жидкости обеспечивается вытеснением жидкости из камеры быстрорастущим паровым пузырьком, который образуется в жидкости в результате локального перегрева жидкости при помощи плоского микронагревателя. В исследованиях использовались демонтированные печатающие головки, питаемые от внешнего источника электрических управляющих сигналов, подача жидкости для метания осуществлялась из независимого резервуара.

Для визуализации процесса метания импульсных микроструй жидкости использовалась экспериментальная установка, основные элементы которой ранее использовались для исследования кавитационных явлений в сложных жидкостях [*Bazilevsky et al.* (1998), *Meyer et al.* (1999), *Базилевский и др.* (2003)]. Схема установки представлена на фиг. 2.1.

Генератор программируемых импульсов Г5-54 (1) через усилитель (3) формирует и подает электрический сигнал на микронагреватель (5) для его кратковременного разогрева. В опытах импульс разогрева имел прямоугольную форму и длительность 4.5 мкс. В результате перегрева жидкости в камере печатной головки (6) образовывался паровой микропузырек, который вытеснял жидкость из камеры (6) и формировал импульсную микрострую. Диаметр выходного сопла составлял $a_0=100$ мкм, скорость истечения струи – $v_0 \cong 10$ м/с, масса метаемой капли чернил составляла $m_0=300$ нг [Nielsen (1985)]. Ниже эти величины использованы при оценках. В опытах частота подачи импульсов разогрева, а, следовательно, и частота метания микроструй f , составляла 50 и 1000 Гц.

С другой стороны электрический сигнал генератора (1) через генератор задержки импульсов (7), а в этом качестве использовался другой генератор Г5-54, подавался на управляющий элемент генератора стробо-импульсов лампы-вспышки Electro-optics, PS302 (8) с заданной временной задержкой. В результате формировалась временная задержка между моментом начала разогрева микронагревателя (5) и началом светового стробо-импульса лампы-вспышки FX124 (9). Длительность светового стробо-импульса лампы-вспышки FX124 (9) составляла менее 1 мкс. Формы сигналов, подаваемых на микронагреватель и на лампу-вспышку, и их сдвиг по времени контролировались при помощи осциллографа (4).

При периодическом повторении процесса с постоянной временной задержкой между началом разогрева (т.е. началом выброса струи) и стробо-подсветкой наблюдатель мог видеть одну и ту же стадию метания микроструи. Несмотря на то, что каждый новый световой стробо-импульс высвечивал новую микрострую, благодаря

чрезвычайно высокой повторяемости процесса последовательная накладка практически одинаковых изображений воспринималась как наблюдение за одним и тем же объектом. Повторяемость процесса несколько снижается на поздних стадиях полета струи, что проявляется в некотором «дрожании» изображений на экране видеомонитора при больших временах задержки. Плавно меняя величину временной задержки можно было создать ощущение наблюдения за историей полета микроструи в растянутом масштабе времени. При таком способе наблюдений величина времени задержки соответствует интервалу времени между моментом начала выброса микроструи и моментом наблюдения. Точность временной задержки поддерживалась на уровне 0.1 мкс, так что основную ошибку в точность измерения времени вносила конечность продолжительности светового импульса лампы-вспышки ≤ 1 мкс.

Наблюдения за полетом струи осуществлялись при помощи микроскопа (10), оборудованного CCD-видеокамерой CID2507A (11). Видеоизображения выводились на видеомонитор (12), а также записывались на видеомagneитофон (13) и жесткий диск компьютера (14) для дальнейшего анализа.

Установка позволяла визуализировать процесс выброса микроструи и ее полет в пределах нескольких миллиметров от сопла, т.е. наблюдать различные стадии метания жидкости.

2.2 Исследуемые жидкости

В качестве испытуемых полимерных жидкостей были исследованы водно-глицериновые растворы полиакриламида (ПАА), предоставленные Oil Field Products Group. Все возможные комбинации следующих параметров были исследованы: молекулярная масса $M = 0.5$ млн., 2 млн., 6 млн.; концентрация полимера $c = 0, 10, 25, 50, 100, 200$

млн⁻¹. Далее используются следующие обозначения полимерных растворов ПАА\М[млн.]\с[млн⁻¹], например, ПАА\0.5\10 для раствора М=0.5 млн., с=10 млн⁻¹. Стандартные чернила и смесь воды с глицерином (в массовом отношении 50/50) использовались в качестве растворителей. Измерения сдвиговой вязкости стандартных чернил и смеси воды с глицерином (50/50) на ротационном вискозиметре РЕОТЕСТ-2 продемонстрировали совпадение сдвиговой вязкости этих жидкостей в широком диапазоне скоростей сдвига: в обоих случаях $\mu=5$ мПа·с. Следовательно, водно-глицериновая смесь может рассматриваться как гидродинамическая модель стандартных чернил. Для научных целей использование водно-глицериновой смеси предпочтительнее использования стандартных чернил в качестве растворителя, так как в первом случае химический состав известен, в то время как во втором случае детальный состав чернил – «секрет фирмы».

Модельные жидкости для экспериментов готовились следующим образом. Сначала готовился концентрированный раствор (1%) полиакриламида путем растворения порошкообразного полимера в дистиллированной воде в течение продолжительного времени (1-2 недели). Перед началом эксперимента (приблизительно за 1 сутки) этот раствор дополнительно растворялся в водно-глицериновой смеси (50/50) до концентрации 0.1%, который за 2 часа до эксперимента смешивался с водно-глицериновой смесью (50/50), чтобы получить желаемую концентрацию полимера (10 – 200 млн⁻¹). Жидкости использовались единожды и только в течение короткого периода (1 день) чтобы исключить возможность деградации полимера.

Измерения сдвиговой вязкости модельных жидкостей были выполнены при помощи вискозиметра с коаксиальными цилиндрами

РЕОТЕСТ-2 в диапазоне скоростей сдвига $20 - 1300 \text{ с}^{-1}$. На фиг. 2.2 показаны зависимости изменения сдвиговой вязкости исследуемых растворов ПАА от скорости сдвига. Сдвиговая вязкость растворов ПАА заметно отличается от вязкости растворителя только при высоких концентрациях раствора. Отличие растет с уменьшением скорости сдвига. В то же время для истечения исследуемых здесь струй типичны высокие скорости деформации. Они могут быть оценены, как $e \sim 1/t_*$ - v_0/a_0 , где t_* - время распада струи. Полагая $t_*=100 \text{ мкс}$ (см. ниже), $v_0=10 \text{ м/с}$, $a_0=100 \text{ мкм}$, получим $e \sim 10^4\text{-}10^5 \text{ с}^{-1}$. При высоких скоростях деформаций наиболее вязкими оказываются низкомолекулярные растворы ($M=0.5 \text{ млн.}$).

Признано [*Hinch* (1977)], что аномальные гидродинамические эффекты в высокомолекулярных растворах полимеров вызваны формированием в жидкости дополнительных внутренних упругих напряжений на стадиях высокоскоростного растяжения. В интенсивном течении растяжения свернутые в клубок гибкие макромолекулы полимера распутываются и ориентируются по потоку, их гидродинамическое взаимодействие ведет к сопротивлению течению, что проявляется как упругость жидкости. Простейшая модель (Олдройд - Б) описывает деформацию макромолекул в интенсивном потоке и развитие упругих напряжений в жидкости [*Hinch* (1977)]:

$$\sigma = -p\mathbf{I} + 2\mu\mathbf{E} + G(\mathbf{A} - \mathbf{I}) \quad (2.2.1)$$

$$\frac{D\mathbf{A}}{Dt} = \mathbf{A} \cdot \nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T \cdot \mathbf{A} - \frac{1}{\theta}(\mathbf{A} - \mathbf{I}) \quad (2.2.2)$$

где σ - тензор напряжений, p - давление, μ - сдвиговая вязкость, G - модуль упругости, \mathbf{E} - тензор скоростей деформации, \mathbf{A} - тензор

упругих деформаций, \mathbf{I} - единичный тензор, t - время, $\nabla \mathbf{v}$ - градиент скорости, θ - время релаксации. Для разбавленного полимерного раствора реологические константы модели Олдройда теоретические молекулярные модели оценивают как $G = 3nkT$, $\theta = 2\pi\mu z_0^3 / (kT)$ [Hinch (1977)], где kT является температурой Больцмана, n - число макромолекул в единице объема, $z_0 = bN^{1/2}$ (b - длина сегмента Куна, N - их число в макромолекуле) - размер макромолекулы в равновесной конформации. Следовательно, $G \propto c / M$, $\theta \propto M^{3/2}$. Таким образом, согласно теории, соответствующим выбором молекулярной массы M и концентрации C можно получить любые желаемые значения модуля упругости G и времени релаксации θ .

Для исследованных в работе растворов ПАА молекулярных масс $M=0.5$, 2 и 6 млн. вычисления дают следующие теоретические значения величин $G=14c[\text{млн}^{-1}]$, $3.6c[\text{млн}^{-1}]$, $1.2c[\text{млн}^{-1}]$ мПа, $\theta=2.96$, 23.7, 123 мс; $c^*=2178$, 1089, 630 млн^{-1} ; соответственно, где c^* - концентрация, отвечающая началу перекрывания макромолекулярных клубков [Hinch (1977)].

Параметр θ для исследованных в работе жидкостей оценен экспериментально при помощи разработанного в ИПМех РАН прибора микроРЕОТЕСТБЕР [Базилевский и др. (1987, 2001б), Bazilevsky et al. (1990b), Базилевский и др. (1997)] - Таблица 2.1. Также как и для других полимерных растворов [Базилевский и др. (1997)] изменение времени релаксации растворов ПАА, измеренного в широком диапазоне концентраций, может быть аппроксимировано степенной концентрационной зависимостью $\theta \sim Kc^{0.8}$. Также как и для ряда других жидкостей [Базилевский и др. (2001б)], экспериментальные оценки реологических параметров «рабочих» жидкостей совпадают по порядку

величины с теоретическими значениями, вместе с тем в эксперименте наблюдается зависимость θ от концентрации, что не было предсказано теорией. В целом, исследуемые полимерные жидкости могут быть охарактеризованы как высокоэластичные релаксационные системы, причем низкомолекулярные растворы (ПАА\0.5) обладают повышенной «жесткостью» (высокий модуль упругости) и «быстрой» релаксационной способностью (малое время релаксации) по сравнению с высокомолекулярными растворами (ПАА\2 и ПАА\6). Далее предполагается, что тенденции, которые установлены при относительно медленных деформациях в лабораторных исследованиях, остаются в определенной мере справедливыми и для существенно более быстрых деформаций при импульсном метании струй.

Таблица 2.1. Времена релаксации исследуемых полимерных жидкостей, измеренные прибором *микроРЕОТЕСТБЕР* [Базилевский и др. (1987, 2001б), *Bazilevsky et al.* (1990b)].

Концентрация c , млн ⁻¹	Жидкости		
	ПАА $M=0.5$ млн.	ПАА $M=2$ млн.	ПАА $M=6$ млн.
	θ , мс	θ , мс	θ , мс
5	-	-	$6.8 \pm 7\%$
10	-	$5.0 \pm 5\%$	$10 \pm 6\%$
25	-	$5.7 \pm 7\%$	$22 \pm 5\%$
50	-	$9.9 \pm 7\%$	$39 \pm 3\%$
100	$1.9 \pm 12\%$	$15 \pm 5\%$	$61 \pm 3\%$
200	$2.3 \pm 9\%$	$31 \pm 2\%$	$94 \pm 2\%$

Измерения поверхностного натяжения показали, что данная величина для растворов ПАА совпадает с поверхностным натяжением воды $\gamma=0.072$ Н/м.

2.3 Результаты наблюдений

Эксперименты показали, что для всех исследованных жидкостей процесс формирования и полета струи не зависит от операционной частоты ($f=50$ или 1000 Гц). Увеличение операционной частоты ведет к некоторому снижению качества видеоизображений при больших временах задержки (т.е. для поздних стадий полета струи), когда повторяемость процесса не столь высока. Поэтому в работе представлены видео-кадры, полученные при низкой операционной частоте $f=50$ Гц.

Некоторые типичные ситуации представлены на фиг. 2.3. Кадры соответствуют различным моментам времени t после начала истечения. Во всех случаях продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Диаметр вытекающей струи был порядка 50 мкм, что меньше диаметра выходного отверстия – 100 мкм. Подобное уменьшение диаметра струи по сравнению с диаметром выходного отверстия предсказано ранее численными расчетами [Allen et al. (1985)]. Повторяемость процесса падает с увеличением времени t , которое прошло с момента начала метания, поэтому представленные фотографии при больших временах t отвечают «среднему» состоянию струи в определенной степени приближенно.

В течение первых 40 - 50 мкс выброс капель всех жидкостей происходит приблизительно одинаковым образом. Однако уже спустя 50 мкс после начала истечения струя воды распадается на несколько

вторичных капелек, которые продолжают полет по прямолинейной траектории.

В случае выброса струи стандартных чернил Hewlett Packard формируется относительно крупная капля, за которой тянется длинный тонкий хвост. Шейка между головной каплей и хвостом разрывается спустя приблизительно 80 микросекунд после начала истечения, и хвост отделяется от головной капли. Приблизительно через 150 микросекунд после начала истечения хвост, в свою очередь, распадается одновременно по всей своей длине на множество мельчайших вторичных капелек. В результате полет головной капли сопровождается вытянутым облаком вторичных капелек. Струя чернил длиннее и движется быстрее струи воды. Повышение устойчивости струи при переходе от воды к чернилам, по-видимому, связано с ростом вязкости от 1 мПа·с (у воды) до 5 мПа·с (у чернил).

Качественно подобное поведение наблюдается при метании струи водно-глицериновой (50/50) смеси. Более того, специально поставленные эксперименты показали, что при растворении полимера в водно-глицериновой смеси и непосредственно в чернилах формируются примерно одинаковые струи. Последнее утверждение позволяет рассматривать смесь воды с глицерином как достаточно адекватную гидродинамическую модель стандартных чернил, в том числе и при наличии полимерных добавок.

Общей модификацией полимерными добавками процесса метания струи является то, что не происходит первоначального разделения струи на головную каплю и длинный хвост. В отличие от неполимерных жидкостей в случае полимерных добавок шейка между головной каплей и хвостом оказывается более устойчивой, чем остальные части струи.

В зависимости от молекулярных параметров возможны различные сценарии метания и распада струи. В случае низкомолекулярного ($M=0.5$ млн.), не слишком концентрированного полимерного раствора ($c < 100$ млн⁻¹) формируется чрезвычайно длинная струя, которая достаточно поздно (в зависимости от концентрации при $t \sim 240-450$ мкс) начинает разрушаться на вторичные капли (ПАА\0.5\10 – ПАА\0.5\50).

Струи разбавленных растворов высокомолекулярных полимеров (ПАА\2\10 – ПАА\2\50, ПАА\6\10 - ПАА\6\25) сначала (до момента $t \sim 100$ мкс) имеют примерно такую же длину, что и неполимерные жидкости – чернила и водно-глицериновая смесь. Затем струи сокращаются, сохраняя сплошность. На конце хвоста струи, возможно, формирование небольшой капельки. Спустя примерно 140 - 160 мкс после начала истечения капельки на конце хвоста наиболее разбавленных систем (ПАА\2\10 – ПАА\2\25, ПАА\6\10) отрываются от струи. Также возможно появление нескольких вторичных капелек в результате распада оставшейся части хвоста. В целом образуется одна достаточно крупная капля и несколько вторичных капелек. В любом случае число вторичных капелек при распаде струй данного типа жидкости заметно меньше числа капелек при распаде чистого растворителя – водно-глицериновой смеси.

Струи несколько более концентрированных жидкостей, таких как ПАА\2\50 - ПАА\2\100, ПАА\6\25 - ПАА\6\50, сокращаются вплоть до образования единой капли. Как правило, моменту окончательного слияния струи в единую каплю предшествует формирование гантелеобразной структуры, состоящей из двух капель и жидкой нити между ними (см., например, ПАА\2\50 $t=200, 240$ мкс, ПАА\6\25 $t=160$ мкс, ПАА\6\50 $t=140$ мкс).

При истечении наиболее концентрированных полимерных систем (ПAA\0.5\100 - ПAA\0.5\200, ПAA\2\200, ПAA\6\100 – ПAA\6\200) наблюдается торможение струи при попытке истечения. Струя вытекает из сопла обычным образом, а затем ее движение прекращается. Такое поведение может быть объяснено действием внутренних напряжений в жидкости, которые формируются в ней в результате интенсивной деформации. После остановки жидкость может совершить обратное движение и вернуться через сопло в камеру печатающей головки (ПAA\0.5\100, ПAA\6\200), а может после остановки сформировать структуру, состоящую из практически неподвижной капли и утончающейся нити между каплей и соплом (ПAA\2\200, ПAA\6\100). За время порядка 240-280 мкс нить окончательно распадается, и изолированная капля оказывается свободной в пространстве в непосредственной близости от сопла. Далее капля, видимо, падает на поверхность выходных сопел печатающей головки.

На фиг. 2.4 показано влияние молекулярных параметров полимерных растворов на реализуемый режим метания. Результаты свидетельствуют, что надлежащим выбором молекулярных параметров можно обеспечить любой желаемый режим метания. В частности, согласно данным фиг. 2.4, существует достаточно широкий диапазон молекулярных параметров, в котором формируется единая капля без каких-либо потерь жидкости на вторичные капли. Обнаруженный эффект позволяет достаточно легко организовать реальный печатающей процесс без разрушения чернильных струй в полете и избежать ухудшения качества печати за счет сателлитных (вторичных) капель.

Представленные в работе наблюдения за выбросом струи свидетельствуют, что в зависимости от типа жидкости возможны

различные режимы выброса струи – формирование единичной капли, распад струи на несколько капелек, торможение и остановка струи. Представляется важным с практической точки зрения и интересным с научной точки зрения определить (или, по крайней мере, оценить) количественные критерии перехода от одного режима течения к другому. Определяющими параметрами таких критериев должны быть комбинации физических характеристик течения и жидкостей.

2.4 Отрыв струи от сопла. Критерий отрыва

Для оценки влияния параметров жидкости на величину потерь скорости капли при ее отрыве от сопла были проведены измерения перемещения капли во времени. На фиг. 2.5 представлены типичные зависимости изменения во времени расстояния между головной частью струи и соплом $l=l(t)$. Кривые позволяют определить скорость полета капли в каждом случае. Результаты свидетельствуют, что полимерные добавки не оказывают заметного влияния на процесс выброса капли в ходе первых ~ 50 микросекунд полета. Затем полимерная струя тормозится. Эффект торможения струи сильно проявляется в случае высокомолекулярного полимера и слабо заметен для низкомолекулярного полимера (за исключением случая наиболее концентрированного раствора). Таким образом, возможность полимерных добавок замедлять распад струи сопровождается и замедлением полета струи. Здесь необходимо заметить, что при измерениях контролировалось смещение передней точки струи. Вероятно, что оценки потерь скорости будут меньше, если рассматривать движение центра массы всей струи, т.к. струи чернил или водно-глицериновой смеси чрезвычайно растянуты, а полимерные струи более компактны.

Прямые наблюдения за ростом и схлопыванием парового пузырька в вытесняющей камере печатающей головки показали, что полимерные добавки не влияют на динамику парового пузырька в значительно более широком диапазоне концентраций, чем исследовался в данной работе [Bazilevsky *et al.* (1998), Meyer *et al.* (1999a), Базилевский и др. (2003)]. Следовательно, замедление полимерной струи не может быть объяснено влиянием полимера на паровой пузырек.

Может быть предложено следующее качественное объяснение различий между отрывами струй низко- и высокомолекулярных растворов. В первом случае благодаря относительной медленности процесса отрыва упругая мода (короткоживущая в данной жидкости) не активизируется достаточно сильно и вклад упругих напряжений не высок. В этой ситуации волна вязкой деформации утончения струи охватывает достаточно длинный участок струи. Дополнительная устойчивость струи может быть обусловлена устранением «дефектов» струи короткоживущими упругими модами. В случае высокомолекулярной жидкости упругие напряжения (медленно релаксирующие) доминируют над вязкими. В определенных участках струи, где деформация жидкости максимальная, возможен разрыв части макромолекул [Базилевский и др. (1997)], в результате чего в струе формируется «слабое» место. Здесь далее локализуется зона катастрофического утончения.

На фиг. 2.6 детально показан отрыв струи ПАА\2\100 от сопла. Наблюдается формирование шейки между жидкостью в сопле и основной каплей. В процессе отрыва длина шейки растет, а диаметр уменьшается. Основное замедление струи происходит в районе времени $t \sim 50$ мкс, когда шейка достаточно растянулась, но еще

достаточно далеко до ее разрыва при $t \sim 110$ мкс. Наблюдаемое событие позволяет предположить, что замедление струи вызвано развитием упругих напряжений в растягивающейся шейке – фиг. 2.6, 2.7. По мере растяжения сила упругости в шейке растет, достигает максимума, результатом чего является интенсивное торможение струи при $t \sim 50$ мкс (фиг. 2.6), после чего скорость струи практически не меняется, что свидетельствует о последующей релаксации упругих напряжений в шейке. Релаксация напряжений связана с непрерывным уменьшением скорости деформации растяжения в шейке, изменяющейся как $E_1 \sim z^{-1} dz/dt$, где z – длина шейки (фиг. 2.7). Таким образом, прямые наблюдения свидетельствуют о релаксационном (или упруговязком) поведении жидкости в данной ситуации, что согласуется с выбором соотношений (2.2.1)-(2.2.2) в качестве определяющего реологического уравнения состояния.

Упругая сила, обеспечивающая торможение капли, может быть оценена путем измерения замедления капли d^2l/dt^2 . На фиг. 2.8а воспроизведены детали зависимостей $l=l(t)$ для струй ПАА\2\100 и ПАА\2\200, которые представлены выше на фиг. 2.5. Струя первой жидкости отрывается от сопла и улетает прочь, в то время как струя второй жидкости не способна оторваться от сопла. Аппроксимация экспериментальных зависимостей при помощи уравнения параболы $l=C_1+C_2t+C_3t^2$ (где C_i – константы аппроксимации) позволяет оценить замедление капли $d^2l/dt^2=2C_3$ в достаточно узком временном интервале (фиг. 2.8а). В результате обработки данных найдено, что при $t \sim 50$ мкс капли ПАА\2\100 и ПАА\2\200 имеют замедления порядка $d^2l/dt^2=-280000 \pm 8000$ и -410000 ± 30000 м/с², соответственно. Полагая для массы капли $m_0=300$ нг [Nielsen (1985)], найдем, что сила

упругости в шейке имеет порядок $F = -m_0 \cdot d^2 l / dt^2 = 84$ и 123 мкН для струй ПАА\2\100 и ПАА\2\200, соответственно. При $t \sim 50$ шейка имеет диаметр порядка $a = 30$ мкм (фиг. 2.8б). Следовательно, в шейках ПАА\2\100 и ПАА\2\200 развиваются внутренние напряжения порядка $\sigma = F / (\pi a^2 / 4) = 118.8$ и 174.0 кПа, соответственно. Полученная оценка внутренних напряжений существенно превосходит капиллярное давление в шейке $2\gamma/a = 4.7$ кПа (величина поверхностного натяжения полагалась равной $\gamma = 70$ мН/м). Внутренние напряжения σ , приведенные к «сухому веществу» как $\sigma^* = \sigma / c$, имеют, очевидно, значения $\sigma^* = 1.188$ и 0.87 ГПа. Найденные значения весьма велики. Такую прочность имеют, например, высокопрочные арамидные волокна СВМ [Баженов и др. (2001)]. В такой ситуации одной из возможных моделей отрыва струи от сопла может быть условие достижения внутренними напряжениями в жидкости уровня предела прочности и последующий разрыв макромолекул. Напряжения σ^* в растворе ПАА\2\100 выше, чем в ПАА\2\200. Можно предположить, что предел прочности в ПАА\2\100 преодолен, макромолекулы разрушаются и струя улетает. В ПАА\2\200 внутренние напряжения не достигают критического уровня и оказываются в состоянии удерживать струю от отрыва.

Альтернативной моделью отрыва является рассмотрение динамики отрыва в рамках реологического уравнения состояния (2.2.1)-(2.2.2), в этом случае ведущим механизмом отрыва является релаксация упругих напряжений в удлиняющейся шейке.

Если элемент жидкости подвержен интенсивному одноосному растяжению в течение времени t , уравнения (2.2.1)-(2.2.2) предсказывают следующий закон изменения осевой компоненты

тензора избыточных напряжения: $\tau = G\lambda^2 \exp(-t/\theta)$, $\lambda^2 \gg 1$, где λ – степень удлинения жидкого элемента [Базилевский и др. (1997), Базилевский и др. (2001б, 2003)]. Все остальные компоненты тензора избыточных напряжений пренебрежимо малы. Удлинение жидкости в шейке связано с изменением диаметра шейки $\lambda = (a_0/a)^2$, где a_0 – начальный, а a – текущий диаметры шейки. Сила упругого натяжения шейки определяется как $F = \tau \cdot \pi a^2 / 4 = (\pi/4) G a_0^4 a^{-2} \exp(-t/\theta)$. Изменение упругой силы определяется конкуренцией двух процессов: накоплением упругой деформации (множитель a^{-2}) и их релаксацией (множитель $\exp(-t/\theta)$).

Далее предполагается, что объем жидкости в шейке в процессе ее утончения и разрыва постоянен: $a_0^2 z_0 = a^2 z$ (где z – длина шейки), а начальная длина шейки z_0 имеет порядок ее начального диаметра $z_0 \sim a_0$ (см. фиг. 2.6, 2.7). Если это действительно так, то диаметр шейки a изменяется как $a = (a_0^3/z)^{1/2}$. Данная зависимость построена на фиг. 2.8б для шейки ПАА\2\100. Величина a_0 полагалась равной 48.5 мкм – диаметру шейки при $t=20$ мкс (предполагается, что приблизительно это время соответствует окончанию вытеснения жидкости из вытесняющей камеры и началу формирования шейки $t=t_0$ – фиг. 2.6, [Bazilevsky et al. (1998), Meyer et al. (1999), Базилевский и др. (2003)]). Величина z измерялась по видео-кадрам, представленным на фиг. 2.6. Качественное соответствие между результатами прямых измерений диаметра шейки и результатами расчетов по модельной формуле $a = (a_0^3/z)^{1/2}$ (фиг. 2.8б) свидетельствует о непротиворечивости предложенной гипотезы.

С учетом сделанных замечаний, касательно изменения диаметра шейки, уравнение движения капли при ее отрыве от сопла принимает вид:

$$m_0 \cdot d^2 z / ds^2 = -z(\pi/4)Ga_0 \exp(-s/\theta), \quad (2.4.1)$$

где $s=t-t_0$ – время существования шейки, $dl/dt=dz/ds$. Заменой переменных и параметров $S=s/\theta$, $Z=z/(v_0\theta)$, $B=\pi a_0 G \theta^2/(4m_0)$ уравнение (2.4.1) приводится к безразмерному виду:

$$d^2 Z / dS^2 = -ZB \exp(-S). \quad (2.4.2)$$

Описание процесса отрыва завершается заданием начальных условий $S=0$, $Z=0$, $dZ/dS=1$.

Решение уравнения (2.4.2) представлено в справочниках [Камке (1976), Зайцев и Полянин (1995)] $Z=C_1 J_0(2\exp(-S/2))+C_2 Y_0(2\exp(-S/2))$, где C_i – константы интегрирования, J_v и Y_v – бесселевы функции первого и второго рода, соответственно.

Решения уравнения (2.4.2) для различных значений параметра B показаны графически на фиг. 2.9. Результаты расчетов показывают, что с ростом значения параметра B происходит переход от метания без упругого торможения струи к метанию с упругим торможением и возвратом струи. Критическое значение параметра B оценивается как $B=1.5$. Таким образом, критерием возможности метания струи является условие

$$\pi a_0 G \theta^2 / (4m_0) = 1.5. \quad (2.4.3)$$

Метание возможно, если левая часть выражения (2.4.3) меньше правой, в противном случае метание струи невозможно. Условия для метания более благоприятны для тяжелых капель и малоупругих жидкостей. Согласно оценкам молекулярных теорий для высокомолекулярных растворов [Hinch (1977)] $G\theta^2 \propto cM^2$, что предсказывает замедление отрыва с ростом концентрации и молекулярной массы полимера. Подобное влияние концентрации и молекулярной массы действительно наблюдается в экспериментах – фиг. 2.4, 2.5.

Условие отрыва (2.4.3) не зависит от скорости метания. Это связано с тем, что изменение скорости метания вызывает соответствующее изменение скорости релаксационных процессов. В результате воздействие, вызванное изменением скорости, компенсируется ответной реакцией жидкости.

При построении критерия (2.4.3) не учитывались такие нелинейные явления, как предельная растяжимость макромолекул и их разрыв при высокой деформации. Достаточно очевидно, что при неограниченном увеличении скорости метания, кинетическая энергия капли неограниченно растет, в то время как запасаемая упругая энергия (или работа на деформирование) конечны, что обусловлено конечной прочностью макромолекул и их предельной растяжимостью. В результате можно добиться отрыва капли и при нарушении критерия (2.4.3). Таким образом, критерий (2.4.3) соответствует асимптотическому линейному поведению материала. Построение более общего критерия отрыва струи возможно при учете нелинейных явлений, например, таких как разрыв макромолекул и их предельная растяжимость.

Сравнивая кривые на фиг. 2.8а и 9 можно заключить, что случаи истечения струй ПАА\2\100 и ПАА\2\200 близки к критической ситуации $B=1.5$, когда не слишком сильное изменение концентрации (а, следовательно, и времени релаксации) приводит к тому, что струя одной жидкости отрывается и улетает прочь, в то время как струя второй не способна оторваться от сопла. Согласно данным фиг. 2.9, в ситуации, близкой критической, тормозящаяся струя в момент остановки имеет координаты $S=s/\theta \sim 1$, $Z=z/(v_0\theta) \sim 1$. Сопоставляя данную оценку с наблюдениями за остановкой струи ПАА\2\200 (фиг. 2.8а), можно заключить, что в момент остановки $s \sim 50$ мкс (на данной стадии метания $s \sim t$), $z \sim 500$ мкм (аналогично $z \sim l$), т.е. $\theta \sim 50$ мкс, $v_0\theta \sim 500$ мкм. Полагая $v_0=10$ мкм/мкс, из последней оценки также получим $\theta \sim 50$ мкс.

Условие критичности отрыва $\pi a_0 G \theta^2 / (4m_0) = 1.5$ позволяет оценить модуль упругости G , обеспечивающий выполнение данного условия. Полагая $a_0=48.5$ мкм, $\theta \sim 50$ мкс, $m_0=300$ нг, получим $G=4.73$ кПа.

Наблюдение за поздними стадиями движения заторможенной струи позволяет получить еще одну независимую оценку времени релаксации полимерных растворов при деформациях, характеризуемыми микросекундными временными масштабами. Заметим, например, что после интенсивного торможения при $t \sim 50$ мкс капля ПАА\2\200 останавливается (фиг. 2.3, 2.5, 2.8). После остановки капли длина шейки практически не меняется, а сама она утончается во времени, как показано на фиг. 2.8б. В результате многочисленных исследований [Базилевский и др. (1987, 2001б), Базилевский и др. (1997), Bazilevsky et al. (1990b)] установлено, что утончение шейки (капиллярной нити) подчиняется экспоненциальному закону $a=a_0 \exp(-$

$t/(3\theta)$). Последняя формула использована для аппроксимации экспериментальной зависимости $a=a(t)$ для ПАА\2\200 на фиг. 2.8б. В результате регрессивного анализа установлено, что наилучшее приближение достигается при $\theta=60\pm5$ мкс. Полученная оценка удовлетворительно совпадает с ранее полученными независимыми оценками $\theta\sim 50$ мкс. В рассматриваемом случае метаемая струя выступила в роли разрывной машины, которая формирует жидкий цилиндрический образец и предоставляет возможность проследить за его последующей деформацией.

Оцененные здесь время релаксации и модуль упругости заметно отличаются от величин, измеренных ранее при относительно медленных деформациях – см. Таблицу 2.1. Наблюдаемое расхождение согласуется с ранее обнаруженным эффектом ускорения релаксационных процессов и ужесточения полимерного материала при быстрых деформациях [Ентов и др. (1988а, б), Духовский и др. (2004)].

2.5 Распад струи в полете. Критерий разрушения

Фотографии процесса показывают, что распад струй вязких и упруговязких жидкостей происходит различным образом. Струи вязких жидкостей (вода, стандартные чернила, соответствующие им водно-глицериновые смеси и растворы низкомолекулярного полиакриламида (ПАА\0.5\10 - ПАА\0.5\50)) формируют относительно длинные струи, последующий распад которых аналогичен распаду непрерывных струй и происходит по механизму Рэлея-Вебера [Ентов и др. (1980б), Ентов и Ярин (1984)] (фиг. 2.3). Действительно, струи распадаются вдоль своей длины на множество капелек. В рамках данного класса жидкостей некоторое отличие

обычных жидкостей (вода, чернила, водно-глицериновые смеси) от полимерных (ПАА\0.5\10 - ПАА\0.5\50) заключается в том, что для обычных жидкостей сначала наблюдается разрыв шейки между головной каплей и оставшимся длинным хвостом, и лишь спустя некоторое время распад отделившегося хвоста на капли. В то же время для полимерных жидкостей отсутствует ярко выраженное отделение головной капли от остальной части струи. Струя распадается на капли однородно вдоль своей длины.

Характерное время распада струи по механизму Рэлея-Вебера определяется оценкой $t \sim t_i + t_v$ [Ентов и др. (1980б)], где $t_i \sim (\rho a^3 / \gamma)^{1/2}$ – инерционная составляющая времени распада, $t_v \sim 3\mu a / \gamma$ – вязкая составляющая времени распада, ρ – плотность жидкости, a – диаметр струи, γ – коэффициент поверхностного натяжения, μ – вязкость жидкости. Полагая для случая стандартных чернил $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$, $a = 50 \text{ мкм}$, $\gamma = 70 \text{ мН/м}$, $\mu = 5 \text{ мПа}\cdot\text{с}$, получим, соответственно, $t_i \sim 40 \text{ мкс}$ и $t_v \sim 10 \text{ мкс}$. Следовательно, распад струи стандартных чернил носит преимущественно инерционный характер. Наблюдаемые в эксперименте времена распада удовлетворительно согласуются по порядку величины с представленной оценкой. В то же время увеличение времени распада струй при переходе от воды к водно-глицериновой смеси и, далее, к растворам низкомолекулярного ПАА свидетельствует об усилении роли вязкой составляющей в двух последних случаях.

Другим возможным механизмом повышения устойчивости струй растворов низкомолекулярного полимера является снижение уровня начальных возмущений диаметра струи благодаря повышенной «жесткости» данной жидкости. Высокая «жесткость» подавляет

наложение малых возмущений на струю при ее истечении из сопла. С другой стороны упругость низкомолекулярного полимера не проявляется на относительно медленной стадии распада струи на капли из-за высокой скорости релаксации упругих напряжений.

Иной характер носит распад струй упруговязких жидкостей – растворов высокомолекулярного ПАА ($\text{ПАА}\backslash 2\backslash 10$ - $\text{ПАА}\backslash 2\backslash 100$, $\text{ПАА}\backslash 6\backslash 10$ - $\text{ПАА}\backslash 6\backslash 50$). Благодаря торможению и формированию шейки при отрыве от сопла струя оказывается короче. В первом приближении оторвавшаяся от сопла импульсная струя может рассматриваться (т.е. моделироваться) в виде жидкой «гантели», состоящей из двух краевых капель, соединенных между собой жидкой нитью. По крайней мере, гантелеобразные структуры наблюдаются в ситуациях, близких к переходу от течения с распадом к течению без распада (фиг. 2.3). Под действием осевого натяжения нити краевые капли движутся навстречу друг другу, стремясь сформировать единую каплю. Одновременно нить утончается под действием обжимающего капиллярного давления, жидкость при этом перетекает из нити в краевые капли [Базилевский и др. (1981), Рожков и др. (1983), Bazilevsky et al. (1990a)]. Далее возможны два сценария развития событий. Первый, когда на определенном этапе нить распадается на вторичные (сателлитные) капельки (см., например, фиг. 2.3, $\text{ПАА}\backslash 2\backslash 10$ - $\text{ПАА}\backslash 2\backslash 25$, $\text{ПАА}\backslash 6\backslash 10$), то есть происходит разрушение микроструи. Второй, когда краевые капли сливаются в единую каплю до распада нити, при этом вся вылетевшая из сопла жидкость оказывается сконцентрированной в одной капле (см., например, фиг. 2.3, $\text{ПАА}\backslash 2\backslash 50$ - $\text{ПАА}\backslash 2\backslash 100$, $\text{ПАА}\backslash 6\backslash 25$ - $\text{ПАА}\backslash 6\backslash 50$). В этом случае разрушения микроструи не происходит.

Отметим, что очень похожие процессы происходят при соударении двух капель, когда на поздней стадии процесса также могут формироваться гантелеобразные структуры [Orme (1997), Estrade et al.

(1999), *Willis and Orme* (2000, 2003)]. В зависимости от параметров соударения может происходить слияние жидкости в единую каплю, а может произойти разделение «гантели» на две независимые капли.

Таким образом, ответ на вопрос, разрушится ли микроструя в полете или не разрушится, определяется конкуренцией двух процессов: 1) стягиванием краевых капелек в единую каплю и 2) утончением и распадом капиллярной нити между краевыми капельками. Сравнение скорости протекания указанных процессов позволяет построить критерий разрушения струи упруговязкой жидкости в полете. Данный подход был использован ранее при построении критерия дробления капли упруговязкой жидкости при ее ударе по жесткому препятствию [*Rozhkov et al.* (2003a)].

Предварительно заметим, что любой изолированный растянутый (т.е. отличный от сферы) жидкий объект неустойчив по отношению к действию поверхностного натяжения. Так, в частности, на свободных краях свободной плоской пленки силы поверхностного натяжения в первый момент оказываются несбалансированными другими силами, и под действием поверхностных сил формируется движение жидкости от края объекта к его центру. При возникшем движении поверхностные силы компенсируются инерционными и внутренними (чаще всего вязкими) напряжениями. В предельном инерционном случае движение происходит в виде «ударной» волны разрушения: цилиндрическая капля (жидкий валик, жидкое ребро, краевая струя, и т.д.) бежит по невозмущенной пленке, наполняясь при этом «поглощенной» жидкостью [*Taylor* (1959c), *Culick* (1960), *Ентов и др.* (1986a), *Rozhkov et al.* (2002, 2004a)]. В то же самое время жидкость вне капли «не знает» о движении до тех пор, пока капля не достигнет данной точки пленки. Такой тип движения реализуется при низких значениях числа Онезорге $Oh = \mu / (\rho a \gamma)^{1/2} \ll 1$ [*Song and Tryggvason* (1999), *Brenner and Gueyffier*

(1999)], где μ - вязкость жидкости, ρ - плотность жидкости, a – толщина пленки, γ - коэффициент поверхностного натяжения. Скорость движения цилиндрической капли по пленке $v_r = (2\gamma/(\rho a))^{1/2}$ [Taylor (1959c), Culick (1960)].

При высоких значениях числа Онезорге ($Oh \gg 1$) баланс сил обеспечивается поверхностными и вязкими силами. Жидкий объект при этом деформируется одновременно во всех точках [Ентов и др. (1980), Brenner and Gueyffie (1999)], движения типа «ударной волны» не происходит.

Аналогично случаю схлопывания свободной пленки возможно схлопывание жидкого цилиндра, который может быть устойчив по отношению к распаду Рэлея-Вебера благодаря, например, осевому упругому напряжению [Базилевский и др. (1985)]. В случае маловязкой жидкости (низкое число Онезорге) «ударная волна» разрушения распространяется по цилиндру в виде бегущей сферической капли, аналогу цилиндрической капли в случае пленки. Скорость движения сферической капли относительно жидкости в цилиндре может быть найдена как $v_r = (F/(\rho \pi a^2/4))^{1/2}$ [Рожков (1984, 2003), Ентов и др. (1985)], где F – осевая сила натяжения. Полагая для рассматриваемого здесь экспериментального случая $\mu = 5$ мПа·с, $\rho = 1000$ кг/м³, $a = 50$ мкм, $\gamma = 70$ мН/м, получим $Oh = 0.08$, т.е. движение происходит при достаточно низких числах Онезорге.

Рассмотрим динамику двух капель, соединенных между собой капиллярной нитью с текущим диаметром a и длиной $2x$ (фиг. 2.10). Примем для простоты, что крайние капли имеют равную массу m . Обсуждая выше динамику жидкого цилиндра, мы полагали, что его диаметр не меняется во времени. Вместе с тем, как только диаметр

краевых капелек окажется существенно больше диаметра капиллярной нити, возникнет перепад давления между нитью и краевыми каплями $\Delta p = 2\gamma/a - 2\gamma/R$, где R – радиус краевой капли. Капиллярное давление «выжимает» жидкость из нити, вынуждая ее перетекать в краевые капли. Нить утончается. Здесь и далее профиль скорости в нити (струе) полагается плоским [Yarin (1993)].

Уравнение движения отдельной капли в этом случае имеет вид

$$d/dt(m dx/dt) = -F + (v - dx/dt) \pi a^2 \rho v / 4, \quad (2.5.1)$$

где t – текущее время, F – сила натяжения капиллярной нити, v – скорость движения жидкости на краю нити относительно центра нити, ρ – плотность жидкости. В отличие от ситуации, рассмотренной в работе [Rozhkov et al. (2003a)], уравнение (2.5.1) учитывает влияние перетока жидкости из утончающейся нити в каплю (слагаемое $(v - dx/dt) \pi a^2 \rho v / 4$).

Силы инерции и внутренние силы в жидкости препятствуют перетоку, тем самым, определяя скорость утончения нити. В растворах высокомолекулярных полимеров силой, регулирующей утончение, является сила упругости деформированных макромолекул [Hinch (1977)]. Теоретический анализ показывает, что в этом случае осевая компонента тензора избыточных напряжений τ_x равна капиллярному давлению на поверхности нити $2a/\gamma$, а все остальные компоненты пренебрежимо малы [Базилевский и др. (1981), Рожков (1983), Bazilevsky et al. (1990a, b), Базилевский и др. (1997), Базилевский и др. (2001б)]. Тогда сила натяжения нити определяется действием капиллярных и упругих сил как

$$F = \pi a \gamma + (\pi a^2/4)(-2a/\gamma + \tau_x) = \pi a \gamma, \quad (2.5.2)$$

Прямые измерения силы натяжения капиллярной нити F [Bazilevsky *et al.* (1990a), Bazilevsky *et al.* (1994), Bazilevsky and Rozhkov (2002)] подтвердили справедливость соотношения (2.5.2).

С другой стороны, в результате теоретических и экспериментальных исследований установлено, что капиллярная нить полимерного раствора утончается во времени по экспоненциальному закону [Базилевский и др. (1987), Bazilevsky *et al.* (1990b), Базилевский и др. (1997), Базилевский и др. (2001б)]

$$a = a_0 \exp(-t/(3\theta)), \quad (2.5.3)$$

где a_0 – начальный диаметр струи, θ - время релаксации жидкости.

Масса капли m и скорость течения жидкости на краю нити v определяются условием сохранения массы метаемой жидкости и соотношением (2.5.3)

$$m = \rho x_0 (\pi a_0^2/4) - \rho x (\pi a^2/4) \exp(-2t/(3\theta)), \quad (2.5.4)$$

$$v = -(\pi a^2/4)^{-1} x d/dt (\pi a^2/4) = 2x/(3\theta), \quad (2.5.5)$$

где x_0 – половина начальной длины струи.

Подстановка (2.5.2) – (2.5.5) в уравнение (2.5.1) позволяет преобразовать последнее к следующему безразмерному виду

$$d/dT((1-X\exp(-2T))dX/dT)=-36A\exp(-T)+2X(2X-dX/dT)\exp(-2T), \quad (2.5.6)$$

где $T=t/(3\theta)$, $X=x/x_0$, $A=\gamma\theta^2/(\rho a_0 x_0^2)$. Параметр A описывает конкуренцию капиллярных, упругих и инерционных сил в процессе движения импульсной струи. Аналогичный параметр описывает переход от удара капли о препятствие с сохранением сплошности к удару с дроблением капли [Rozhkov *et al.* (2003a, b, e), Рожков и др. (2003)]. При помощи равенства $m_0=\rho(\pi a_0^2/4)\cdot 2x_0$, параметр A может быть представлен как $A=\gamma\rho(\pi a_0^3/2\theta/m_0)^2/4$.

Для оценок начальные условия уравнения (2.5.6) можно задать, например, в виде $T=0$, $X=1$, $dX/dT=0$. На фиг. 2.11 представлены решения уравнения (2.5.6) для различных значений параметра A .

На фиг. 2.12 представлены решения уравнения (2.5.6) для различных значений параметра A в виде зависимости безразмерного времени схлопывания струи в каплю $T_*=T(X=0)$ от параметра A . На этой же фигуре также показана зависимость изменения безразмерного комплекса $T_*A^{1/2}=t_*/(9\rho a_0 x_0^2/\gamma)^{1/2}$ от параметра A , где t_* - размерное время схлопывания струи в каплю. Комбинация $T_*A^{1/2}$ не содержит реологические параметры, поэтому ее зависимость от параметра A в явном виде отражает влияние реологии на динамику схлопывания. Данные свидетельствуют, что при $A>0.2$ скорость схлопывания струи перестает зависеть от реологических свойств жидкости. При $A>0.2$ струя практически не утончается и ее сокращение подобно распространению волны разрушения в жидкой пленке. В этом случае

баланс инерционных, капиллярных и упругих сил определяет скорость сокращения струи как

$$dx/dt = -(4\gamma/(\rho a_0))^{1/2},$$

что по форме совпадает с известной формулой для скорости распространения разрыва в жидкой пленке [Taylor (1959c), Culick (1960)]. Полагая время схлопывания струи $t_* = x_0/(-dx/dt)$, найдем, что $T_* A^{1/2} = t_*/(9\rho a_0 x_0^2/\gamma)^{1/2} = 1/6$ при больших значениях A , что подтверждается данными фиг. 2.11.

В результате теоретических и экспериментальных исследований установлено, что экспоненциальное утончение (2.5.3) продолжается в течение периода времени $T = t/(3\theta) \approx 3$, по окончании которого нить практически мгновенно разрушается [Базилевский и др. (1997), Лернер и др. (1989)]. В течение этого же периода времени движение капель описывается уравнением (2.5.6). Если решение уравнения (2.5.6) $X=0$ реализуется ранее момента времени $T=3$, то это означает, что капли уже пришли в соприкосновение, а распада нити еще не произошло. Единая капля образуется в этом случае. Если же окажется, что в момент времени $T=3$ величина X положительна, то это означает, что капли находятся в этот момент на конечном расстоянии, а нить уже прекратила свое существование. Струя распадается на две или на большее число изолированных капель.

Как свидетельствуют результаты расчетов, представленные на фиг. 2.11, 2.12 критическое значение параметра A , которое соответствует решению $T=3, X=0$, определяется как

$$A \approx 0.1. \quad (2.5.7)$$

При $A = \gamma \rho (\pi a_0^{3/2} \theta / m_0)^2 / 4 < 0.1$ струя распадается, а при $A = \gamma \rho (\pi a_0^{3/2} \theta / m_0)^2 / 4 > 0.1$ сохраняет сплошность. Таким образом, устойчивость импульсной струи полимерного раствора повышается с ростом поверхностного натяжения и времени релаксации, а также с уменьшением размеров струи. Существует определенное подобие между критерием разрушения сферической капли при ударе о твердую поверхность [Rozhkov et al. (2003a, b, e), Рожков и др. (2003)] и (2.5.7), что объясняется единым физическим механизмом, обеспечивающим устойчивость капли.

Так же как и в случае распада капли полимерной жидкости [Rozhkov et al. (2003a, b, e), Рожков и др. (2003)], соотношение (2.5.7) может рассматриваться как эмпирическая формула, точное значение параметра которой устанавливается экспериментально.

Сопоставим теоретические предсказания с нашими наблюдениями за распадом струй ПАА, $M=2$ млн., $c=10, \dots, 200$ млн⁻¹. Зная время релаксации ПАА \2\200 $\theta=50$ мкс, можно оценить времена релаксации других жидкостей, предполагая сохранение в данной ситуации найденной ранее закономерности $\theta \propto c^{0.8}$ [Базилевский и др. (1997)]. Для ряда концентраций $c=10, 25, 50, 100, 200$ млн⁻¹ находим следующие значения времен релаксации $\theta=4.55, 9.47, 16.49, 28.72, 50$ мкс. Полагая $\gamma=70$ мН/м, $\rho=1000$ кг/м³, $a_0=50$ мкм, $m_0=300$ нг, получим значения параметра $A = \gamma \rho (\pi a_0^{3/2} \theta / m_0)^2 / 4$ для рассматриваемых жидкостей $A=0.005, 0.021, 0.065, 0.198, 0.599$. Первые две жидкости распадаются в полете, в то время как остальные сохраняют сплошность (фиг. 2.4). Критерий (2.5.7) качественно верно описывает переход от

режима метания струи с потерями жидкости в полете к режиму метания без потерь.

2.6 Формирование точек на бумаге

Измерения размеров точек на бумаге и прозрачной пленке показали, что не имеется никаких различий между точками обычных чернил и чернил с добавками полимера. Измерения сроков службы, выполненные на ограниченном числе печатающих головок, показали, что полимерные добавки, по крайней мере, не уменьшают срок службы печатающей головки.

Заключение

В результате исследований установлено, что полимерные добавки могут влиять на процесс метания капель. Наблюдались следующие случаи метания струй с полимерными добавками: 1) распад струи на несколько вторичных капелек; 2) стягивание первоначально растянутой капли в одну компактную каплю без нарушения сплошности; 3) возврат капли в сопло под действием упругости жидкости в хвосте капли. Критерии перехода от одного режима течения к другому определяются реологическими свойствами жидкости и динамическими параметрами метания жидкости. Желаемые эффекты при печати могут быть достигнуты надлежащим выбором реологических параметров, которые могут управляться изменением молекулярной массы и концентрации полимера.

ГЛАВА 3

ДИНАМИКА И РАЗРУШЕНИЕ КАПЛИ ВОДЫ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ С ТВЕРДЫМ ПРЕПЯТСТВИЕМ.

Аннотация. Динамика круглой жидкой ламеллы, образующейся при столкновении капли воды с небольшим дискообразным препятствием изучена экспериментально и теоретически. Столкновение такого типа представляет собой модель удара капли по твердой плоской поверхности в отсутствии трения между жидкостью и поверхностью и, поэтому, моделирует широко распространенные столкновения капли невязкой жидкости с твердыми поверхностями. Предложена простая модель, которая описывает динамику жидкой ламеллы, образующейся при ударе капли, а также количественно детализирует структуру жидкого потока в ламелле. Построение модели основывается на наблюдениях того, что в процессе столкновения капли с препятствием жидкость истекает с препятствия с приблизительно постоянным расходом и уменьшающейся со временем скоростью. Мы измерили распределение местных чисел Вебера в ламелле путем генерации в ламелле волн разрушения пленки, которые подобны волнам Маха в газовой динамике. Распространение волн разрушения пленки в ламелле описывается теорией Тейлора распада жидких пленок, поэтому мы называли такие волны разрушения волнами Маха-Тейлора. Неизвестные параметры модели получены в результате сравнения теоретических выражений для местного числа Вебера и экспериментальных данных. В рамках модели рассчитаны распределения скорости, расхода и толщины пленки в ламелле. Изменение диаметра ламеллы во времени получено путем численного интегрирования модели. Установлено, что в ламелле формируются зоны метастабильности. В таких зонах

возникающие разрывы пленки не уносятся потоком прочь, а, наоборот, разрывы расширяются во все стороны и разрушает пленку. Одна зона метастабильности распространяется от препятствия к внешней границе ламеллы, а другая в противоположном направлении.

3.1 Формирование ламеллы при ударе капли воды о небольшое препятствие

Удар капли присутствует во многих промышленных приложениях, и благодаря этому обстоятельству значительное число исследований посвящено ударам капли о твердую поверхность [*Rein* (1993, 2002)]. Однако, например, в случае сельскохозяйственного распыления жидких химикатов на растения, в ряде ситуаций струйной печати поверхность удара оказывается сильно шероховатой, иногда даже остроконечной, и в связи с этим целесообразно исследовать столкновения капли с небольшим твердым препятствием, как моделью чрезвычайно шероховатой поверхности [*Rozhkov et al.* (2002-2004), *Рожков и др.* (2003а)]. Данная экспериментальная конфигурация также имеет большое фундаментальное значение. В ходе удара капля деформируется в круглую жидкую пленку - ламеллу, ограниченную более толстым жидким валиком - краевой струей. Ламелла сначала расширяется, а затем схлопывается [*Rein* (1993)]. Если удар капли происходит по твердой плоскости, то динамика капли при ударе управляется инерцией, поверхностным натяжением и вязкостью жидкости. Подобный удар по небольшому препятствию в форме диска (фиг. 1.3, 3.1) управляется исключительно инерцией и капиллярностью, в то время как влияние сдвиговой вязкости несущественно (при условии высокого значения ударного числа Рейнольдса) [*Rozhkov et al.* (2002)]. Использование небольшого препятствия кардинально упрощает процесс и делает более легким понимание тех особенностей

гидродинамики, которые обычно искажены или скрыты эффектами вязкого трения между жидкостью и твердым телом. Такая экспериментальная конфигурация также может рассматриваться как моделирование ударов капли маловязкой жидкости по безграничной плоскости, когда влияние вязкого трения незначительно, а сама поверхность является чрезвычайно гидрофобной (контактный угол θ_a равен 2π).

Формирование круглой жидкой ламеллы в результате удара капли воды по небольшому диску показано на фиг. 1.3, 3.1 и 3.2. Ламелла состоит из круглой пленки, ограниченной более толстой и неоднородной краевой струей. Жидкость радиально истекает с препятствия и течет от препятствия к периферии ламеллы. Краевая струя сначала радиально расширяется, а затем схлопывается. Краевая струя, из которой вытекают вторичные струи, есть волна разрушения жидкой пленки, ее движение существенно зависит от структуры потока жидкости в ламелле. В [Rozhkov *et al.* (2002)] показано, что формирование вторичных струй (fingering) вызвано интенсивным замедлением краевой струи в течение ее расширения и сокращения. Более массивные толстые части краевой струи (называемые далее каплями) замедляются слабее, чем более легкие тонкие части (называемые ниже мостиками), потому что замедления капли и мостиков вызваны силами поверхностного натяжения одной и той же величины, а массы капель и мостиков различны.

Форма ламеллы может быть плоской или конической. Плоская ламелла получается тогда, когда диаметр препятствия несколько больше, чем диаметр капли в полете. В случае примерного равенства диаметров препятствия и капли формируется коническая ламелла [Rozhkov *et al.* (2002)]. Представленный ниже анализ посвящен плоским ламеллам, но он может легко быть обобщен на случай конических

ламелл. Форма ламеллы предполагается осесимметричной (если не рассматриваются вторичные струи и капли).

Rozhkov et al. (2002) установили, что если значения ударных чисел Рейнольдса и Вебера достаточно высоки, и если одновременно ударное число Маха достаточно мало, то процесс ударной деформации капли на препятствии и в его небольшой окрестности определяется исключительно инерцией жидкости, а все другие факторы здесь не важны. (Ударные безразмерные числа определены стандартным образом: $Re_i = \rho v_i d_i / \mu$, $We_i = \rho v_i^2 d_i / \gamma$, $M_i = v_i / c$, где ρ , μ и γ - плотность, вязкость и поверхностное натяжение жидкости, d_i и v_i - диаметр и скорость капли при ударе, c - скорость звука в жидкости.) Утверждение следует, в частности, из теории вязкого пограничного слоя. Действительно, влияние вязкого трения между жидкостью и твердой поверхностью проявляется только в сдвиговом течении внутри пограничного слоя около поверхности препятствия (фиг. 3.3). Если толщина пограничного слоя δ мала по сравнению с любыми другими масштабами длины, характеризующими поток жидкости на препятствии, то только небольшая часть жидкости подвержена влиянию вязкого трения. Диаметры препятствия d_t и капли d_i - величины одного порядка по условию задачи, т.е. $d_t \sim d_i$. Следовательно, любой масштаб длины, характеризующий поток жидкости на препятствии, имеет порядок d_i (фиг. 3.3). Поэтому условие пренебрежения вязкостью может быть формализовано как $\delta \ll d_i$. Принимая для толщины пограничного слоя δ известную оценку $\delta/d_t \sim (\rho v d_t / \mu)^{-1/2}$ [Седов (1976), Ландау и Лифшиц (1986), Гольдштейн и Городцов (2000)] и полагая $v \sim v_i$, $d_t \sim d_i$, получим что эффект вязкого трения незначителен если $Re_i = \rho v_i d_i / \mu \gg 1$. С другой стороны, как

показано Ентовым и др. (1980), влияние вязкости на радиальное растекание жидкости (элонгационная компонента вязкого трения) проявляется только в малой окрестности точки истока, где реализуются вязкие потери скорости порядка $\Delta v/v \sim 1/Re_i$.

Точно также, капиллярное давление $\sim \gamma/d_i$ мало по сравнению с «динамическим давлением» на препятствии $\sim \rho v_i^2$, если $We_i = \rho v_i^2 d_i / \gamma \gg 1$. В этом случае влияние капиллярных сил несущественно в окрестности препятствия $O(d_i)$. Аналогичные оценки показывают, что сжимаемость жидкости несущественна, если ударное число Маха $M_i = v_i/c$ мало по сравнению с единицей [Weiss and Yarin (1999)].

Исключительное влияние инерции на процесс деформации капли на препятствии означает, что профили любых кинематических величин в капле универсальны. Например, если форма капли на препятствии описывается функцией $z=z(r,t)$, где z – «толщина» капли, r – ее радиальная координата, t – время (фиг. 3.3), то безразмерная функция

$$Z=Z(Y, \tau), \text{ где } Z=z/d_i, Y=r/d_i, \tau=t/(d_i/v_i) \quad (3.1.1)$$

является универсальной. Она одна и та же для *всех капель*, у которых $We_i \gg 1$, $Re_i \gg 1$, $M_i \ll 1$. Далее, мы используем прописные буквы для безразмерных величин (исключая безразмерное время $\tau=t/(d_i/v_i)$ и фактор растекания капли $\beta=d/d_i$, где d – текущий диаметр ламеллы) и строчные – для размерных.

Плотность жидкости ρ не входит в (3.1.1), так как согласно *П*-теореме [Седов (1967)] в данной ситуации невозможно образовать

безразмерный определяющий параметр, который включал бы ρ . Действительно, предположим, что профиль капли z определяется такими физическими величинами как t , r , d_i , v_i и ρ , т.е. $z=z(t,r,d_i,v_i,\rho)$. Эти величины имеют размерности $[t]=T$, $[r]=L$, $[d_i]=L$, $[v_i]=L/T$, $[\rho]=M/L^3$. Всего имеется $n=5$ величин, среди которых $k=3$ величины имеют независимую размерность. Согласно Π -теореме зависимость $z=z(t,r,d_i,v_i,\rho)$ может быть преобразована к безразмерной форме таким образом, что безразмерный параметр $\Pi=Z=z/d_i$ является функцией $n-k=5-3=2$ безразмерных параметров Π_1 и Π_2 . Параметр $\Pi_m=t^\alpha r^\beta d_i^\chi v_i^\delta \rho^\varepsilon$ ($m=1,2$) безразмерен, следовательно, $T^\alpha L^\beta L^\chi (L/T)^\delta (M/L^3)^\varepsilon = T^0 L^0 M^0$. Равенство возможно только в случае $\varepsilon=0$. Другие показатели имеют значения $\alpha=0$, $\beta=1$, $\chi=-1$, $\delta=0$, и $\alpha=1$, $\beta=0$, $\chi=-1$, $\delta=1$. Представленный анализ размерности исключают плотность ρ из определяющих факторов задачи и подтверждает справедливость представления (3.1.1).

Мы пренебрегаем в (3.1.1) любыми «локальными эффектами», типа ранней струи (early jetting), захвата воздуха (air trapping), и т.д., которые рассмотрены в [Weiss and Yarin (1999)], потому что только небольшая часть жидкости капли вовлечена в эти процессы.

Универсальный характер (3.1.1) также означает, что безразмерная скорость $V=v/v_i$ и безразмерный расход $Q=q/(\pi d_i^2 v_i/6)$ в данной точке Y и в момент времени τ одни и те же для всех капель при $We_i \gg 1$, $Re_i \gg 1$, $M_i \ll 1$. Локальный расход q в точке r определен как объем жидкости, который протекает через контур радиуса r в единицу времени, т.е. $q=2\pi r h v$, где h - локальная толщина пленки. Выражение

$\pi d_i^2 v_i / 6$ представляет «средний» расход (отношение объема капли $\pi d_i^3 / 6$ к масштабу времени соударения d_i / v_i) в течение удара, однако возможны другие варианты обезразмеривания.

Жидкий элемент, однажды истекший с препятствия, продолжает свое движение в свободном пространстве. Он утончается во времени благодаря радиальному и полярному растяжению. Его скорость не меняется, потому что суперпозиция поверхностных сил, приложенных к его границе, $\int 2\gamma \mathbf{n} d\Gamma$, где Γ - контур границы, а \mathbf{n} нормаль к Γ , имеет нулевую составляющую. Здесь и далее профиль скорости в пленке полагается плоским [Yarin (1993)].

Истечение жидкости с препятствия может моделироваться как плоское радиальное истечение жидкости из эквивалентного точечного источника, расположенного в центре препятствия, с заданным законом изменения скорости и расхода во времени $v_s = v_s(t_s)$ и $q_s = q_s(t_s)$. Не имеет никакого значения, каким образом происходит истечение жидкости (из капли или эквивалентного точечного источника) если поток рассматривается в пленочной части ламеллы, которая достаточно далеко удалена от зоны истечения. Необходимо только, чтобы функции $v_s = v_s(t_s)$ и $q_s = q_s(t_s)$ обеспечивали в ламелле точно такой же поток, что и ударяющаяся о препятствие капля. Поскольку истечение жидкости из капли происходит универсальным способом, то безразмерные функции истечения из эквивалентного источника $V_s(\tau) = v_s(t) / v_i$ и $Q_s(\tau) = q_s(t) / (\pi d_i^2 v_i / 6)$ также универсальны: они одни и те же для всех капель при $We_i \gg 1$, $Re_i \gg 1$, $M_i \ll 1$ [Rozhkov et al. (2002)].

Если положить, что вся жидкость капли истекла с препятствия в течение масштаба времени соударения $\Delta t \sim d_i / v_i$ со скоростью $v \sim v_i$, то есть $V_s \sim 1$, $Q_s \sim 1$, то тогда, согласно теории Тейлора [Taylor (1959a,

1959с)], максимальный фактор растекания ламеллы $\beta_m \equiv d_m/d_i = V_s Q_s We_i / 12 \sim 45.9$ для «маленькой» капли и $\beta_m \sim 66.0$ для «большой» капли (фиг. 2), где d_m – максимальный диаметр ламеллы. С другой стороны экспериментальные измерения дают существенно меньшие значения β_m : 5.03 и 6.24 для «маленькой» и «большой» капли, соответственно (фиг. 2). Нет никаких физических оснований уменьшать значения величин V_s , Q_s для того, чтобы добиться удовлетворительного соответствия между экспериментальными данными и теоретической оценкой. Парадокс разрешается утверждением, что локальный расход элемента жидкости, движущегося в ламелле, уменьшается с расстоянием от препятствия, если скорость истечения V_s уменьшается во времени. Как показано в [Rozhkov et al. (2002)], локальные величины $V(\tau, Y)$ и $Q(\tau, Y)$ определяются функциональными зависимостями:

$$V(\tau, Y) = V_s(\tau_s), \quad (3.1.2)$$

$$Q(\tau, Y) = Q_s(\tau_s) / (1 + Y d / d \tau_s (1/V_s(\tau_s))), \quad (3.1.3)$$

$$Y = (\tau - \tau_s) V_s(\tau_s). \quad (3.1.4)$$

Соотношения (3.1.2-3.1.4) показывают, что жидкий элемент, который истек из точечного источника в момент времени τ_s , приходит в точку Y в момент времени τ с той же самой скоростью V_s , но с уменьшенным локальным расходом $Q(\tau, Y)$, если скорость истечения V_s уменьшается во времени. Уменьшение $Q(\tau, Y)$ вызвано радиальным растяжением жидкого элемента в процессе его движения. Из-за радиального растяжения время между моментами пересечения

передней и задней границами элемента точки r увеличивается с ростом r . Это означает, что время, за которое один и тот же объем жидкости протекает через контур радиуса r , увеличивается с ростом r . Увеличение времени протекания эквивалентно уменьшению локального расхода. Знаменатель в правой части уравнения (3.1.3) описывает этот кинематический эффект.

Таким образом, описание кинематики ламеллы требует знания функций $V(\tau, Y)$ и $Q(\tau, Y)$. Качественный вид функций оценен в [Rozhkov et al. (2002)], основываясь на экспериментальных данных. В частности найдено, что в течение интервала времени $\tau \in [0, 1]$, величина V_s падает от ~ 2.59 до ~ 0.9 , а $Q_s \sim 0.31$. В течение интервала времени $\tau \in [1, 3]$ $V_s \sim 0.9$, $Q_s \sim 0.17$. При $\tau_s > 3$, истечение жидкости сильно ослабевает.

Цель исследований, представленных в главе, состояла в получении приближенных аналитических выражений универсальных функций истечений $V_s(\tau_s)$ и $Q_s(\tau_s)$, чтобы далее количественно описать универсальную структуру течения в ламелле и ее динамику в случае в высоких чисел Рейнольдса и Вебера.

3.2 Структура потока

Реализуемый в главе подход состоит в постулировании простейшего аналитического выражения для универсальных функций истечения и в определении неизвестных параметров модели путем сравнения теоретических предсказаний с экспериментальными данными. Предлагается следующее простейшее приближение:

Если $\tau \in [1, 3]$, то

$$V_s = V_0 / (1 + B \tau_s), \quad (3.2.1)$$

$$Q_s = Q_0, \quad (3.2.2)$$

где неизвестные константы V_0 , B , Q_0 подлежат определению.

Если $\tau > 3$, то истечение прекращается.

Несмотря на простоту, соотношения (3.2.1-3.2.2) должным образом описывают главные особенности явления, в частности, они учитывают уменьшение скорости истечения и незначительность изменения расхода в течение интервала времени $[0, 3]$.

Описание потока в ламелле получается путем подстановки выражений V_s и Q_s (3.2.1) и (3.2.2) в уравнения (3.1.2-3.1.3):

$$V = V_0(1 + YC)/(1 + \tau B), \quad (3.2.3)$$

$$Q = Q_0/(1 + YC), \quad (3.2.4)$$

где $C = B/V_0$. Соотношения (3.2.3-3.2.4) показывают, что в рамках предложенной модели локальная скорость жидкости в ламелле V увеличивается с Y и уменьшается с τ , в то время как локальный расход – падающая функция исключительно аргумента Y .

Неизвестные константы в уравнениях (3.2.3-3.2.4) могут быть найдены путем экспериментальных измерений. Действительно, принимая во внимание уравнение непрерывности $q = 2\pi r h v$, локальное число Вебера $We \equiv \rho h v^2 / (2\gamma)$ в точке Y может быть представлено как $We = (We_i/24) VQ/Y$. Подстановка в последнюю формулу выражений V и Q (3.2.3-3.2.4) дает следующее соотношение между параметрами V_0 , Q_0 , B и We в точке Y в момент времени τ .

$$1/(V_0 Q_0) + B \tau / (V_0 Q_0) = We_i / (24 Y We). \quad (3.2.5)$$

Правая часть уравнения (3.2.5) - комбинация трех измеряемых величин $We_i = \rho v_i^2 d_i / \gamma$, $Y = r / d_i$ и $We(Y, \tau)$, которая линейно изменяется с τ . Подстановка измеренных величин We_i , Y , We в (3.2.5) позволяет, первое, проверить достоверность предложенной модели потока в ламелле, второе, в случае удовлетворительной достоверности определить неизвестные константы модели B и $1/(V_0 Q_0)$.

Экспериментальное определение величин We_i , Y и τ не представляет трудностей. С другой стороны, для определения локального числа Вебера $We \equiv \rho h v^2 / (2 \gamma)$ необходимо измерение локальных величин v и h , которые чрезвычайно быстро изменяются во времени. Избежать трудно реализуемой процедуры удастся путем использования результатов исследований Дж. Тейлора [Taylor (1959c)], касающихся распада тонких листов жидкости (свободных пленок жидкости). Тейлор отметил, что капиллярные силы на свободной границе пленки не сбалансированы никакими другими силами. В результате отсутствия баланса пленка схлопывается под действием поверхностных сил. В маловязкой жидкости (низкое локальное число Онезорге $Oh = \mu / (\rho h \gamma)^{1/2} \ll 1$) схлопывание происходит в форме волны разрушения (жидкого валика), распространяющейся по невозмущенной пленке подобно ударной волне в газовой динамике. Скорость распространения волны разрушения относительно листа v_r оказывается равной $(2 \gamma / (\rho h))^{1/2}$. «Разрезание» жидкого листа «ножом» (тонкой проволокой), таким образом, что скорость «ножа» относительно пленки v больше, чем скорость волны разрушения v_r , создает в пленке разрыв в виде сектора, ограниченного двумя жидкими краевыми струями,

которые истекают из точки разрыва [Taylor (1959c)] – фиг. 3.4, 3.5. Явление подобно формированию «волны Маха» позади тела, перемещающегося в газе со сверхзвуковой скоростью. Половина угла между краевыми струями (называемая далее углом Маха-Тейлора) определяется условием $\sin\varphi = v_r/v = (2\gamma/(\rho h v^2))^{1/2} \equiv We^{-1/2}$. Представленная формула является основой простого метода измерения локального числа Вебера в жидкой пленке, и правая часть уравнения (3.2.5) может быть переписана как $(\sin\varphi)^2 \cdot We_i/(24Y)$.

Волны разрушения Маха-Тейлора создавались в ламелле путем разрезания ламеллы неподвижной иглой (проволочкой) [Rozhkov et al. (2002)], и одновременно производилось измерение угла Маха-Тейлора φ . Таким образом восстанавливалась зависимость комбинации $(\sin\varphi)^2 \cdot We_i/(24Y)$ от времени τ .

3.3 Экспериментальная процедура

Схема экспериментального метода показана на фиг. 3.1, детали представлены в [Rozhkov et al. (2002, 2003a)]. Наряду с данной установкой для визуализации столкновения также использовалась скоростная видеокамера (фиг. 3.2). Сферическая капля ударяла гладкую торцевую поверхность стального цилиндра, используемого как препятствие для удара капли (фиг. 1.3). Точные значения величин d_i и v_i измерялись при каждом ударе. Траектория капли и ось цилиндра были коаксиальны.

Волны разрушения Маха-Тейлора создавались разрезанием ламеллы двумя оппозитно расположенными иглами (проволочками), которые были параллельны оси препятствия (фиг. 3.5). Расстояние между иглами и центром препятствия регулировалось. Диаметры игл были равны 0.7 ± 0.1 мм.

Наблюдения за процессом удара производилось с двух точек (сбоку и сверху) методами скоростной видео- и фотографии (фиг. 3.1). При наблюдении сбоку регистрировались три видеокадра капли в заранее заданные моменты времени (относительно момента столкновения) таким образом, что на первых двух видеокадрах капля еще находилась в полете перед столкновением, а на третьем видеокadre фиксировалось состояние капли после столкновения. При наблюдениях сверху регистрировались два видеокадра в заранее заданные моменты времени, причем первый видеокادر регистрировался в тот же самый момент времени, что и третий видеокادر при наблюдении сбоку. Три последовательных видеокадра вида сбоку использовались для точного измерения диаметра d_i и скорости капли v_i непосредственно перед ударом, а также для определения времени, прошедшего после момента соударения на двух видеокадрах вида сверху, с точностью порядка ± 10 мкс. Точное знание времени соударения позволяло воссоздавать развитие событий при ударе капли как последовательность видеокadres разных капель (но находящихся в равных ударных условиях), которые получены в разные (но заранее заданные и точно измеренные) моменты времени.

Видеоизображения капли обрабатывались посредством VISILOG, версия 5.3, программного обеспечения компании Noesis. Для измерения угла Маха-Тейлора строились касательные к струям, формируемым при разрезании пленки иглой (фиг. 3.5), в точках их образования. Измерения угла выполнялись в небольшой окрестности точки разрыва, где поток может рассматриваться как стационарный, потому что время течения жидкой частицы через эту небольшую область мало по сравнению с любыми другими временными масштабами процесса.

Наряду с описанным экспериментальным методом использовалась видеозапись процесса соударения при помощи

скоростной видеокамеры с частотой 1000 кадров в секунду. Время экспозиции задавалось продолжительностью световой вспышки синхронизированного с видеокамерой стробоскопа и составляло порядка 1 мкс. Пример видеозаписи представлен, в частности, на фиг. 3.2.

3.4 Результаты

Фиг. 3.5 представляет типичную эволюцию волн разрушения (краевых струй) Маха-Тейлора в окрестности иглы, разрезающей пленку. Сначала профили волн Маха-Тейлора выпуклые, затем они становятся прямыми, позже вогнутыми, и, наконец, волны отделяются от препятствия и уже самостоятельно разрушают ламеллу. Волны Маха-Тейлора гладкие. Не наблюдается формирования вторичных струй и капель, подобных тем, что стекают с внешней краевой струи, хотя волны Маха-Тейлора и краевая струя - есть волны разрыва с единым механизмом распространения. Различие объясняется разными характерами движений. Внешняя краевая струя подвергнута очень высокому замедлению, которое дестабилизирует краевую струю согласно модели формирования вторичных капель, предложенной в [Rozhkov *et al.* (2002)]. В то же время волны Маха-Тейлора распространяются с относительно низким ускорением и поэтому не подвергаются такой дестабилизации как краевая струя.

Изменение угла Маха-Тейлора φ для нескольких позиций разрезающих игл показано на фиг. 3.6. Единица формально приписывалась значению функции $\sin\varphi$, когда волна разрушения отделялась от препятствия. Несмотря на большой разброс данных, можно видеть, что $\sin\varphi$ заметно меньше единицы, до тех пока $\tau < 3$, и

стремится к единице, когда $\tau \geq 3$. Величина $\sin \varphi$ увеличивается с расстоянием r_{ob} между иглой и центром препятствия при $\tau \in [0, 3]$.

Представление данных становится более регулярным в координатах τ , $(\sin \varphi)^2 We_i / (24 Y_{ob})$, где $Y_{ob} = r_{ob} / d_i$ (фиг. 3.7). Как предсказано уравнением (3.2.5), зависимость данных величин линейна. Коэффициенты уравнения (3.2.5) определены методом наименьших квадратов путем анализа 166 экспериментальных точек (фиг. 3.7) при помощи программного обеспечения MicroCal Origin. Было найдено, что $1/(V_0 Q_0) = 2.30 \pm 0.28$, $B/(V_0 Q_0) = 2.17 \pm 0.13$. Отсюда следует $B = 0.94$. Для нахождения V_0 и Q_0 , одна из этих величин должна быть определена независимо. Это может быть сделано, приняв в качестве значения Q_0 среднюю величину расхода в течение интервала времени $[0, 3]$ исходя из предыдущих оценок [Rozhkov et al. (2002)]: $Q_0 = (0.31 \times 1 + 0.17 \times 2) / 3 \approx 0.22$. Тогда, соответственно, $V_0 = 1.98$, $C = B/V_0 = 0.48$. Полученная оценка V_0 не отличается существенно от ранней оценки [Rozhkov et al. (2002)], где получено $V_0 = 2.59$.

Таким образом, приближенный вид универсальных функций истечения следующий:

$$V_s = 1.98 / (1 + 0.94 \tau_s), \quad (3.4.1)$$

$$Q_s = 0.22, \quad (3.4.2)$$

$$\tau_s < 3. \quad (3.4.3)$$

После $\tau \sim 3$, когда основная часть жидкости капли уже вытекла с препятствия, истечение становится слабым. Волна Маха-Тейлора отделяется от разрезающей иглы и начинает свободно путешествовать в

ламелле [Rozhkov et al. (2002)]. Поток уже не может унести прочь любой разрыв в ламелле, и ламелла становится метастабильной; то есть любой разрыв расширяется в лабораторной системе координат быстрее, чем сносится потоком. Формально это соответствует локальному числу Вебера меньше единицы. Зона метастабильности распространяется в ламелле вместе с продвижением последних порций жидкости, которые покинули препятствие перед моментом окончания эффективного истечения жидкости с препятствия при $\tau \sim 3$. Ламелла интенсивно схлопывается, как только зона метастабильности распространится до внешней краевой струи. При схлопывании внешняя волна разрушения проникает внутрь ламеллы через наиболее слабые части краевой струи - жидкие мостики между соседними каплями [Rozhkov et al. (2002)].

3.5 Динамика ламеллы

Раздел посвящен расчетам потока внутри ламеллы и движения краевой струи ламеллы. Распределения безразмерной скорости $V \equiv v/v_i$ и безразмерной толщины $H \equiv h/d_i$ в ламелле представлены на фиг. 3.8. Они одни и те же для *всех* капель с высокими ударными числами Рейнольдса и Вебера.

Согласно уравнениям (3.1.2) и (3.1.4), жидкие элементы перемещаются с постоянной скоростью в ламелле вдоль характеристик $dY/dt = V$, пока не встретят краевую струю (фиг. 3.8). В фиксированной точке ламеллы ($r = \text{const}$) скорость V уменьшается со временем.

Локальная толщина ламеллы h определяется уравнением непрерывности как $h = q/(2\pi r v)$, где локальные расход q и скорость v в точке r определяются уравнениями (3.2.3-3.2.4). В безразмерном виде имеем $H \equiv h/d_i = Q_0(1 + \tau B)/(12 V_0 Y(1 + YC)^2)$. Толщина движущегося в

ламелле жидкого элемента H уменьшаются во времени как показано на фиг. 3.8. В то же время, толщина ламеллы H в фиксированной точке пространства увеличивается во времени.

Уравнение движения краевой струи следует из баланса импульса жидкости в небольшом контрольном объеме V , который неподвижен в лабораторной системе координат (фиг. 3.9) [Rozhkov *et al.* (2002)].

$$d/dt(m_\chi dr_l/dt) + \rho v h r_l (dr_l/dt) d\chi = -2\gamma r_l d\chi + \rho v^2 h r_l d\chi, \quad (3.5.1)$$

где m_χ - масса части краевой струи, заключенной в секторе $d\chi \ll 1$ (фиг. 3.9), r_l - радиальная координата краевой струи, $h = h(r_l)$ - толщина ламеллы вблизи краевой струи. Первое слагаемое в (3.5.1) описывает изменение импульса краевой струи. Второе слагаемое описывает изменение импульса пленочной части ламеллы в объеме V . Третье слагаемое учитывает вклад поверхностного натяжения, и, наконец, последнее слагаемое в (3.5.1) описывает поток импульса в контрольный объем V .

Жидкая частица, которая вытекла из точечного источника в момент времени t_s , достигает краевой струи в момент времени t . Времена t_s и t связаны между собой соотношением (3.1.4), если в последнем положить $Y = Y_l$ (где $Y_l = r_l/d_i$): $Y_l = (\tau - \tau_s) V_s(\tau_s)$. Отсюда, зная зависимость изменения $V_s(\tau_s)$ (3.2.1), можно найти величину τ_s в явном виде: $\tau_s = (V_0 \tau - Y_l) / (V_0 + B Y_l)$.

Масса жидкости, которая вытекла из источника в сектор $d\chi$ в течение интервала времени $[0, t_s]$ и в момент времени t вся оказалась в

части краевой струи $d\chi$, равна $m_\chi = \rho q_0 t_s d\chi / (2\pi)$, где q_0 - расход точечного источника (в рамках настоящей модели расход $q_0 = Q_0 \times (\pi d_i^2 v_i / 6)$ полагается постоянным).

Таким образом, все величины в уравнении (3.5.1) известны, и после подстановки в него соотношений (3.2.3-3.2.4) оно преобразуется к безразмерному виду как:

$$\begin{aligned} & ((V_0 \tau - Y_l) / (V_0 + B Y_l)) d^2 Y_l / d\tau^2 = \\ & (V_0 (1 + B \tau) (V_0 + B Y_l)^{-2} dY_l / d\tau - V_0 / (V_0 + B Y_l) - 1 / (1 + C Y_l)) dY_l / d\tau - \\ & 24 Y_l / (Q_0 W e_i) + V_0 / (1 + B \tau) . \end{aligned} \quad (3.5.2)$$

Если формально положить $B = C = 0$, то уравнение (3.5.2) сведется к уравнению (6) в [Rozhkov *et al.* (2002)], которое описывает формирование ламеллы из точечного источника жидкости с постоянной скоростью истечения и постоянным расходом.

Уравнение (3.5.2) содержит только один внешний параметр - ударное число Вебера We_i , все другие параметры известны: $V_0 = 1.98$, $B = 0.94$, $C = 0.48$, $Q_0 = 0.22$. Начальные условия могут быть следующими $\tau = 0$, $Y_l = 0$, $dY_l / d\tau = V_0 = 1.98$. Решение (3.5.2) описывает изменение фактора растекания ламеллы $\beta \equiv 2 Y_l$ как функцию времени τ .

Численные решения уравнения (3.5.2) представлены на фиг. 3.10 для $We_i = 100$ и $We_i = 1000$. Фактор растекания ламеллы $\beta \equiv 2 Y_l$ (кривые β) представлен в системе координаты (τ, β) , а зависимости изменения внутренних величин в ламелле представлены в системе координат $(\tau, 2Y)$. Пунктирные кривые с обеих сторон кривой β указывают точность решения $\beta(\tau)$, оцененную путем учета ошибки определения

величин $1/(V_0 Q_0)$ (± 0.28) и $B/(V_0 Q_0)$ (± 0.13). Нет качественного различия между результатами для двух величин We_i , и поэтому все последующее обсуждение одинаково правомерно для обоих случаев.

На фиг. 3.10 характеристика $Y=V_s(3)(\tau-3)$ (прямая линия 3), рассчитанная при помощи уравнения (3.4.1), описывает траекторию движения последней порции жидкости, которая вытекла с препятствия в течение режима сильного истечения. После этого режим истечения становится слабым, и состояние ламеллы справа от линии 3 характеризуется как метастабильное (локальное число Вебера We здесь меньше единицы). Поэтому, *универсальные функции истечения*, также как и решения уравнения 3.5.2, «работают» только слева от линии 3.

Кривая I представляет геометрическое место точек в пространстве $(\tau, 2Y)$, для которых $We=1$. Кривая определяется принятием условия $\sin\varphi=1$ в уравнении (3.2.5), из чего следует $Y=(1/(V_0 Q_0)+B\tau/(V_0 Q_0))^{-1}We_i/24$. Точки, которые лежат выше кривой I , соответствуют $We<1$, точки, которые лежат ниже этой кривой, соответствуют $We>1$. Существование кривой I демонстрирует, что одновременно с распространением зоны метастабильности от препятствия в направлении краевой струи (описывается кривой 3), формируется другая зона метастабильности - около краевой струи. Зона распространяется от краевой струи к препятствию согласно кривой I . Как только оба фронта встречаются (в точке пересечения кривых I и 3), то тогда вся ламелла становится метастабильной. Формирование зоны метастабильности около краевой струи способствует ускорению любых явлений разрушения, в том числе спонтанного зарождения дырок около краевой струи, именно там, где жидкость оказывается «слабой» в первую очередь (фиг. 3.11).

Интересно поведение изгибной капиллярной волны Тейлора [Taylor (1959b)], которая распространяется против потока. Траектория волны определяется уравнением $dr_w/dt = v - v_w$, где r_w - радиальная координата волны и $v_w = (2\gamma/(\rho h))^{1/2}$ - скорость распространения волны относительно жидкости [Taylor (1959b)]. В рамках настоящего модельного подхода траектория волны определяется решением следующего безразмерного уравнения:

$$dY_w/d\tau = V_0(1 + CY_w)/(1 + B\tau)(1 - (24Y_w(1 + B\tau)/(V_0Q_0We_i))^{1/2}), \quad (3.5.3)$$

где $Y_w = r_w/d_i$.

Кривая w на фигуре 3.10 представляет решение уравнения (3.5.3) при начальных условиях $\tau=0$, $Y_w=0$, то есть рассматривается случай, когда изгибная волна стартует одновременно с началом формирования ламеллы. После пересечения кривых w и l , изгибная волна меняет направление движения на противоположенное и движется назад к препятствию, но уже в метастабильной зоне ламеллы. Это поведение отличается от монотонного распространения капиллярной волны в случае истечения жидкости из источника с постоянной скоростью и постоянным расходом [Rozhkov et al. (2002)]. С другой стороны, распространение изгибной капиллярной волны моделирует движение краевой струи нулевой массы [Taylor (1959b)], то есть краевой струи, непрерывно теряющей жидкость, например, из-за отделения вторичных капелек. Поэтому, кривая w показывает, каким может быть уменьшение диаметра краевой струи из-за интенсивного распада краевой струи.

Процесс схлопывания краевой струи в пространстве переменных, расположенных справа от кривой 3 , описывается уравнением:

$$d^2 r_l / dt^2 = - 4 \pi r_l \gamma / m, \quad (3.5.4)$$

где m - масса краевой струи. Уравнение (3.5.4) учитывает только действие поверхностного натяжения на краевую струю, не принимая во внимание его массовое изменение. Согласно оценке [Rozhkov *et al.* (2002)], можно положить $m = 0.66 \times \rho \pi d_i^3 / 6$, после чего решение уравнения (3.5.4) выписывается как

$$\beta = \beta_3 \cos((0.66 We_i / 24)^{-1/2} (\tau - \tau_3)) + (d\beta/d\tau)_3 (0.66 We_i / 24)^{-1/2} \sin((0.66 We_i / 24)^{-1/2} (\tau - \tau_3)), \quad (3.5.5)$$

где величины τ_3 , β_3 , $(d\beta/d\tau)_3$ соответствуют решению уравнения (3.5.2) в точке пересечения кривой β с характеристикой 3 на фиг. 3.10. Выражение для β (3.5.5) описывает сокращение ламеллы справа от линии 3 на фиг. 3.10.

Сопоставление теоретических и экспериментальных результатов, касающихся изменения диаметра ламеллы во времени, оказывается удовлетворительным – фиг. 3.12 и 3.13. Наибольшее несоответствие наблюдается на финальной стадии жизни ламеллы, когда ламелла становится метастабильной и возникают благоприятные условия для ее разрушения. В частности, возможно проникновение во внутреннюю часть ламеллы волн разрушения через «слабые места» краевой струи – мостики между соседними каплями в краевой струе. В то же время теоретическая модель рассматривает краевую струю как однородную по периметру и не допускающую потерь жидкости из-за распада.

Рассчитанные и измеренные величины максимального фактора растекания ламеллы β_m и безразмерного времени τ_m , за которое β_m достигается, представлены как функции We_i на фиг. 3.14. Числа Вебера на фиг. 3.14 соответствуют диапазону практического интереса. *Mourougou-Candoni et al.* (1999), *Aziz and Chandra* (2000), *Kandlikar et al.* (2001) изучали столкновение капли с плоской поверхностью, а не с небольшим препятствием. Однако предложенная модель остается справедливой для описания такого рода столкновения (или некоторой его стадии), если влияние вязкости несущественно. Действительно, если толщина вязкого пограничного слоя δ мала по сравнению с толщиной ламеллы h , то основная часть жидкости движется без влияния вязкости, и только небольшая часть жидкости в пределах вязкого пограничного слоя тормозится вязким трением, как обсуждалось выше при рассмотрении течения по препятствию. При $\delta/h \ll 1$ вклад этой небольшой части жидкости в суммарный поток импульса невелик, и, следовательно, отсутствует влияние вязкости на движение краевой струи и динамику ламеллы. Отношение δ/h - максимально в ламелле около краевой струи, потому что δ увеличивается, а h уменьшается с удалением от точки истока. В момент максимального растекания ламеллы скорость жидкости в ламелле $\sim v_i$ и скорость радиального распространения краевой струи относительно жидкости $\sim (2\gamma/(\rho h))^{1/2}$ равны между собой. Отсюда толщина ламеллы в окрестности краевой струи может быть оценена как $h \sim 2\gamma/(\rho v_i^2)$ (в частности, при $\gamma=0.07$ Н/м, $\rho=1000$ кг/м³, $v_i=3.87$ м/с, имеем $h \sim 10$ мкм.) С другой стороны, согласно теории пограничного слоя, $\delta \sim r_m/(\rho r_m v_i/\mu)^{1/2}$, где r_m - максимальный радиус ламеллы. Из

сравнения h и δ следует, что влияние вязкости в ламелле незначительно ($\delta/h \ll 1$), если

$$(\beta_m \rho v_i^3 d_i \mu / (8 \gamma^2))^{1/2} \equiv (\beta_m / 8)^{1/2} We_i / Re_i^{1/2} \ll 1. \quad (3.5.6)$$

Как правило, $(\beta_m / 8)^{1/2} \sim 1$. Поэтому условие применимости развитой модели к удару по плоскости может быть сформулировано как $We_i / Re_i^{1/2} \ll 1$. Условие выполняется, если жидкость капли имеет низкую плотность, низкую сдвиговую вязкость, высокое поверхностное натяжение; капля небольшая и движется с малой скоростью.

Другая особенность удара капли по пластине – это то, что движение жидкой краевой струи в течение роста ламеллы управляется удельным натяжением $\gamma(1 - \cos \theta_a)$ [Mourougou-Candoni et al. (1999)] (где θ_a – набегающий динамический контактный угол), но не 2γ , как в свободной ламелле. Только случай чрезвычайно гидрофобной поверхности ($\theta_a = 180^\circ$) соответствует свободной ламелле. Для учета эффекта контактного угла введено эффективное ударное число Вебера $We_{is} = We_i / ((1 - \cos \theta_a) / 2)$. Все разнообразие сложных процессов взаимодействия жидкости и поверхности описывается единственным параметром – контактным углом. Эффективное ударное число Вебера используется в представлении экспериментальных данных на фиг. 3.14.

Следует заметить, что условие (3.5.6) не выполняется должным образом для тех данных фиг. 3.14, которые касаются ударов по плоским поверхностям. Тем не менее, даже в этом случае соответствие между предложенной теорией и экспериментальными данными оказалось удовлетворительным. Самое существенное расхождение наблюдается в случае малых значений β_m (~ 2), когда толщина краевой струи имеет

порядок диаметра капли (см., например, фиг. 15 в [Aziz and Chandra (2000)]). Вместе с тем, предлагаемая здесь теоретическая модель рассматривает краевую струю как окружность нулевой толщины.

Фиг. 3.14 показывает, что теоретические функции $\beta_m(We_i)$ и $\tau_m(We_i)$ изменяются одинаковым образом. Они обе могут быть удовлетворительно аппроксимированы оценкой [Rozhkov et al. (2002)] $\beta_m \sim \tau_m \sim (We_i/20)^{1/2}$.

В этом случае τ_m преобразовывается в размерную форму как

$$t_m \sim \rho^{1/2} d_i^{3/2} / (20\gamma)^{1/2}, \quad (3.5.7)$$

где t_m - время, за которое достигается максимальный диаметр ламеллы. Влияние контактного угла θ_a учитывается путем деления правой части (3.5.7) на величину $((1 - \cos \theta_a)/2)^{1/2}$.

Выражение (3.5.7) указывает, что t_m не зависит от скорости удара v_i , и увеличивается с диаметром капли как $d_i^{3/2}$. Как показывают представленные выше теоретические и экспериментальные результаты, продолжительность жизни ламеллы изменяется как $O(t_m)$, и, следовательно, также не зависит от v_i , но увеличивается с диаметром капли как $d_i^{3/2}$. Оценка (3.5.7) дает тот же самый порядок величины, что и период колебаний свободной капли, которая в свою очередь совпадает со временем рикошета капли от горячей поверхности [Chandra and Avedisian (1991)]. Соотношение (3.5.7) также удовлетворительно коррелирует с недавними измерениями времени контакта поверхности и капли, при отскоке капли от сильно гидрофобной поверхности (при несколько меньшем ударном числе

Вебера) [*Richard et al.* (2002)]. Авторы нашли, что время контакта капли и поверхности не зависит от скорости удара и увеличивается с диаметром капли как $d_i^{3/2}$.

Фиг. 3.2 показывает, что при достаточно естественных условиях удара с краевой струи ламеллы срываются вторичные струи и капли. Представленная теоретическая модель позволяет качественно описать разрушение краевой струи. Действительно, два фактора ответственны за разрушение. Сначала в жидкой краевой струе развивается капиллярная неустойчивость Савара-Плато-Рэлея [*Savart* (1833), *Plateau* (1873), *Rayleigh* (1879)] или/и Ярина-Уайсса [*Yarin and Weiss* (1995)]. В результате неустойчивости прежде однородная краевая струя распадается на более толстые части --капли-- и более тонкие части --мостики между каплями--. Далее жидкие элементы краевой струи в процессе роста и схлопывания ламеллы подвергаются чрезвычайно сильному замедлению в радиальном направлении благодаря капиллярным силам. В этих обстоятельствах более массивные капли замедляются меньше, чем более легкие мостики между ними (фиг. 3.15). Капли уходят вперед, оставляя мостики позади. Так формируются вторичные струи, которые, в свою очередь, распадаются на вторичные капли.

Для моделирования процесса разрушения краевой струи предположили, что первоначально однородная краевая струя очень быстро (мгновенно) распалась на толстые и тонкие части (капли и мостики) в момент времени $\tau = \tau_*$. Для простоты положили, что в момент времени $\tau = \tau_*$ масса толстой части струи (капли) увеличилась в два раза, а масса тонкой части краевой струи (мостика) стала равной нулю.

Траектории капли и мостиков рассчитаны путем численного интегрирования уравнения (3.5.1). На фиг. 3.16 показаны решения для случаев $\tau^*=1$, 3 и 5. Структура течения (уравнения 3.4.1-3.4.3) использовалась для вычисления динамики краевой струи. Фиг. 3.16 демонстрирует существенное различие между траекториями капель и мостиков. Можно предположить, что наблюдаемое различие траекторий достаточно для отделения капель от краевой струи и формирования брызг.

Заключение

1. Динамика жидкой ламеллы, образующейся при ударе капли воды о небольшое препятствие, может быть описана простой моделью, которая представляет деформацию капли как 1) радиальное истечение жидкости из точечного источника; 2) расширение и последующее схлопывание тороподобной краевой струи, движение которой управляется поверхностным натяжением и потоком жидкости в пленочной части ламеллы.
2. Истечение жидкости из эффективного точечного источника и движение жидкости в пленочной части ламеллы (распределение скорости и толщины) описываются универсальными законами для всех капель при высоких значениях числа Рейнольдса и Вебера и низком числе Маха.
3. Разрушению жидкой ламеллы предшествует формирование в ламелле двух зон метастабильности, в которых локальное число Вебера меньше единицы. Одна из зон распространяется от центра ламеллы к периферийной краевой струе, другая - в противоположном направлении: от краевой струи к центру ламеллы.
4. Максимальный фактор растекания ламеллы и безразмерное время достижения ламеллой максимального диаметра оцениваются как

$\beta_m \sim \tau_m \sim (We_i/20)^{1/2}$, из чего следует изменение размерного времени жизни ламеллы от диаметра капли как $\propto d_i^{3/2}$ и независимость времени жизни от скорости удара.

5. Структура краевой струи неоднородна: под действием поверхностного натяжения краевая струя распадается на последовательность толстых и тонких частей. Неустойчивость краевой струи и формирование брызг обусловлены различной инертностью толстых частей краевой струи – капель и тонких частей – мостиков между ними. Благодаря высокому радиальному замедлению краевой струи в процессе удара массивные капли тормозятся слабее и уходят вперед, оставляя позади легкие мостики. Ушедшие вперед капли в состоянии отделиться от краевой струи и образовать брызги.

ГЛАВА 4

ДИНАМИКА И РАЗРУШЕНИЕ КАПЛИ ПОЛИМЕРНОГО РАСТВОРА ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ С ТВЕРДЫМ ПРЕПЯТСТВИЕМ

Аннотация. Глава представляет экспериментальное и теоретическое изучение столкновения капли раствора полимера с небольшим препятствием. Исследовались водные растворы полиэтиленоксида молекулярной массы 4 млн. при концентрациях 1, 10, 100, 1000 млн-1. Скорость удара капли составляла приблизительно 3.5 м/с, а диаметры капли находились в диапазоне 2.6 - 3.8 мм. Препятствием служил стальной диск диаметром 3.9 мм. Столкновение наблюдалось при помощи скоростной фотографии. Также как в случае чистой воды формировалась круглая жидкая ламелла, которая затем схлопывалась с формированием радиально направленных вторичных струй. Не было замечено различия между величинами максимального диаметра и скорости роста и схлопывания ламеллы в случаях воды и полимерных жидкостей. В то же самое время полимерные добавки кардинально изменили характер схлопывания ламеллы. Вторичные струи, которые истекали с поверхности краевой струи и прежде распадались на вторичные капельки, преобразовались в утончающиеся капиллярные нити, к внешним свободным концам которых прикреплялись капельки. Далее, в зависимости от концентрации полимера, капиллярные нити разрывались, и прикрепленные капельки освобождались, становясь брызгами, или же капиллярные жидкие нити вынуждали прикрепленные капельки вернуться к препятствию и слиться с основной массой жидкости. В последнем случае разбрызгивания не происходило. Построен критерий перехода от столкновения с разбрызгиванием и без него для полимерных

жидкостей. Определяющими параметрами критерия являются время релаксации жидкости и динамические условия удара.

4.1. Введение

Работа, представляемая в настоящей главе, - продолжение исследований столкновения капли с твердым препятствием, размер которого немного превосходит размер капли. В предыдущей работе (Глава 3, [Rozhkov *et al.* (2002, 2004a)]) чистая вода использовалась как тестовый материал, а стальной диск как препятствие. Исследовался случай высоких значений числа Рейнольдса и Вебера и небольшого значения числа Маха, что соответствует большинству гидродинамических ситуаций. Установлено, что в ходе удара капля преобразовывается в круглую жидкую ламеллу, ограниченную более толстой краевой струей. В ходе процесса формирования ламеллы жидкость перетекала из капли, натекающей на препятствие, через пленочную часть в краевую струю. Когда основная часть жидкости оказывалась накопленной в краевой струе, ламелла схлопывалась. Радиально направленные вторичные струи вытекали из ламеллы при формировании и схлопывании ламеллы. Вторичные струи, в свою очередь, распадались на вторичные капельки. В конечном итоге вся ламелла оказывалась разрушенной на вторичные капельки. В некоторых экспериментах наблюдались внутренние разрывы ламеллы около препятствия на поздних стадиях процесса. Описание динамики ламеллы строится на основе теории распространения капиллярной волны разрыва свободной пленки жидкости [Taylor (1959c)]. Во многих технологических приложениях ударов капли о твердое препятствие, например, при капельном нанесении покрытий, имеют дело со сложными жидкостями, такими как растворы поверхностно-активных веществ, эмульсии, полимерные растворы. Механические свойства этих

жидкостей часто отличаются от тех, которые обычно рассматриваются в рамках стандартных гидродинамических моделей [*Prunet-Foch et al.* (1998)]. Механические особенности жидкости часто модифицируют гидродинамические процессы. Так, в частности, присутствие полимерных добавок в жидкости меняет характер разрушения (фиг. 4.1) и сдвигает распределение размера капелек в брызгах при механическом разрушении жидкости в сторону больших размеров [*Султанов и Ярин* (1990), *Духовский и др.* (1989), *Mun et al.* (1999)]. В такой ситуации интересы практики делают актуальными исследования разрушительных процессов в сложных жидкостях.

Цель исследования, представленной в данной главе, состояла в изучении особенности удара капли о небольшое препятствие в присутствии полимерных добавок в жидкости. Существуют две основные причины для исследования именно такой конфигурации столкновения.

Во-первых, результат столкновения капли с твердой плоскостью определяется соревнованием трех главных факторов: инерции, капиллярности и вязкости. Более того, если жидкость, участвующая в процессе, является сложной, то состояние такой жидкости при интенсивных ударных деформациях часто оказывается далеким от термодинамического равновесия [*Crooks and Boger* (2000), *Mourougou-Candoni et al.* (1997)]. Отклонение от термодинамического равновесия – дополнительный четвертый фактор, подлежащий учету при изучении соударения капли сложной жидкости с поверхностью. Отклонение от термодинамического равновесия может быть ответственно за формирование внутренних упругих напряжений в капле раствора полимера или градиентов поверхностного натяжения в капле растворов поверхностно-активных веществ. Использование небольшого препятствия вместо твердой плоскости позволяет устранить влияние

одного из факторов – вязкого трения между жидкостью и твердой поверхностью. Жидкость контактирует с твердой поверхностью лишь в малой зоне течения по препятствию. В случае небольшого препятствия влиянием вязкости можно пренебречь, если ударное число Рейнольдса велико $Re_i \gg 1$ (Глава 3, [Rozhkov et al. (2002, 2004a)]), что очень упрощает механику явления. (Здесь предполагается, что малые полимерные добавки не влияют на вязкий пограничный слой при ламинарном течении в отличие от течения турбулентного [Городцов и Леонов (1974)].) Можно ожидать, что эффекты упругих напряжений в упруговязких полимерных жидкостях могут наблюдаться в «чистом» виде, не искаженном действием вязкого трения.

Во-вторых, одно из возможных приложений закономерностей капельной динамики сложных жидкостей – это капельное нанесение покрытий на объекты, которые имеют чрезвычайно грубые поверхности или обладают небольшими сильно выделяющимися частями. Примером является распыление пестицидов (и других сложных жидкостей) на колоски зерновых сельскохозяйственных культур и на любые другие растения с шипами. Струйная печать на очень грубом субстрате чернилами, содержащими полимерные добавки [Meyer et al. (1997, 1999)], представляет собой другой пример.

4.2 Материалы и методы исследований

Водные растворы полиэтиленоксида (ПЭО, молекулярная масса $M=4$ млн., производитель - Aldrich) готовились путем растворения сухого порошка ПЭО в Milli-Q воде. Сначала в течение 2-х недель готовился базовый 1%-й раствор. Затем непосредственно перед экспериментами (за несколько часов) путем последовательного растворения в Milli-Q воде готовились «рабочие» растворы

концентраций $c=1000, 100, 10, 1$ млн⁻¹. Согласно оценкам молекулярных теорий [Hinch (1977)] макромолекулярные клубки в растворе начинают перекрываться при концентрации полимера $c^*\sim 400$ млн⁻¹. Следовательно, растворы ПЭО $c=1, 10$ и 100 млн⁻¹ могут рассматриваться как разбавленные, а раствор ПЭО $c=1000$ млн⁻¹ как полуразбавленный. Для увеличения яркости видеоизображений небольшое количество ($c=5\times 10^{-5}$ моль/л) низкомолекулярного флуоресцентного агента (Dextran fluorescein, производитель - Molecular Probes) было добавлено к жидкости. Эксперименты с растворами полимера без флуоресцентного агента и с агентом дали одинаковые результаты.

Можно ожидать, что элонгационная упругость полимерных растворов способна оказать влияние на процесс столкновения. Напротив, влияние сдвиговой вязкости должно быть незначительным, потому что сдвиговые вязкости растворов ПЭО не отличаются заметно от вязкости воды (фиг. 4.2), а это означает, что добавки ПЭО не могут снизить высокие значения ударного числа Рейнольдса до уровня, при котором может быть влияние сдвиговой вязкости.

Реологическая модель Олдройд-Б (Oldroyd-B) [Hinch (1977)] использовалась для моделирования реологического поведения раствора полимера. Тензор напряжений σ связан с тензором упругих деформаций A и другими характеристиками течения как:

$$\sigma = -pI + \tau = -pI + 2\mu E + GA, \quad (4.2.1)$$

где p - давление, μ - сдвиговая вязкость (влияние незначительно в настоящем случае), G - модуль упругости, E – тензор скоростей деформаций, I - единичный тензор. Тензор упругих деформаций A определяется кинетическим уравнением:

$$DA/Dt = A \times \nabla v + \nabla^T v \times A - (A - I)/\theta, \quad (4.2.2)$$

где t – время, ∇v – градиент скорости, T – означает операцию транспонирования тензора, θ - время релаксации.

Элонгационные реологические параметры растворов ПЭО были измерены при помощи прибора *микроРЕОТЕСТБЕР*, разработанного в ИПМех РАН *Базилевским и др.* (1987, 1997, 2001a). Измеренные концентрационные зависимости величин θ и G/γ (где γ – поверхностное натяжение) представлены на фиг. 4.3 и в Таблице 4.1. Регрессивный анализ показывает, что изменение времени релаксации θ с концентрацией полимера c следует степенному закону $\theta = Bc^n$ (прямая линия на фиг. 4.3), где $B = 3.68 \times 10^{-4} \pm 0.58 \times 10^{-4}$ с, $n = 0.688 \pm 0.026$, размерность c - млн^{-1} . Ограниченная чувствительность прибора *микроРЕОТЕСТБЕР* в области низкой эластичности не позволила получить надежные данные для самых разбавленных растворов, и поэтому время релаксации таких растворов получено экстраполяцией (фиг. 4.3). Значения поверхностного натяжения растворов также представлены в Таблице 4.1.

Таблица 4.1 Физические константы растворов ПЭО. c – концентрация; θ – время релаксации (уравнение (4.2.2)); G – модуль упругости (уравнение (4.2.1)); γ – поверхностное натяжение; D_0 – параметр, определяющий порог разбрызгивания (уравнение (4.4.10)).

c , млн ⁻¹	θ , мс	G/γ , м ⁻¹	γ , мН/м	D_0
10	1.79±0.30	-	72.8±0.5	1.63
100	8.00±0.52	0.069±0.015	62.0±0.5	0.082
1000	50.46±3.10	0.190±0.015	61.6±0.5	0.00205

Торцевая поверхность стального цилиндра ($\varnothing=3.90\pm0.05$ мм) использовалось как препятствие. Поверхность была тщательно отполирована, а край цилиндра имел небольшую фаску (≈ 0.1 мм).

Использовалась та же самая экспериментальная техника, что и при исследовании капель воды (Глава 3, [Rozhkov *et al.* (2002)]). Детали также представлены в [Mourougou-Candoni *et al.* (1997, 1999)] и в [Prunet-Foch *et al.* (1998)]. Только наиболее существенные особенности экспериментального метода представлены ниже.

Капля формировалась на торце капилляра. Они отрывались от капилляра под действием силы тяжести и падали на препятствие с высоты приблизительно 65 см. Цилиндр и траектория капли были коаксиальны. После каждого удара на препятствии оставался тонкий слой жидкости. Толщина этого слоя была много меньше размеров капли и препятствия. Перед каждым новым опытом остаточная жидкость на препятствии удалялась посредством воздушной струи. Однако поверхность препятствия оставалась влажной.

Влажность препятствия и изменение контактного угла между жидкостью капли и поверхностью препятствия не может существенно влиять на протекание соударения. Эффективный контактный угол

существует только на самой ранней стадии процесса соударения, и его влияние касается только небольшой части жидкости капли: основное истечение происходит, когда ударная поверхность препятствия полностью покрыта жидкостью, и влияние поверхности отсутствует. На ранней стадии удара изменение контактного угла может вызвать изменение удельной поверхностной силы $\gamma \sim 70$ мН/м. Ранее было установлено [Rozhkov *et al.* (2002)], что в рассматриваемом случае удельный поток импульса, переносимого истекающей с препятствия жидкостью, значительно выше: $rv^2h \sim 576$ мН/м, где v – скорость жидкости, h – толщина ламеллы. Поэтому влияние поверхности на течение первых частей жидкости незначительно.

Пример визуализации процесса столкновения представлен на фиг. 4.4. Для каждой капли камера, регистрирующая процесс сбоку, фиксировала на одном кадре три последовательные изображения падающей капли в три различных моменты времени (два изображения капли в полете и одно процессе удара). Моменты времени регистрации программировались заранее и были известны с точностью ± 10 мкс. Другая видеокамера регистрировала процесс удара той же самой капли сверху и выдавала два кадра изображения капли в двух различных моментах времени (вторые и третьи колонки на фиг. 4.4). Обе камеры были синхронизированы таким образом, что первый кадр изображения капли при наблюдении сверху (вторая колонка) регистрировался в тот же самый момент, что и третье изображение капли на кадре, получаемым камерой для наблюдений сбоку (первая колонка). Все изображения одного ряда фиг. 4.4 соответствуют одному и тому же испытанию. Обработка первых двух изображений капли в полете (первая колонка) позволяет точно измерить значения скорости капли v_i и ее диаметра d_i непосредственно перед ударом. Для того чтобы

минимизировать ошибку измерения, вызванную колебаниями капли в полете, начальный диаметр капли d_i определялся согласно соотношению $d_i = (d_{ih}^2 d_{iv})^{1/3}$, где d_{ih} и d_{iv} – размеры капли по горизонтали и вертикали [Stow and Hadfield (1981), Crooks and Boger (2000)]. Указанный метод использовался во всех экспериментальных измерениях.

Для того чтобы описать историю жизни капли при столкновении наблюдались удары различных капелек в разные моменты времени после начала соударения, а затем полный процесс восстанавливался как последовательность полученных фрагментов наблюдений. Диаметры ламелл, формируемых при ударе, измерялись по видеоизображениям, которые были получены при помощи камер, наблюдавших процесс сбоку и сверху. В последнем случае диаметр d_l определялся согласно отношению $d_l = (d_x \times d_y)^{1/2}$, где d_x и d_y - оси ламеллы (фиг. 4.5). Также измерялась величина d_f , которая является диаметром фигуры ламеллы вместе с неотделившимися от нее вторичными каплями (фиг. 4.5). Эволюция диаметра ламеллы во времени определялась в безразмерной форме как

$$\beta(\tau) = d_l(t)/d_i, \quad \tau = t/t_*, \quad t_* = d_i/v_i,$$

где t и $d_l(t)$ - текущие время и диаметр ламеллы, $\beta = \beta(\tau)$ - так называемый фактор растекания ламеллы, t_* - временной масштаб соударения. Эволюция диаметра фигуры ламеллы вместе с неотделившимися от нее вторичными каплями также представлена в безразмерной форме как $\beta_f(\tau) = d_f(t)/d_i$. Результаты, полученные ранее для капли воды [Rozhkov et al. (2002)], используются для сравнения.

4.3 Результаты и обсуждение

В экспериментах скорость удара капли v_i была приблизительно 3.4 м/с. Диаметр капли перед ударом d_i зависел от диаметра капилляра, на конце которого формировалась капли, и поверхностного натяжения жидкости. В настоящей экспериментальной серии диаметр капли d_i изменялся в пределах от 2.6 до 3.8 мм. При таких условиях удара порядки величин масштаба времени соударения t_* , ударных чисел Рейнольдса Re_i и Вебера We_i равны $t_* = d_i/v_i \approx 1$ мс, $Re_i = \rho v_i d_i / \mu \approx 10^4$, и $We_i = \rho v_i^2 d_i / \gamma \approx 500$, соответственно. Высокие значения величин Re_i и We_i означают, что только инерция жидкости определяет поведение капли на препятствии и в его окрестности (Глава 3, [Rozhkov et al. (2002, 2004a)]). Вдали от препятствия поведение ламеллы определяется местным числом Вебера $We = \rho v^2 h / (2\gamma)$ и местным числом Онезорге $Oh = \mu / (\rho h \gamma)^{1/2}$. В частности, условие $We > 1$ дает условие сноса потоком прочь любых разрывов в пленке, так же как и любых возмущений срединной поверхности пленки [Taylor (1959b, c), Енгов и др. (1986а, б)]. Низкая величина местного числа Онезорге означает, что волна разрыва распространяется по пленке в форме жидкого валика (Taylor's liquid edge) со скоростью относительно пленки v_r , равной $v_r = (2\gamma/\rho h)^{1/2}$ [Brenner and Gueyffier (1999), Song and Tryggvason (1999)]. Полагая $h \sim 25$ мкм [Rozhkov et al. (2002)], получим $Oh \sim 0.02$.

Основные результаты наблюдений показаны на фиг. 4.4, 4.6-4.11 для трех концентраций растворов ПЭО. Как демонстрируют видеоизображения, все полимерные растворы формируют круглую тонкую жидкую ламеллу, ограниченную относительно толстой краевой струей, к которой примыкают жидкие пальцы. При схлопывании ламеллы пальцы также сокращаются и, в конце концов, жидкость

ламеллы падает на препятствие. Некоторое количество жидкости может быть замечено на боковой поверхности стального цилиндра. Это остатки от предшествующих опытов с каплями. Остаточная жидкость на ударной поверхности сдувалась с препятствия воздушной струей перед каждым новым ударом, а наличие остаточной жидкости на боковой поверхности цилиндра несущественно, так как она не контактирует с жидкостью каждой новой капли в процессе удара.

4.3.1 Разбавленные растворы ПЭО. Главное различие между ударом капли полимерного раствора и ударом капли воды определяется неустойчивостью краевой струи. При ударе капли воды с поверхности краевой струи непрерывно истекают вторичные струи, которые затем распадаются на вторичные капли - Глава 3, [Rozhkov *et al.* (2002, 2004a)]. При ударе капель полимерных растворов вторичные струи трансформируются в длинные жидкие *пальцы*. Жидкий *палец* состоит из нити с прикрепленной вторичной капелькой на ее конце. Даже в случае чрезвычайно разбавленных растворов ($c=10$ млн⁻¹) происходит очень небольшое число разрывов нити, и большинство капелек остается связанными с краевой струей посредством нитей (фиг. 4.4). На заключительной стадии процесса ламелла приобретает звездообразную структуру. Тем не менее несколько нитей разорвалось, в результате чего образовались вторичные капельки. В растворах $c=100$ млн⁻¹ жидкие *пальцы* формировались также как и в разбавленных растворах, но ни одна вторичная капелька не отделилась от основной массы жидкости (фиг. 4.6).

Фиг. 4.7 и 4.8 показывают, что изменение фактора растекания ламеллы для этих двух растворов такое же, что и для воды [Rozhkov *et al.* (2002)], в то же самое время стадии схлопывания ламеллы для растворов полимера и воды отличаются существенно при ударе капли о

поверхность [Bergeron et al. (2000), Bergeron and Quéré (2001), Crooks et al. (2001), Roux et al. (2003)]. Для разбавленного раствора ПЭО $c=10$ млн⁻¹ *пальцы* медленно (в масштабе времени соударения) росли после того, как растекание ламеллы достигло максимума (фиг. 4.7). В то же время *пальцы* не росли, а медленно схлопывались при испытании более концентрированного раствора $c=100$ млн⁻¹ - фиг. 4.8. На заключительной стадии схлопывания, когда сформирована звездообразная структура, *пальцы* раствора $c=100$ млн⁻¹ не выглядят такими же тонкими, как *пальцы* раствора $c=10$ млн⁻¹

Фиг. 4.8 демонстрирует, что продолжительность жизни ламеллы растворов ПЭО $c=100$ млн⁻¹ не превышает времени жизни ламеллы воды. Эффект увеличения времени жизни ламеллы добавками полимера при столкновении капли с твердой плоскостью ранее доложен в работах [Bergeron et al. (2000), Bergeron and Quéré (2001), Crooks et al. (2001), Roux et al. (2003)]. Bergeron et al. (2000) использовали тот же самый раствор полимера (раствор полиэтиленоксида, молекулярный вес 4 млн., $c=0.1$ г/л) и приблизительно те же самые условия удара для того, чтобы продемонстрировать способность полимерных добавок замедлять схлопывание ламеллы при ударе капли по гидрофобной пластине. Скорость схлопывания уменьшилась почти на порядок из-за действия полимерных добавок. В экспериментах настоящей главы влияние поверхности было «выключено» путем использования небольшого ударного препятствия. В экспериментах не обнаружено никакого замедления схлопывания, полимерная ламелла схлопывалась точно с такой же скоростью, что и водная ламелла (фиг. 4.8). Эти результаты показывают, что полимерные добавки не имеют заметного эффекта на упругую деформацию жидкости внутри капли (детали обсуждаются

ниже), но они имеют большое влияние на взаимодействие ламеллы с поверхностью на стадии сокращения, если удар капли осуществляется по гладкой твердой поверхности. Поэтому эффект поверхности является преобладающим для замедления схлопывания ламеллы полимерного раствора. Вероятно, полимерные добавки создают значительное сопротивление движению контактной линии между жидкостью, поверхностью и воздухом. Иными словами полимерные добавки влияют на динамический контактный угол [*Bazilevsky et al.* (2003a, b)].

4.3.2 Полуразбавленный раствор ПЭО. Удар капли полуразбавленного раствора ПЭО ($c=1000$ млн⁻¹) представлен на фиг. 4.9 и 4.10. Несмотря на то, что жидкость, остающаяся на препятствии после столкновения, обычно удалялась после каждого удара капли, поверхность все же оставалась влажной. Изображения на фиг. 4.9 были получены именно при этих обстоятельствах. Однако некоторые эксперименты были сделаны без удаления остаточной жидкости (фиг. 4.10). Различие между этими двумя случаями не слишком заметно. Наблюдается небольшая задержка формирования жидких *пальцев*, которая вероятно вызвана подавлением начальных возмущений в краевой струе из-за остаточной жидкости на препятствии. Более того, видеоизображения, полученные при наблюдении сбоку, показывают, что жидкая пленка на препятствии способствует формированию на ранней стадии столкновения структуры, напоминающую корону. Подобный эффект наблюдался ранее при ударе капли по поверхности, покрытой тонким слоем жидкости [*Edgerton and Killian* (1939), *Cossali et al.* (1997), *Weiss and Yarin* (1999), *Hardalupas et al.* (1999), *Chen and Walters* (1999)]. Видеокадры, полученные при наблюдении сверху, демонстрируют, что ламеллы оказываются более «гладкими» при наличии жидкой пленки на препятствии, так как в этом случае

замедляется формирование *пальцев* по сравнению с более «шероховатой» ламеллой, которая образуется на препятствии без остатков жидкости. В [Rozhkov *et al.* (2002)] формирование *пальцев* (то есть развитие возмущений краевой струи) было приписано существованию «слабых» мест в краевой струе (мостиков между каплями), через которые волны разрушения проникают внутрь ламеллы. Поэтому, «гладкие» ламеллы не разрушаются с такой скоростью как «шероховатые». Можно заключить, что есть некоторое подобие между представляемом здесь формированием «гладких» и «шероховатых» ламелл с одной стороны и формированием «гладких» и «шероховатых» струй Уорthingтона (Worthington), с другой [Cheny and Walters (1996, 1999)].

На фиг. 4.11 представлена зависимость изменения фактора растекания ламеллы β от безразмерного времени τ для раствора $c=1000$ млн⁻¹. Несмотря на большой разброс данных, вызванный некоторым отсутствием симметрии удара и вышеупомянутым влиянием остаточной пленки, большинство точек, очевидно, располагаются ниже соответствующей кривой, полученной для воды [Rozhkov *et al.* (2002)]. Это означает, что «средняя» ламелла раствора $c=1000$ млн⁻¹ немного меньше ламеллы воды.

Анализ изображений фиг. 4.9, 4.10 показывает, что *пальцы* ламеллы более толстые и схлопываются намного быстрее в полуразбавленном растворе, чем в разбавленном. Скорость сокращения *пальцев* имеет тот же самый порядок величины, что и скорость схлопывания ламеллы на поздней стадии. Наконец, не наблюдается никакого разбрызгивания, и вся жидкость капли целиком возвращается на препятствие: потеря жидкости при ударе не происходит.

4.3.3 Эффект размера капли. Для исследования эффекта размера капли, «большая» капля диаметром $d_i \sim 3.8$ мм была подвергнута испытаниям при том же диаметре препятствия. Ламелла приобретала коническую форму. «Проникновение» препятствия в тело ламеллы не вызывало разрыва ламеллы около препятствия, как это регулярно случалось с «большой» ламеллой воды [Rozhkov et al. (2002)]. Кроме того, диаметр ламеллы «большой» капли полимерного раствора немного меньше диаметра «большой» ламеллы воды (фиг. 4.13). Другие особенности соударения не отличаются от случая небольшой капли.

4.3.4 Разрезание ламеллы проволочкой. Для изучения особенностей истечения полимерной жидкости с ударного препятствия использовалось разрезание ламеллы тонкой проволочкой, как это ранее делалось при исследовании водных капель [Rozhkov et al. (2002)]. Стальная игла диаметром 0.80 ± 0.05 устанавливалась параллельно препятствию на расстоянии 0.30 ± 0.05 мм от его боковой поверхности, то есть радиальная координаты препятствия была порядка $r_{ob} = 2$ мм. Игла разрезает ламеллу, формируя волны разрушения Маха-Тейлора. Временная эволюция волн Маха-Тейлора показана на фиг. 4.14. Исследован случай «небольшой» капли $d_i \sim 2.6$ мм и наиболее концентрированного раствора полимера $c = 1000$ млн⁻¹. Изменение полуугла между краевыми струями Маха-Тейлора φ показано на фиг. 4.11. Данные для раствора полимера совпадают с аналогичными данными для воды [Rozhkov et al. (2002)]. В частности $\sin \varphi \approx 0.5$, если τ изменяется в пределах от 0 до 3, и $\sin \varphi \approx 1$, если $\tau > 3$. Величина φ связана с удельным потоком импульса $\rho h v^2$ в точке $r = r_{ob}$ (фиг. 4.5) и

поверхностным натяжением жидкости γ согласно соотношению, полученному Дж. Тейлором [Taylor (1959c)]

$$\sin\varphi=(2\gamma/(\rho h v^2))^{1/2}.$$

Ентов и др. (1986б) показали, что упругие напряжения, являющиеся результатом деформации жидкости, могут влиять на величину φ . Однако, как будет видно из последующего, эффект влияния упругости на величину φ незначителен в настоящем случае. Измерения величины $\sin\varphi$ (фиг. 4.11) показывают, что в течение интервала времени [0-3] жидкость истекает с препятствия с приблизительно постоянным удельным потоком импульса $\rho h v^2 = 2\gamma/(\sin\varphi)^2$, а затем при $t > 3$ истечение жидкости становится слабым. Такое же поведение наблюдалось ранее для водной ламеллы [Rozhkov et al. (2002)]. Поэтому, можно заключить, что полимерные добавки не влияют на истечение жидкости с препятствия. Это, однако, не исключает влияния добавок на последующее движение жидкости в ламелле при достаточном удалении от препятствия.

Завершая представление результатов, следует упомянуть, что в отличие от случая воды никогда не наблюдались разрывы ламеллы на препятствии и последующие формирования внутренних волн разрыва в ламелле во всех экспериментах с полимерными жидкостями, включая только что упомянутый эксперимент с «большой» каплей. Вероятно, эта особенность отражает обсуждаемую в настоящей диссертации способность полимерных добавок «упрочнять» жидкость.

4.4 Теоретический анализ и моделирование

В текущем разделе теоретически анализируется влияние упругости жидкости на течение в однородной ламелле (т.е. без развития неустойчивостей) и на развитие неустойчивостей краевой струи

4.4.1 Влияние упругости полимерных растворов на динамику ламеллы. Существует очевидное подобие между распадом ламеллы (фиг. 4.4, 4.6, 4.9, 4.10, 4.12) и распадом кольцевых струй (пленок) (фиг. 4.1). Настоящие эксперименты демонстрируют отсутствие заметного влияния добавок полимера на величину максимального диаметра ламеллы. Отсутствие эффекта добавок на размер ламеллы также наблюдалось в экспериментах [Bergeron *et al.* (2000), Bergeron and Quéré (2001), Crooks *et al.* (2001), Roux *et al.* (2003)]. В то же самое время в экспериментах Ентова и др. (1980а), Рожкова (1984) упругие напряжения в кольцевых пленках растворов полимера существенно уменьшали максимальный диаметр осесимметричной струи (пленки) при переходе от воды к растворам полимеров. Причины различного эффекта полимерных добавок в ламелле и кольцевой струе (пленки) связаны с различной деформацией, которой подвергается жидкость в ламелле и кольцевой струе (пленке).

Перемещающийся элемент жидкости в ламелле (фиг. 4.15) подвергнут плоскому растяжению вдоль «параллелей» ламеллы (полярная деформация), вдоль «меридиан» (радиальная деформация) и сжатию вдоль толщины. Степень полярного растяжения λ_χ имеет порядок $\lambda_\chi \sim r/r_i$, где r_i – начальный (т.е. до удара) радиус капли [Ентов и др. (1980а), Рожков (1984)]. Величина λ_χ принимает максимальное значение, когда жидкий элемент достигает краевой струи. Поэтому максимальное растяжение λ_χ имеет порядок максимального фактора

растекания ламеллы $\lambda_\chi \sim \beta_m \sim 5$, и это растяжение происходит примерно за 1 мс, *то есть* соответствующая скорость растяжения имеет порядок величины $\sim 5000 \text{ с}^{-1}$. Радиальная деформация λ_r (то есть вдоль потока) обеспечивается изменением скорости жидкого элемента при течении на препятствии. Она может быть оценено как $\lambda_r \sim v_s/v_i$, где v_s - скорость истечения жидкости с препятствия, v_i - начальная (т.е. до удара) скорость капли. Величина λ_r больше единицы в начале удара и становится меньше единицы на последних стадиях истечения. Другой вклад в радиальное растяжение жидкости вносит градиент скорости внутри ламеллы. Анализ этого компонента удобно провести в рамках модели универсальных функций истечения, введенных в [Rozhkov et al. (2002, 2004a)]. Модель представляет удар капли как радиальное истечение жидкости из точечного источника с известными скоростью $v_s = v_s(t)$ и расходом $q_s = q_s(t_s)$, где t_s - текущее время истечения. Безразмерные функции $V_s = V_s(\tau_s)$, $Q_s = Q_s(\tau_s)$ (где $V_s = v_s/v_i$, $Q_s = q_s / (\pi d_i^2 v_i / 6)$, $\tau_s = t_s v_i / d_i$) - универсальны, то есть они одни и те же для всех ударов капель, которые происходят при высоких значениях чисел Вебера и Рейнольдса. В случае обычной жидкости, например воды, истекший с препятствия жидкий элемент продолжает движение в ламелле с постоянной скоростью, равной скорости истечения. Эксперименты показали, что упругость жидкости не влияет на эволюцию фактора растекания ламеллы, поэтому можно предложить, что кинематики ламелл полимерных растворов и воды одна и та же.

Если две точки жидкости истекли из точечного источника последовательно с интервалом времени Δt_s в том же самом направлении со скоростями $v_s(t_s)$ и $v_s(t_s + \Delta t_s)$, то расстояние между ними в момент времени t есть $\Delta x = (v_s(t_s) - v_s(t_s + \Delta t_s))(t - t_s) + (\Delta x)_0$, где

$(\Delta x)_0 = v_s(t_s)\Delta t_s$ - начальное расстояние между точками. Поэтому удлинение жидкого элемента при движении в ламелле есть $\Delta x/(\Delta x)_0 \approx 1 + (t-t_s)v_s(t_s)dv_s^{-1}/dt_s$. Полное радиальное удлинение жидкости выражается в безразмерной форме как

$$\lambda_r(\tau, Y) = V(\tau, Y)(1 + Y(\tau)d(V(\tau_s))^{-1}/d\tau_s), \quad (4.4.1)$$

где $V = v/v_i$, $\tau = tv_i/d_i$, $V(\tau, Y) = V_s(\tau_s)$, $r/d_i \equiv Y(\tau) = V_s(\tau_s)(\tau - \tau_s)$.

Формула (4.4.1) свидетельствует, что радиальная компонента деформации, также как и полярная компонента, увеличивается с расстоянием от центра ламеллы. Предыдущая оценка универсальных функций истечения $V_s = 1.98/(1 + 0.94\tau_s)$ (Глава 3, [Rozhkov *et al.* (2004a)]) показывает, что радиальная деформация изменяется в ламелле как $\lambda_r = V_s(\tau_s)(1 + Y \times 0.94/1.98)$. Полагая $V_s(0) = 1.98$, $Y \sim \beta_m/2 \sim 2.5$, найдем, что значения радиальной компоненты λ_r не превышают величины $1.98 \times (1 + 2.5 \times 0.94/1.98) = 4.33$.

Если жидкий элемент подвергнут интенсивным растяжениям вдоль определенных осей, как, например, в рассматриваемом случае вдоль параллелей (полярная деформация) и меридиан (радиальная деформация), то простое выражение для упругого напряжения σ следуют из реологических определяющих уравнений (4.2.1) и (4.2.2) [Базилевский и др. (1997, 2001б), Entov and Hinch (1997)]

$$\sigma \approx G\lambda^2 \exp(-t/\theta).$$

Здесь $\lambda=\lambda_\chi$, $\sigma=\sigma_\chi$ для полярной деформации и $\lambda=\lambda_r$, $\sigma=\sigma_r$ для радиальной.

Далее рассматривается наиболее концентрированный, поэтому наиболее упругий раствор $c=1000$ млн⁻¹, который исследуется в настоящей работе. Согласно данным Таблицы 4.1 $\theta=50$ мс. Так как продолжительность деформации t имеет порядок 1 мс (см., например, фиг. 4.9 – 4.11), то верна следующая оценка

$$t/\theta \ll 1, \quad \exp(-t/\theta) \cong 1.$$

Это означает, что релаксация упругих напряжений незначительна в рассматриваемом процессе, или, другими словами, σ изменяется как $G\lambda^2$.

В течение деформации капли часть кинетической энергии капли преобразуется в упругую энергию. Можно оценить максимальное количество кинетической энергии, которое может быть преобразовано в упругую энергию. Удельная упругая энергия жидкости E_e равна механической работе, которая необходима для плоского растяжения исходного жидкого куба $1 \times 1 \times 1$ в двух направлениях:

$$A \approx \int_1^{\lambda_\chi} G\lambda_\chi^2(z\lambda_r)d\lambda_\chi + \int_1^{\lambda_r} G\lambda_r^2(z\lambda_\chi)d\lambda_r, \quad \text{где } z=(\lambda_\chi\lambda_r)^{-1} \text{ - текущая}$$

толщина жидкого элемента. В процессе деформации, исходный куб $1 \times 1 \times 1$ преобразуется в элемент объема $\lambda_\chi \times \lambda_r \times (\lambda_\chi\lambda_r)^{-1}$. Интегрирование дает $E_e = A \approx (G\lambda_\chi^2 + G\lambda_r^2)/2 = (\sigma_\chi + \sigma_r)/2$.

Полагая $\lambda_\chi \approx \beta_m = 5$, $\lambda_r = 4.33$, $G = 0.19 \text{ м}^{-1} \times 0.062 \text{ Нм}^{-1} = 0.012 \text{ Па}$ (см. Таблицу 4.1), получим $\sigma_\chi = 0.3 \text{ Па}$, $\sigma_r = 0.22 \text{ Па}$, $E_e = 0.26 \text{ Дж/м}^3$. В то же

самое время удельная кинетическая энергия жидкости в ламелле E_k оценивается как $\rho v_i^2/2$, следовательно, $E_k \approx 5780 \text{ Дж/м}^3$. Удельная кинетическая энергия жидкости намного больше, чем удельная упругая энергия жидкости. Поэтому, только чрезвычайно небольшая часть кинетической энергии жидкости преобразуется в упругую энергию, то есть потери скорости пренебрежимо малы в рассматриваемом случае. Эффект полимера на динамику ламеллы небольшой. Это есть следствие относительно небольшого растяжения жидкости в ламелле (~ 5). В то же время в цитируемых работах по исследованию жидких свободных пленок [Ентов и др. (1980а, 1986а, б)], также как и в других подобных работах [Султанов и Ярин (1986, 1988)], элементы жидкости были подвергнуты удлинению в десятки и сотни раз.

Приведенная оценка также свидетельствует о незначительном влиянии упругости на величину угла Маха-Тейлора φ (см. раздел 4.3.4) в рассматриваемом случае. Эффект упругости описывается формулой Ентова и др. (1986а, б)

$$\sin \varphi = We^{-1/2} ((1 + We \sigma_\chi / (\rho v^2)) / (1 + (\sigma_\chi - \sigma_r) / (\rho v^2)))^{1/2}, \quad (4.4.2)$$

где $We \equiv \rho h v^2 / (2\gamma)$ - местное число Вебера. Слагаемые $We \sigma_\chi / (\rho v^2)$ и $(\sigma_\chi - \sigma_r) / (\rho v^2)$, очевидно, невелики в настоящем случае.

Формула (4.4.2) также показывает, что положение краевой струи (где $\sin \varphi = 1$) определяется тем же самым условием $We = 1$, как и в случае чистой воды [Rozhkov et al. (2002)]. В результате, максимальные факторы растекания ламеллы для полимерных жидкостей и воды одни и те же.

4.4.2 Влияние упругости растворов полимеров на процесс схлопывания ламеллы. После того, как последняя часть жидкости, которая истекла с препятствия в интервале $\tau \sim 0 - 3$, достигнет краевой струи при $\tau \sim 5$, течение внутри ламеллы становится слабым – см. Главу 3 и [Rozhkov *et al.* (2002, 2004a)]. В момент времени $\tau \sim 5$ скорость жидкости в ламелле падает до уровня ~ 1 м/с, толщина ламеллы составляет приблизительно ~ 25 мкм, а основная часть жидкости (~ 66 %) оказывается аккумулятивной в краевой струе. В такой ситуации краевая струя начинает схлопываться под действием поверхностных сил и, возможно, упругих сил в краевой струе.

Согласно уравнениям (4.2.1) и (4.2.2) полярная компонента упругого напряжения не изменяется в жидком элементе при его перетекании из ламеллы в краевую струю, потому что элемент не подвергается никакой дополнительной полярной деформации при перетекании (фиг. 4.15), а время релаксации достаточно велико по сравнению с другими временными масштабами процесса. Когда краевая струя только начинает формироваться, она достаточно тонкая, и влияние упругости краевой струи невелико. Однако с течением времени сечение краевой струи растет, поскольку все больше жидкости накапливается в краевой струе, и осевая упругая сила в краевой струе (которая пропорциональна сечению краевой струи) увеличивается и может начать влиять на движение ламеллы. Для того чтобы оценить как велик этот эффект, можно рассмотреть «идеальную» ситуацию, когда краевая струя схлопывается однородно вдоль длины, т.е. без распада. Данное предположение не преуменьшает эффект упругости, так как дополнительный распад краевой струи на вторичные капли может только уменьшить влияние полимера на скорость схлопывания краевой струи.

Можно пренебречь упругими силами внутри ламеллы, потому что удельная упругая сила $\sigma h \sim 0.3 \text{ Па} \times 25 \text{ мкм} = 7.5 \times 10^{-6} \text{ Н/м}$ мала по сравнению с удельной поверхностной силой $2\gamma = 0.14 \text{ Н/м}$. Жидкость внутри ламеллы может рассматриваться как неподвижная, потому что удельный поток импульса на этой стадии $\rho v^2 h \sim 1000 \text{ кг/м}^3 \times (1 \text{ м/с})^2 \times 25 \text{ мкм} = 0.025 \text{ Н/м}$ также невелик по сравнению с величиной $2\gamma = 0.14 \text{ Н/м}$. Принимая, что краевая струя есть тор толщиной b и практически вся жидкость сосредоточена в этом торе, можно выписать следующий баланс силы для элемента краевой струи $d\chi$ (фиг. 4.15)

$$m(d\chi/2\pi) d^2 r_l / dt^2 = -2\gamma_l d\chi - d\chi(2\gamma/b + \sigma_\chi) \pi b^2 / 4, \quad (4.4.3)$$

который в сочетании с очевидным геометрическим уравнением $\pi b^2 / 4 = m / (2\pi r_l \rho)$ определяет уравнение схлопывания краевой струи

$$d^2 r_l / dt^2 = -4\pi r_l \gamma / m - 2\gamma / (b \rho r_l) - \sigma_\chi / (\rho r_l). \quad (4.4.4)$$

Здесь, r_l - радиус ламеллы (фиг. 4.15), m - масса краевой струи, которая имеет порядок массы капли перед ударом m_i , r_m - радиус ламеллы перед схлопыванием. Первое слагаемое в правой части уравнения (54.4.3) учитывает эффект поверхностного натяжения, которое действует перпендикулярно к оси краевой струи, второе слагаемое учитывает эффект поверхностной и упругой сил, которые действуют вдоль оси краевой струи [Ентов и др. (1980б)].

Для типичной экспериментальной ситуации $d_i = 2.64 \text{ мм}$, $v_i = 3.38 \text{ м/с}$, $r_l = 7.31 \text{ мм}$ (фиг. 4.9 и 4.10), $m_i = \rho \pi d_i^3 / 6 = 9.63 \text{ мкг}$,

$b=2(m_i/(2\pi^2 r_l \rho))^{1/2}=0.517$ мм. Первое слагаемое в правой части уравнения (4.4.4) имеет порядок 667 м/с^2 . Второе имеет порядок 37 м/с^2 , оно мало по сравнению с первым слагаемым и поэтому им можно пренебрегать.

Начальные условия имеют вид

$$t=0, r_l=r_m, dr_l/dt=0.$$

Используя $\sigma_\chi \approx G(r_l/r_i)^2$ при $r=r_l$, можно получить решение уравнения (4.4.4) как

$$r_l/r_m = \cos((4\pi\gamma/m + G/(\rho r_i^2))^{1/2} t). \quad (4.4.5)$$

Из уравнения (4.4.5) следует, что продолжительность однородного сокращения краевой струи t_r описывается формулой

$$t_r = (\pi/2)(4\pi\gamma/m + G/(\rho r_i^2))^{-1/2}. \quad (4.4.6)$$

Выражение (4.4.6) показывает, что полимерные добавки могут ускорять схлопывание ламеллы. Полагая для капли раствора ПЭО $c=1000 \text{ млн}^{-1}$, $r_i=1.32 \text{ мм}$, $\rho=1000 \text{ кг/м}^3$, $m=9.63 \times 10^{-6} \text{ кг}$, $\gamma=0.06 \text{ Н/м}$, $G=0.012 \text{ Па}$, получаем $t_r \approx 5 \text{ мс}$ для чистого растворителя ($G=0$) и $\Delta t_r/t_r \sim 4 \times 10^{-5}$ для изменения времени схлопывания из-за присутствия добавок полимера. Изменение времени схлопывания является очень небольшим. Оценка качественно соответствует экспериментальным наблюдениям.

Таким образом, теоретические и экспериментальные результаты показывают, что полимерные добавки не имеют существенного влияния на течение в объеме ламеллы в исследованном диапазоне физических параметров, в то же самое время добавки существенно влияют на развитии капиллярной неустойчивости и характер распада ламеллы.

Нет ничего необычного, что одна и та же полимерная добавка имеет совершенно различный эффект в разных видах течений. Так, например, полимерные добавки при концентрациях всего лишь 10 млн^{-1} кардинально изменяют истечение импульсных микроструй [*Meyer et al.* (1997, 1999b), *Базилевский и др.* (2004)], хотя те же самые добавки при концентрациях вплоть до 60000 млн^{-1} не влияют на динамику парового микропузыря [*Bazilevsky et al.* (1998), *Meyer et al.* (1999a), *Базилевский и др.* (2003)], притом, что масштабы длины и времени для обоих процессов совпадают. Причина проста: полимерные добавки только тогда влияют на гидродинамику, когда формируемые упругие напряжения способны конкурировать с доминирующими в данном процессе силами. При распаде микроструй капиллярное давление $p_c = 2\gamma/a \sim 1 \text{ кПа}$ (a – диаметр струи) управляет распадом, а при формировании и схлопывании микропузыря окружающее давление ($\sim 100 \text{ кПа}$) управляет динамикой микропузыря. В первом случае, упругим напряжениям удастся конкурировать с относительно небольшими капиллярными силами порядка 1 кПа , но во втором случае давление порядка 100 кПа оказывается слишком большим для заметной конкуренции со стороны упругих сил.

Подобная ситуация возникает в настоящем эксперименте. Упругое напряжение в объемном потоке $G\lambda^2 \sim 0.3 \text{ Па}$ не может эффективно конкурировать с динамическим напором $\rho v^2 \sim 10 \text{ кПа}$.

Однако капиллярный распад ламеллы управляется в основном капиллярным давлением в жидких *пальцах*, которое в нашем случае оценивается как $p_c \sim 2\gamma/a \sim 120$ Па, если диаметр *пальца* a положить равным 1 мм. Упругие напряжения в жидком *пальце* формируются в результате его утончения, которое является эквивалентным растяжению жидкого цилиндра вдоль его оси. Необходимый уровень упругого напряжения может быть достигнут, если степень удлинения жидкости в утончающемся *пальце* имеет порядок $\lambda_f \sim (p_c/G)^{1/2} \sim 10^2$. Такая величина λ_f получается, если *палец* утончился в $\lambda_f^{1/2} \sim 10$ раз (так как λ_f изменяется $\propto a^{-2}$). Подобная оценка не противоречит экспериментальным наблюдениям. Таким образом, простейшие оценки показывают, что доминирующее в процессе распада капиллярное давление и противостоящее ему упругое напряжение могут быть одного порядка.

Цель следующего раздела состоит в оценке эффекта полимерных добавок на распад ламеллы.

4.4.3 Порог разрушения для полимерной жидкости. В представленных выше экспериментах разрушение (разбрызгивание) жидкости наблюдалось только в сильно разбавленном полимерном растворе. Цель текущего раздела состоит в построении критерия разрушения (разбрызгивания).

Разрушаться или не разрушиться - вопрос, который возникает тогда, когда сформирован длинный жидкий *палец*. Ответ может быть найден путем анализа конкуренции между двумя процессами: 1) сокращение (схлопывание) *пальца* под действием капиллярных и упругих сил; 2) утончение *пальца* и его распад на капли. Если *палец* схлопывается до распада, тогда никакого разрушения не происходит (см., например, фиг. 4.9, 4.10). Если утончение *пальца* происходит

настолько быстро, что *палец* распадается на капли прежде, чем он схлопнется, то тогда вторичные капельки отделяются от основной жидкости и происходит разрушение (см., например, фиг. 4.4). Таким образом, чтобы получить ответ и тем самым построить критерий разрушения, необходимо сравнить характерное время сокращения *пальца* и характерное время разрыва *пальца*.

Каждый *палец* состоит из жидкого мостика (или жидкой нити), на одном из концов которого имеется прикрепленная капелька (фиг. 4.5). Сокращение *пальца* - движение прикрепленной капельки к центру ламеллы при действии осевого натяжения жидкого мостика; одновременно жидкий мостик (или жидкая нить) утончается под действием обжимающего капиллярного давления, и жидкость перетекает из нити в капельку и в основной объем жидкости. *Bazilevsky et al.* (1990a), *Bazilevsky et al.* (1994b), *Bazilevsky and Rozhkov* (2002) непосредственно измерили осевое натяжение жидких нитей F . Авторы показали, что F равно $\pi a \gamma$, где a - диаметр нити. Как замечено в [*Rozhkov et al.*(2002)], коллапс ламеллы вызван проникновением волн разрушения в метастабильную внутреннюю часть ламеллы через более «слабые» части краевой струи - мостики между капельками краевой струи. В этом случае можно принять, что прикрепленные к *пальцу* капельки сформированы главным образом из жидкости, которая прежде содержалась в каплях краевой струи, а жидкие нити сформированы из жидкости внутренней части ламеллы. Предыдущие эксперименты [*Rozhkov et al.*(2002)] показывали, что перед активным коллапсом ламеллы основная часть жидкости (~66 %) оказывается накопленной в краевой струе. Это означает, что масса капельки в *пальце* не изменяется значительно в течение сокращения *пальца*, и для простых оценок масса капельки может считаться постоянной. Уравнение движения прикрепленной капельки имеет вид

$$m_d d^2/dt^2 (d_f^2) = -\pi a \gamma, \quad (4.4.7)$$

где $m_d = (\varepsilon \rho / N) \times (\pi d_i^3 / 6)$ - масса прикрепленной капельки, ε - доля жидкости в краевой струе, N число *пальцев* в ламелле, и a - диаметр нити в *пальце* (фиг. 4.5).

Теоретические и экспериментальные исследования [Базилевский и др. (1987, 2001б), Базилевский и др. (1997), Bazilevsky et al. (1990b)] показали, что при утончении нити раствора полимера ее диаметр изменяется по экспоненте со временем как

$$a = a_0 \exp(-t/(3\theta)), \quad (4.4.8)$$

где a_0 - начальный диаметр жидкой нити.

Решением уравнений (4.4.7) и (4.4.8) с начальными условиями $t=0$, $d_f=2r_m$, $d(d_f)/dt=0$ есть следующее соотношение

$$D = D_0 + 1 - \exp(-T) - T, \quad (4.4.9)$$

где $D = d_f / (2\pi a_0 \gamma (3\theta)^2 / m_d)$, $D_0 = 2r_m / (2\pi a_0 \gamma (3\theta)^2 / m_d)$, $2r_m = d_i \beta_m$ - диаметр ламеллы перед сокращением, $T = t/(3\theta)$. Продолжительность схлопывания *пальца* T_r определяется непосредственно из уравнения (4.4.9), если в нем положить $T = T_r$, $D = 0$. Решение (4.4.9) показывает, что T_r монотонно увеличивается с параметром D_0 .

Лернер и др. (1989), Базилевский и др. (1997) дали теоретическое и экспериментальное обоснование того, что продолжительность экспоненциального утончения жидкой нити согласно уравнению (4.4.8)

конечно, и на некоторой стадии нить внезапно распадается, а полное время существования нити t_f хорошо коррелирует со временем релаксации жидкости θ как $T_f \equiv t_f/(3\theta) \approx 3$. Таким образом, если $T_r(D_0) > T_f$, то происходит разрушение жидкого *пальца*, а если $T_r(D_0) < T_f$, то *пальцы* схлопываются до их разрушения.

Подстановка $D=0$ и $T=T_r=3$ в уравнение (4.4.9) позволяет получить величину параметра $D_*=D_0$, которая соответствует переходу от течения без разрушения к течению с разрушением, $D_*=2.05$. Последнее равенство определяет условия, при которых происходит переход от удара капли без разбрызгивания к удару капли с разбрызгиванием. Если $D_0 < D_*$, то разрушения не происходит, в противном случае при ударе капля разрушается на брызги.

Можно оценить порядки величин m_d и a_0 , которые входят в определяющий параметр D_0 . Предполагается, что неустойчивость краевой струи подобна капиллярной неустойчивости жидкого цилиндра [Savart (1833), Plateau (1873), Rayleigh (1879)]. Аналогичная оценка может также быть получена исходя из модели неустойчивости Ярина-Уайсса [Yarin and Weiss (1995)]. Капля в краевой струе формируется в результате роста осесимметричных возмущений диаметра струи. Наиболее быстрая мода возмущений имеет длину волны $\lambda_* = \pi b$, где $b = 2V/(\pi P)^{1/2}$ - толщина краевой струи, V - объем краевой струи, P - периметр краевой струи. Число капель, формируемых в краевой струе благодаря наиболее быстрой моде, определяется как $N = P/\lambda_* = P^{3/2}/(4\pi V)^{1/2}$. Полагая $V = \varepsilon(\pi/6)d_i^3$, $P = \pi d_i \beta_m$, получим $N = (3\pi/(2\varepsilon))^{1/2} \beta_m^{3/2}$. Например, если $\beta_m = 5$ и $\varepsilon = 0.66$, то $N \approx 30$. Такая величина N удовлетворительно соответствует экспериментальным

наблюдениям (фиг. 4.5, 4.6, 4.9, 4.10, 4.12). Таким образом, масса капельки на краю *пальца* оценивается как $m_d = \rho V/N \approx \rho (\varepsilon^3 \pi/54)^{1/2} d_i^3 / \beta_m^{3/2}$.

Каждая капля, образовавшаяся в краевой струе, формирует *палец*. Начальный диаметр *пальца* a_0 может быть оценен, если предположить, что вся жидкость внутренней части ламеллы ($1-\varepsilon \sim 0.34$) приняла участие в формировании *пальца*. Поэтому, $N(\pi a_0^2/4) \times (\beta_m d_i/2) = (1-\varepsilon) \times (\pi/6) d_i^3$ и $a_0 = ((32/27)\varepsilon(1-\varepsilon)^2/\pi)^{1/4} d_i/\beta_m^{5/4}$. Если $\varepsilon=0.66$, $d_i=2.7$ мм, $\beta_m=5$, то $a_0=0.24$ мм. Диаметры *пальцев* на фигурах имеют примерно такой же порядок величины.

Суммируя весь ряд представленных выше оценок, можно получить связь параметра D_0 с параметрами жидкости и удара

$$D_0 = A(\varepsilon) \rho d_i^3 \beta_m^{3/4} / (\gamma \theta^2), \quad (4.4.10)$$

где $A(\varepsilon) = \varepsilon^{5/4} / (6^{11/4} (1-\varepsilon)^{1/2} \pi^{1/4})$. Если $\varepsilon=0.66$, то $A=5.55 \times 10^{-3}$.

Величины D_0 для ситуаций, исследованных в работе, представлены в Таблице 4.1. Величина D_0 уменьшается от 1.63 до 0.082 при увеличении концентрации полимера от $c=10$ до 1000 млн⁻¹. Теоретические предсказания удовлетворительно соответствуют экспериментальным наблюдениям. Действительно, как можно видеть на фиг. 4.4, случай ПЭО $c=10$ млн⁻¹, вероятно, наиболее близок к порогу разрушения: несколько капелек отделились от нитей, а основная масса капли сохранила сплошность. Для случая ПЭО $c=10$ млн⁻¹ расчетное значение параметра разрушения $D_0=1.63$ весьма близко к теоретическому критическому значению $D_*=2.05$.

В Главе 3 диссертации и [Rozhkov *et al.* (2002, 2003b, 2004b)] показано, что в первом приближении β_m^2 изменяется как $We_i/20$. Тогда критерий разрушения, уравнение (4.4.10), может быть переписано в следующей форме

$$(\rho d_i^3/(\gamma \theta^2)) \times We_i^\chi = K, \quad (4.4.11)$$

где $\chi=3/8$, $K=1.14 \times 10^3$.

С другой стороны, уравнение (4.4.11) может рассматриваться как эмпирическая формула, константы которой χ и K подлежат экспериментальному определению.

Критерий (4.4.11) по форме напоминает критерий разрушения капли ньютоновской жидкости при ударе о твердую поверхность [Rein (1993)]

$$We_i \times Oh_i^{-0.36} = \text{const},$$

где $Oh_i = \mu/(\rho \gamma d_i)^{1/2}$ – ударное число Онезорге. Для полимерных жидкостей критерий разрушения (4.4.11) вместо числа Онезорге использует безразмерный определяющий параметр $\rho d_i^3/(\gamma \theta^2)$, который описывает конкуренцию между инерционными, упругими и капиллярными силами.

Заключение

1. Высокомолекулярные полимерные добавки (в изученном диапазоне концентраций) не оказывают влияния на локальное взаимодействие капли и небольшого препятствия при их

столкновении. Максимальный диаметр, скорость формирования и схлопывания жидкой ламеллы, образующейся при столкновении капли с препятствием, такие же, как и в случае водной капли.

2. Высокомолекулярные полимерные добавки кардинально изменяют характер схлопывания ламеллы. Вторичные струи, истекающие из краевой струи преобразуются в жидкие *пальцы*, состоящие из утончающейся нити с прикрепленной на конце капелькой. Далее, в зависимости от концентрации полимера, возможны два случая: 1) нити разрываются и прикрепленные к нитям капельки отрываются от основной массы жидкости, 2) жидкие нити притягивают прикрепленные к нитям капельки к основной капле и вся масса жидкости возвращается к препятствию. Построенный критерий перехода от удара капли с разбрызгиванием к удару без разбрызгивания для полимерных жидкостей определяется реологическими свойствами жидкости и условиями удара.
3. Наконец, высокомолекулярные полимерные добавки увеличивают «прочность» жидкости, благодаря которой предотвращается прорыв жидкой ламеллы ударным препятствием.

ГЛАВА 5

ДИНАМИКА И РАЗРУШЕНИЕ КАПЛИ РАСТВОРА ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ С ТВЕРДЫМ ПРЕПЯТСТВИЕМ

Аннотация. Экспериментально изучено столкновение капель растворов поверхностно-активных веществ (ПАВ) с небольшим препятствием. Испытуемыми жидкостями были водные растворы натриевой соли диоктилового эфира сульфоянтарной кислоты (далее обозначается DOS), бромида дидодецилдиметиламмония (DDAB) и триметилсилилированный сополимер оксипропилена и оксиэтилена (Silwett L77). Концентрации растворов составляли 1, 10, 100 и 1000 (только для Silwett L77) концентраций критического мицеллообразования. Скорость удара составляла приблизительно 3.4 м/с. Диаметры капель перед ударом были в диапазоне 2.4 - 2.9 мм. Препятствием служил диск из нержавеющей стали диаметром 3.9 мм. Столкновение регистрировалось методами скоростной видео- и фотосъемки. Также как и в случае чистой воды при ударе формировались ламеллы жидкости. Не обнаружено значительного отличия между случаями воды и растворов ПАВ на ранней стадии формирования ламелл. Однако последующее разрушение ламелл происходило различными способами в зависимости от вида жидкости. В частности наблюдалось, что ламеллы растворов DDAB и Silwett L77 (концентраций до 100 концентраций критического мицеллообразования) разрушались благодаря росту дырок, которые спонтанно зарождались в ламелле. Рост и последующая коалесценция дырок приводили к превращению ламеллы в жидкую паутинообразную структуру. Теоретический анализ показывает, что зарождение дырок в ламеллах может быть новой формой эффекта Марангони (Marangoni). С

другой стороны, разрушение ламелл концентрированного раствора Silwett L77 всех растворов DOS происходило также как и у воды, то есть путем формирования торрообразной краевой струи, которая сначала расширялась, а затем схлопывалась, распадаясь при этом на вторичные струи и капли. В случае высоких концентраций DOS и Silwett L77 вторичные струи, истекающие с поверхности краевой струи, преобразовывались в долгоживущие жидкие нити, а максимальные размеры таких ламелл и времена их жизни заметно увеличивались.

5.1 Жидкости

Исследовались водные растворы натриевой соли диоктилового эфира сульфоянтарной кислоты (dioctyl sulfosuccinate sodium salt, далее обозначается DOS), бромида дидодецилдиметиламмония (didodecyldimethylammonium bromide, далее обозначается DDAB) и триметилсилилированный сополимер оксипропилена и оксиэтилена (trisiloxane oxupropylene polyoxyethylene, далее обозначается в соответствии с коммерческим названием как Silwett L77). Поставщиками химикатов являлись: DOS – Acros Organics, DDAB – Fluka Chemie, Silwett L77 – Crompton Europe S.A. Дистиллированная (Milli-Q) вода использовалась в качестве растворителя. Концентрация растворов DOS составляла 1, 10 и 100 концентраций критического мицеллообразования (Critical Micellar Concentration - CMC). Далее концентрации обозначаются 1, 10, 100×CMC. Концентрация DDAB составляла 1, 10, 100×CMC, а Silwett L77 - 1, 10, 100, 1000×CMC. Поверхностные и некоторые реологические свойства испытываемых жидкостей представлены в Таблице 5.1.

Таблица 5.1

Жидкости	Концентрация критического мицеллообразования СМС, г/л	Равновесное поверхностное натяжение γ_{∞} , мН/м	Сдвиговая вязкость при скорости сдвига 1300 с^{-1} μ , мПа·с
DOS, 1×СМС	0.92	28.9	1.05
DOS, 10×СМС		27	1.25
DOS, 100×СМС			115.17
DDAB, 1×СМС	0.35	24.3	1.08
DDAB, 10×СМС			1.54
DDAB, 100×СМС			9.8
Silwett L77, 1×СМС	0.10	20	0.93
Silwett L77, 10×СМС		20.4	0.98
Silwett L77, 100×СМС			1.37
Silwett L77, 1000×СМС			21.2

Все исследованные ПАВ снижают поверхностное натяжение растворов γ с начального уровня 72 мН/м до 20 –30 мН/м. Основное различие между ними заключается в том, что DOS является несколько более «быстрым» ПАВ по сравнению с DDAB и Silwett L77. Это выражается в том, что при образовании «свежей» поверхности в растворе DOS поверхностное натяжение релаксирует к равновесному значению несколько быстрее, чем в случае DDAB или Silwett L77.

Сдвиговые реологические испытания жидкостей при помощи коаксиального вискозиметра RHEOTEST-2 (фиг. 5.1-5.3) показали, что растворы DOS $c=1, 10 \times \text{CMC}$; DDAB, $c=1, 10 \times \text{CMC}$ и Silwett L77, $c=1, 10, 100 \times \text{CMC}$ имеют практически такую же вязкость, что и чистый растворитель - вода. Вязкость концентрированных растворов существенно выше - примерно на два десятичных порядка у DOS, $c=100 \times \text{CMC}$ и на один десятичный порядок у DDAB, $c=100 \times \text{CMC}$ и Silwett L77, $c=1000 \times \text{CMC}$. Более того, реологическое поведение концентрированных растворов при сдвиге соответствует псевдопластическому (вязкость падает с ростом скорости сдвига), причем в случае DOS, $c=100 \times \text{CMC}$ и DDAB, $c=100 \times \text{CMC}$ реологическое поведение удовлетворительно описывается моделью Бингама-Шведова $\tau = \tau_0 + \mu_B e$, где τ – напряжение сдвига, τ_0 - предел текучести, e - скорость сдвига, μ_B - вязкость в рамках модели Бингама-Шведова. Аппроксимация экспериментальных кривых соответствующими модельными соотношениями позволяет определить значения констант модели: $\tau_0 = 40.7 \pm 0.7$ Па, $\mu_B = 0.082 \pm 0.002$ Па·с, $e \in [8.1, 1310]$ с⁻¹ для раствора DOS, $c=100 \times \text{CMC}$ и $\tau_0 = 3.57 \pm 0.09$ Па, $\mu_B = 0.0075 \pm 0.0002$ Па·с $e \in [24.3, 1310]$ с⁻¹ для раствора DDAB, $c=100 \times \text{CMC}$.

Элонгационные реологические испытания концентрированных жидкостей при помощи капиллярно-ниточного реометра (микроРЕОТЕСТБЕР) [Базилевский и др. (1987, 2001a, б), *Bazilevsky et al.* (1990b)] показали, что растворы DOS, $c=100 \times \text{CMC}$ и DDAB, $c=100 \times \text{CMC}$ при растяжении ведут себя подобно сшитым гелям: формируемая во влажной атмосфере капиллярная нить раствора существует в течение многих часов.

Элонгационная реология раствора Silwett L77, $c=1000\times\text{СМС}$ соответствует вязкому линейному поведению (фиг. 5.4). Однако значения вязкости, измеренные при элонгационной деформации, заметно превосходят значения вязкости, измеренные при сдвиговой деформации, если скорости деформаций совпадают. Действительно, линейная зависимость диаметра нити от времени означает, что реологическое поведение жидкости описывается ньютоновской реологической моделью (именно ньютоновская модель предсказывает линейный закон изменения диаметра нити a от времени t : $a=a_0-t/M$, где a_0 – начальный диаметр нити, $M\cong 3\mu_1/\gamma$, γ – поверхностное натяжение, $3\mu_1$ – трутоновская вязкость [Базилевский и др. (2001а, б), *Bazilevsky et al.* (1990b)]). Величина M может быть найдена путем линейной аппроксимации экспериментальной зависимости $a=a(t)$. В результате соответствующей обработки данных серии измерений найдено, что $\mu_1/\gamma\cong M/3=7.12\pm 0.14$ с/м. Полагая $\gamma=0.02$ Н/м (Таблица 5.1), получим, что $\mu_1\cong 0.142$ Па·с. Скорость продольной деформации в нити определяется как $e_1=-(2/a)da/dt$. Обработка данных фиг. 5.4 приводит к значениям скоростей деформации в нити $e_1=96.9$ с⁻¹ при $a=1$ мм и $e_1=969$ с⁻¹ при $a=0.1$ мм. При сдвиговых измерениях вязкость уровня $\mu=0.142$ Па·с наблюдалась в случае значительно более низких скоростях сдвига $e\sim 5.4$ с⁻¹. А в диапазоне скоростей сдвига $e\in[96.9, 969]$ с⁻¹ сдвиговая вязкость жидкости μ изменяется от 0.04 до 0.02 Па·с, что значительно ниже соответствующей продольной вязкости $\mu_1\cong 0.142$ Па·с. Таким образом, продольная и сдвиговая вязкости раствора Silwett L77, $c=1000\times\text{СМС}$ существенно отличаются.

5.2 Результаты наблюдений

Капли диаметром 2.4 – 2.9 мм сталкивались со стальным диском диаметра 3.9 – 4.0 мм при скорости 3.4 – 3.9 м/с. Типичные результаты представлены на фиг. 5.5. Также как и при исследованиях воды и полимерных растворов, процесс соударения регистрировался с помощью скоростной фото- и видеосъемки.

Как и в случае чистой воды, при ударе капли о препятствие происходит формирование и распад круглой жидкой ламеллы. Установлено, что добавки ПАВ могут модифицировать этот процесс в четырех частях. Во-первых, в случае наиболее вязкого раствора DOS, $c=100 \times \text{СМС}$ у ламеллы отсутствует ярко выраженная краевая струя и структура ламеллы в этом случае не может больше рассматриваться в виде комбинации тонкой пленки и толстой краевой струи. Ламелла выглядит как относительно однородный жидкий диск. Наблюдаемая особенность связана с тем, что в пленках вязких жидкостей (высокое число Онезорге $Oh = \mu / (\rho h \gamma)^{1/2} \gg 1$) схлопывание пленки происходит не вследствие движения границы по невозмущенной пленке в форме ударной волны, а вследствие деформирования всего объема жидкости пленки. Изменение механизма схлопывания пленки ведет, в свою очередь, к уменьшению диаметра ламеллы DOS, $c=100 \times \text{СМС}$ и скорости ее схлопывания по сравнению с ламеллой воды. В целом, обнаруженная модификация является следствием скорее загущающей способности добавки DOS, чем поверхностной активности этой добавки и далее этот эффект не обсуждается.

Второй возможной модификацией процесса соударения капли с препятствием является повышение устойчивости вторичных струй, радиально истекающих с поверхности краевой струи. В результате формируется жидкая паукообразная структура, которая похожа на

структуру, наблюдаемую ранее для капель растворов полимеров (фиг. 5.5). Эффект характерен для растворов DOS, $c=1$, $10\times\text{СМС}$ и Silwett L77, $c=10$, 100 , $1000\times\text{СМС}$. Эффект усиливается с ростом концентрации ПАВ. Несмотря на внешнее сходство со случаем полимеров, основная причина замедления распада струй растворов ПАВ заключается не в усилении стабилизирующего фактора – внутренних напряжений в жидкости, как у полимерных растворов, а в ослаблении дестабилизирующего фактора – поверхностного натяжения. Характерное время распада струи определяется оценкой [Ентов и др. (1980б)] $t \sim t_i + t_v$, где $t_i \sim (\rho a^3 / \gamma)^{1/2}$ – инерционная составляющая времени распада, $t_v \sim 3\mu_1 a / \gamma$ – вязкая составляющая времени распада, ρ – плотность жидкости, a – диаметр струи, γ – коэффициент поверхностного натяжения, $3\mu_1$ – трутоновская вязкость жидкости. Обе составляющие растут с уменьшением поверхностного натяжения. Добавки ПАВ снижают поверхностное натяжение жидкости во вторичных струях и тем самым замедляют их распад. Увеличение трутоновской вязкости, как, например, у Silwett L77, $c=1000\times\text{СМС}$, также ведет к замедлению распада вторичных струй.

Так, полагая для воды $\rho=1000 \text{ кг/м}^3$ (плотность воды), $a_0 \approx 0.3 \text{ мм}$ (данные наблюдений), $\gamma=70 \text{ мН/м}$ (поверхностное натяжение воды), $\mu_1=1 \text{ мПа}\cdot\text{с}$ (вязкость воды), получим $t_i \sim 0.2 \text{ мс}$, $t_v \sim 0.013 \text{ мс}$. В случае же раствора Silwett L77, $c=1000\times\text{СМС}$, для которого $\mu_1/\gamma=7.12\pm 0.14 \text{ с/м}$ (раздел 5.1), имеем $t_v \sim 3\mu_1 a_0 / \gamma = 6 \text{ мс}$, что удовлетворительно согласуется с наблюдениями, представленными на фиг. 5.5.

Отсутствие заметного эффекта в случае других жидкостей (разбавленных растворов Silwett L77 и растворов DDAB) объясняется

тем, что скорость образования новой поверхности во вторичных струях для данных концентраций ПАВ оказывается все же слишком высокой для эффективной адсорбции молекул ПАВ на поверхности. В результате чего они не в состоянии снизить поверхностное натяжение жидкости вторичных струй относительно уровня поверхностного натяжения чистого растворителя – воды.

Следующей возможной модификацией является увеличение размера ламеллы и времени ее жизни по сравнению с водой (фиг. 5.6-5.8). Увеличение максимального диаметра в ~ 1.3 раза и примерно такое же увеличение времени жизни ламеллы наблюдается у растворов DOS, $c=10 \times \text{CMC}$ и Silwett L77, $c=1000 \times \text{CMC}$. В то же самое время зависимость $\beta = \beta(\tau)$ имеет практически тот же самый вид для воды и для растворов DOS, $c=1 \times \text{CMC}$; DDAB, $c=1, 10, 100 \times \text{CMC}$ и Silwett L77, $c=1, 10, 100 \times \text{CMC}$. Как показано выше на примере воды (Глава 3), динамика ламеллы управляется поверхностным натяжением. Следовательно, наблюдаемое увеличение размеров ламеллы растворов DOS, $c=10 \times \text{CMC}$ и Silwett L77, $c=1000 \times \text{CMC}$ может быть объяснено снижением поверхностного натяжения в ламелле этих жидкостей под действием добавок ПАВ. С другой стороны, отсутствие влияния ПАВ на зависимость $\beta = \beta(\tau)$ для растворов DOS, $c=1 \times \text{CMC}$; DDAB, $c=1, 10, 100 \times \text{CMC}$ и Silwett L77, $c=1, 10, 100 \times \text{CMC}$ свидетельствует о доминирующем влиянии *динамического* поверхностного натяжения, которое благодаря высокой скорости образования поверхности в ламелле совпадает в этих жидкостях с поверхностным натяжением чистого растворителя – воды.

Имеется определенная аналогия между наблюдаемым здесь эффектом увеличения размера ламеллы и эффектом замедления фазы схлопывания ламеллы при ударе капли раствора ПАВ о плоскость

[*Mourougou-Candoni et al. (1997), Mourougou-Candoni (1998) Mourougou-Candoni et al. (1999), Zhang and Basaran (1997)*]. Оба эффекта обусловлены снижением поверхностного натяжения добавками ПАВ. Вместе с тем эффект ПАВ проявляется различным образом в двух представленных случаях: ПАВ увеличивает размер ламеллы при ударе капли о небольшое препятствие и не влияет на размер ламеллы при ударе о плоскость, ПАВ не влияет существенно на схлопывание ламеллы при ударе о небольшое препятствие и многократно замедляет схлопывание при ударе о плоскость. Различие в эффектах ПАВ обусловлено тем, что процесс удара капли о небольшое препятствие определяется конкуренцией только инерции и капиллярности, а при ударе о плоскость возникает дополнительный определяющий фактор – вязкое трение между жидкостью и твердой поверхностью. В частности, на стадии схлопывания ламеллы на плоскости вязкое трение конкурирует исключительно с капиллярностью, а влияние инерции несущественно [*Bergeron and Quéré (2001)*].

Последней из обнаруженных модификаций процесса соударения капли с препятствием является модификация добавками ПАВ процесса разрушения ламеллы. Ламелла может разрушаться в результате спонтанного зарождения (обычно при $\tau > 3$) и последующего роста некоторого количества дырок внутри ламеллы – фиг. 5.5. и 5.9. Коалесценция дырок ведет к формированию на определенном этапе характерной жидкой паутинообразной структуры – фиг. 5.5 и 5.9. Такая структура существует относительно долго, видимо, благодаря тому же самому механизму, который обеспечивает представленный выше эффект повышения устойчивости вторичных струй. Тем не менее, в конце концов, вся структура распадается на капли.

Обнаруженный механизм разрушения ламеллы достаточно регулярно проявляется в случае растворов DDAB, $c=1, 10, 100 \times \text{CMC}$ и Silwett L77, $c=1, 10, 100 \times \text{CMC}$. Значительно реже такое разрушение ламеллы можно наблюдать для DOS, $c=10 \times \text{CMC}$. В то же время ламеллы растворов DOS, $c=1 \times \text{CMC}$ и Silwett L77, $c=1000 \times \text{CMC}$ практически всегда разрушаются подобно ламеллам воды, т.е. в результате схлопывания краевой струи. На фиг. 5.10 представлена вероятность зарождения дырок P в ламеллах растворов DDAB и Silwett L77, как функция безразмерного времени τ : $P=P(\tau)$. Вероятность P определяется как отношение числа ламелл с дырками к общему числу наблюдений ламелл в момент времени τ . Обычно число тестов для наблюдений ламелл в момент времени τ составляло 3 – 10. Благодаря ограниченному числу тестов кривые на фиг. 5.10 не выглядят достаточно гладкими. Тем не менее, кривые фиг. 5.10 достаточно убедительно демонстрируют рост вероятности образования дырок с увеличением времени соударения. Дырки зарождаются при $\tau > 3$, т.е. после завершения интенсивного истечения жидкости с препятствия, когда зона метастабильности (локальное число Вебера меньше единицы) формируется внутри ламеллы (Глава 3, [Rozhkov et al. (2002)]).

До сих пор мы наблюдали разрушение ламеллы благодаря схлопыванию краевой струи (что эквивалентно распространению внешней волны разрушения) и иногда в результате зарождения на препятствии внутренней волны разрушения [Rozhkov et al. (2002)]. В случае капель растворов ПАВ мы встретили новый тип разрушения ламеллы путем распространения внутренних волн разрушения, зарождающихся в случайных точках внутри ламеллы. Фиг. 5.9

представляет последовательные изображения ламелл растворов DDAB, $c=100\times\text{CMC}$ и Silwett L77, $c=10\times\text{CMC}$, полученные с малым временным интервалом $\Delta t=0.2$ мс. Фигура демонстрирует спонтанное зарождение и рост дырок *внутри* ламеллы. Легко видеть, что *дырки* растут быстрее, чем они переносятся потоком прочь от препятствия (т.е. скорость распространения волны разрушения больше, чем скорость потока). Данное наблюдение согласуется с тем, что высказанным утверждением, что *дырки* в ламелле образуются тогда, когда в ламелле сформирована зона метастабильности.

После зарождения *дырка* расширяется в соответствии с тейлоровским механизмом разрушения жидких пленок [*Taylor (1959c), Rozhkov et al. (2002)*]. Расширение *дырки* происходит со скоростью $2v_r=|v_+-v_-|$, где v_r - скорость волны разрушения относительно пленки, v_+ , v_- - векторы скорости волны разрушения вдоль потока и против него (соответственно) в лабораторной системе координат. Эти величины могут быть найдены путем анализа изображений дырок, полученных с малым интервалом времени между моментами видеорегистрации (см., например, фиг. 5.9). Результаты соответствующей обработки данных показаны на фиг. 5.11, где скорости v_+ , v_- представлены, как функции расстояния от центра препятствия. Положительная величина скорости соответствует перемещению от препятствия к краевой струе, отрицательная – перемещению в противоположном направлении. Данные получены для растворов DDAB, $c=100\times\text{CMC}$ при $\tau\approx 3.8$ и Silwett L77, $c=10\times\text{CMC}$ при $\tau\approx 5.1$.

Все экспериментальные точки для скорости v_- лежат ниже нуля. Это означает, что в момент наблюдения волна разрушения распространяется против потока быстрее, чем она сносится потоком,

т.е. ламелла находится в метастабильном состоянии и не способна противостоять разрушению, распространяющему со стороны периферии ламеллы.

Фиг. 5.11 показывает, что рост дырок не зависит существенно от местоположения дырок в ламелле. Измерения дают следующие значения скоростей волн разрушения: $v_+ = 2.69 \pm 0.55$ м/с, $v_- = -1.44 \pm 0.58$ м/с для ламелл растворов DDAB, $c = 100 \times \text{СМС}$ при $\tau \approx 3.8$ и $v_+ = 2.67 \pm 0.82$ м/с, $v_- = -1.61 \pm 0.33$ м/с для ламелл растворов Silwett L77, $c = 10 \times \text{СМС}$ при $\tau \approx 5.1$. Числа после символа “ \pm ” есть стандартные отклонения измеряемых величин.

Средняя скорость распространения волны разрушения относительно пленки $v_r = |v_+ - v_-|/2$ равна $\langle v_r \rangle = (|\langle v_+ \rangle| + |\langle v_- \rangle|)/2 = 2.06 \pm 0.15$ м/с для ламелл раствора DDAB, $c = 100 \times \text{СМС}$ при $\tau \approx 3.8$ и $\langle v_r \rangle = 2.14 \pm 0.25$ м/с для ламелл раствора Silwett L77, $c = 10 \times \text{СМС}$ при $\tau \approx 5.1$.

Средняя скорость переноса дырок потоком $v = |v_+ + v_-|/2$ равна $\langle v \rangle = (|\langle v_+ \rangle| - |\langle v_- \rangle|)/2 = 0.625 \pm 0.15$ м/с для ламелл раствора DDAB, $c = 100 \times \text{СМС}$ при $\tau \approx 3.8$ и $\langle v \rangle = 0.53 \pm 0.25$ м/с для ламелл раствора Silwett L77, $c = 10 \times \text{СМС}$ при $\tau \approx 5.1$. Можно заключить, что благодаря малой скорости движения жидкости в ламелле изменения во внутренней структуре ламеллы протекают достаточно медленно на этой стадии удара.

Полученные численные значения кинематических величин в ламеллах ПАВ не отличаются существенно от соответствующих величин в ламелле воды [Rozhkov *et al.* (2002)]. В частности было найдено, что $v_+ = 2.87 \pm 0.61$ м/с, $v_- = -1.91 \pm 0.41$ м/с и $v_r = 2.39 \pm 0.37$ м/с в

ламелле воды при приблизительно таких же ударных условиях в момент времени $\tau \approx 5.5$. Скорость распространения волны разрушения в жидкой пленке определяется локальным поверхностным натяжением γ и локальной толщиной пленки h как $v_r = (2\gamma/\rho h)^{1/2}$. Следовательно можно заключить, что добавки ПАВ не влияют кардинально на отношение локального поверхностного натяжения и локальной толщины γ/h в ламелле раствора DDAB, $c=100 \times \text{CMC}$ при $\tau \approx 3.8$ и ламелле раствора Silwett L77, $c=10 \times \text{CMC}$ при $\tau \approx 5.1$.

Когда данная волна разрушения встречается с другой волной разрушения, обусловленной ростом соседней дырки, то на линии их соударения формируется жидкая нить. В результате нескольких таких столкновений волн разрушения образуется паутинообразная структура, состоящая из относительно долго живущих жидких нитей (фиг. 5.5, 5.9). Вероятно, что время распада нитей возрастает под действием добавок ПАВ согласно тому же самому механизму, что обсуждался выше для распада вторичных струй ламеллы.

5.3 Эффект Марангони в ламеллах растворов ПАВ

Наблюдаемая дестабилизация ламеллы добавками ПАВ находится в определенном противоречии с известной способностью ПАВ повышать устойчивость пленок, которая лежит в основе создания мыльных пузырей и пен. Вместе с тем известно, что способность ПАВ изменять (уменьшать) поверхностное натяжение в определенных ситуациях может являться фактором, способствующим формированию градиентов поверхностного натяжения, которые, в свою очередь, инициируют движение жидкости – эффект Марангони. По-видимому, такая же ситуация реализуется на относительно поздних стадиях существования ламеллы, когда истечение жидкости с препятствия

ослабевает и локальная скорость образования новой поверхности в определенных точках ламеллы существенно уменьшается. Активная адсорбция молекул ПАВ в этих точках, т.е. формирование «островков ПАВ» на поверхности, вызывает локальное снижение поверхностного натяжения и, соответственно, интенсивный отток жидкости из этих точек под действием возникающего градиента поверхностного натяжения. Локальное утончение пленки может закончиться ее разрывом и формированием тех самых *дырок*, которые наблюдаются в эксперименте.

Ниже представлен ряд качественных примеров, которые демонстрируют возможность локального утончения ламеллы под действием градиента поверхностного натяжения. В то же самое время обсуждаемые ниже модели не претендуют на адекватное описание процесса разрушения ламелл растворов ПАВ в результате спонтанного формирования *дырок* в ламелле.

Для понимания наиболее значимых особенностей влияния градиента поверхностного натяжения на движение ламеллы рассмотрим простейший случай – радиальное стационарное пленочное течение, в котором поверхностное натяжение жидкости зависит от радиальной координаты $\gamma = \gamma(r)$. Предположим, что из точечного источника ($r=0$) радиально истекает свободная пленка жидкости с постоянной скоростью v_0 и постоянным расходом q_0 , причем поверхностное натяжение истекающей жидкости равно γ_0 . Как обычно, предполагается, что толщина пленки достаточно мала для того, чтобы можно было следовать гидравлическому приближению, когда профиль скорости в пленке предполагается плоским. Уравнение движения пленки следует из закона сохранения импульса, примененного к неподвижному контрольному объему W (фиг. 5.12):

$$d/dr(r\rho v^2 h)=2r d\gamma/dr. \quad (5.3.1)$$

Интегрируя уравнение (5.3.1) с учетом уравнения неразрывности

$$q_0=2\pi r h v, \quad (5.3.2)$$

получим:

$$v/v_0=1+((\gamma/\gamma_0)r-\int_0^r (\gamma/\gamma_0)dr)/r_{m0}, \quad (5.3.3)$$

где $r_{m0}=\rho v_0 q_0/(4\pi\gamma_0)$ – равновесный радиус ламеллы в случае постоянного поверхностного натяжения $\gamma=\gamma_0$ [Taylor (1959c), Rozhkov *et al.* (2002)]. Уравнение (5.3.3) показывает, что в ламелле постоянного поверхностного натяжения скорость течения жидкости не меняется. Если же поверхностное натяжение γ уменьшается с ростом радиуса r , то скорость жидкости также уменьшается.

Скорость деформации поверхности при осесимметричном пленочном течении равна [Рожков (1984)]

$$\dot{\lambda}\equiv(1/(\delta S))d/dt(\delta S)=v/r+dv/dr, \quad (5.3.4)$$

где δS – элемент поверхности, связанный с деформируемым элементарным объемом жидкости. Формула (5.3.4) показывает, что если скорость жидкости не меняется существенно, то скорость деформации поверхности велика около точки истока (около препятствия в реальном процессе) и падает с ростом радиуса r и уменьшением скорости v . Например, в начале удара ($v\sim 3.4$ м/с) около

препятствия ($r \sim 2$ мм) скорость деформации поверхности имеет порядок $\dot{\lambda} \sim v/r \sim 1700 \text{ с}^{-1}$. На поздней стадии удара ($\tau \sim 5$), когда скорость течения падает до уровня $v \sim 0.5$ м/с, во внутренней части ламеллы реализуются скорости деформации поверхности порядка $\dot{\lambda} \sim v/r \sim 100 \text{ с}^{-1}$. Если скорость деформации поверхности велика по сравнению с обратным временем релаксации поверхностного натяжения к равновесному уровню $\dot{\lambda} \gg \theta^1$, то динамическое поверхностное натяжение (т.е. поверхностное натяжение воды) действует на поверхности жидкости. Однако если скорость деформации поверхности падает до уровня обратного времени релаксации поверхностного натяжения $\dot{\lambda} \sim \theta^1$, то поверхностное натяжение жидкости становится меньше, чем динамическое поверхностное натяжение. Согласно формуле (5.3.3) уменьшение поверхностного натяжения вызывает уменьшение скорости течения жидкости в ламелле. Для простейшего моделирования примем, что уменьшение поверхностного натяжения происходит скачкообразно:

$$\gamma = \gamma_0 \text{ при } r \leq r_1, \quad (5.3.5a)$$

$$\gamma = k\gamma_0, k < 1 \text{ при } r > r_1. \quad (5.3.5b)$$

Любой реальный процесс может моделироваться, как последовательность элементарных скачкообразных изменений поверхностного натяжения. Из уравнения (5.3.3) следует, что в случае скачкообразного изменения поверхностного натяжения (5.3.5) скорость жидкости в ламелле также изменяется скачкообразно:

$$v = v_0 \text{ при } r \leq r_1, \quad (5.3.6a)$$

$$v=v_0(1-(1-k)r_1/r_{m0}) \text{ при } r>r_1. \quad (5.3.6b)$$

Формулы (5.3.6) показывают, что потери скорости малы, если изменение поверхностного натяжения происходит около точки истока (малое значение величины r_1/r_{m0}), и потери скорости растут с удалением точки изменения поверхностного натяжения от истока (увеличение отношения r_1/r_{m0}). Данное заключение имеет очевидную физическую интерпретацию. Толщина ламеллы h относительно велика в окрестности точки истечения, и поэтому удельный поток количества движения $\rho h v^2$ относительно велик здесь. Он уменьшается при удалении от точки истока благодаря уменьшению локальной толщины h . Один и тот же градиент поверхностного натяжения не влияет существенно на относительно большой удельный поток количества движения $\rho h v^2$ около источника, но в состоянии изменить относительно малый удельный поток количества движения $\rho h v^2$ вдали от источника.

Как было установлено ранее (Глава 3, [Rozhkov *et al.* (2002, 2003a, b)]), при ударе капли о препятствие в течение первых 3-х единиц безразмерного времени $\tau=tv_i/d_i$ происходит интенсивное истечение жидкости с препятствия. В течение этого времени краевая струя ламеллы занимает равновесное положение, определяемое равенством скорости течения жидкости и скорости распространения волны разрушения $v=v_r=(2\gamma/(\rho h))^{1/2}$. Последнее равенство определяет равновесный радиус ламеллы при стационарном течении $r_m=\rho v q_0/4\pi\gamma$. Подставляя сюда значения поверхностного натяжения γ и скорости v , определяемые формулами (5.3.5) и (5.3.6), получим:

$$r_m = (r_{m0}/k)(1 - (1-k)r_1/r_{m0}) \text{ при } r_1 \leq r_{m0}, \quad (5.3.7a)$$

$$r_m = r_{m0} \text{ при } r_1 \geq r_{m0}. \quad (5.3.7b)$$

Формулы (5.3.7) (см. также фиг. 5.13) показывают, что максимальный эффект изменения поверхностного натяжения имеет место в случае $r_1/r_{m0} \ll 1$: $r_m = r_{m0}/k$. Эффект изменения поверхностного натяжения на радиус ламеллы пренебрежимо мал при $r_1 \rightarrow r_{m0}$: $r_m = r_{m0}$. Первая ситуация может рассматриваться, как истечение жидкости из точечного источника со скоростью v_0 и постоянным поверхностным натяжением $k\gamma_0$, так как согласно только что сделанному заключению градиент поверхностного натяжения около препятствия (точки истока) не влияет на течение. Уменьшение поверхностного натяжения вызывает замедление волны разрушения и ведет к увеличению равновесного радиуса ламеллы $r_m = r_{m0}/k$. Во второй ситуации действие градиента поверхностного натяжения в окрестности краевой струи одновременно вызывает уменьшение скорости течения жидкости и уменьшение скорости волны разрушения. В результате оба эффекта компенсируют друг друга, и поэтому положение краевой струи оказывается таким же, как и в случае жидкости с постоянным коэффициентом поверхностного натяжения γ_0 : $r_m = r_{m0}$.

Мы не наблюдали заметного влияния добавок ПАВ на максимальный размер ламеллы, а также на зависимость $\beta = \beta(\tau)$, в ламеллах растворов DOS, $c=1 \times \text{СМС}$; DDAB, $c=1, 10, 100 \times \text{СМС}$ и Silwett L77, $c=1, 10, 100 \times \text{СМС}$ (фиг. 5.6 – 5.8). Динамика ламелл этих жидкостей такая же, как и динамика ламеллы воды. Зависимость

диаметра ламеллы от времени главным образом определяется движением жидкости, которая истекла с препятствия в интервал времени $\tau \in (0, 3)$ [Rozhkov *et al.* (2002)]. Совпадение кривых $\beta = \beta(\tau)$ для указанных жидкостей и воды означает, что динамическое поверхностное натяжение управляет движением жидкости в ламеллах. Изменение поверхностного натяжения в ламелле возможно только в окрестности краевой струи, где эффект градиента поверхностного натяжения мал. Таким образом, можно сделать вывод, что поверхностное натяжение растворов DOS, $c=1 \times \text{СМС}$; DDAB, $c=1, 10, 100 \times \text{СМС}$ и Silwett L77, $c=1, 10, 100 \times \text{СМС}$ равно динамическому поверхностному натяжению, если свободные поверхности этих жидкостей подвергнуты интенсивной деформации, скорость которой $\dot{\lambda}$ (см. формулу (5.3.4)) изменяется от $\dot{\lambda}_0 \sim v_i/(d_i/2)$ до $\dot{\lambda}_m \sim v_i/(\beta_m d_i/2)$ в течение времени $t_e \sim \beta_m d_i/(2v_i)$. Полагая $v_i=3.4$ м/с, $d_i=2.7$ мм, $\beta_m=5$, получим $\dot{\lambda}_0 \sim 2500 \text{ с}^{-1}$, $\dot{\lambda}_m \sim 500 \text{ с}^{-1}$, $t_e \sim 2$ мс. Соответственно, величина времени релаксации поверхностного натяжения к равновесному уровню может быть оценена как $\theta \gg t_e \sim 2$ мс.

Фиг. 5.6 и 5.8 показывают, что максимальные факторы растекания ламелл растворов DOS, $c=10 \times \text{СМС}$ и Silwett L77, $c=1000 \times \text{СМС}$ и времена их жизней превосходят соответствующие величины для воды и других растворов ПАВ. Согласно рассмотренным выше моделям увеличение максимального фактора растекания ламеллы вызвано падением поверхностного натяжения с уровня динамического поверхностного натяжения до некоторой величины, являющейся промежуточной между динамическим и равновесным поверхностными натяжениями. Изменение поверхностного натяжения возможно только

при радиальной координате r_1 , которая меньше максимального радиуса ламеллы r_{m0} . Фиг. 5.6 и 5.8 показывают, что увеличение максимального фактора растекания ламеллы имеет порядок $\beta_m/\beta_{m0} \approx 1.2$ для ламеллы раствора DOS, $c=10 \times \text{СМС}$ и $\beta_m/\beta_{m0} \approx 1.3$ для ламеллы раствора Silwett L77, $c=1000 \times \text{СМС}$, где β_{m0} - максимальный фактор растекания ламеллы воды. Минимальное уменьшение поверхностного натяжения, которое необходимо для наблюдаемого увеличения фактора растекания ламеллы, оценивается как $k \sim (\beta_m/\beta_{m0})^{-1}$. Таким образом, при течении в ламелле поверхностное натяжение раствора DOS, $c=10 \times \text{СМС}$ падает, по крайней мере, до уровня $72.6/1.2=60.5$ мН/м, а поверхностное натяжения раствора Silwett L77, $c=1000 \times \text{СМС}$ до $72.6/1.3=55.8$ мН/м.

Так как изменение поверхностного натяжения происходит до того, как движущийся жидкий элемент достигает положения $r=r_{m0}$, т. е. в течение времени $t_e \sim \beta_{m0} d_i / (2v_i) \sim 2$ мс, то величина времени релаксации поверхностного натяжения к равновесному уровню оценивается как $\theta < t_e \sim 2$ мс. Таким образом, можно заключить, что скорость релаксации поверхностного натяжения к равновесному уровню возрастает с ростом концентрации ПАВ в растворе. Также можно утверждать, что скорости такой релаксации для растворов DOS, $c=10 \times \text{СМС}$ и Silwett L77, $c=1000 \times \text{СМС}$ имеют один и тот же порядок.

Для оценки эффектов изменения поверхностного натяжения непосредственно около препятствия мы изучили структуру течения в этой области путем анализа формы волн разрушения Маха-Тейлора [Rozhkov et al. (2002, 2003a, b, 2004a)]. Тонкая игла (проволочка) была «вставлена» в ламеллу около препятствия для ее «разрезания» и формирования волн разрушения Маха-Тейлора. Фиг. 5.14 показывают эволюцию этих волн в течение жизни ламеллы для растворов DOS,

$c=10\times\text{CMC}$ и Silwett L77, $c=1000\times\text{CMC}$. Также как и в случае воды [Rozhkov *et al.* (2002)], сначала форма волны разрушения Маха-Тейлора выпуклая, далее становится почти прямой, позже вогнутой, а в конце концов волна отходит от формирующей ее иглы и свободно движется по ламелле. Волна выглядит достаточно гладкой. В случае раствора DOS, $c=10\times\text{CMC}$ фронт волны подвергнут определенным изгибным возмущениям, которые, вероятно, являются результатом действия сформированного градиента поверхностного натяжения.

Фиг. 5.14 свидетельствует, что волна разрушения в растворе DOS распространяется немного быстрее, чем в растворе Silwett L77. В обоих случаях требуется около 4 мс для того, чтобы волна разрушения совершила полуоборот вокруг препятствия. Тогда скорость распространения волны разрушения на поздней стадии процесса может быть оценена как $0.5\pi\times3.95\text{мм}/4\text{мс}\approx1.5\text{ м/с}$. Это несколько меньше, чем скорости распространения подобных волн в ламеллах воды и других растворов ПАВ ($>2\text{ м/с}$). Вероятно, уменьшение скорости волны разрушения вызвано снижением поверхностного натяжения в концентрированных растворах DOS и Silwett L77 по сравнению с другими жидкостями.

Зависимость изменения во времени половины угла между волнами разрушения Маха-Тейлора (краевыми струями Маха-Тейлора) φ показано на фиг. 5.15. для растворов DOS, $c=10\times\text{CMC}$; DDAB, $c=100\times\text{CMC}$ и Silwett L77 $c=1000\times\text{CMC}$. Мы формально полагали $\sin\varphi=1$ в случае, когда волна разрушения отрывалась от разрезающей пленку иглы. Представленные на фиг. 5.15 данные совпадают с аналогичными данными, полученными для воды (Глава 3, [Rozhkov *et al.* (2002, 2004a)]) и растворов полимеров (Глава 4, [Rozhkov *et al.*

(2003a)]). В частности, $\sin\varphi \approx 0.5$ в диапазоне $\tau \sim 0 - 3$ и $\sin\varphi = 1$ при $\tau > 3$. Величина φ связана с характеристиками течения в точке расположения разрезающей пленку иглы $r=r_{ob}$ как $\sin\varphi = We^{-1/2} \equiv (2\gamma/\rho h v^2)^{1/2}$, где We – локальное число Вебера. Совпадение измеренных величин $\sin\varphi$ для воды и растворов ПАВ означает, что значения поверхностного натяжения для растворов ПАВ в точке $r=r_{ob}$ при $\tau \sim 0 - 3$ более близки к значениям динамического поверхностного натяжения (поверхностного натяжения воды), чем к значениям равновесного поверхностного натяжения. Наши предыдущие оценки минимального падения поверхностного натяжения ($\gamma \sim 60.5$ мН/м для DOS, $c=10 \times \text{СМС}$ и $\gamma \sim 55.8$ мН/м для Silwett L77, $c=1000 \times \text{СМС}$) не противоречат полученным данным.

При $\tau > 3$ истечение жидкости с препятствия ослабевает и ламелла становится метастабильной: любой разрыв в пленке распространяется по пленке быстрее, чем он сносится потоком. Тем не менее, ламелла не может схлопнуться моментально из-за инерции краевой струи. Поэтому движение жидкости в метастабильной ламелле продолжается еще в течение нескольких единиц безразмерного времени τ . Попробуем описать качественную модификации течения под действием возможных градиентов поверхностного натяжения на этом этапе жизни ламеллы. Представим, что первоначальное течение в метастабильной ламелле происходило при постоянном поверхностном натяжении γ_0 со скоростью $v_0 \sim 0.5$ м/с, а толщина ламеллы при $r \sim 5$ мм имела порядок $h \sim 25$ мкм. Все величины соответствуют приведенным выше оценкам. Далее, в силу постоянного уменьшения скорости деформации поверхности возможно локальное уменьшение поверхностного

натяжения благодаря выходу молекул ПАВ на поверхность. Положим для простоты, что в некоторый момент времени возникло скачкообразное изменение поверхностного натяжения вдоль радиальной координаты. Тогда неизбежно перестроение течения от одного приблизительно стационарного состояния к другому. Формулы (5.3.6) описывают новое распределение скорости, которое формируется в ламелле под действием появившегося градиента поверхностного натяжения. Уменьшение скорости в точке r_1 определяется величинами k и r_1/r_{m0} . Принимая для оценок $r_1 \sim r \sim 5$ мм, получим, что $q_0 = 2\pi r h v = 0.393$ мм³/мс, $r_{m0} = \rho v_0 q_0 / 4\pi \gamma_0 = 0.217$ мм, $r_1/r_{m0} = 23.04$. Формулы (5.3.6) указывают, что если $1-k > 1/23.04 = 0.0434$, то стационарное течение в метастабильной ламелле становится невозможным: градиент поверхностного натяжения (достаточно лишь 4%-го изменения поверхностного натяжения!) вызывает полную остановку движения в точке r_1 . Жидкость, которая в момент начала перестроения течения занимала пространство $r > r_1$, продолжает движение по инерции. Следовательно, в рамках предложенного качественного описания процесса, выходом из сложившейся ситуации может быть безграничное утончение пленки в точке r_1 , ее разрыв здесь, формирование и рост дырки в ламелле [Taylor and Michael (1973)]. Представленный механизм формирования дырок в пленках растворов ПАВ является новой формой проявления эффекта Марангони [Kanicky et al. (2001), O'Brien and Schwartz (2002)].

В реальной ситуации формирование дырок сопровождается рядом других эффектов, которые не учитываются в нашем простейшем моделировании. Формирование дырки в пленке есть локальное безграничное утончение пленки, что соответствует интенсивной поверхностной и объемной (точнее тангенциальной) деформации

жидкости. Интенсивная поверхностная деформация вызывает рост локального поверхностного натяжения и, следовательно, снижение градиента поверхностного натяжения, ответственного за формирование *дырок*. Интенсивная объемная (тангенциальная) деформация жидкости вызывает формирование вязких напряжений в жидкости, которая также препятствует разрыву жидкости. Например, характерное время разрушения жидкой пленки под действием градиента поверхностного натяжения по порядку величины оценивается как $t_v \sim \mu h / (2\gamma)$, т.е. растет с увеличением вязкости μ . Наконец, расклинивающее давление в растворах ПАВ стабилизирует пленку на конечной стадии процесса формирования *дырки*. Упомянутые стабилизирующие эффекты могут подавить формирование *дырок* или замедлить этот процесс таким образом, что «критический» элемент пленки оказывается в состоянии достичь краевой струи до начала его разрушения. Очевидно, что все эти эффекты проявляются в тесном взаимодействии с предложенным выше механизмом формирования *дырок* в ламелле. Конкуренция стабилизирующих и дестабилизирующих факторов и их взаимодействие определяют конечный результат процесса: *дырки* формируются в ламелле или *дырки* не формируются в ламелле. Данная конкуренция протекает различным образом в различных жидкостях. Значительное число определяющих факторов также определяет высокий уровень нерегулярности и низкую повторяемость распада жидкости, что является характерной чертой всех процессов разрушения. Создание адекватной модели развития неустойчивостей в ламеллах растворов ПАВ является предметом дальнейших исследований.

Заключение

1. Добавки ПАВ могут увеличивать размер и время жизни ламеллы, образующейся при столкновении капли ПАВ с небольшим препятствием.
2. Под действием добавок ПАВ в ламелле могут спонтанно образовываться *дырки*, рост которых ведет к формированию паутинообразной структуры на финальных стадиях жизни ламеллы. Наблюдаемые неустойчивости вызваны градиентом поверхностного натяжения в ламелле (эффект Марангони).
3. Добавки ПАВ могут замедлить распад вторичных струй и формирование паукообразных структур на финальных стадиях жизни ламеллы

ГЛАВА 6

РАЗРУШЕНИЕ ПОЛИМЕРНЫХ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ

Аннотация. Цель работы, представленной в настоящей главе, состояла в изучении механизмов ударного разрушения жидкостей со сложными реологическими свойствами. Экспериментально исследовано разрушение медленных тонких струй глицерина и 1-4%-ных водных растворов высокомолекулярного полиэтиленоксида в результате соударения с ними стального шара диаметром 3 см, движущегося со скоростью 670 м/с перпендикулярно оси струи. Разрушение глицерина и полимерных жидкостей носило хрупкий характер, жидкость распадалась на отдельные мелкие фрагменты в непосредственной близости от зоны контакта твердого тела и жидкости. Остальной объем жидкости не испытывал заметных деформаций, так как нагрузка не передавалась от одной части жидкого тела к другой. Струи полимерных растворов разрушались на капли, размеры которых существенно превосходили размеры капель, образующихся при разрушении струй глицерина. При соударении шара с утончающейся нитью раствора полимера наблюдали формирование волны нагрузки, распространяющейся по нити в разные стороны от зоны контакта шара и нити. Прохождение волны нагрузки вызывало зарождение и рост макроскопических кавитационных пузырьков в жидкости, последующее разрушение которых сильно деформировало нить. “Упрочнение” жидкости полимерными добавками связано с ориентационными процессами при утончении полимерной нити.

6.1 Ударное разрушение жидкостей

Свободные объемы жидкости сравнительно легко поддаются

разрушению при механических воздействиях на них.

Разрушение жидкости может происходить как путем деления жидкого объема на отдельные сплошные части без внутренних разрывов в жидкости, так и путем образования каверн внутри жидкости с их последующим слиянием. Первая ситуация чаще всего реализуется при относительно медленных движениях с доминированием поверхностных, например капиллярных или аэродинамических, сил. Таким образом, в частности, распадаются медленные струи, капли и пленки жидкостей, когда процесс определяется конкуренцией инерционных и капиллярных сил [*Ентов и Ярин* (1984)].

Разрушение жидкостей с образованием каверн происходит тогда, когда внутренние напряжения в некоторых точках жидкости превосходят прочность жидкости, и в этих точках наблюдаются разрывы жидкости и формирования каверн [*Корнфельд* (1951), *Гонор и Ривкинд* (1982)]. Такая ситуация может быть создана путем взрывного или ударного нагружения жидкости, когда высокие разрывные внутренние напряжения в жидкости формируются в результате высокоскоростного деформирования жидкости или распространения в жидкости высокоамплитудных волн разрежения (отрицательного давления). Объединение каверн ведет к формированию отдельных капель [*Султанов и Ярин* (1990), *Yarin et al.* (2000)].

Аналогичным образом происходит разрушение жидкости при механическом ударе [*Гонор и Ривкинд* (1982), *Rein* (1993)]. Особенностью соударения жидких объектов и твердых тел является то, что в начальный период соударения зона контакта тела и жидкости может расширяться быстрее распространения возмущений в жидкости [*Dear and Field* (1988)]. Тогда волна возмущений соответствует волне давления и деформаций. Например, при соударении капли с плоской твердой поверхностью зона контакта, которой является круг,

расширяется со скоростью $v_t = v_0(1-\xi)(2\xi-\xi^2)^{-1/2} \approx v_0(2\xi)^{-1/2}$ ($\xi \ll 1$), где $\xi = v_0 t / R_0$, v_0 - скорость соударения, t - время после касания капли и поверхности, R_0 - радиус капли. Это означает, что при любой скорости удара v_0 существует период времени $\Delta t \approx (1/2)R_0 v_0 / c^2$, в течение которого волна деформации жидкости, распространяющаяся со скоростью порядка скорости звука в жидкости c , не может опередить границу контакта жидкости и твердого тела. Жидкость в капле “не знает” о столкновении, за исключением некоторого объема, примыкающего к зоне контакта. Жидкость в этом объеме подвергнута значительной деформации сжатия, в результате чего гидростатическое давление здесь достигает (а в некоторых точках оказывается даже значительно выше) величины давления гидравлического удара $\sim \rho v_0 c$ [Dear and Field (1988), Field (1999)]. Полагая для оценок $\rho = 1000$ кг/м³ (плотность воды), $v_0 = 670$ м/с (скорость удара в экспериментах настоящей работы), $c = 1500$ м/с (скорость звука в воде), получим $\rho v_0 c = 1.0$ ГПа.

По мере протекания соударения скорость расширения зоны контакта падает, она оказывается меньше скорости распространения возмущений, и волна давления (волна сжатия) выходит на свободную поверхность капли. При ее отражении от свободной поверхности формируется волна разрежения, т.е. отрицательное давление. В момент отражения амплитуда волны отрицательного давления имеет порядок величины гидравлического удара $\sim \rho v_0 c$. Если эта величина превосходит предел прочности жидкости, то жидкость разрушается. Разрушение происходит на “дефектах” жидкости – микропузырьках, всегда присутствующих в жидкости [Корнфельд (1951)]. Под действием приложенного отрицательного давления интенсивно растут пузырьки,

как при кипении жидкости или при кавитации. Объединение формируемых каверн, в конечном счете, ведет к распаду сплошного объема жидкости на отдельные фрагменты. Энергия удара расходуется на образование свободных поверхностей и работу против внутренних напряжений в жидкости, возникающих в результате интенсивных деформаций. Прохождение волны разрежения через среду, не способную выдержать и передать без потерь нагрузку другим частям жидкости, вызывает ослабление амплитуды волны разрежения по мере ее прохождения через разрушающуюся жидкость [Губайдуллин и др. (1982), Нигматулин (1987)].

Прочность жидкости p_* сильно зависит от степени дегазации и очистки жидкости и изменяется при комнатной температуре, например, для воды в диапазоне $p_* \in (-28, 0.002)$ МПа, а для глицерина в диапазоне $p_* \in (-60, \sim 10^{-10})$ МПа [Корнфельд (1951), Кнэпп и др. (1974), Trevena (1976)]. Первое число в диапазоне соответствует максимальному (по абсолютной величине) значению разрывного давления, когда-либо наблюдаемому в экспериментах, второе - давлению насыщенных паров жидкости.

Одновременно с распространением волны разрежения наблюдается растекание жидкости в радиальном направлении благодаря разности давления между зоной высокого давления и свободной поверхностью. Скорость растекания может в несколько раз превосходить скорость удара [Rein (1993)]. Растекание жидкости со скоростью выше скорости удара возможно и после завершения всех процессов, обусловленных сжимаемостью жидкости [Weiss and Yarin (1999), Thoroddsen (2002)].

При растекании жидкости также может происходить кавитационное разрушение жидкости, если формируемые при

растекании внутренние напряжения больше прочности жидкости [Joseph (1998)]. При растекании вязкой жидкости внутренние напряжения имеют порядок $\mu v_0/R_0$. В случае, когда, например, $\mu = 1.5$ Пас (вязкость глицерина), $v_0 = 670$ м/с, $R_0 = 1$ мм, возникают вязкие напряжения $\sim \mu v_0/R_0 \approx 1$ МПа, т.е. того же порядка, что и прочность жидкости.

Представленная схема разрушения жидкостей не противоречит результатам экспериментальных наблюдений за ударным разрушением жидкостей с относительно простыми реологическими свойствами, такими как вода [Духовский и др. (1984), Духовский и Ковалев (1996а)]. Настоящее исследование, а также предварительные эксперименты [Духовский и др. (1989), Dukhovskii et al. (1990)] направлены на выявление особенностей ударного разрушения жидкостей со сложными реологическими свойствами. Среди представителей этого класса жидкостей большое значение для практики имеют растворы полимеров. Примерами могут служить разработка полезных ископаемых гидравлическими методами, струйная обработка материалов, распыл топлив и т.д. В настоящей работе изучали разрушение упруговязких жидкостей - растворов ПЭО умеренной концентрации [Ентов (1988а, б)], а в качестве контрольной ньютоновской жидкости использовали глицерин.

6.2 Методика эксперимента

Исследовали ударное взаимодействие объема жидкости с твердой поверхностью по схеме Корнфельда [Корнфельд (1951), Баженов и др. (2001)]. Эксперимент состоял в том, что быстро движущийся твердый шар сталкивался с тонкой струей жидкости. Ось струи и траектория полета шара лежали в одной плоскости и были взаимно

перпендикулярны. Шар диаметром 30 мм изготовлен из стали. Разгон шара осуществляли пороховой пушкой. Скорость полета шара составляла ~ 670 м/с. Скорости измеряли в каждом опыте. Струя формировалась в результате вытеснения жидкости из шприца емкостью 5 мл. Диаметр выходного отверстия наконечника шприца 1.5 мм. Струя вытекала вертикально вниз. Для обеспечения истечения к поршню прикладывали грузы различного веса. Скорость истечения не превышала нескольких метров в секунду, что значительно ниже скорости полета шара, и, следовательно, жидкость в струе в процессе соударения может рассматриваться как неподвижная, а сама струя - как цилиндрическая капля.

Процесс взаимодействия шара и струи регистрировали при помощи высокоскоростной фотографии [Dukhovskii et al. (1985), Духовский и Ковалев (1996а, б)]. В течение одного опыта взаимодействующие объекты фотографировали дважды. Моменты фотографирования были сдвинуты относительно момента соприкосновения шара и струи на предварительно заданный временной интервал. Диаметр струи d и смещение шара за время, прошедшее после соприкосновения, определяли по фотографиям.

Испытаниям подвергали следующие жидкости: глицерин, водные растворы полиэтиленоксида марки ФПР ($M=4 \times 10^6$) с концентрациями 1, 2, 4% (далее используются обозначения ПЭО-1, ПЭО-2, ПЭО-4). Глицерин в обычных условиях является чисто вязкой (ньютоновской) жидкостью с вязкостью 1.5 Пас, а три других при деформациях с характерным временем порядка 1 с и меньше демонстрируют неньютоновские упруговязкие свойства [Ентов и др. (1988а, б)]. Вязкость растворов с концентрацией 1, 2 и 4% соответственно при увеличении скорости сдвига от 0.33 до 146 с^{-1} изменяется в диапазонах

1.74 - 0.13, 42.6 – 0.88 и 272.7 - 2.48 Пас.

Для сравнения с разрушением твердых тел проводили опыты, в которых роль струи выполняла медная проволока диаметром 1.1 мм и нить волокон СВМ. Результаты этих наблюдений представлены в работе [Баженов и др. (2001)]. В других опытах шар сталкивался с каплями ПЭО-2, подвешенной на тонкой пластиковой трубке.

Специальные опыты были проведены с утончающейся нитью раствора ПЭО-2. Утончающаяся нить - специфическое для раствора полимера ориентированное состояние жидкого материала, которое возникает в результате интенсивного растяжения полимерного раствора. Такие утончающиеся нити формируются при капиллярном распаде струй полимерного раствора [Goldin et al. (1969), Gordon et al. (1973), Ентов и др. (1980), Базилевский и др. (1981), Bazilevsky et al. (1990a), Mun et al. (1998), Christanti and, Walker (2001, 2002)], капельном режиме истечения полимерного раствора из сопла [Cooper-White et al. (2002)], растяжении капли полимерного раствора между двумя пластинами [Базилевский и др. (1981), Bazilevsky et al. (1990b), Базилевский и др. (1997), Базилевский и др. (2001a, б)], при относительно медленных соударениях жесткого шара с жидкой поверхностью полимерного раствора [Chen and Walters (1996, 1999)] и капли полимерного раствора с небольшим жестким препятствием [Rozhkov et al. (2003a, b, e)]. Существование нити обеспечивается ориентацией макромолекул вдоль направления растяжения жидкости, в результате чего резко возрастает сопротивление растяжению, формально соответствующее многократному росту элонгационной (трутоновской) вязкости [Базилевский и др. (1981), Рожков (1983)].

В настоящей работе нить формировалась при истечении жидкости из шприца в капельном режиме [Cooper-White et al. (2002)], т.е. тогда, когда стационарное истечение струи невозможно в силу малости

скорости истечения [Clanet and Lasheras (1999)]. В этом режиме происходит периодический отрыв капель жидкости от наконечника шприца. В случае раствора полимера каждый отрыв капли сопровождается той особенностью, что тонкая перемычка между отрывающейся каплей и наконечником шприца не разрывается, а трансформируется в тонкую жидкую нить, которая тянется вслед за падающей каплей. Нить в течение нескольких секунд соединяет оторвавшуюся каплю и наконечник шприца, при этом нить остается однородной вдоль своей длины, а ее диаметр уменьшается во времени. Как показали исследования [Базилевский и др. (1987, 2001a, б), Bazilevsky et al. (1990b), Базилевский и др. (1997)], утончение нити в достаточно широком диапазоне диаметров удовлетворительно описывается экспоненциальным законом: $d = d_0 \exp(-t/(3\theta))$, где d - текущий, а d_0 - начальный диаметр нити, t - время, θ - время релаксации жидкости.

Так как диаметр нити непрерывно меняется во времени, для того, чтобы в некоторой степени стандартизировать условия опыта производили мониторинг изменения диаметра нити. Диаметр однородной нити оценивали по ее электрическому сопротивлению [Базилевский и др. (1981)]. Падение оторвавшейся от насадка капли полимерного раствора происходило до тех пор, пока она не сталкивалась с расположенной на ее пути электропроводящей пластиной. Пластина располагалась на ~20 см ниже насадка. Утончающаяся во времени капиллярная нить в течение нескольких секунд связывала между собой насадок и остановленную каплю. В этот период времени непрерывно измеряли электрическое сопротивление между каплей и насадком. Очевидно, что его величина определяется геометрическими характеристиками нити. Таким образом, удавалось

зафиксировать момент времени, когда диаметр нити достигал заданного значения. В этот момент и производили удар.

6.3 Результаты экспериментов

На представленных фотографиях показаны различные стадии взаимодействия шара с исследуемыми материалами. Масштаб времени соударения $\tau = D/v_0$ (D - диаметр шара, v_0 - его скорость) в опытах составлял $\tau = 0.03 \text{ м} / 670 \text{ м/с} = 45 \times 10^{-6} \text{ с}$.

Последовательность расположения фотографий на одном рисунке отвечает возрастанию времени, прошедшего после соприкосновения шара и струи.

На фиг. 6.1 приведены фотографии процесса соударения шара со струей глицерина. Как указывалось ранее, в результате одного опыта получались две фотографии. На фиг. 6.1 одному опыту соответствовали пары фотографий: а-б, в-г и д-е.

На фиг. 6.2 - 4 представлены результаты опытов, проведенных со струями ПЭО-1, ПЭО-2, ПЭО-4.

Скорость полета шара измеряли непосредственно в ходе эксперимента [Dukhovskii et al. (1985)]. Диаметр струи d и смещение шара за время, прошедшее после соприкосновения, определяли по фотографиям. Время, прошедшее после момента касания шара и струи, рассчитывали по найденным значениям скорости и смещения шара. Изменение диаметра струи при переходе от одной жидкости к другой связано с разной скоростью истечения жидкостей из насадка и соответствующим разным утончением струи в ходе ее ускорения под действием силы тяжести.

На фиг. 6.5 и 6.6 представлены результаты экспериментов, в которых разрушению подвергалась утончающаяся нить раствора ПЭО-

2.

6.4 Диспергирование полимерной жидкости

Теоретические оценки показывают, что время нахождения жидкости в ударном слое газа слишком мало, чтобы аэродинамический поток мог оказать заметное влияние на жидкость.

Процессу разрушения струй глицерина, струй и капель полимерных растворов присущи многие черты, характерные для ударного разрушения капель воды [Духовский и др. (1984), Духовский и Ковалев (1996а)]. В частности, наблюдается высокоскоростной разлет мелкодисперсных продуктов разрушения жидкого объекта, при этом в воздухе формируется вторичная ударная волна, которая сначала догоняет, а затем сливается с головной ударной волной (фиг. 6.1а – 6.1е, 6.2а, 6.3а, 6.4а – 6.4в).

Естественно, что основная часть продуктов распада приобретает импульс движения в направлении движения шара. В то же время некоторая часть продуктов распада получает импульс движения в направлениях, перпендикулярных движению шара, и даже в направлениях противоположных движению шара (фиг. 6.1б–е, 6.2а–б, 6.3а–б, 6.4а–г). Ранее похожий эффект наблюдали при соударении маленьких капель воды с быстродвижущейся сферой [Духовский и др. (1984), Духовский и Ковалев (1996а)]. Такое поведение представляет собой формирование кумулятивной струи в результате того, что, как указывалось выше, в начальной фазе удара в жидкости формируется зона высокого давления $\sim \rho v_0 c$. Последующее истечение жидкости из этой зоны в свободное пространство происходит со скоростью порядка $v_Y \sim (2v_0 c)^{1/2}$. Последняя оценка следует из формулы Бернулли. Полагая

$\rho=1000 \text{ кг/м}^3$, $v_0=670 \text{ м/с}$, $c=1500 \text{ м/с}$, получим $v_Y \sim 1418 \text{ м/с}$.

Основанная на такой оценке зависимость перемещения фронта дисперсной фазы во времени показана на фиг. 6.7 пунктирной прямой. Здесь также построены временные зависимости смещения фронта распространения дисперсной фазы вдоль оси струи для ситуаций, показанных на фиг. 6.1 – 6.4. Теоретическая оценка качественно верно описывает разлет дисперсной фазы. Наблюдаемое замедление разлета на поздних стадиях, видимо, связано с торможением частиц в воздушной среде. Данные фиг. 6.7 свидетельствуют о том, что не существует заметной разницы между скоростью разлета дисперсной фракции глицерина и растворов полимеров различной концентрации.

При сопоставлении фотографий, относящихся к полимерным растворам (ПЭО-1, ПЭО-2, ПЭО-4) и ньютоновским жидкостям (глицерин, вода [Духовский и др. (1984), Духовский и Ковалев (1996а)]) отчетливо видно, что частицы в дисперсной фракции полимерного раствора оказываются значительно крупнее, чем в случае ньютоновских жидкостей. Достаточно сравнить, например, фиг. 6.2б, 6.3б, 6.4в, 6.4г и фиг. 6.1е. Если в случае глицерина и воды дисперсная фракция на фотографиях выглядит в виде облака, в котором невозможно различить отдельные частицы, то для растворов полимеров на определенной стадии разрушения становятся хорошо заметны отдельные частицы. Размер наиболее крупных частиц имеет порядок диаметра струи, т.е. $\sim 1 \text{ мм}$.

Таким образом, исследование разлета диспергированной жидкости свидетельствует о значительном различии прочностных свойств растворов полимеров и обычных жидкостей – глицерина и воды. Такое различие, по-видимому, связано с тем, что полимерный раствор представляет собой своего рода композиционный материал, в

котором роль армирующих наполнителей играют гибкоцепные полимерные молекулы, а роль пластичной матрицы - растворитель, в данном случае вода. Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными работы [Brown and Williams (2000)], в которой, в частности, было установлено, что добавки высокомолекулярного полимера значительно повышают кавитационную прочность жидкости.

Прохождение волн разрежения по жидкости вызывает зарождение и рост каверн в жидкости. Каверны растут до соприкосновения друг с другом, после чего пузырьковая среда распадается на отдельные капли, размеры которых порядка размеров каверн в момент соприкосновения друг с другом. Многократное отражение волн положительного и отрицательного давления от свободных поверхностей струи и зарождающихся каверн ведет к хаотизации движения жидкости, подобно тому, как это происходит при взрывном дроблении [Султанов и Ярин (1990)]. В маловязких ньютоновских жидкостях энергия хаотического движения расходуется на образование свободной поверхности сначала каверн, а затем свободных капель. Известны две оценки минимально возможного характерного размера формируемых капель, полученные в рамках указанного энергетического подхода: $a_0 \sim (\gamma R_0^2 / E_*)^{1/3}$ [Султанов и Ярин (1990)], и $a_0 \sim \gamma / E_*$ [Yarin et al. (2000)], где γ - коэффициент поверхностного натяжения жидкости, R_0 - характерный размер исходного жидкого объема, ρ - плотность жидкости, E_* - удельная кинетическая энергия деформационного движения. Уточнение, “минимально возможного”, подчеркивает, что если энергия движения расходуется не только на образование свободной поверхности, но и на другие цели, то характерный размер будет, естественно, больше.

Полагая $\gamma=0.07$ Н/м, $R_0=1$ мм, $\rho=1000$ кг/м³, $E_*=\rho v_0^2/2=0.22$ ГДж/м³, получим для первой оценки $a_0\sim 6.8$ мкм, для второй $\sim 3\times 10^{-4}$ мкм. Как видно, обе оценки не противоречат наблюдениям, но вместе с тем ограниченность наших данных не позволяет выбрать из двух оценок наилучшую.

Фотографии на фиг. 6.1–6.4 свидетельствуют о том, что разрушению подвергается объем струи, непосредственно контактирующий с шаром. Остальная часть струи не подвержена заметным возмущениям. Лишь на нескольких фотографиях полимерных жидкостей (фиг. 6.2-6.4) виден отрыв капель с поверхности той части струи, которая примыкает к зоне контакта. Образование каверн происходит столь интенсивно, что вся энергия движения затрачивается на разрушение в локальной зоне струи, примыкающей к поверхности контакта жидкости и шара. В результате потери энергии столь велики, что движение, а, следовательно, и нагрузка, не выходят за границы локальной зоны разрушения. Иными словами, прочность жидкости оказывается недостаточной для передачи нагрузки от одной части струи к другой. Лишь в полимерной жидкости, как более прочной по сравнению с глицерином, наблюдается распространение ослабленной нагрузки по струе на глубину нескольких калибров струи, о чем свидетельствует отрыв нескольких капель с поверхности струи вне зоны контакта (фиг. 6.2-6.4). В целом, согласно работе [Корнфельд (1951)] наблюдаемый тип разрушения может быть охарактеризован как “хрупкое” разрушение жидкости.

6.5 Ударная деформация утончающейся нити полимерного раствора

Композиционная природа полимерного раствора наиболее ярко

проявляется при разрушении утончающейся нити раствора полимера. В отличие от процесса разрушения струй и капель воды, глицерина, растворов полимеров, при соударении шара с утончающейся нитью раствора полимера не происходит интенсивного дробления жидкости в зоне контакта шара и жидкости и разлета продуктов дробления в виде факела. В течение несколько микросекунд нить, сохраняя сплошность, “держит удар”. При этом нить отклоняется шаром от первоначального положения. Следуя терминологии [Корнфельд (1951)], такое поведение нити полимерного раствора на начальном этапе взаимодействия с шаром может быть охарактеризовано как “пластическая (ламинарная) деформация струи”. Похожее поведение при ударах с такой же скоростью демонстрируют высокопрочные волокна СВМ [Баженов и др. (2001)].

При ударе нагрузка распространяется по нити в разные стороны от зоны контакта. О распространении нагрузки свидетельствует развитие сильнейших возмущений нити, которые, согласно теоретическим оценкам, не могут быть объяснены действием аэродинамического потока. На фиг. 6.5, 6.6 показаны увеличенные фрагменты фотографий, на которых видны пузырьки, по-видимому, сформированные в жидкости в результате кавитационного разрушения под действием растягивающего напряжения в нити [Joseph (1998)]. На следующих стадиях процесса пузырьки разрушаются (“лопаются”), сильно деформируя нить (фиг. 6.5в, 6.6). Интенсивность образования и разрушения пузырьков падает по мере удаления от точки контакта в результате диссипации энергии удара вследствие кавитации.

Повышенная прочность утончающейся нити по сравнению с изотропными растворами ПЭО (фиг. 6.2–6.4) обусловлена тем, что число эффективно растущих пузырьков в утончающейся нити существенно меньше. Для разрушения жидкости необходимо

соприкосновение пузырьков. Если их много, то такое соприкосновение происходит достаточно быстро, когда растущий пузырек достигает размера порядка расстояния между соседними пузырьками. В случае, когда рождаются единичные пузырьки (как в утончающейся нити), пузырьки вынуждены расти до диаметра нити, но, даже достигнув его, не разрушают нить в силу своей малочисленности (фиг. 6.5). Большой размер пузырьков требует и значительного времени для своего роста, которое оценивается как $t_R \sim a/(-p/\rho)^{1/2}$ [Кнэпп и др. (1974), Базилевский и др. (2003)], где a – конечный размер пузырька, p – давление разрежения, под действием которого пузырек увеличивается в размерах, ρ – плотность жидкости. Полагая $a=1$ мм, $p=-\rho v_0 c$, $\rho=1000$ кг/м³, $v_0=670$ м/с, $c=1500$ м/с, получим $t_R \sim 0.5$ мкс. В действительности это время оказывается больше в результате действия упругих сил в жидкости, препятствующих росту пузырька. Но даже приведенная оценка свидетельствует о том, что процесс роста пузырька не слишком быстрый в масштабе времени соударения, и рост пузырьков можно наблюдать на фиг. 6.5.

Распространение нагрузки по нити происходит в форме волны удлинения элементов нити, вслед за которой распространяется волна отклонения нити (поперечная волна) [Баженов и др. (2001)]. Прохождение волны удлинения в силу кавитационного разрушения сильно деформирует нить. Возмущения уменьшаются по мере удаления от зоны касания нити и шара, что связано с диссипацией упругой энергии при кавитационном разрушении нити. Аэродинамическое сопротивление сильно деформированной нити гораздо больше, чем сопротивление однородной нити до деформирования, поэтому возможен ее снос аэродинамическим потоком. На фиг. 6.5 невозможно однозначно выделить вклад волны отклонения, формируемой

распространяющейся нагрузкой, и вклад возможного сноса нити аэродинамическим потоком.

Можно оценить упругие напряжения в нити по скорости распространения нагрузки. Для оценки “снизу” примем, что деформированный участок нити соответствует участку нити, по которому прошла волна продольного удлинения. Из фиг. 6.5а следует, что длина этого участка в ~ 3 раза превосходит величину смещения шара за время соударения, т.е. $c_l \sim 3v_0 = 2010$ м/с, где c_l – скорость распространения продольной волны деформации. Согласно теории Рахматулина-Смита [Баженов и др. (2001)], в линейно упругом материале скорость продольной деформации в тонкой нити c_l связана с величиной упругой деформации ε соотношением $2\varepsilon^{3/2} = (v_0/c_l)^2$ ($\varepsilon \ll 1$). Полагая $v_0/c_l = 1/3$, получим, что $\varepsilon = 0.146$. Скорость продольной деформации c_l определяется модулем упругости материала G и его плотностью ρ : $c_l = (G/\rho)^{1/2}$. Отсюда получаем, что эффективный модуль упругости материала утончающейся нити $G = 4.04$ ГПа. При таком модуле упругости и при такой рассчитанной деформации в нити формируется упругое напряжение $\sigma = G\varepsilon = 0.56$ ГПа. Представленная ранее [Духовский и др. (1989)] оценка “сверху” дает величину продольного напряжения в нити примерно на порядок выше. И в том и другом случае оцененное напряжение в нити оказывается сравнимо с прочностью стали. Используя теорию Рахматулина-Смита [Баженов и др. (2001)], можно также рассчитать скорость частиц нити за фронтом продольной волны деформации $w = c_l \varepsilon = 293$ м/с, скорость поперечной волны в лагранжевой системе координат $u = (\sigma/(\rho(1+\varepsilon)))^{1/2} = 699$ м/с и в лабораторной системе координат $c_s = (1+\varepsilon)u - w = 508$ м/с.

Если рассматривать удельную прочность (т.е. отнесенную к

плотности материала), то преимущество полимерного раствора по данному параметру будет многократным.

Сравнение поведения при ударе утончающейся нити полимерного раствора и волокна СВМ позволяет установить определенное подобие между двумя этими материалами. Оба материала допускают формирование волны нагружения при ударе, по крайней мере, на первой стадии взаимодействия. В течение определенного времени нагрузка распространяется по волокну или нити. Все другие материалы не в состоянии передать нагрузку при ударе, моментально разрушаясь, при приложении нагрузки.

Обнаруженная “сверхпрочность” 2%-ного процентного водного раствора ПЭО, видимо, связана с ориентационными процессами в растворе. Известно, что если каким-либо образом организовать преимущественную ориентацию гибких полимерных макромолекул вдоль одного направления, а затем зафиксировать это состояние, то прочность материала по направлению ориентации может резко возрасти [Папков и Куличихин (1977), Малкин и Папков (1980)].

Подобная ситуация реализуется и в рассматриваемом случае, когда при утончении нити раствора полимера (что эквивалентно растяжению) происходит ориентация полимерных молекул вдоль оси нити [Рожков (1983)]. Это ведет, с одной стороны, к увеличению эффективной продольной вязкости, а с другой, как свидетельствуют результаты данного эксперимента, приводит к резкому росту продольной прочности жидкой нити раствора полимера.

Еще одно проявление “сверхпрочности” нити раствора полимера состоит в том, что после пролета шара нагруженные, но не контактирующие с шаром части нити оказались подвержены значительным изгибным деформациям. В течение характерного времени взаимодействия шара и нити ($\tau \sim 45$ мкс) в нити развились

изгибные длинноволновые возмущения, амплитуда которых велика по сравнению с длиной волны возмущения (фиг. 6.5в). Следовательно, за время порядка τ происходит многократное удлинение оси нити. Величина скорости продольной деформации имеет порядок $E \sim \tau^{-1} \approx 2 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$.

Как видно из фотографии, сверхскоростное многократное удлинение нити раствора полимера не привело к ее разрыву.

6.6 Теоретические оценки эффектов полимерных добавок на ударное разрушение жидкостей. Парадокс “нулевого микропузырька”

Приведенные ниже оценки получены в рамках кинетического подхода механики сплошных сред, когда эффекты на молекулярном уровне (разрыв молекулярных связей, их деформация и т.д.) не рассматриваются. Это, однако, никак не ограничивает использование иных моделей для рассмотрения ударного разрушения жидкостей.

Высокомолекулярные полимерные добавки придают жидкости упругие свойства. Речь идет о тангенциальной, но не объемной упругости. При быстрых ударных деформациях релаксационными процессами в жидкости можно пренебречь и рассматривать жидкость как чисто упругую. Упругость жидкости может влиять на процесс ударного разрушения жидкости на стадии формирования “дефектов” жидкости - микропузырьков, и на стадии их катастрофического роста под действием растягивающего отрицательного давления. Рассмотрим сначала влияние упругости на микропузырьки. В ударном процессе динамика пузырька определяется конкуренцией растягивающего отрицательного давления $p < 0$, которое стремится увеличить радиус микропузырька R , и капиллярного давления $2\gamma/R$, которое стремится

уменьшить радиус микропузырька. При $-p > 2\gamma/R$ микропузырек катастрофически растет, вызывая образование каверны в жидкости и разрушение жидкости. В обратной ситуации ($-p < 2\gamma/R$) микропузырек схлопывается, и жидкость сохраняет сплошность. (Эффектом давления насыщенных паров жидкости можно пренебречь в случае высоких отрицательных давлений в жидкости.) Если жидкость обладает упругостью, то этот фактор также способствует схлопыванию, но не росту микропузырька.

Оценим вклад упругости в конкуренцию стабилизирующих и дестабилизирующих факторов.

Рассмотрим формирование микропузырька в прежде сплошной упругой среде. В процессе зарождения и роста микропузырька сферические слои жидкости расширяются, при этом их толщина уменьшается. Такая деформация жидкости отвечает плоскому растяжению, при котором элементы жидкости подвергаются растяжению в направлениях $\partial r / \partial \varphi$ и $\partial r / \partial \theta$ с одновременным их сжатием в направлении $\partial r / \partial r$, в сферической системе координат r, φ, θ , начало которой совпадает с центром микропузырька.

Примем, что в момент зарождения микропузырька, когда $R=0$, жидкость разгружена. Оценим величину отрицательного давления, необходимого для создания в упругой жидкости сферической каверны радиуса R . В процессе роста микропузырька точки жидкости движутся радиально, причем все точки с равными начальными радиальными координатами (например, r_0) имеют равные радиальные координаты (например, r) во все последующие моменты времени в силу сферической симметрии задачи. Если в начальный момент расстояние между двумя соседними точками с одной и той же радиальной

координатой r_0 было $((r_0 d\varphi)^2 + (r_0 d\theta)^2)^{1/2}$, то при росте микропузырька расстояние между ними увеличится до $((rd\varphi)^2 + (rd\theta)^2)^{1/2}$, где r - новая радиальная координата этих же точек. Следовательно, степени растяжения жидких элементов в направлениях $\partial \mathbf{r} / \partial \varphi$ и $\partial \mathbf{r} / \partial \theta$ равны $\lambda_\varphi = \lambda_\theta = r/r_0$, а в направлении $\partial \mathbf{r} / \partial r$ $\lambda_r = (\lambda_\varphi \lambda_\theta)^{-1} = (r/r_0)^{-2} < 1$ в силу несжимаемости жидкости. Связь величин r и r_0 определяется уравнением неразрывности [Базилевский и др. (2003)] $R^2 dR = r^2 dr$, откуда в результате интегрирования следует $r_0^3 = r^3 - R^3$. Таким образом, распределение упругих деформаций в среде описывается соотношениями $\lambda_\varphi = \lambda_\theta = r/(r^3 - R^3)^{1/3}$, $\lambda_r = (r^3 - R^3)^{2/3}/r^2$.

При плоском растяжении тензор избыточных напряжений имеет диагональную структуру. Примем, что главные значения тензора избыточных напряжений связаны с деформацией как $\tau_i = G\lambda_i(\lambda_i - 1)$ [Баженов и др. (2001)], где τ_i – физические компоненты тензора избыточных напряжений в сферической системе координат, $i=r, \varphi, \theta$. Такая форма реологического уравнения состояния отвечает линейной связи между упругой силой и деформацией не только при малых, но и при любых других деформациях.

Стационарное напряженное состояние жидкости вокруг пузырька описывается уравнением [Мидлман (1971)]

$$-\partial p / \partial r + r^{-2} \partial / \partial r (r^2 \tau_r) - (\tau_\varphi + \tau_\theta) / r = 0. \quad (6.6.1)$$

Интегрирование уравнения (6.6.1) на интервале (R, ∞) определяет перепад между давлением жидкости p_0 на границе микропузырька и растягивающего давления p_∞ на бесконечности

$$p_0 - p_\infty = \tau_r(R) - \tau_r(\infty) + \int_R^\infty (-2\tau_r + \tau_\varphi + \tau_\theta) r^{-1} dr. \quad (6.6.2)$$

Величина радиальной компоненты напряжений $\tau_r(r) = G((r^3 - R^3)^{2/3}/r^2)((r^3 - R^3)^{2/3}/r^2 - 1)$ равна нулю при $r=R$ и стремится к нулю при $r \rightarrow \infty$. Следовательно, в уравнении (6.6.2) $\tau_r(R) = \tau_r(\infty) = 0$.

При помощи замены переменной $s = ((r/R)^3 - 1)^{1/3}$ интеграл в уравнении (6.6.2) сводится к сумме дифференциальных биномов

$$2G(I_1 + I_2 + I_3 + I_4), \quad \text{где} \quad I_1 = \int_0^\infty -s^6(1+s^3)^{-7/3} ds, \quad I_2 = \int_0^\infty s^4(1+s^3)^{-5/3} ds,$$

$$I_3 = \int_0^\infty (1+s^3)^{-1/3} ds, \quad I_4 = \int_0^\infty -s(1+s^3)^{-2/3} ds. \text{ Уже на этом этапе вычислений}$$

видно, что конечный результат не зависит от величины R , а рассчитываемый перепад давления $p_0 - p_\infty$ пропорционален модулю упругости G . Выписанные интегралы подстановкой Чебышева $t = (1+s^3)^{1/3}$ сводятся к табличным интегралам [Прудников и др. (1981)]

$$I_1 = \int_\infty^1 t^{-5}(t^3-1)^{-1} dt = t^{-4}/4 \Big|_\infty^1 + t^{-1} \Big|_\infty^1 + (1/6) \ln((t-1)^2/(t^2+t+1)) \Big|_\infty^1 -$$

$$(1/3)^{1/2} \operatorname{arctg}(-(2t+1)/3^{1/2}) \Big|_\infty^1,$$

$$I_2 = - \int_\infty^1 t^3(t^3-1)^{-1} dt = -t^2/2 \Big|_\infty^1 - (1/6) \ln((t-1)^2/(t^2+t+1)) \Big|_\infty^1 - (1/3)^{1/2} \operatorname{arctg}(-$$

$$(2t+1)/3^{1/2}) \Big|_\infty^1,$$

$$I_3 = - \int_\infty^1 t(t^3-1)^{-1} dt = - (1/6) \ln((t-1)^2/(t^2+t+1)) \Big|_\infty^1 + (1/3)^{1/2} \operatorname{arctg}(-$$

$$(2t+1)/3^{1/2} \Big|_{\infty}^1,$$

$$I_4 = \int_{\infty}^1 (t^3-1)^{-1} dt = (1/6) \ln((t-1)^2/(t^2+t+1)) \Big|_{\infty}^1 + (1/3)^{1/2} \operatorname{arctg}(-$$

$$(2t+1)/3^{1/2} \Big|_{\infty}^1.$$

$$\text{Окончательно имеем } I_1 + I_2 + I_3 + I_4 = t^{-4}/4 \Big|_{\infty}^1 + t^{-1} \Big|_{\infty}^1 - t^{-2}/2 \Big|_{\infty}^1 = 3/4,$$

$$\text{т.е. } p_0 - p_{\infty} = 3G/2.$$

Полученное решение является *точным*.

Таким образом, для формирования сферической каверны радиуса R в упругой жидкости необходимо создать разность давлений между микропузырьком и бесконечно удаленной точкой порядка модуля упругости G . (Заметим, что учет конечной прочности материала, например, при помощи “схемы мгновенного откола” [Нигматулин (1987)], не меняет порядок оценки, так как основной вклад в интеграл (6.6.2) вносят напряжения, соответствующие достаточно умеренным деформациям.) Перепад давления не зависит от радиуса каверны. Этот парадоксальный, на первый взгляд, результат с формальной точки зрения объясняется тем, что в задаче (о формировании каверны в упругой жидкости) имеется лишь один масштаб длины R , а в число определяющих параметров входят перепад давления $p_0 - p_{\infty}$ и модуль упругости G . Согласно теории размерности [Седов (1967)], R не может быть определяющим параметром задачи, поскольку ни при каких ненулевых показателях α, β, χ невозможно образовать определяющий безразмерный параметр задачи вида $C = (p_0 - p_{\infty})^{\alpha} G^{\beta} R^{\chi}$.

На качественном уровне кажущийся парадокс разрешается той

особенностью, что при увеличении радиуса каверны R площадь приложения растягивающего жидкость давления, например p_0 , растет как R^2 , следовательно, таким же образом растет сила, приложенная к жидкости, если p_0 поддерживается постоянной. (В несжимаемой жидкости давление определяется с точностью до константы, поэтому для удобства интерпретации данной ситуации формально можно положить $p_\infty=0$, $p_0>0$.) В то же время упругая сила в жидкости при увеличении радиуса каверны также возрастает как R^2 . В результате, увеличение приложенной силы давления компенсируется ростом упругости жидкости.

Сферическая каверна радиуса R может существовать в чисто упругой жидкости лишь при условии $p_0-p_\infty=(3/2)G$. Радиус каверны любой, но состояние каверны неустойчиво, если $p_0=\text{const}$. Сколь угодно малое изменение p_0-p_∞ нарушает баланс сил. Каверна безгранично растет, если $p_0-p_\infty>(3/2)G$, каверна схлопывается, если $p_0-p_\infty<(3/2)G$. Каверна может оказаться устойчивой, если она содержит газ. Расширение каверны вызывает снижение внутреннего давления p_0 , сжатие – его повышение. Единственное значение радиус каверны R определяется очевидным условием $4\pi R^3/3=NkT/(3G/2+p_\infty)$, $3G/2+p_\infty>0$, где N - число газовых молекул в каверне, k - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура.

Парадоксальным, на первый взгляд, выглядит невозможность существования каверны конечного радиуса R в случае $0<p_0-p_\infty=\text{const}<(3/2)G$. Жидкость, со схлопнувшейся до нулевого радиуса каверной, разгружена от упругих напряжений, но “держит” ненулевое растягивающее давление. Вместе с тем видно, что решение

$\tau_r = \tau_\varphi = \tau_\theta = 0$, $p = p_\infty$ удовлетворяет определяющему уравнению (6.6.1). Отсутствие каверны ($R=0$) означает отсутствие давления p_0 . Давление постоянно во всем объеме жидкости. Таким образом, при $p_0 - p_\infty \neq (3/2)G$ имеется лишь одно решение $R=0$, а при $p_0 - p_\infty = (3/2)G$ решений R бесконечно много.

Условие $p_0 - p_\infty = (3/2)G$, $p_0 = -2\gamma/R$, $p_\infty \sim -\rho v_0 c$ определяет критический радиус микропузырьков для ударного разрушения

$$R_* \sim 2\gamma / (\rho v_0 c - (3/2)G) . \quad (6.6.3)$$

Микропузырьки в жидкости, радиус которых больше, чем R_* , подвергаются растяжению и последующая их коалесценция разрушает жидкость. Согласно выражению (6.6.3), упругость жидкости увеличивает критический радиус микропузырьков, и, следовательно, уменьшает плотность потенциальных “дефектов” жидкости n_* . Диаметр образовавшихся капель, оцениваемый как $a \sim n_*^{-1/3}$, соответственно возрастает.

Считается, что в чистых (дегазированных) жидкостях микропузырьки формируются благодаря тепловым флуктуациям [Корнфельд (1951)]. Согласно теории [Зельдович (1942), Корнфельд (1951), Нигматулин (1987)], скорость спонтанного зарождения микропузырьков с радиусом больше критического dn_*/dt связана с работой создания микропузырька Φ как $dn_*/dt \propto \exp(-\Phi/(kT))$. В идеальной жидкости $\Phi = 4\pi R_*^2 \gamma + (4\pi/3) R_*^3 p_\infty$, где $p_\infty \sim -\rho v_0 c$. При наличии упругости сюда необходимо добавить работу упругих сил

$$\Phi_G = \int_0^{R_*} p_0 4\pi R^2 dR - \int_{r_0}^{r_*} p_\infty 4\pi r^2 dr = \int_0^{R_*} (p_0 - p_\infty) 4\pi R^2 dR = 2\pi G R_*^3 \quad (\text{в})$$

вычислениях было использовано $p_0 - p_\infty = (3/2)G$ и условие несжимаемости жидкости $R^2 dR = r^2 dr$, где r – соответствует сферической поверхности $r \gg R$ [Кнэнн и др. (1974)]. В результате с учетом выражения (6.6.3) имеем

$$dn_*/dt \propto \exp(-16\pi\gamma^3/(3kT(\rho v_0 c - 3G/2)^2)) .$$

Дробление жидкости усиливается с увеличением скорости удара v_0 . В то же самое время упругость уменьшает число критических микропузырьков, зародившихся в жидкости при ударе, по сравнению со случаем идеальной жидкостью. Соответственно возрастает характерный диаметр образующихся капелек a по сравнению с характерным диаметром капелек идеальной жидкости a_0 :

$$a/a_0 \sim (dn_*/dt)^{-1/3} / (dn_*/dt)_0^{-1/3} = \exp(16\pi\gamma^3/(3kT(\rho v_0 c)^2)((1 - 3G/(2\rho v_0 c))^2 - 1)), \quad (6.6.4)$$

где $(dn_*/dt)_0$ – скорость зарождения микропузырьков в идеальной жидкости. Влияние упругости и скорости удара на дробление показано на фиг. 6.8. Различие между разрушением упругой и чисто вязкой жидкостей усиливается с ростом модуля упругости жидкости и уменьшается с увеличением скорости удара. Данные свидетельствуют о том, что благодаря упругости характерный размер капелек дисперсной фазы может увеличиться на несколько порядков.

Формула (6.6.4) показывает, что при достаточно высоком модуле

упругости $G \sim \rho v_0 c$ характерный размер капелек может оказаться достаточно большим и сравняться с характерным размером жидкого объекта, например с радиусом струи. В этом случае жидкость может сохранить сплошность, т.е. не распасться на изолированные капли. Видимо, именно такая ситуация реализуется при ударе шара по утончающейся нити раствора полимера. Можно предположить, что ориентация макромолекул в процессе утончения нити повышает эффективный модуль упругости. На это, в частности, указывают приведенные выше оценки, а было получено значение эффективного модуля упругости материала утончающейся нити $G = 4.04$ ГПа. В утончающейся нити модуль упругости выше величины ударного давления $\sim \rho v_0 c = 1$ ГПа. Такое соотношение между свойствами жидкости и динамическими характеристиками процесса, вероятно, лежит в основе “сверхпрочности” утончающейся нити полимерного раствора.

Упругость жидкости также оказывает влияние на процесс катастрофического роста микропузырьков благодаря переходу кинетической энергии хаотического движения жидкости в упругую энергию жидкости при многочисленных разрывах в жидкости. Согласно энергетическому подходу [Султанов и Ярин (1990), *Yarin et al.* (2000)], баланс энергии описывается следующей оценкой:

$$\pi a^2 \gamma n + \pi a^3 G n / 6 \sim E_* . \quad (6.6.5)$$

Здесь a - характерный диаметр образовавшихся пузырьков в момент их коалесценции, очевидно, совпадающий с характерным диаметром диспергируемых капелек; n - число пузырьков, сформировавшихся в единице объема. Первый член в уравнении (6.6.5) отвечает суммарной

поверхностной энергии пузырьков в единице объема, второй – суммарной упругой энергии, накопленной в единице объема жидкости в результате образования n пузырьков диаметра a .

В момент коалесценции пузырьков $\pi a^3 n/6 \sim 1$, в этом случае соотношение (6.6.5) преобразуется к виду

$$6\gamma/a + G \sim E_* . \quad (6.6.6)$$

Согласно соотношению (6.6.6), когда $G \sim E_*$, размер диспергируемых в результате удара капелек существенно превосходит размер капелек при разрушении неупругой жидкости. Значительная доля кинетической энергии жидкости расходуется на ее упругую деформацию, а на образование свободной поверхности остается лишь ее незначительная часть.

Таким образом, возможны два механизма влияния упругости жидкости на ударное разрушение жидкости. В чистой (дегазированной) жидкости упругость жидкости значительно снижает число “опасных” для разрушения “дефектов” – микропузырьков. Необходимым условием этого является оценка $G \sim \rho v_0 c$. В настоящей работе $\rho v_0 c = 1.0$ ГПа. Если же в жидкости априори присутствует большое количество “опасных” микропузырьков (жидкость недостаточно дегазирована), то не все из них способны вырасти до разрушительного уровня. Вырастут лишь те пузырьки, для увеличения размера которых имеется достаточный запас кинетической энергии. Если $G \sim E_*$, то значительная доля этой энергии расходуется на упругое деформирование жидкости, в результате чего число растущих пузырьков существенно уменьшается. В настоящей работе $E_* \sim \rho v_0^2/2 = 0.22$ ГПа. Следовательно, для

объяснения эффекта значительного роста характерного размера диспергируемых капель при переходе от обычных жидкостей к полимерным необходимо принять, что $G \sim 0.2-1$ ГПа.

Представленная простейшая модель разрушения упругих жидкостей не может предсказать величину характерного размера диспергируемых капель a . Это связано с тем, что невозможно образовать безразмерный определяющий параметр из определяющих параметров модели $a, \rho v_0 c, E_*, G$ [Седов (1967)].

Заключение

Добавки полимера в жидкость существенно повышают ее прочность, проявляющуюся в том, что жидкость при ударе разрушается на более крупные фрагменты по сравнению с ньютоновской жидкостью такой же вязкости. Предварительная ориентация полимерного материала ведет к дополнительному повышению прочности, достаточной для прохождения по жидкости волны нагрузки. Волна нагрузки в свою очередь способствует формированию макроскопических кавитационных пузырьков в жидкости, причем размер зоны кавитации существенно превышает размер зоны приложения внешней нагрузки.

Степень участия автора в получении результатов данной диссертации показана в представленной ниже таблице. Используются обозначения: + - ведущее участие; \pm - скорее ведущее, чем нет; \mp - скорее второстепенное, чем ведущее; – - второстепенное участие.

Раздел	Идея	Установка	Эксперимент	Анализ и обработка данных	Теоретическая модель	Оформление результатов
Глава 2	+	\pm	\pm	+	+	+
Глава 3	+	\pm	+	+	+	+
Глава 4	+	\pm	+	+	+	+
Глава 5	+	\pm	+	+	+	+
Глава 6	\pm	\mp	\pm	+	\pm	+

Автор выражает искреннюю благодарность за помощь в проведении настоящей работы Базилевскому А.В., Духовскому И.А., Гордееву Ю.Н., Ентову В.М., Ковалеву П.И., Meyer J.D., Prunet-Foch B., Vignes-Adler M.

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. При импульсном метании струй жидкостей с полимерными добавками может происходить распад струи на несколько вторичных капелек, или стягивание первоначально растянутой капли в одну компактную каплю без нарушения сплошности, или возврат капли под действием упругости жидкости в струе. Критерии перехода от одного режима течения к другому определяются реологическими свойствами жидкости и динамическими параметрами метания жидкости.
2. Удар капли маловязкой жидкости о твердую поверхность может быть представлен как сумма двух простейших движений: свободного радиального растекания тонкой пленки и движения ее толстой внешней границы – жидкого валика (или краевой струи). Движение жидкости в пленке описывается универсальными закономерностями. Распад краевой струи на капли обусловлен торможением капиллярными силами радиального расширения краевой струи, в результате чего неоднородности толщины краевой струи в силу разной инерции тормозятся с различным замедлением.
3. Полимерные добавки повышают устойчивость капли при ее ударе о твердое препятствие благодаря формированию капиллярных нитей между основной каплей и отрывающимися вторичными капельками. Нити препятствуют отрыву вторичных капелек от основной капли и вынуждают их вернуться к основной капле. Построенный критерий разрушения определяется инерционными, капиллярными и упругими свойствами жидкости.
4. Добавки ПАВ снижают устойчивость капли при ее ударе о твердое препятствие благодаря формированию *дырок* внутри радиально растекающейся тонкой пленки. По-видимому, образование *дырок*

обусловлено эффектом Марангони, т.е. перетеканием жидкости в пленке раствора ПАВ под действием возникающего градиента поверхностного натяжения.

5. Добавки полимера в жидкость повышают ударную прочность жидкости: при сильном ударе капля жидкости разрушается на значительно более крупные фрагменты по сравнению со случаем ньютоновской жидкости той же вязкости. Предварительная ориентация полимерной жидкости ведет к дополнительному повышению прочности, достаточной для прохождения по жидкости волны нагрузки. Волна нагрузки, в свою очередь, способствует формированию макроскопических кавитационных пузырьков в жидкости, причем зона кавитации существенно шире зоны контакта жидкости и твердого тела.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баженов С.Л., Духовский И.А., Ковалев П.И., Рожков А.Н. (2001) Разрушение арамидного волокна СВМ при высокоскоростном поперечном ударе // Высокомолекулярные соединения. Серия А. 2001. Т. 43. № 1. С. 73-86.
2. Базилевский А.В., Meyer J.D., Рожков А.Н. (2004) Динамика и разрушение импульсных микроструй полимерных жидкостей // Известия РАН. МЖГ. (в печати).
3. Базилевский А.В., Воронков С.И., Ентов В.М., Рожков А.Н. (1981) Ориентационные эффекты при распаде струй и нитей разбавленных растворов полимеров // Докл. АН СССР. 1981. Т. 257. № 2. С. 336-339.
4. Базилевский А.В., Ентов В.М., Лернер М.М., Рожков А.Н. (1997) Распад нитей полимерных растворов // Высокомолекулярные соединения. Серия А. 1997. Т. 39. № 3. С. 474-482.
5. Базилевский А.В., Ентов В.М., Рожков А.Н. (1985) Упругие напряжения в струях растворов полимеров // Известия АН СССР. МЖГ. 1985. № 2. С. 3-9.
6. Базилевский А.В., Ентов В.М., Рожков А.Н. (1987) Способ определения времени релаксации упруговязких жидкостей: А.С. № 1318845 (СССР) (1986). // Б.И. 1987. № 23. С. 144.
7. Базилевский А.В., Ентов В.М., Рожков А.Н. (2001а) Живая нитка // Соросовский образовательный журнал. 2001. Т. 7. № 8. С. 115-121.
8. Базилевский А.В., Ентов В.М., Рожков А.Н. (2001б) Распад мостика жидкости Олдройда – метод реологического тестирования полимерных растворов // Высокомолекулярные соединения. Серия А. 2001. Т. 43. № 7. С. 1161-1172.

9. *Базилевский А.В., Мейер Д.Д., Рожков А.Н.* (2003) Динамика сферической микрокаверны в полимерной жидкости // Известия РАН. МЖГ. 2003. № 3. С. 3-16.
10. *Базилевский А.В., Рожков А.Н., Фаустова М.Е.* (1992) Реологический контроль муколитической терапии у больных неспецифическими заболеваниями легких // Пульмонология. 1992. № 4. С. 17-20.
11. *Борисов В.Т., Черепанов А.Н., Предтеченский М.Р., Варламов Ю.Д.* (2003) Влияние смачиваемости на поведение жидкой капли после ее соударения с твердой подложкой // Журнал прикладной механики и технической физики. 2003. Т. 44. № 6. С. 64-69.
12. *Веларде М.Г., Шкадов В.Я., Шкадова В.П.* (2000) Влияние поверхностно-активных веществ на неустойчивость стекающей пленки жидкости // Известия РАН. МЖГ. 2000. № 4. С. 56-67.
13. *Волков И.К., Давыдова И.В., Куличихин В.Г., Симонова О.И., Шаталова А.М., Лукина О.Ф.* (2003) Эффективность дорназы альфа (пульмозима) у детей с хроническими заболеваниями легких // Пульмонология. 2003. Т. 13. № 3. С. 79-82.
14. *Волынский М.С.* (1986) Необыкновенная жизнь обыкновенной капли. М.: Знание, 1986. 144 с.
15. *Вязьменский Б.Э.* (1973) Влияние полимерных добавок на кавитацию // Инж.-физ. ж. 1973. Т. 25. № 6. С. 1052-1055.
16. *Гегузин Я.Е.* (1977) Капля. М.: Наука, 1977. 176 с.
17. *Гегузин Я.Е.* (1985) Пузыри. М.: Наука, 1985. 176 с.
18. *Георгиевский Д.В.* (1994) Схлопывание кавитационного пузырька в нелинейно-вязких и вязкопластических средах // Известия РАН. МЖГ. 1994. № 2. С. 181-184.
19. *Гольдштейн Р.В., Городцов В.А.* (2000) Механика сплошных сред. Ч. 1. М.: Наука. Физматлит, 2000. 256 с.

20. *Гонор А.Л., Ривкин В.Я.* (1982) Динамика капли // Итоги науки и техн. ВИНТИ. Сер. Механика жидкости и газа. 1982. Т. 17. С. 86-159.
21. *Городцов В.А., Леонов А.И.* (1974) Модель динамического слоя в пристеночной турбулентности с релаксирующим напряжением // Известия АН СССР. МЖГ. 1974. № 1. С. 48-62.
22. *Григорьев В.Г., Дунин С.З., Сурков В.В.* (1981) Захлопывание сферической поры в вязкопластическом материале // Известия АН СССР. МТТ. 1981. № 1. С. 199-201.
23. *Гросберг А.Ю., Хохлов А.Р.* (1989) Физика в мире полимеров. М.: Наука, 1989. 208 с.
24. *Губайдуллин А.А., Ивандаев А.И., Нигматулин Р.И., Хабеев Н.С.* (1982) Волны в жидкостях с пузырьками // Итоги науки и техн. ВИНТИ. Сер. Механика жидкости и газа. 1982. Т. 17. С. 160-249.
25. *Добрых В.А., Базилевский А.В., Рожков А.Н.* (1988) Изучение вязко-упругих свойств содержимого дыхательных путей методом утончающейся нити // Лабораторное дело. 1988. № 7. С. 26-27.
26. *Духовский И.А., Ковалев П.И.* (1996а) Методика наблюдения процессов соударения жидкой капли с твердой поверхностью // Приборы и техника эксперимента. 1996. № 6. С. 102-105.
27. *Духовский И.А., Ковалев П.И.* (1996б) Наблюдение соударения одиночных твердых частиц с поверхностью метаемого тела на баллистической установке // Приборы и техника эксперимента. 1996. № 6. С. 98-101.
28. *Духовский И.А., Ковалев П.И., Рожков А.Н.* (1989) Ударное разрушение струй полимерных растворов // Докл. АН СССР. 1989. Т. 307. N 4. С. 865-868.

29. *Духовский И.А., Ковалев П.И., Рожков А.Н.* (2004) Разрушение полимерных жидкостей при высокоскоростном ударе // Высокомолекулярные соединения. Серия А. 2004. Т. 46. № 1. С. 43-59.
30. *Духовский И.А., Ковалев П.И., Шмидт А.А.* (1984) Исследование процессов в ударном слое при взаимодействии капли воды с движущимся телом // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 11. С. 649-652.
31. *Ентов В.М., Кестенбойм Х.С.* (1987) К механике формирования волокон // Известия АН СССР. МЖГ. 1987. № 5. С. 26-35.
32. *Ентов В.М., Кестенбойм Х.С., Покровский С.В., Шугай Г.А.* (1997) Одномерная динамика струйных течений упругих жидкостей // Известия РАН. МЖГ. 1997. № 6. С. 3-15.
33. *Ентов В.М., Кестенбойм Х.С., Рожков А.Н.* (1985) Об истечении упруговязких жидкостей из сужающихся каналов // Докл. АН СССР. 1985. Т. 282. № 4. С. 879-882.
34. *Ентов В.М., Кестенбойм Х.С., Рожков А.Н., Шарчевич Л.И.* (1980а) О динамической форме равновесия пленки вязкой и упруговязкой жидкости // Известия АН СССР. МЖГ. 1980. № 2. С. 9-18.
35. *Ентов В.М., Кордонский В.И., Кузьмин В.А., Шульман З.П., Ярин А.Л.* (1980б) Исследование распада струй реологически сложных жидкостей // Журнал прикладной механики и технической физики. 1980. № 3. С. 90-98.
36. *Ентов В.М., Кордонский В.И., Прохоров И.В., Рожков А.Н., Торопов А.И., Шульман З.П., Ярин А.Л.* (1988а) Интенсивное растяжение растворов полимеров // Докл. АН СССР. 1988. Т. 301. № 4. С. 867-870.

37. *Ентов В.М., Кордонский В.И., Прохоров И.В., Рожков А.Н., Торопов А.И., Шульман З.П., Ярин А.Л.* (1988б) Интенсивное растяжение растворов полимеров умеренной концентрации // Высокомолекулярные соединения. Серия А. 1988. Т.30. № 12. С. 2486-2491.
38. *Ентов В.М., Рожков А.Н., Фейзханов У.Ф., Ярин А.Л.* (1986а) О динамике пленок жидкостей. Плоские пленки со свободными ребрами // Журнал прикладной механики и технической физики. 1986. № 1. С. 47-53.
39. *Ентов В.М., Рожков А.Н., Фейзханов У.Ф., Ярин А.Л.* (1986б) Распространение малых изгибных возмущений по плоским пленкам воды и растворов полимеров // Журнал прикладной механики и технической физики. 1986. № 4. С. 45-52.
40. *Ентов В.М., Ярин А.Л.* (1984) Динамика свободных струй и пленок вязких и реологически сложных жидкостей // Итоги науки и техн. ВИНТИ. Сер. Механика жидкости и газа. 1984. Т. 18. С. 112-197.
41. *Зайцев В.Ф., Полянин А.Д.* (1995) Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям: Точные решения. М.: Физматлит, 1995. 560 с.
42. *Зельдович Я.Б.* (1942) К теории образования новой фазы. Кавитация // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1942. Т. 12. № 11-12. С. 525-538.
43. *Камке Э.* (1976) Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука, 1976. 576 с.
44. *Карпилова О.И., Сисоев Г.М., Шкадов В.Я.* (2001) К задаче о неустойчивости стекающей пленки вязкой жидкости с растворенным поверхностно-активным веществом // Известия РАН. МЖГ. 2001. № 6. С. 31-41.

45. *Кнэпп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф.* (1974) Кавитация. М.: Мир, 1974. 688 с.
46. *Корнфельд М.* (1951) Упругость и прочность жидкостей. М.-Л.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1951. 108 с.
47. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* (1986) Теоретическая физика: Учебное пособие. В 10 т. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука. Гл. ред. физ-мат. лит., 1986. 736 с.
48. *Левицкий С.П., Шульман З.П.* (1990) Динамика и тепломассообмен пузырьков в полимерных жидкостях. Минск: Навука і тэхніка, 1990. 175 с.
49. *Лернер М.М., Швецов И.А., Масленников В.А., Ентов В.М., Соляков Ю.В., Базилевский А.В., Кабо В.Я., Рожков А.Н.* (1990) Способ определения времени релаксации упруговязких жидкостей: А.С. № 1539591 (СССР) (1987) // Б.И. 1990. № 4. С. 156.
50. *Лодж А.С.* (1969) Эластичные жидкости. М.: Наука, 1969. 463 с.
51. *Майер В.В.* (1989) Кумулятивный эффект в простых опытах. М.: Наука, 1989. 192 с.
52. *Малкин А.Я., Папков С.П. (ред.)* (1980) Ориентационные явления в растворах и расплавах полимеров. М.: Химия, 1980. 280 с.
53. *Мидлман С.* (1971) Течение полимеров. М.: Мир, 1971. 260 с.
54. *Нигматулин Р.И.* (1987) Динамика многофазных сред. Ч. 1, 2. М.: Наука, 1987. 464, 360 с.
55. *Папков С.П., Куличихин В.Г.* (1977) Жидкокристаллическое состояние полимеров. М.: Химия, 1977. 240 с.
56. *Предтеченский М.Р., Черепанов А.Н., Попов В.Н., Варламов Ю.Д.* (2002) Исследование динамики соударения и кристаллизации жидкометаллической капли с многослойной подложкой // Журнал

- прикладной механики и технической физики. 2002. Т. 43. № 1. С. 112-123.
57. *Прокунин А.Н.* (2003) Об одном парадоксе при движении твердой частицы вдоль стенки в жидкости // Известия РАН. МЖГ. 2003. № 3. С. 107-122.
58. *Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И.* (1981) Интегралы и ряды. Элементарные функции. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1981. 800 с.
59. *Рождков А., Prunet-Foch B. Vignes-Adler M.* (2003) Столкновение капель полимерных жидкостей с небольшим препятствием // Труды научного семинара «Актуальные проблемы реологии». 2003, Барнаул. Барнаул, 2003. С. 112-114.
60. *Рождков А.Н.* (1983) Динамика нитей разбавленных растворов полимеров // Инж.-физ. журн. 1983. Т.45. № 1. С. 72-80.
61. *Рождков А.Н.* (1984) Интенсивные течения растворов полимеров: Дисс. ... канд. физ.-мат. наук: 01.02.05. М., 1984. 228 с.
62. *Рождков А.Н.* (2003) Парадокс «самоистечения» свободной струи жидкости // Известия РАН. МЖГ. 2003. № 4. С. 3-15.
63. *Рождков А.Н.* (2004) Разрушение сложных жидкостей (Обзор) Известия РАН. МЖГ. (в печати).
64. *Седов Л.И.* (1967) Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1967. 428 с.
65. *Седов Л.И.* (1967) Механика сплошной среды. Т. 1, 2. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1967. 536, 576 с.
66. *Стебновский С.В.* (1998) Экспериментальное исследование импульсного растяжения кавитирующих сред // Журнал прикладной механики и технической физики. 1998. Т. 39. № 5. С. 122-125.

67. *Стебновский С.В.* (2000а) Условие формирования пузырьковых суспензий при ударно-волновом нагружении жидкостей // Журнал прикладной механики и технической физики. 2000. Т. 41. № 2. С. 53-63.
68. *Стебновский С.В.* (2000б) Эволюция структуры высоковязких жидких сред при импульсном объемном растяжении // Журнал прикладной механики и технической физики. 2000. Т. 41. № 1. С. 105-111.
69. *Стебновский С.В.* (2001а) Обобщенная реологическая модель кавитирующих конденсированных сред // Журнал прикладной механики и технической физики. 2001. Т. 42. № 3. С. 116-129.
70. *Стебновский С.В.* (2001б) Условия развития кавитации в склерономных средах // Журнал прикладной механики и технической физики. 2001. Т. 42. № 1. С. 87-97.
71. *Султанов Ф.М., Ярин А.Л.* (1986) О радиальном расширении цилиндрических слоев вязких и реологически сложных жидкостей // Инж.-физ. журнал. 1986. Т. 50. № 6. С. 922-929.
72. *Султанов Ф.М., Ярин А.Л.* (1988) О рэлей-тейлоровской неустойчивости раздуваемых полимерных пленок // Журнал прикладной механики и технической физики. 1988. № 3. С. 104-110.
73. *Султанов Ф.М., Ярин А.Л.* (1990) Перколяционная модель процесса диспергирования и взрывного дробления жидких сред: распределение капель по размерам // Журнал прикладной механики и технической физики. 1990. № 5. С. 48-54.
74. *Чанг Дей Хан* (1979) Реология в процессах переработки полимеров. М.: Химия, 1979. 366 с.

75. *Шановал И.Ф., Шальнев К.К.* (1977) Исследование кавитации и эрозии в водных растворах полиакриламида // Докл. АН СССР. 1977. Т. 237. № 3. С. 537-540.
76. *Allen R.R., Meyer J.D., Knight W.R.* (1985) Thermodynamics and hydrodynamics of thermal ink jets // Hewlett-Packard Journal. 1985. May. P. 21-27.
77. *Amarouchene Y., Bonn D., Meunier J., Kellay H.* (2001) Inhibition of a finite time singularity in droplet fission of polymeric fluids // Physical Review Letters. 2001. V. 86. № 16. P. 3558-3561.
78. *Anna S.L., McKinley G.H.* (2001) Elasto-capillary thinning and breakup of model elastic liquids // J. Rheology. 2001. V. 45. № 1. P. 115-138.
79. *Asai A., Hara T., Endo I.* (1987) One-dimensional model of bubble growth and liquid flow in bubble jet printers // Japanese Journal of Applied Physics. 1987. V. 26. № 10. P. 1794-1801.
80. *Ashworth V., Proster R.P.M.* (1975) Cavitation damage in dilute polymer solutions // Nature. 1975. V. 258. P. 64-66.
81. *Aziz S.D., Chandra S.* (2000) Impact, recoil and splashing of molten metal droplets // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2000. V. 43. № 16. P. 2841-2857.
82. *Bazilevsky A., Entov V., Rozhkov A.* (1994a) Dynamic experiments in studies of strong flows of polymeric fluids. // Progress and Trends in Rheology IV. Proceedings of the Fourth European Rheology Conference. 1994, Sevilla, Spain. Darmstadt: Steinkopff, 1994. P. 466-467.
83. *Bazilevsky A., Rozhkov A., Stavitsky A.* (1994b) Stresses in the filaments of polymer solutions // Progress and Trends in Rheology IV. Proceedings of the Fourth European Rheology Conference. Sevilla. 1994, Sevilla, Spain. Darmstadt: Steinkopff, 1994. P. 468-470.

84. *Bazilevsky A.V., Entov V.M., Rozhkov A.N. Yarin A.L. (1990a)* Polymeric jets beads-on-string breakup and related phenomena // Proceedings of the Golden Jubilee Meeting of the British Society of Rheology and Third European Rheology Conference. 1990, Edinburgh, UK. London and N.Y.: Elsevier Applied Science, 1990. P. 44-46.
85. *Bazilevsky A.V., Entov V.M., Rozhkov A.N. (1990b)* Liquid filament microrheometer and some of its applications // Proceedings of the Golden Jubilee Meeting of the British Society of Rheology and Third European Rheology Conference. 1990, Edinburgh, UK. London and N.Y.: Elsevier Applied Science, 1990. P. 41-43.
86. *Bazilevsky A.V., Kornev K.G., Rozhkov A.N., Neimark A.V. (2003a)* Fast absorption of “inviscid” complex liquids by thin capillaries // In: Book of abstracts of XVI European Chemistry at Interface Conference. 2003, Vladimir, Russia. M.: Издательство УНЦ ДО. P. 79.
87. *Bazilevsky A.V., Kornev K.G., Rozhkov A.N., Neimark A.V. (2003b)* Spontaneous absorption and viscoelastic fluids by capillaries and porous substrates // Journal of Colloid and Interface Science. 2003. V. 262. № 1. P. 16-24.
88. *Bazilevsky A.V., Meyer J.D., Rozhkov A.N. (1998)* Effects of polymeric additives on vapor bubble dynamics in thermal ink jet printing. Final Program and Proceedings of IS&T's NIP14: International Conference on Digital Printing Technologies. 1998, Toronto, Canada. IS&T, 1998. P. 15-18.
89. *Bazilevsky A.V., Rozhkov A.N. (2002)* Zigzag capillary jet as a result of fluid elasticity // Book of Abstracts of 4th Euromech Nonlinear Oscillations Conference. 2002, Moscow, Russia. M.: The Institute for Problems in Mechanics, Russian Academy of Sciences, 2002. P. 82.

90. *Bechtel S.E., Forest M.G., Wang Q., Zhou H.* (1999) Free surface viscoelastic and liquid crystalline polymer fibers and jets // In: *Advances in the flow and rheology of non-Newtonian fluids* / Eds. Siginer D.A., De Kee D., Chhabra R.P. Part B. N.Y.: Elsevier, 1999. P. 1069-1116.
91. *Bergeron V., Bonn D., Martin J.-Y., Vovelle L.* (2000) Controlling droplet deposition with polymer additives // *Nature*. 2000. V. 405. P. 772-775.
92. *Bergeron V., Quéré D.* (2001) Water droplets make an impact // *Physics Web / Physics World*. 2001. V. 14. № 5. Article 8.
93. *Brenner M.P., Gueyffier D.* (1999) On the bursting of viscous films // *Physics of Fluids*. 1999. V. 11. № 3. P. 737-739.
94. *Brown S.W.J., Williams P.R.* (1999) Bubble collapse and liquid jet formation in non-Newtonian liquids // *AIChE Journal*. 1999. V. 45. P. 2653-2656.
95. *Brown S.W.J., Williams P.R.* (2000) The tensile behaviour of elastic liquids under dynamic stressing // *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*. 2000. V. 90. № 1. P. 1-11.
96. *Brujan E.A.* (1998) Bubble dynamics in a compressible shear-thinning liquid // *Fluid Dynamics Research*. 1998. V. 23. № 5. P. 291-318.
97. *Brujan E.A., Ikeda T., Matsumoto Y.* (2004) Dynamics of ultrasound-induced cavitation bubbles in Non-Newtonian liquids and near a rigid boundary // *Physics of Fluids*. 2004. V. 16. № 7. P. 2402-2410.
98. *Brutyan M.A., Krapivsky P.L.* (1991) Collapse of spherical bubbles in viscoelastic liquids // *Quart. Journal Mech. Appl. Math.* 1991. V. 44. Pt. 4. P. 549-557.
99. *Chahine G.L., Fruman D.H.* (1979) Dilute polymer solution effects on bubble growth and collapse // *Physics of Fluids*. 1979. V. 22. № 7. P. 1406-1407.

100. *Chandra S., Avedisian C.T.* (1991) On the collision of a droplet with a solid surface // *Proc. Roy. Soc. London. Series A.* 1991. V. A432. №4. P. 13-41.
101. *Chao K.K., Child C.A., Greens-II E.A., Williams M.C.* (1984) Antimisting action of polymeric additives in jet fuels // *AIChE Journal.* 1984. V. 30. № 1. P. 111-120.
102. *Cheny J.M., Walters K.* (1996) Extravagant viscoelastic effects in the Worthington jet experiment // *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics.* 1996. V. 67. P. 125-135.
103. *Cheny J.M., Walters K.* (1999) Rheological influences on the splashing experiment // *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics.* 1999. V. 86. № 1-2. P. 185-210.
104. *Christanti Y., Walker L.M.* (2001) Surface tension driven jet break up of strain-hardening polymer solutions // *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics.* 2001. V. 100. № 1-3. P. 9-26.
105. *Christanti Y., Walker L.M.* (2002) Effect of fluid relaxation time of dilute polymer solutions on jet breakup due to a forced disturbance // *J. Rheology.* 2002. V. 46. № 3. P. 733-748.
106. *Clanet C., Lasheras J.C.* (1999) Transition from dripping to jetting // *J. Fluid. Mech.* 1999. V. 383. P. 307-326.
107. *Cooper-White J.J., Crooks R.C., Boger D.V.* (2002a) 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.
108. *Cooper-White J.J., Fagan J.E., Tirtaatmadja V., Lester D.R., Boger D.V.* (2002b) Drop formation dynamics of constant low-viscosity, elastic fluids // *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics.* 2002. V. 106. № 1. P. 29-59.

109. *Cossali G.E., Coghe A., Marengo M.* (1997) The impact of a single drop on a wetted solid surface // *Experiments in Fluids*. 1997. V. 22. № 6. P. 463-472.
110. *Crooks R., Boger D.V.* (2000) Influence of fluid elasticity on drop impacting on dry surfaces // *J. Rheology*. 2000. V. 44. № 4. P. 973-996.
111. *Crooks R., Cooper-White J., Boger D.* (2001) The role of dynamic surface tension and elasticity on the dynamics of drop impact // *Chemical Engineering Science*. 2001. V. 56. P. 5575-5592.
112. *Culick F.E.C.* Comments on a ruptured soap film // *J. Appl. Phys.* 1960. V. 31. P. 1128-1129.
113. *De Gans B.-J., Duineveld P.C., Schubert U.S.* (2004) Inkjet printing of polymers: state of the art and future developments // *Advanced materials*. 2004. V. 16. № 3. P. 203-213.
114. *De Gennes P.G.* (1974) Coil-stretch transition of dilute flexible polymers under ultra high velocity gradients // *J. Chem. Phys.* 1974. V. 60. № 1. P. 5030-5042.
115. *Dear J.P., Field J.E.* (1988) High-speed photography of surface geometry effects in liquid/solid impact // *J. Appl. Phys.* 1988. V. 63. № 4. P. 1015-1021.
116. *Denn M.M.* (2001) Extrusion instabilities and wall slip // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 2001. V. 33. P. 265-287.
117. *Dukhovskii I.A., Komissaruk V.A., Kovalev P.I., Mende N.P.* (1985) High speed photography of the interaction of a water drop with a supersonic sphere // *Optics and Laser Technology*. 1985. V. 17. № 3. P. 148-150.
118. *Dukhovskii I.A., Kovalev P.I., Rozhkov A.N.* (1990) Shock disintegration of polymer solutions // *Proceedings of the Golden Jubilee Meeting of the British Society of Rheology and Third*

- European Rheology Conference. 1990, Edinburgh, UK. Elsevier Applied Science, 1990. P. 138-140.
119. *Edgerton H.E., Killian J.R.* (1939) Flash! Seeing the unseen by ultra-high-speed photography. Boston: Hale, Cushman & Flint, 1939. 203 p.
 120. *Entov V.M., Hinch E.J.* (1997) Effect of a spectrum of relaxation times on the capillary thinning of a filament of elastic liquid // *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*. 1997. V. 72. № 1. P. 31-53.
 121. *Estrade J.-P., Carentz H., Lavergne G., Biscos Y.* (1990) Experimental investigation of dynamic binary collision of ethanol droplets – a model for droplet coalescence and bouncing // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 1999. V. 20. P. 486-491.
 122. *Field J.E.* (1999) ELSI conference: invited lecture. Liquid impact: theory, experiment, applications // *Wear*. 1999. V. 233-235. P. 1-12.
 123. *Fogler H.S., Goddard J.D.* (1970) Collapse of spherical cavities in viscoelastic fluids // *Physics of Fluids*. 1970. V. 13. № 5. P. 1135-1141.
 124. *Fogler H.S., Goddard J.D.* (1971) 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.
 125. *Fruman D.H.* (1999) Effects of non-Newtonian fluids on cavitation // *Advances in the flow and rheology of non-Newtonian fluids* / Eds. Siginer D.A., De Kee D., Chhabra R.P. Part A. N.Y.: Elsevier, 1999. P. 209-254.
 126. *Gal  a B., Xing J.H., Gaglione R., Attan   P., Soucemarianadin A.* (1993) Formulation and characterization of textile inks for ink jet printing // *Final Program and Proceedings of The 9th International*

- Congress on Advances in Non-Impact Printing Technologies / Japan Hardcopy'93. 1993, Pacifico Yokohama, Japan. IS&T, 1993. P. 282-285.
127. *Goldin M., Yerushalmi J., Pfeffer R., Shinnar R.* (1969) Breakup of a laminar capillary jet of a viscoelastic fluid // *J. Fluid Mech.* 1969. V. 38. Part 4. P. 689-711.
 128. *Gordon M., Yerushalmi J., Shinnar R.* (1973) Instability of jets of non-Newtonian fluids // *Trans. Soc. Rheol.* 1973. V. 17. № 2. P. 303-324.
 129. *Hardalupas Y., Taylor A.M.K.P., Wilkins J.H.* (1999). Experimental investigation of sub-millimeter droplet impingement on to spherical surfaces // *International Journal of Heat and Fluid Flow.* 1999. V. 20. № 5. P. 477-485.
 130. *Hinch E.J.* (1977) Mechanical model of dilute polymer solutions in strong flows // *Physics of Fluids.* 1977. V. 20. № 10. Pt. 2. P. S22-S30.
 131. *Hoyt J.W.* (1999) Some applications of non-Newtonian fluid flow // In: *Advances in the flow and rheology of non-Newtonian fluids* / Eds. Siginer D.A., De Kee D., Chhabra R.P. Part A. N.Y.: Elsevier, 1999. P. 797-826.
 132. *Hoyt J.W., Taylor J.J., Altman R.L.* (1980) Drag reduction - jet breakup correlation with kerosene-based additives // *J. Rheology.* 1980. V. 24. № 5. P. 685-699.
 133. *Ilano A.L., Willams M.C., Grens-II E.A.* (1986) Degradation of polymers during aerosol formation from antimisting polymer solutions // *Journal of Applied Polymer Science.* 1986. V. 32. P. 3649-3656.
 134. *Johnson E., Middleman S.* (1978) Elongational flow of polymer melts // *Polym. Eng. Sci.* 1978. V. 18. № 12. P.963-968.
 135. *Joseph D.D.* (1998) Cavitation and the state of stress in a

- flowing liquid // J. Fluid Mechanics. 1998. V. 366. P. 367-378.
136. *Kandlikar S.G., Steinke M.E., Singh A.* (2001) Effects of Weber number and surface temperature on the boiling and spreading characteristics of impinging water droplets // 2001 In: Proc. NHTC'01, 35th National Heat Transfer Conference. 2001, Anaheim, California. 2001. Paper #11672.
 137. *Kanicky J.R., Lopez-Montilla J.-C., Pandey S., Shah D.O.* (2001) Surface chemistry in the petroleum Industry // In: Handbook of Applied Surface and Colloid Chemistry. Edited by Holmberg K. John Wiley & Sons, 2001. P. 251-267.
 138. *Kezios P.S., Schowalter W.R.* (1986) Growth and collapse of single bubbles in polymer solutions undergoing shear // Physics of Fluids. 1986. V. 29. № 10. P. 3172-3181.
 139. *Kolte M.I., Szabo P.* (1999) Capillary thinning of polymeric filaments // J. Rheology. 1999. V. 43. № 3. P. 609-625.
 140. *Kulikov O.L., Hornung K.* (2001) A simple geometrical solution to the surface fracturing problem in extrusion processes // Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics. 2001. V. 98. № 2-3. P. 107-115.
 141. *Larson R.G.* (1992) Instabilities of viscoelastic flows // Rheologica Acta. 1992. V.31. № 3. P. 213-263.
 142. *Levitskii S.P., Shulman Z.P.* (1995) Bubbles in polymeric liquids: dynamics and heat-mass transfer. CRC Press, 1995. 287 p.
 143. *Liang R.F., Mackley M.R.* (1994) Rheological characterization of the time and strain dependence for polyisobutylene solutions // Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics. 1994. V. 52. № 3. P. 387-405.
 144. *Manero O., Bautista F., Soltero J.F.A., Puig J.E.* (2002) Dynamics of worm-like micelles: Cox-Merz rule // Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics. 2002. V. 106. № 1. P. 1-15.

145. *Mannheimer R.J.* (1983) Rheological and mist ignition properties of dilute polymer solutions // *Chem. Eng. Commun.* 1983. V. 19. P. 221-241.
146. *Mannheimer R.J.* (1986) Die-Swell of antimisting kerosene: Part 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. P. 57-77.
147. *Matta J.E., Tytus R.P.* (1982) Viscoelastic breakup in a high velocity air stream // *Journal of Applied Polymer Science.* 1982. V. 27. P. 397-405.
148. *Matta J.E., Tytus R.P., Harris J.L.* (1983) Aerodynamic atomization of polymeric solutions // *Chem. Eng. Commun.* 1983. V. 19. № 4-6. P. 191-204.
149. *McKinley G.H, Tripathi A.* (2000) How to extract the Newtonian viscosity from capillary breakup measurements in a filament rheometer // *J. Rheology.* 2000. V. 44. № 3. P. 653-670.
150. *Meyer J., Bazilevsky A.V., Rozhkov A.N.* (1999a) Effects of polymeric additives on vapor bubble dynamics in thermal ink jet printing // In: *Recent Progress in Ink Jet Technologies II* / Ed. Hanson E., Series Ed. Eschbach R. IS&T, 1999. P. 291-294.
151. *Meyer J., Bazilevsky A.V., Rozhkov A.N.* (1999b) Effects of polymeric additives on thermal ink jets // In: *Recent Progress in Ink Jet Technologies II* / Ed. Hanson E., Series Ed. Eschbach R. IS&T, 1999. P. 450-455.
152. *Meyer J.D., Bazilevsky A.V., Rozhkov A.N.* (1997) Effects of polymeric additives on thermal ink jets // *Proceedings of IS&T's NIP13: International Conference on Digital Printing Technologies.* 1997, Seattle, USA. IS&T, 1997. P. 675-680.

153. Mourougou-Candoni N., Prunet-Foch B., Legay F., Vignes-Adler M., Wong K. (1997) Influence of dynamic surface tension on the spreading of surfactant solution droplets impacting onto a low-surface-energy solid substrate // *Journal of Colloid and Interface Science*. 1997. V. 192. № 1. P. 129-141.
154. Mourougou-Candoni N. (1998) Étude du mouillage forcé // *These de Doctorat de l'Université Paris 6*. 1998. 203 p.
155. Mourougou-Candoni N., Prunet-Foch B., Legay F., Vignes-Adler M., Wong K. (1999) Retraction phenomena of surfactant solutions drop upon impact on a solid substrate of low surface energy // *Langmuir. The ACS Journal of Surfaces and Colloids*. 1999. V. 15. № 19. P. 6563-6574.
156. Mun R.P., Byars J.A., Boger D.V. (1998) The effects of polymer concentration and molecular weight on the breakup of laminar capillary jets // *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*. 1998. V. 74. № 1-3. P. 285-297.
157. Mun R.P., Young B.W., Boger D.V. (1999) Atomisation of dilute polymer solutions in agricultural spray nozzles // *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*. 1999. V. 83. № 1-2. P. 163-178.
158. Nielsen N.J. (1985) History of ThinkJet printhead development // *Hewlett-Packard Journal*. 1985. May. P. 4-10.
159. Nigen S., Walters K. (2001) On the two-dimensional splashing experiment for Newtonian and slightly elastic liquids // *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*. 2001. V. 97. № 2-3. P. 233-250.
160. O'Brien S.B.G., Schwartz L.W. (2002) Theory and modelling of thin film flows // In: *Encyclopedia of Surface and Colloid Science*. Marcel Dekker, Inc, 2002. P. 5283-5297.

161. *Orme M.* (1997) Experiments on droplet collisions, bounce, coalescence and disruption // *Prog. Energy Combust. Sci.* 1997. V. 23. P. 65-79.
162. *Pearson G., Middleman S.* (1977) Elongational flow behavior of viscoelastic liquids // *AIChE Journal*. 1977. V. 23. № 5. P. 714-725.
163. *Pearson G., Middleman S.* (1978) Elongational flow behavior of viscoelastic liquids: Modelling bubble dynamics with viscoelastic constitutive relations // *Rheol. Acta*. 1978. V. 17. № 5. P. 500-510.
164. *Peng S.T.J., Landel R.F.* (1983) Rheological behavior of FM-9 solutions and correlation with flammability test results and interpretations // *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*. 1983. V. 12. №1. P. 95-111.
165. *Plateau J.* (1873) *Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaires*. V. 1, 2. Paris: Gauthier-Villars et C^{ie}, 1873. 456, 500 p.
166. *Prunet-Foch B., Legay F., Vignes-Adler M., Delmotte C.* (1998) Impacting emulsion drop on a steel plate: influence of the solid substrate // *Journal of Colloid and Interface Science*. 1998. V. 199. № 2. P. 151-168.
167. *Rayleigh L.* (1879) On the instability of jets // *Proc. London Math. Soc.* 1879. V. 10. P. 4-13.
168. *Rein M.* (1993) Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces // *Fluid Dynamics Research*. 1993. V. 12. № 2. P. 61-93.
169. *Rein M. (ed.)* (2002) *Drop-surface interaction // CISM courses and lectures*, No. 456. Wien – New York: Springer-Verlag, 2002. 314 p.
170. *Richard D., Clanet C., Quéré D.* (2002) Contact time of a bouncing drop // *Nature*. V. 417. P. 811.

171. *Roux D.C., Cooper-White J.J., McKinley G.H., Tirtaatmadja V.*
(2003) Drop impact of Newtonian and elastic fluids // *Physics of Fluids*. 2003. V. 15. № 9. P. S12.
172. *Rozhkov A., Prunet-Foch B., Vignes-Adler M.* (2002) Impact of water drops on small targets // *Physics of Fluids*. 2002. V. 14. № 10. P. 3485-3504.
173. *Rozhkov A., Prunet-Foch B., Vignes-Adler M.* (2003a) Impact of drops of polymer solutions on small targets // *Physics of Fluids*. 2003. V. 15. № 7. P. 2006-2019.
174. *Rozhkov A., Prunet-Foch B., Vignes-Adler M.* (2003b) Impact of drops of water and polymeric fluids on small targets // In: *ICLASS 2003. Proc. of 9th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. 2003, Sorrento, Italy. Sorrento, 2003. Paper #0803.
175. *Rozhkov A., Prunet-Foch B., Vignes-Adler M.* (2003c) Impact of drops of dilute and gel-like surfactant solutions on small targets // In: *Book of abstracts of XVI European Chemistry at Interface Conference*. 2003, Vladimir, Russia. М.: Издательство УНЦ ДО, 2003. P. 27.
176. *Rozhkov A., Prunet-Foch B., Vignes-Adler M.* (2003d) Impact of drops of surfactant solutions on small targets // In *ACS Award in Colloid and Surface Chemistry Symposium Honoring Clay Radke. The 225th ACS National Meeting*. 2003, New Orleans, LA, USA. New Orleans, 2003. Paper # COLL 344.
177. *Rozhkov A., Prunet-Foch B., Vignes-Adler M.* (2003e) La goutte-araignée // *Pour la Science*. 2003. № 313. P. 13.
178. *Rozhkov A., Prunet-Foch B., Vignes-Adler M.* (2004a) Dynamics of a liquid lamella resulting from the impact of a water drop on a small target // *Proc. Roy. Soc. London. Series A*. 2004. V. 460. № 2049. P. 2681-2704.

179. *Rozhkov A., Prunet-Foch B., Vignes-Adler M.* (2004b) Breakup of polymer solution drop impacting a small target // 21st International Congress of Theoretical and Applied Mechanics. ICTAM04, Abstracts and CD-ROM proceedings. Warsaw. Poland. 2004. P. 67. Extended summary: Paper #FM4L_11954.
180. *Ryskin G.* (1990) Dynamics and sound emission of a spherical cavitation bubble in a dilute polymer solution // *Journal Fluid Mech.* 1990. V. 218. P. 239-263.
181. *Savart F.* (1833) Mémoire sur la constitution des veines liquides lancées par des orifices circulaires en mince paroi // *Ann. Chim.* (Paris). 1833. V. 53. P. 337-386.
182. *Schummer P., Tebel K.H.* (1982) Design and operation of free jet elongational rheometer // *Rheol. Acta.* 1982. V. 21. № 4-5. P. 514-516.
183. *Schummer P., Tebel K.H.* (1983) A new elongational rheometer for polymer solutions // *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics.* 1983. V. 12. № 3. P. 331-347.
184. *Smirnov N.N., Dushin V.R., Legros J.C., Istasse E., Boseret N., Mincke J.C., Goodman S.* (1996) Multiphase flows in porous media: mathematical model and microgravity experiments // *Microgravity Sci. Technology.* 1996. V. 9. № 4. P. 222-231.
185. *Smirnov N.N., Nikitin V.F., Norkin A.V., Kudryavtseva O.V., Legros J.C., Istasse E., Shevtsova V.M.* (1999) Capillary Driven Filtration in Porous Media // *Microgravity Sci. Technology.* 1999. V. 12. № 1, P. 23-35.
186. *Smolka L.B., Belmonte A.* (2003) Drop pinch-off and filament dynamics of wormlike micellar fluids // *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics.* 2003. V. 115. № 1. P. 1-25.

187. *Song M., Tryggvason G.* (1999) The formation of thick borders on an initially stationary fluid sheet // *Physics of Fluids*. 1999. V. 11. № 9. P. 2487-2493.
188. *Steger R., Brunn P.O.* (1999) Wormlike micellar surfactant solutions: rheological and fluid mechanical oddities // In: *Advances in the flow and rheology of non-Newtonian fluids* / Eds. Siginer D.A., De Kee D., Chhabra R.P. Part A. N.Y.: Elsevier, 1999. P. 119-136.
189. *Stelter M., Brenn G., Yarin A.L., Singh R.P., Durst F.* (2000) Validation and application of a novel elongational device for polymer solutions // *J. Rheology*. 2000. V. 44. № 3. P. 595-616.
190. *Stow C.D., Hadfield M.G.* (1981) An experimental investigation of fluid flow resulting from the impact of a water drop with an unyielding dry surface // *Proc. Roy. Soc. London*. 1981. V. A373. P. 419-441.
191. *Takahashi T., Tomita Y.* (1989) A study on an anomalous phenomenon occurring in the issuing of viscoelastic fluids from ducts (critical point of the anomalous phenomenon) // *JSME Intern. J. Ser. II*. 1989. V. 32. № 3. P. 348-353.
192. *Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S., Lahey Jr. R.T., Nigmatulin R.I., Block R.C.* (2002) Evidence for nuclear emissions during acoustic cavitation // *Science*. 2002. V. 295. № 5561. P. 1868-1873.
193. *Taylor G.I.* (1959a) The dynamics of thin sheets of fluid. I. Water bells // *Proc. Roy. Soc. London. Series A*. 1959. V. A253. № 1274. P. 289-295.
194. *Taylor G.I.* (1959b) The dynamics of thin sheets of fluid. II. Waves on fluid sheets // *Proc. Roy. Soc. London. Series A*. 1959. V. A253. № 1274. P. 296-312.

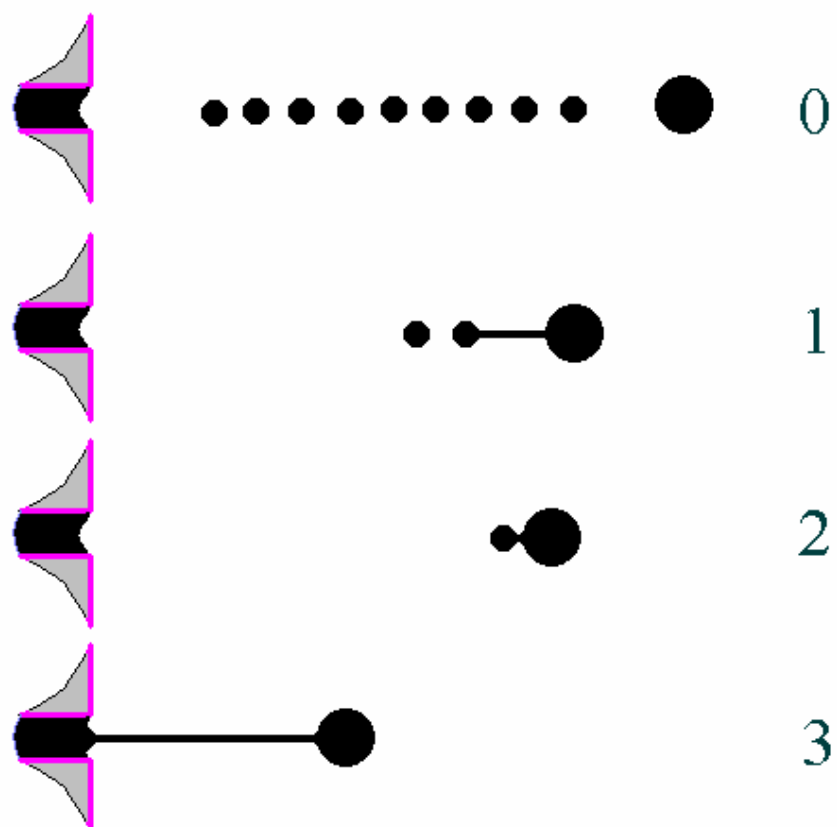
195. *Taylor G.I.* (1959c) The dynamics of thin sheets of fluid. III. Disintegration of fluid sheets // *Proc. Roy. Soc. London. Series A.* 1959. V. A253. № 1274. P. 313-321.
196. *Taylor G.I., Michael D.H.* (1973) On making holes in a sheet of fluid // *J. Fluid Mechanics.* 1973. V. 58. Part 4. P. 625-639.
197. *Thoroddsen S.T.* (2002) The ejecta sheet generated by the impact of a drop // *J. Fluid Mechanics.* 2002. V. 451. P. 373-381.
198. *Ting R.Y., Ellis A.T.* (1974) Bubble growth in dilute polymer solutions // *Physics of Fluids.* 1974. V. 17. № 7. P. 1461-1462.
199. *Ting R.Y.* (1975) Viscoelastic effect of polymers on single bubble dynamics // *AIChE Journal.* 1975. V. 21. P. 810-813.
200. *Ting R.Y.* (1977) Effect of polymer viscoelasticity on the initial growth of a vapor bubble from gas nuclei // *Physics of Fluids.* 1977. V. 20. № 9. P. 1427-1431.
201. *Tomita Y., Takahashi T.* (1988) An anomalous phenomenon occurring in the flow of viscoelastic fluids out of ducts // *Rheologica Acta.* 1988. V. 27. P. 523-530.
202. *Trevena D.H.* (1976) The stretching and superheating of liquids // *Contemporary Physics.* 1976. V. 17. № 2. P. 109-126.
203. *Tripathi A., Whittingstall P., McKinley G.H.* (2000) Using filament stretching rheometry to predict strand formation and “processability” in adhesives // *Rheologica Acta.* 2000. V. 39. № 4. P. 321-337.
204. *Watson D.R.* (1993) A thermal ink-jet printing system design approaches laser performances // *Final Program and Proceedings of The 9th International Congress on Advances in Non-Impact Printing Technologies / Japan Hardcopy'93.* 1993, Pacifico Yokohama, Japan. IS&T, 1993. P. 245-248.

205. *Weiss D.A., Yarin A.L.* (1999) Single drop impact onto liquid film: neck distortion, jetting, tiny bubble entrainment, and crown formation // *J. Fluid Mech.* 1999. V. 385. P. 229-254.
206. *Williams P.R., Brown S.W.J., Williams P.M.* (1998) A study of liquid jets formed by bubble collapse in elastic and Newtonian liquids // *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics.* 1998. V. 76. № 1-3. P. 307-325.
207. *Willis K., Orme M.* (2003) Binary droplet collisions in a vacuum environment: an experimental investigation of the role of viscosity // *Experiments in Fluids.* 2003. V. 34. P. 28-41.
208. *Willis K.D., Orme M.E.* (2000) Experiments on the dynamics of droplet collisions in a vacuum // *Experiments in Fluids.* 2000. V. 29. P. 347-358.
209. *Worthington M.A., Cole R.S.* (1897) Impact with a liquid surface studied by the aid of instantaneous photography // *Phil. Trans. R. Soc.* 1897. V. A189. P. 137-148.
210. *Worthington M.A., Cole R.S.* (1900) Impact with a liquid surface studied by the aid of instantaneous photography. Paper II // *Phil. Trans. R. Soc.* 1900. V. A194. P. 175-199.
211. *Yang W.J., Lawson M.L.* (1974) Bubble pulsation and cavitation in viscoelastic liquids // *J. Appl. Phys.* 1974. V. 45. № 2. P. 754-758.
212. *Yarin A.L.* (1993) Free liquid jets and films: hydrodynamics and rheology. N.Y.: Longman and Wiley & Son. 1993. 446 p.
213. *Yarin A.L., Roisman I.V., Weber K., Hohler V.* (2000) Model for ballistic fragmentation and behind-armor debris // *International Journal of Impact Engineering.* 2000. V. 24. № 2. P. 171-201.
214. *Yarin A.L., Weiss D.A.* (1995) Impact of drops on solid surfaces: self-similar capillary waves and splashing as a new type of kinematic discontinuity // *J. Fluid Mech.* 1995. V. 283. P. 141-173.

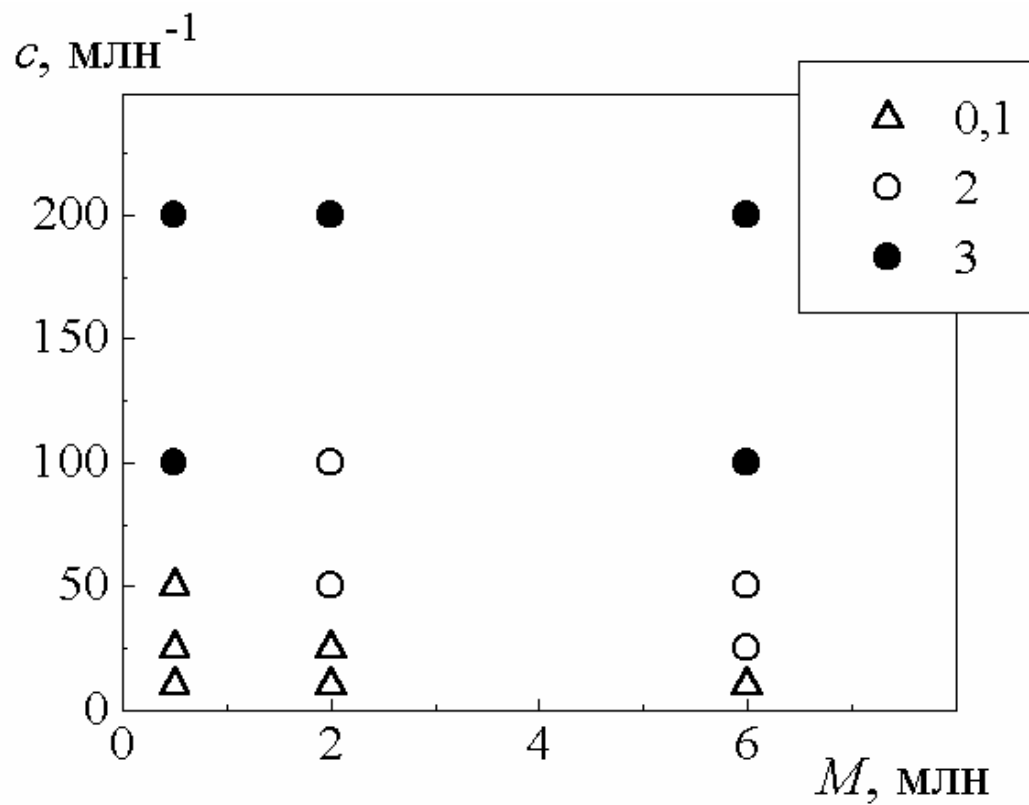
215. *Zhang X., Basaran O.A.* (1997) Dynamic surface tension effects in impact of a drop with a solid surface // *Journal of Colloid and Interface Science*. 1997. V. 187. № 1. P. 166-178.

ИЛЛЮСТРАЦИИ

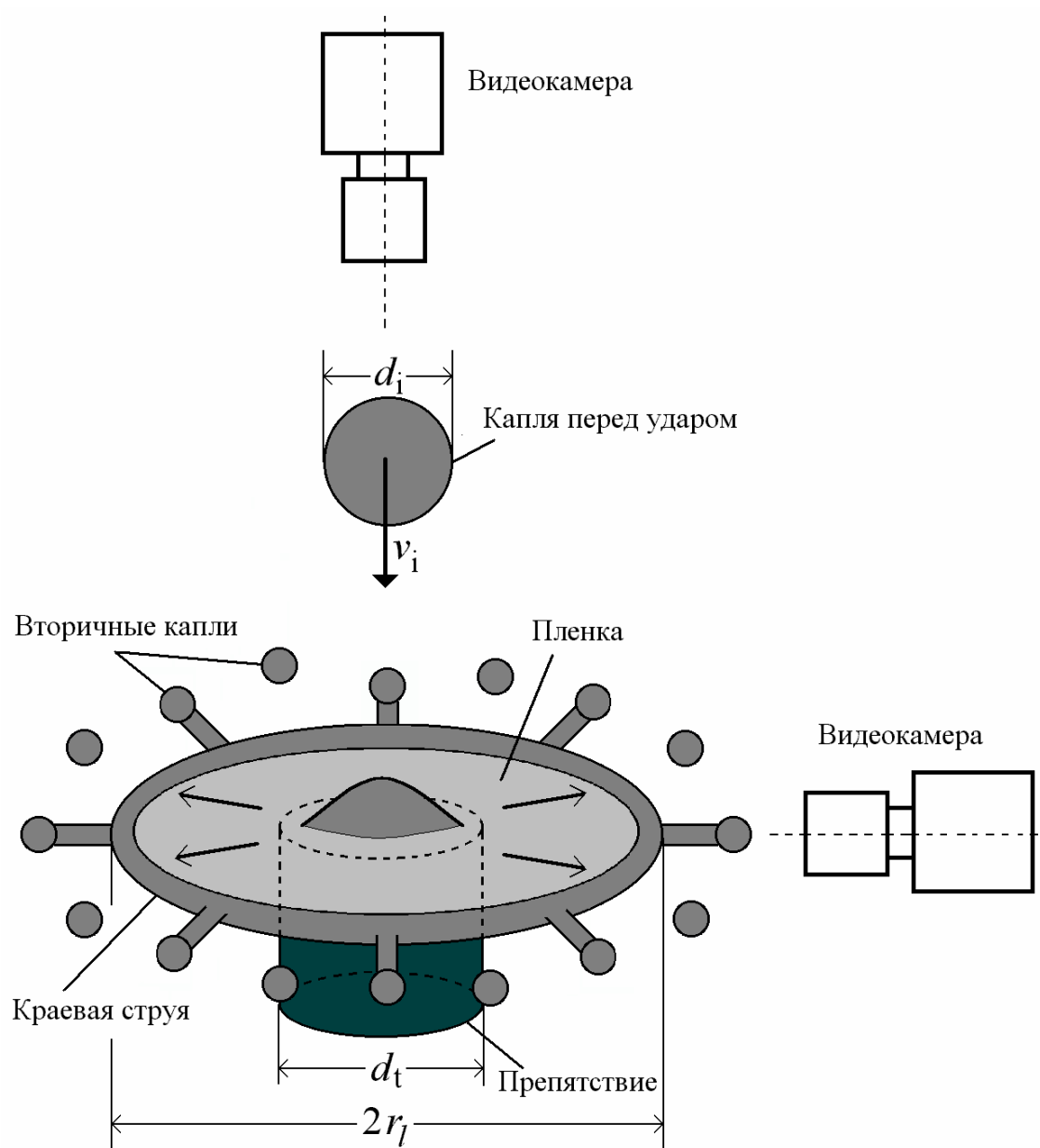
Подписи даны под фигурами



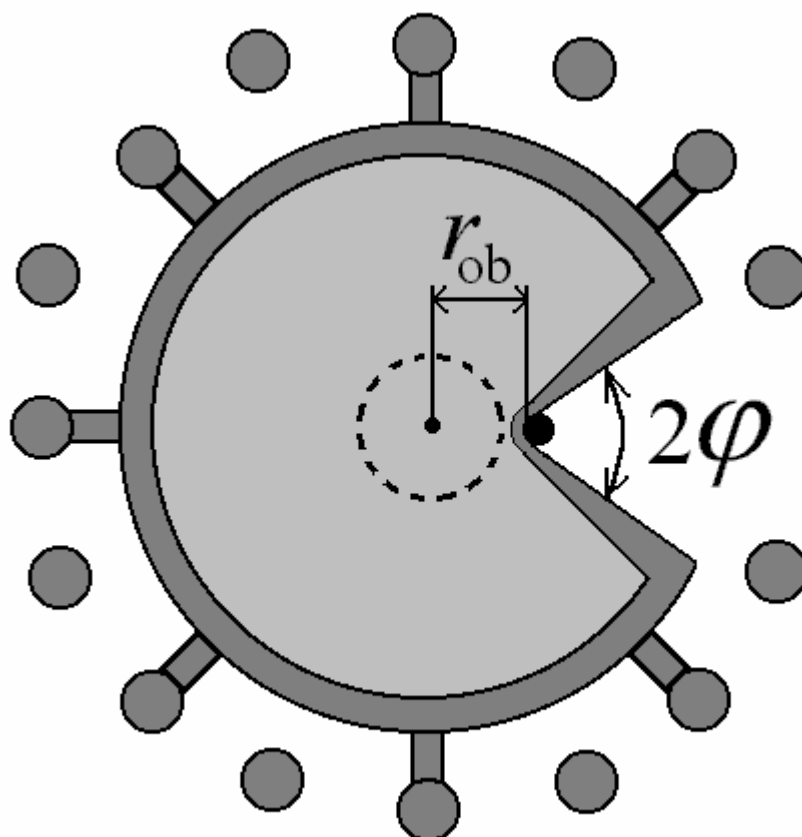
Фиг. 1.1. Возможные режимы метания струи. Струя вылетает из сопла и движется слева – направо.



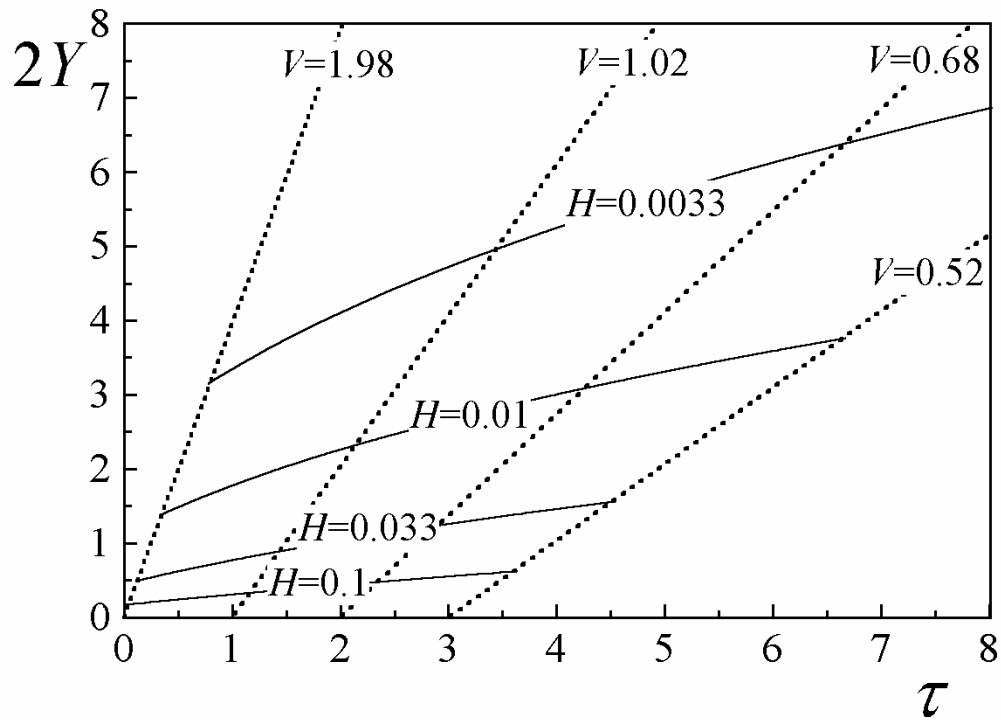
Фиг. 1.2. Зависимость режимов метания струй растворов полимеров от молекулярной массы полиакриламида M и его концентрации c в водно-глицериновой (50/50) смеси. Обозначения даны на фиг. 1.1.



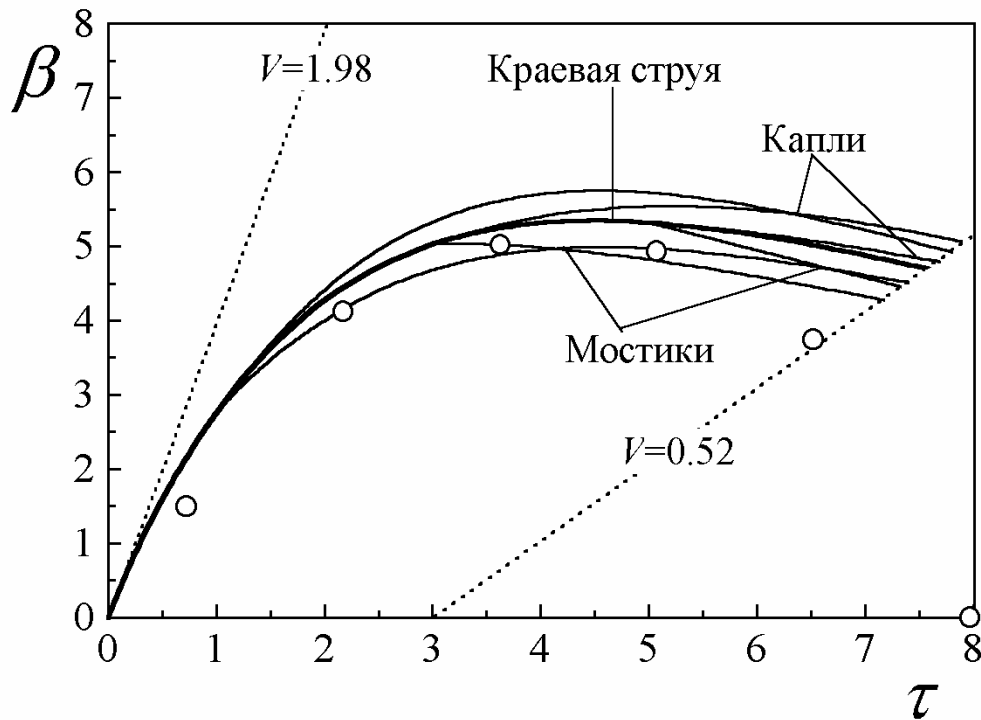
Фиг. 1.3. Схема столкновения капли жидкости с небольшим дискообразным препятствием.



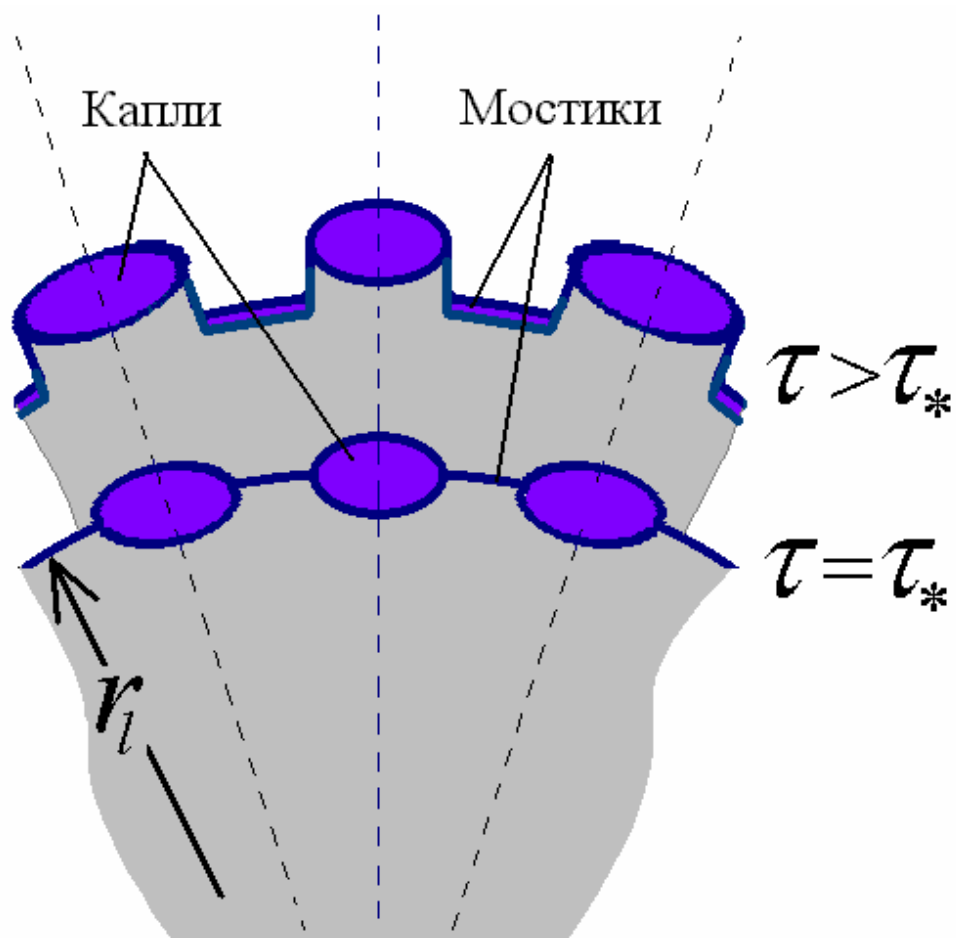
Фиг. 1.4. Формирование в ламелле волн Маха-Тейлора путем «разрезания» пленки «ножом» – тонкой иглой (проволочкой). Показан вид сверху.



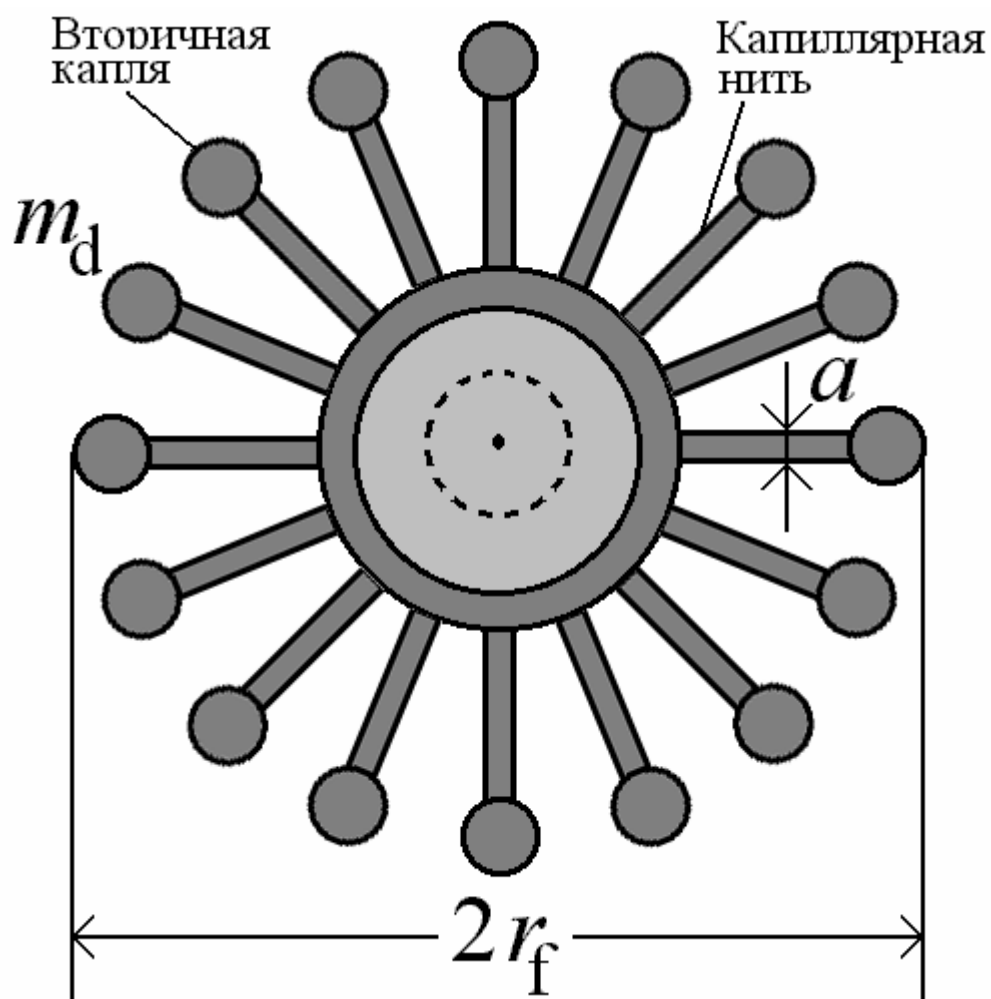
Фиг. 1.5. Распределение скорости V и толщины H в ламелле для элементов жидкости, истечение которых произошло в интервале времени $\tau \in [0,3]$. $2Y=2r/d_i$, $\tau=tv_i/d_i$, $V \equiv v/v_i$, $H=h/d_i$.



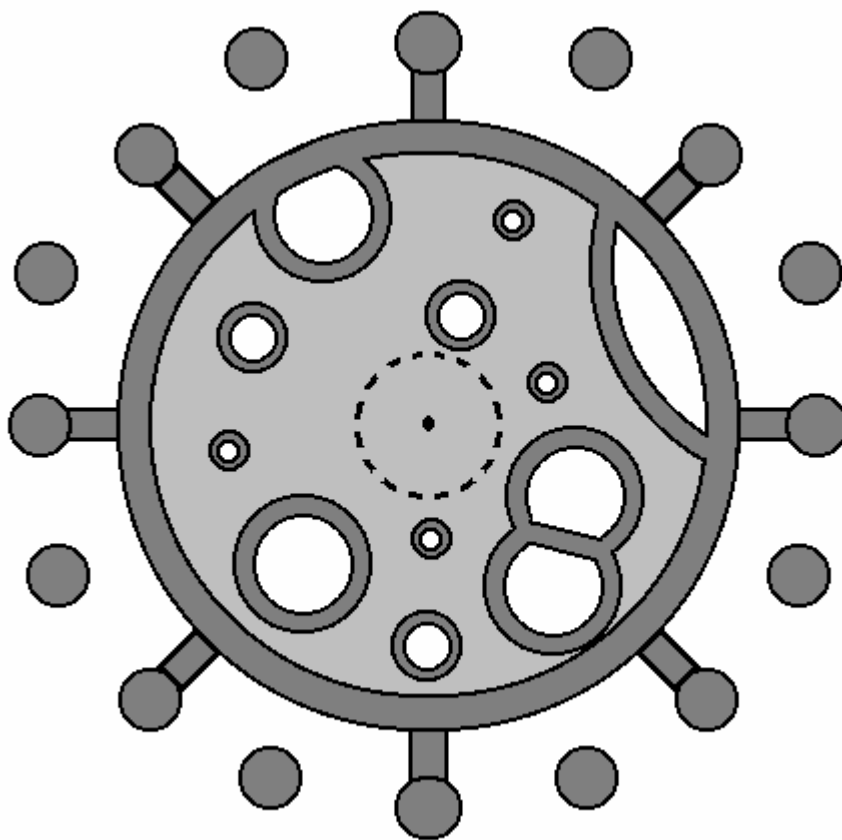
Фиг. 1.6. Зависимости изменения безразмерного диаметра ламеллы $\beta=2r_l/d_i$ от безразмерного времени $\tau=tv_i/d_i$: расчетные данные («Краявая струя») и экспериментальные данные (○). Кривые «Капли» и «Мостики» показывают рассчитанные траектории толстых и тонких частей краевой струи. Условия опыта: $d_t=4.0$ мм, $d_i=2.7$ мм, $v_i=3.87$ м/с, $We_i=562$.



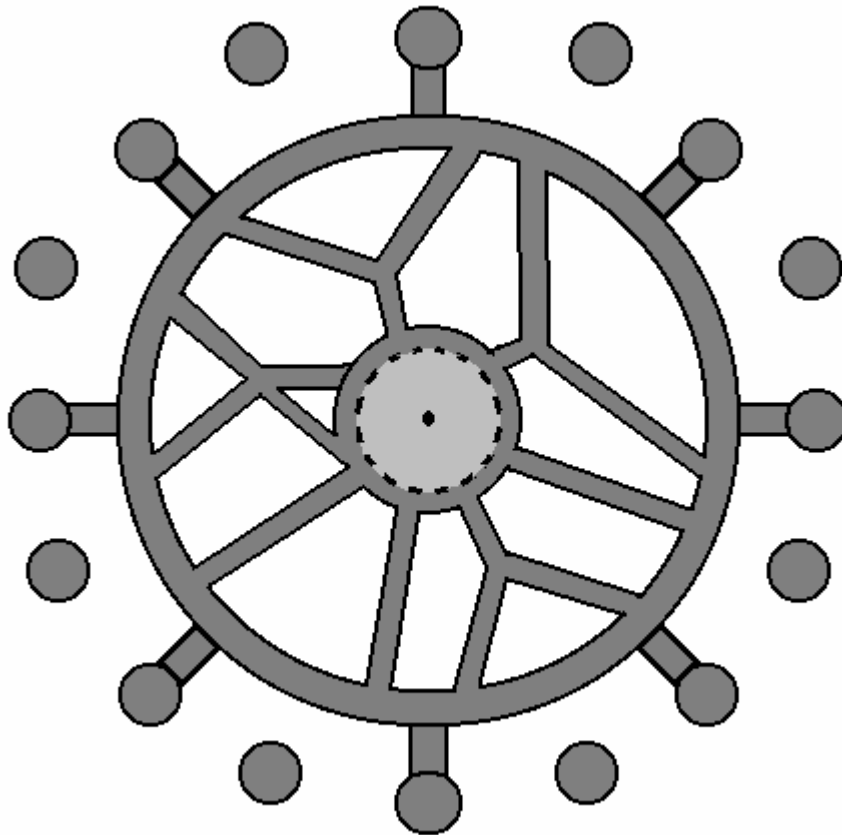
Фиг. 1.7. Капиллярно-инерционная неустойчивость краевой струи обусловлена тем, что благодаря большей инерции капли в замедляемой краевой струе ($-d^2r_l/dt^2 \sim 100g$) тормозятся слабее, чем мостики между ними.



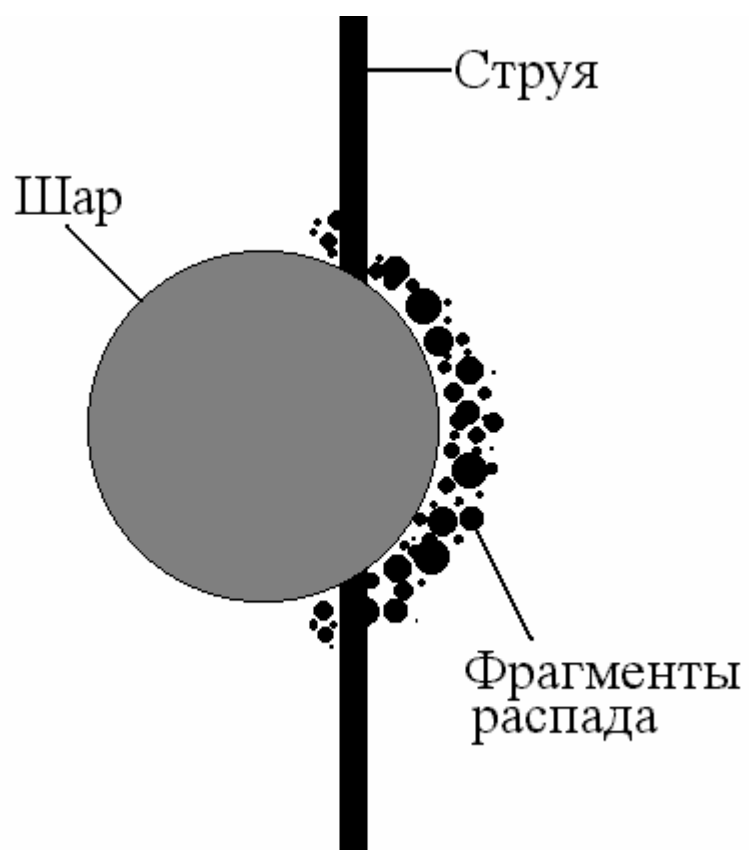
Фиг. 1.8. При движении ламеллы полимерного раствора вторичные капли оказываются связанными с основной каплей утончающимися капиллярными нитями.



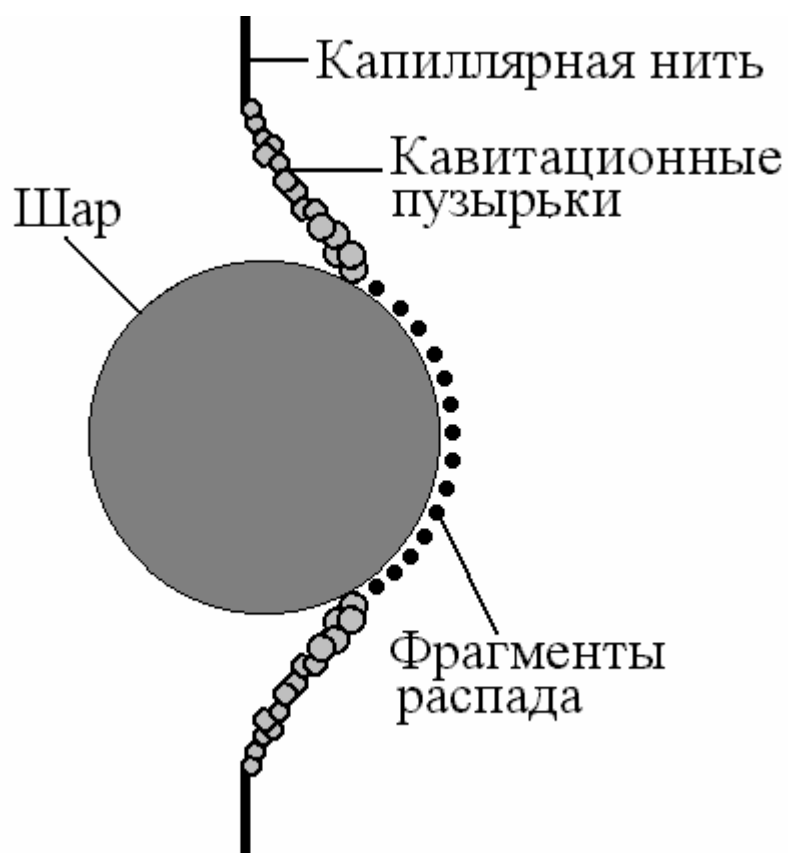
Фиг. 1.9. Образование *дырок* в ламелле раствора ПАВ.



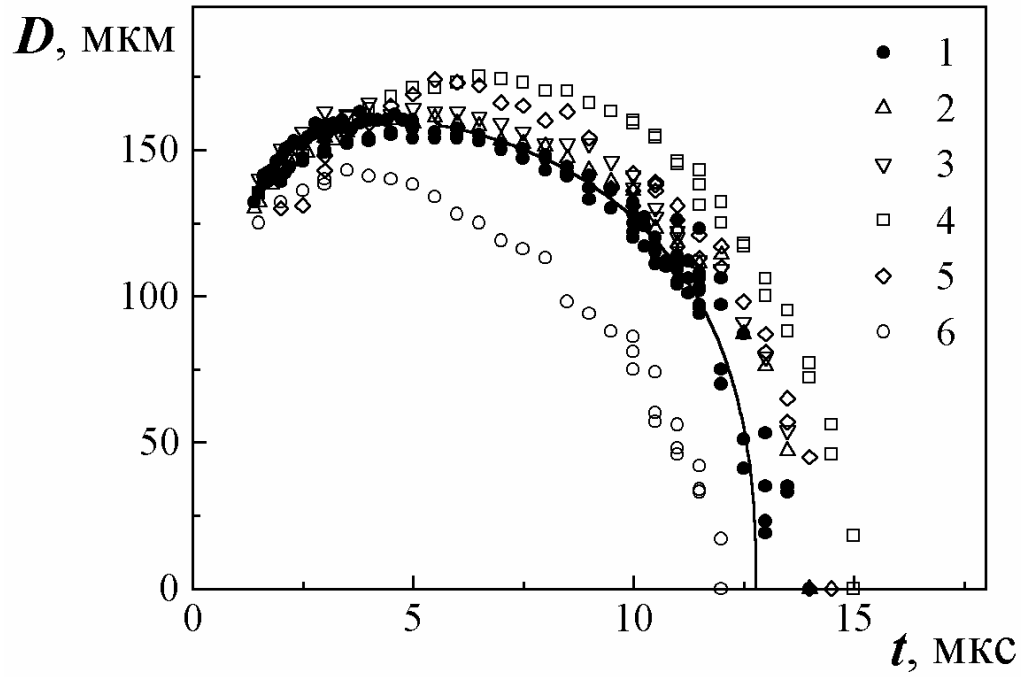
Фиг. 1.10. Коалесценция *дырок* ведет к формированию паутинообразной структуры.



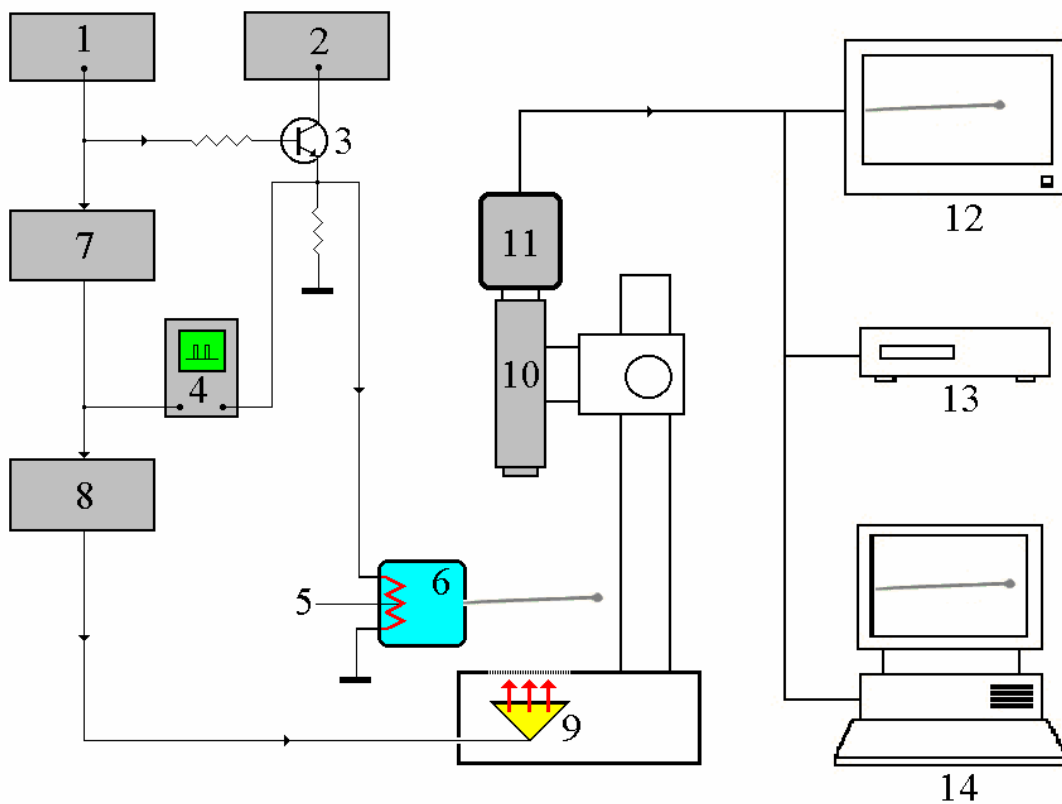
Фиг. 1.11. Столкновение стального шара с цилиндрической каплей (тонкой струей) полимерного раствора. Направление движения шара – слева направо.



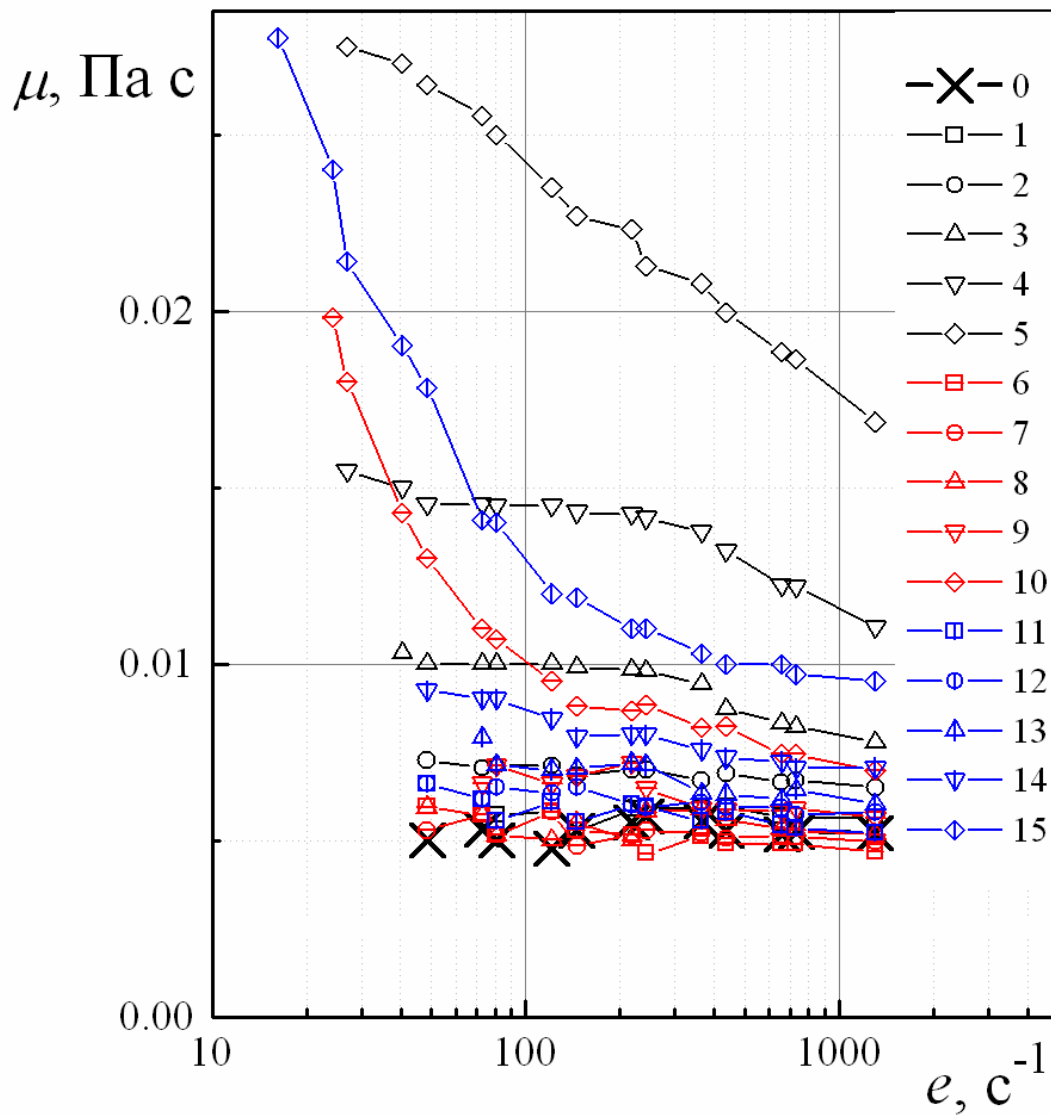
Фиг. 1.12. Столкновение стального шара с утончающейся капиллярной нитью полимерного раствора. Направление движения шара – слева направо.



Фиг. 1.13. 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% .










Фиг. 2.1. Схема экспериментальной установки. 1 - генератор импульсов, 2 - источник питания, 3 - усилитель, 4 - осциллограф, 5 – микронагреватель, 6 – камера печатающей головки, 7 - генератор задержки импульсов, 8 - генератор стробо-импульсов, 9 - лампа-вспышка, 10 - микроскоп, 11 – видеокамера, 12 – видеомонитор, 13 – видеомagneитофон, 14 – компьютер.

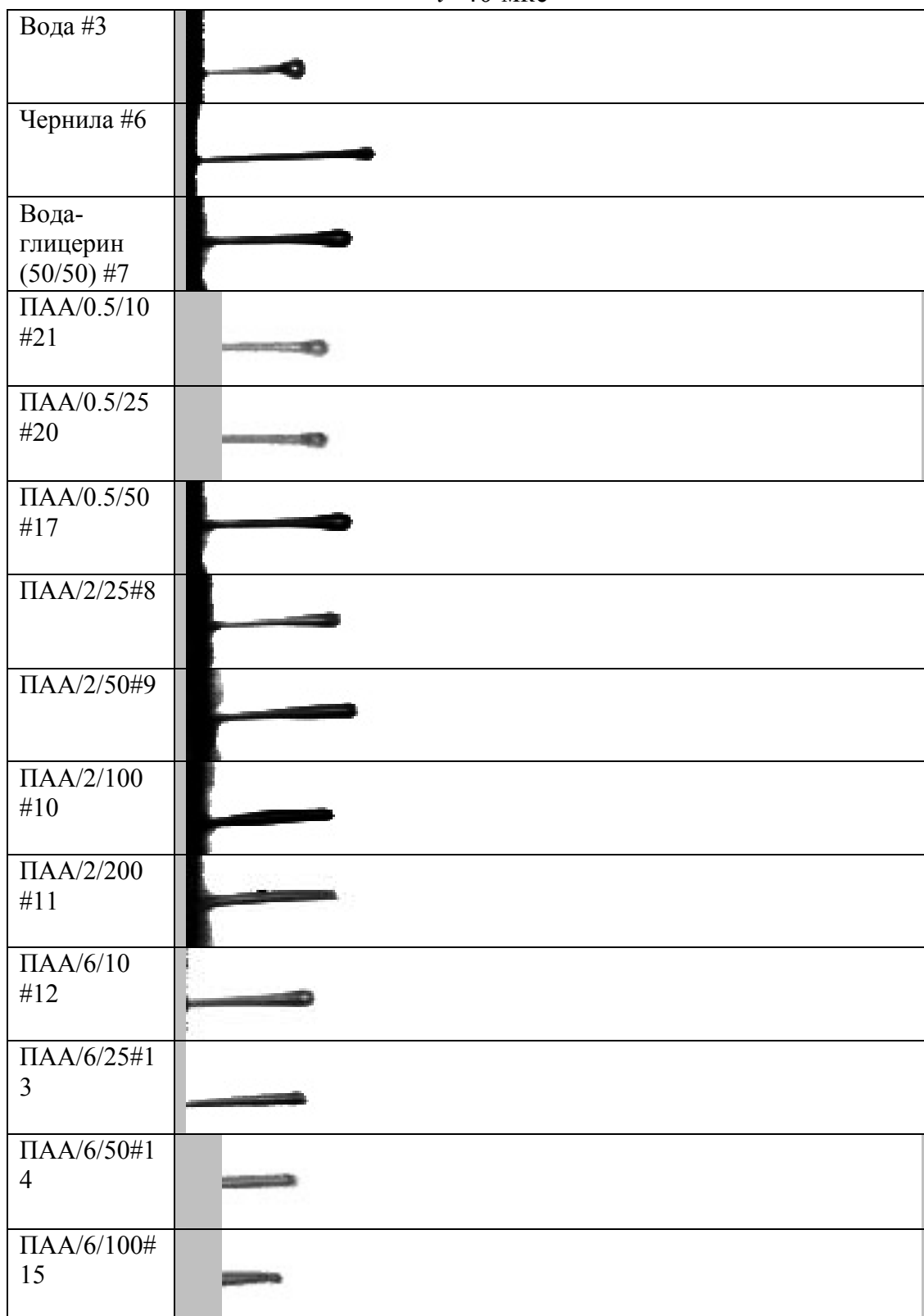


Фиг. 2.2. Зависимости изменения сдвиговой вязкости жидкостей μ от скорости сдвига e . 0 – смесь воды и глицерина (50/50) – чистый растворитель, 1 – ПАА\0.5\10, 2 – ПАА\0.5\25, 3 – ПАА\0.5\50, 4 – ПАА\0.5\100, 5 – ПАА\0.5\200, 6 – ПАА\2\10, 7 – ПАА\2\25, 8 – ПАА\2\50, 9 – ПАА\2\100, 10 – ПАА\2\200, 11 – ПАА\6\10, 12 – ПАА\6\25, 13 – ПАА\6\50, 14 – ПАА\6\100, 15 – ПАА\6\200.

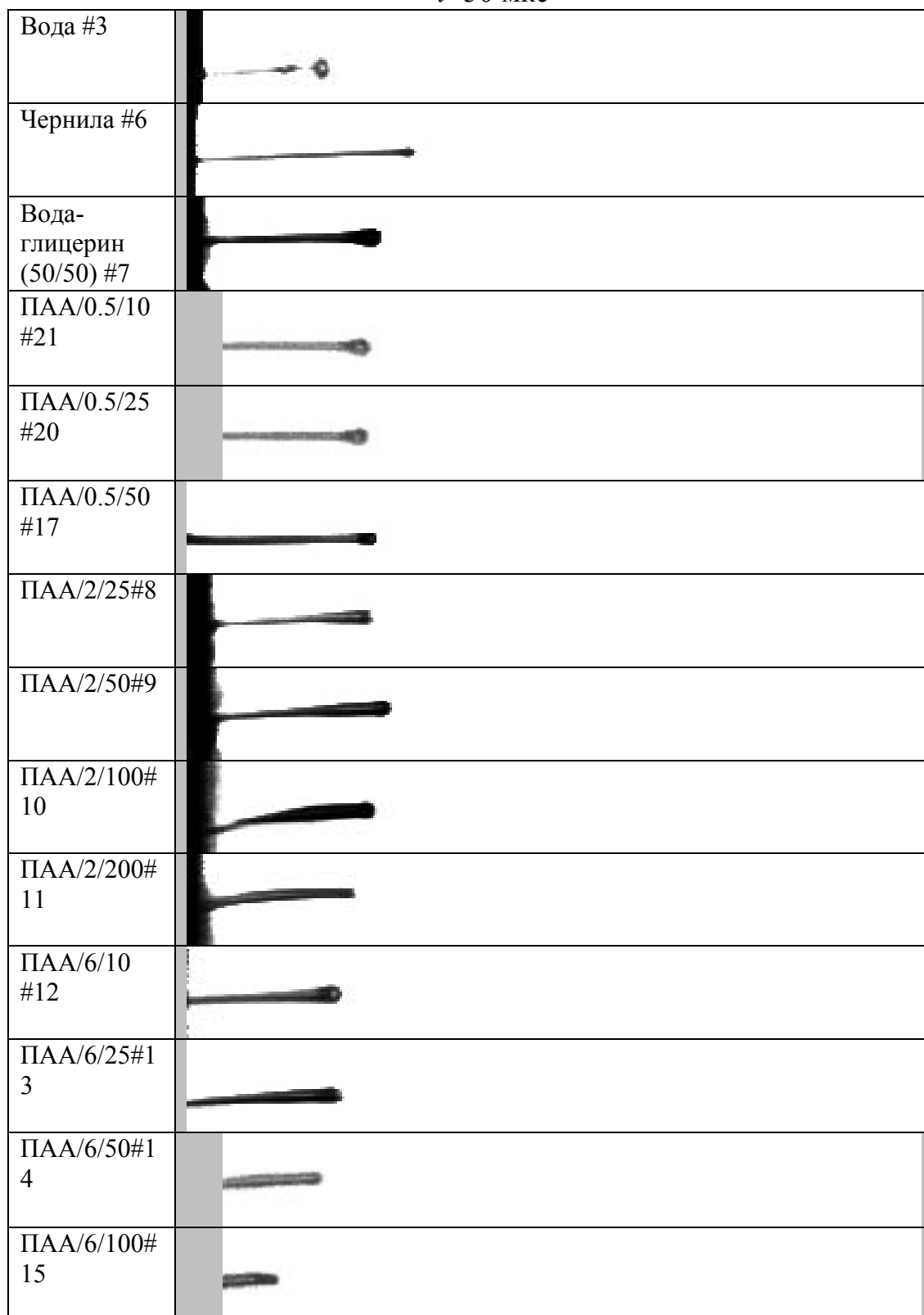
$t=20$ мкс

Вода #3	
Чернила #6	
Вода-глицерин (50/50) #7	
ПАА/0.5/10 #21	
ПАА/0.5/25 #20	
ПАА/0.5/50 #17	
ПАА/2/25#8	
ПАА/2/50#9	
ПАА/2/100#10	
ПАА/2/200#11	
ПАА/6/10 #12	
ПАА/6/25#13	
ПАА/6/50#14	
ПАА/6/100#15	

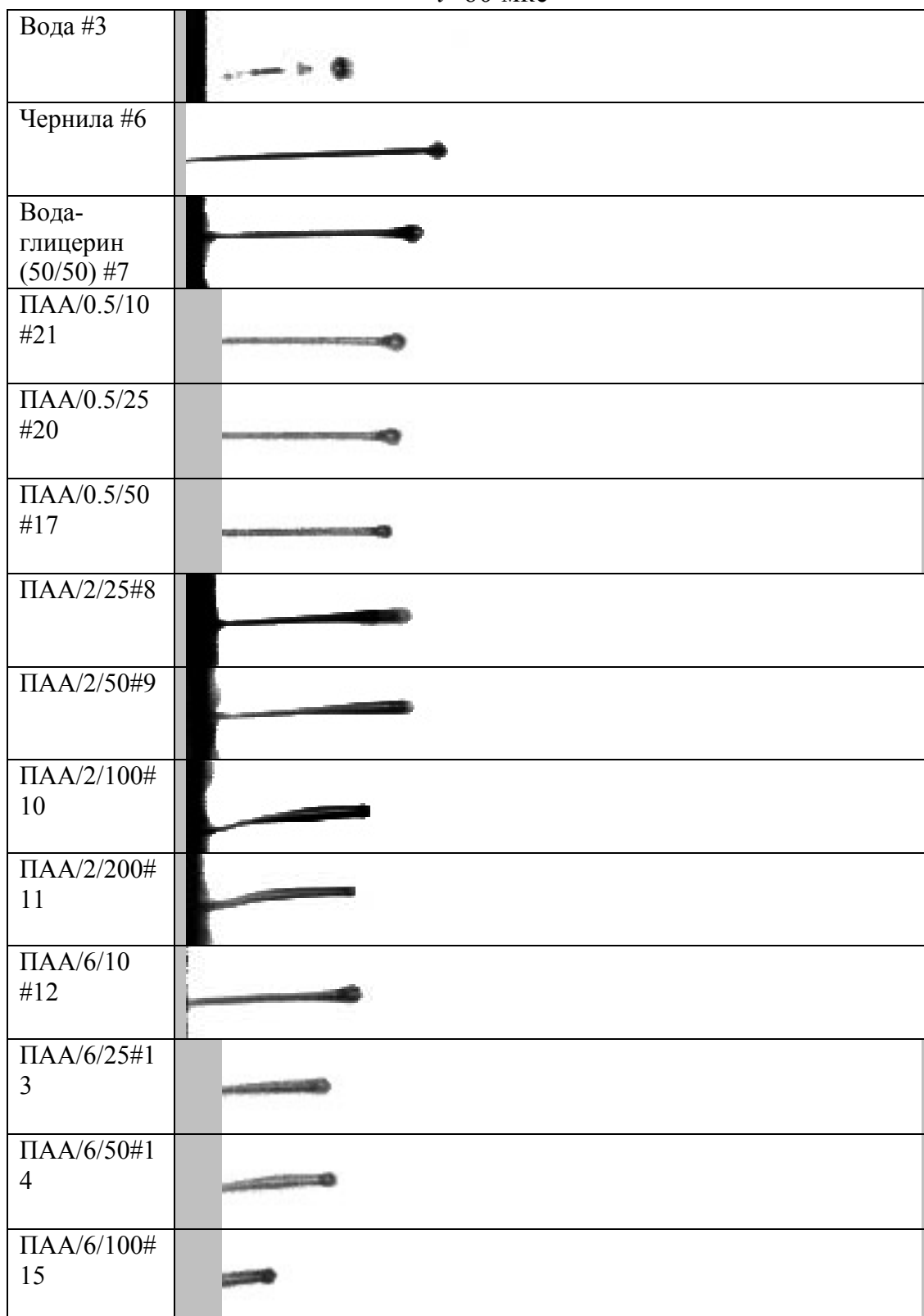
Фиг. 2.3 (начало). Последовательность кадров, изображающих образование и полет струй различных жидкостей. Продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Время полета струи составляет 20 мкс.

$t=40$ мкс

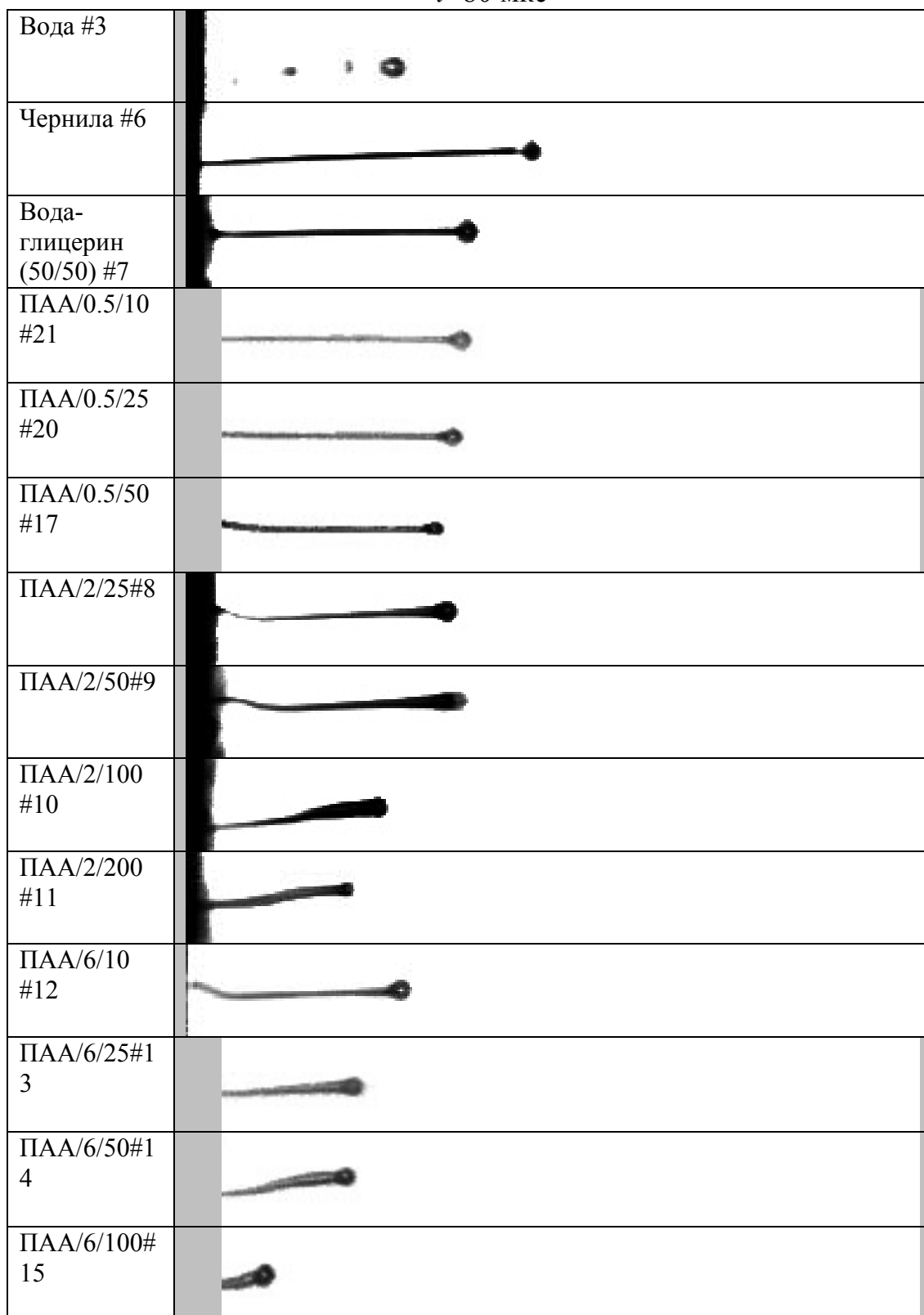
Фиг. 2.3 (продолжение). Последовательность кадров, изображающих образование и полет струй различных жидкостей. Продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Время полета струи составляет 40 мкс.

$t=50$ мкс

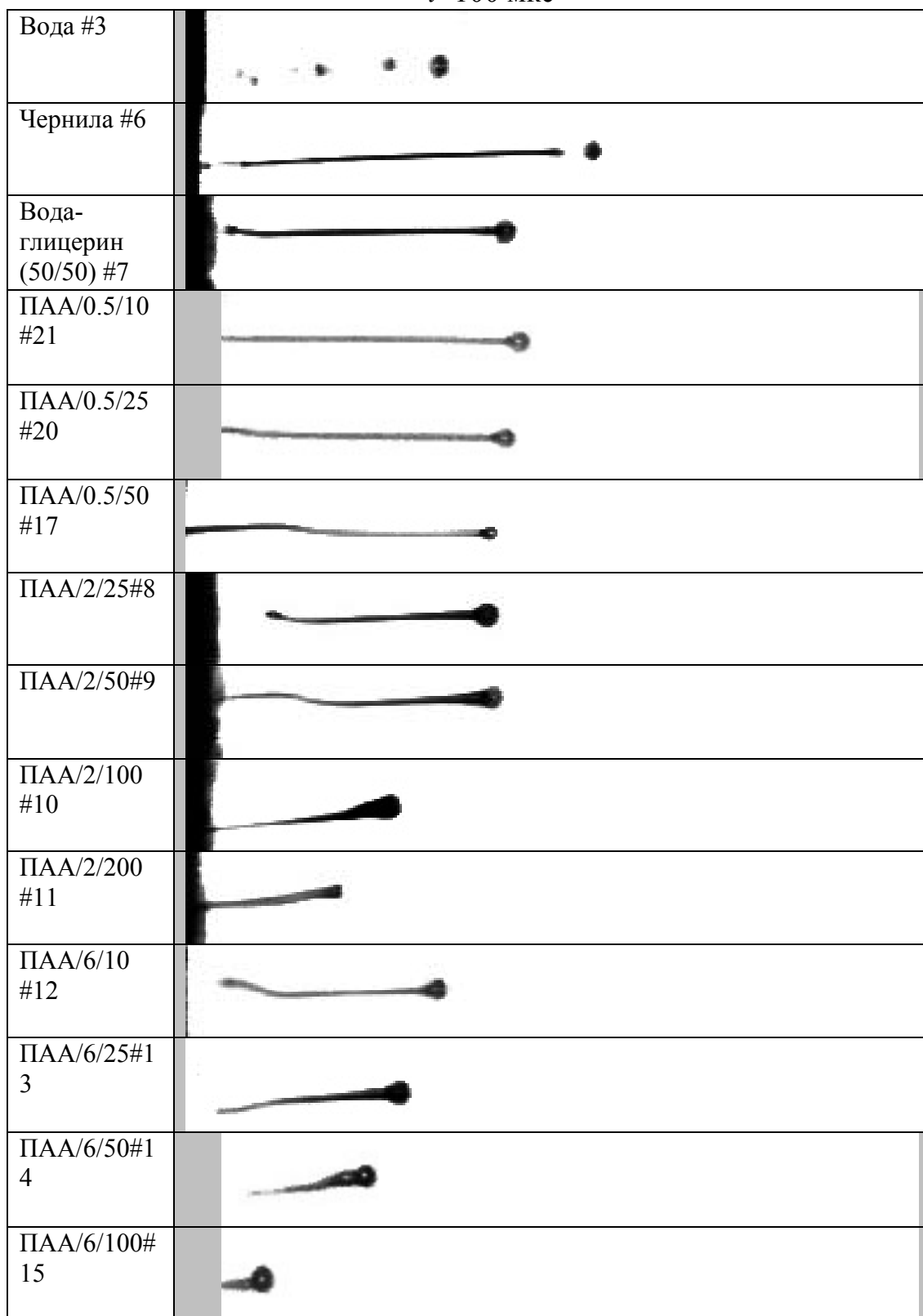
Фиг. 2.3 (продолжение). Последовательность кадров, изображающих образование и полет струй различных жидкостей. Продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Время полета струи составляет 50 мкс.

$t=60$ мкс

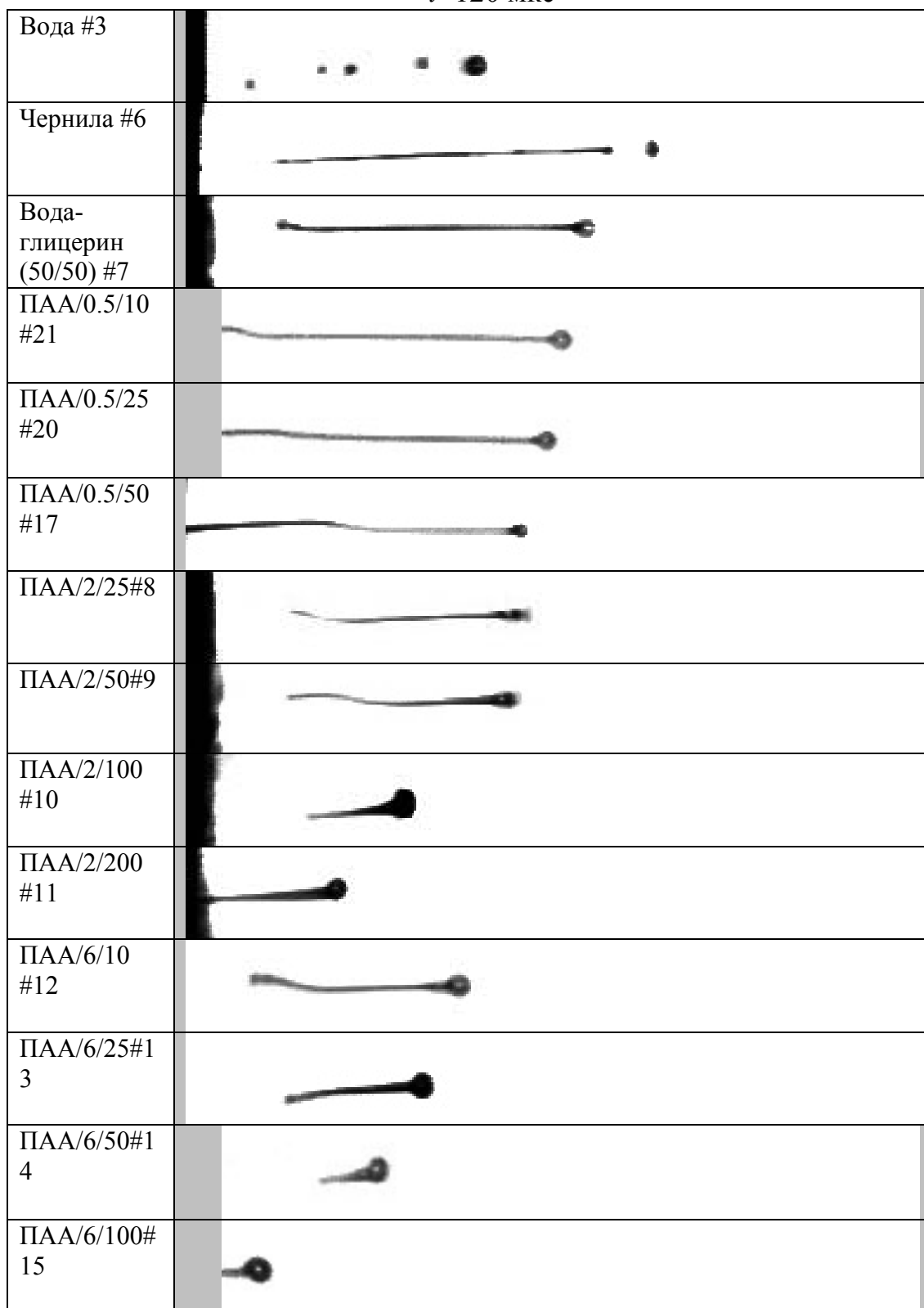
Фиг. 2.3 (продолжение). Последовательность кадров, изображающих образование и полет струй различных жидкостей. Продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Время полета струи составляет 60 мкс.

$t=80$ мкс

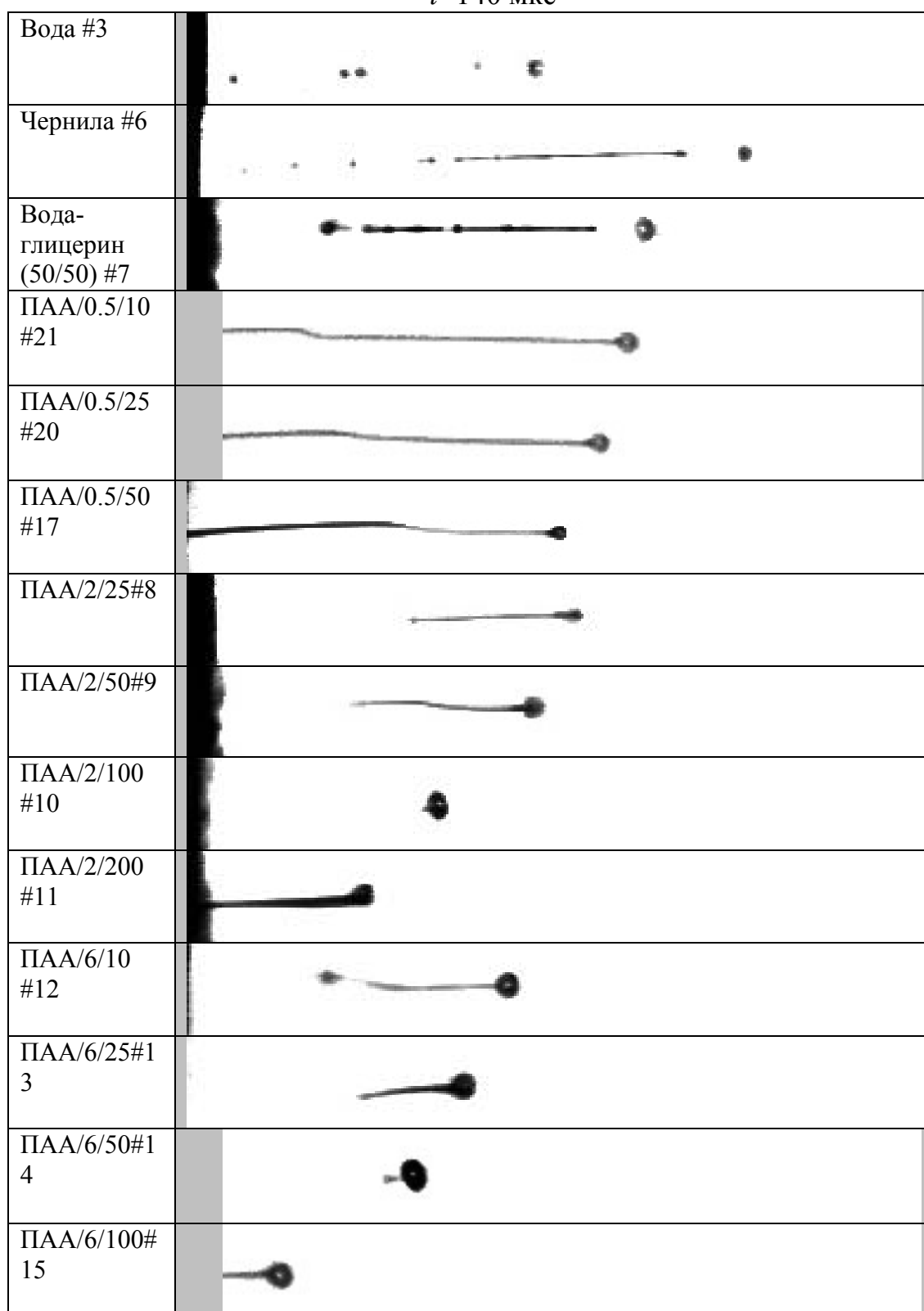
Фиг. 2.3 (продолжение). Последовательность кадров, изображающих образование и полет струй различных жидкостей. Продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Время полета струи составляет 80 мкс.

$t=100$ мкс

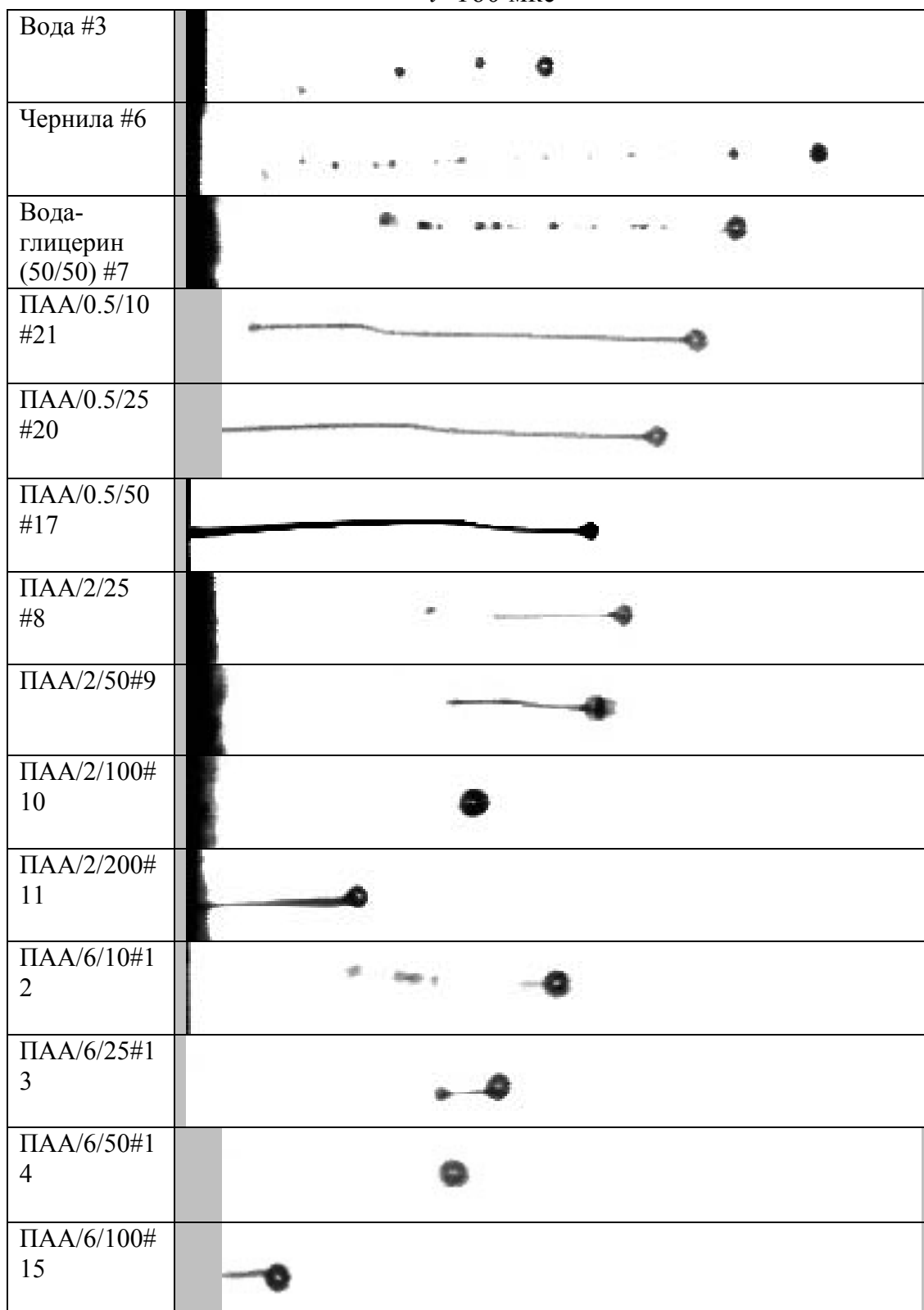
Фиг. 2.3 (продолжение). Последовательность кадров, изображающих образование и полет струй различных жидкостей. Продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Время полета струи составляет 100 мкс.

$t=120$ мкс

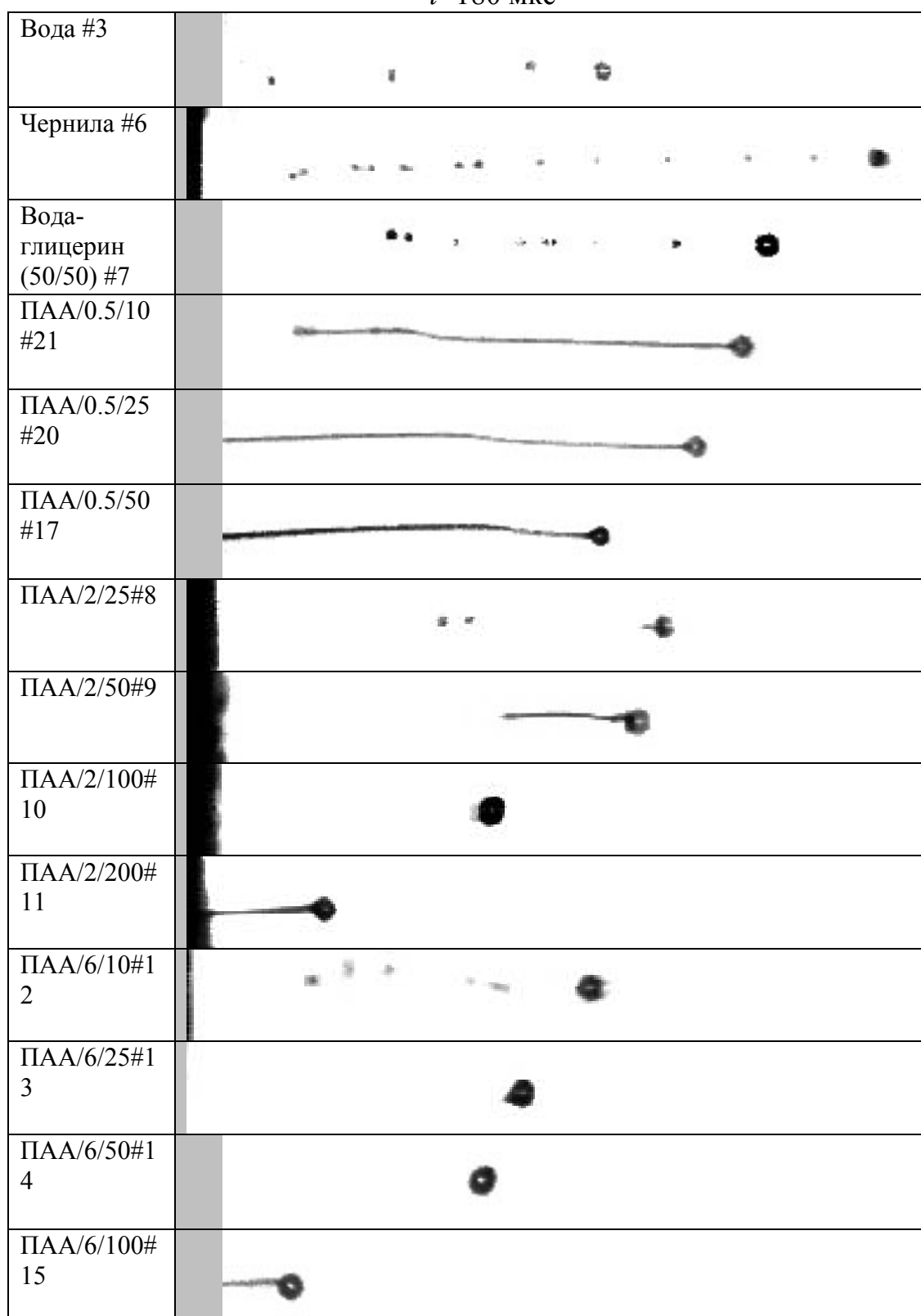
Фиг. 2.3 (продолжение). Последовательность кадров, изображающих образование и полет струй различных жидкостей. Продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Время полета струи составляет 120 мкс.

$t=140$ мкс

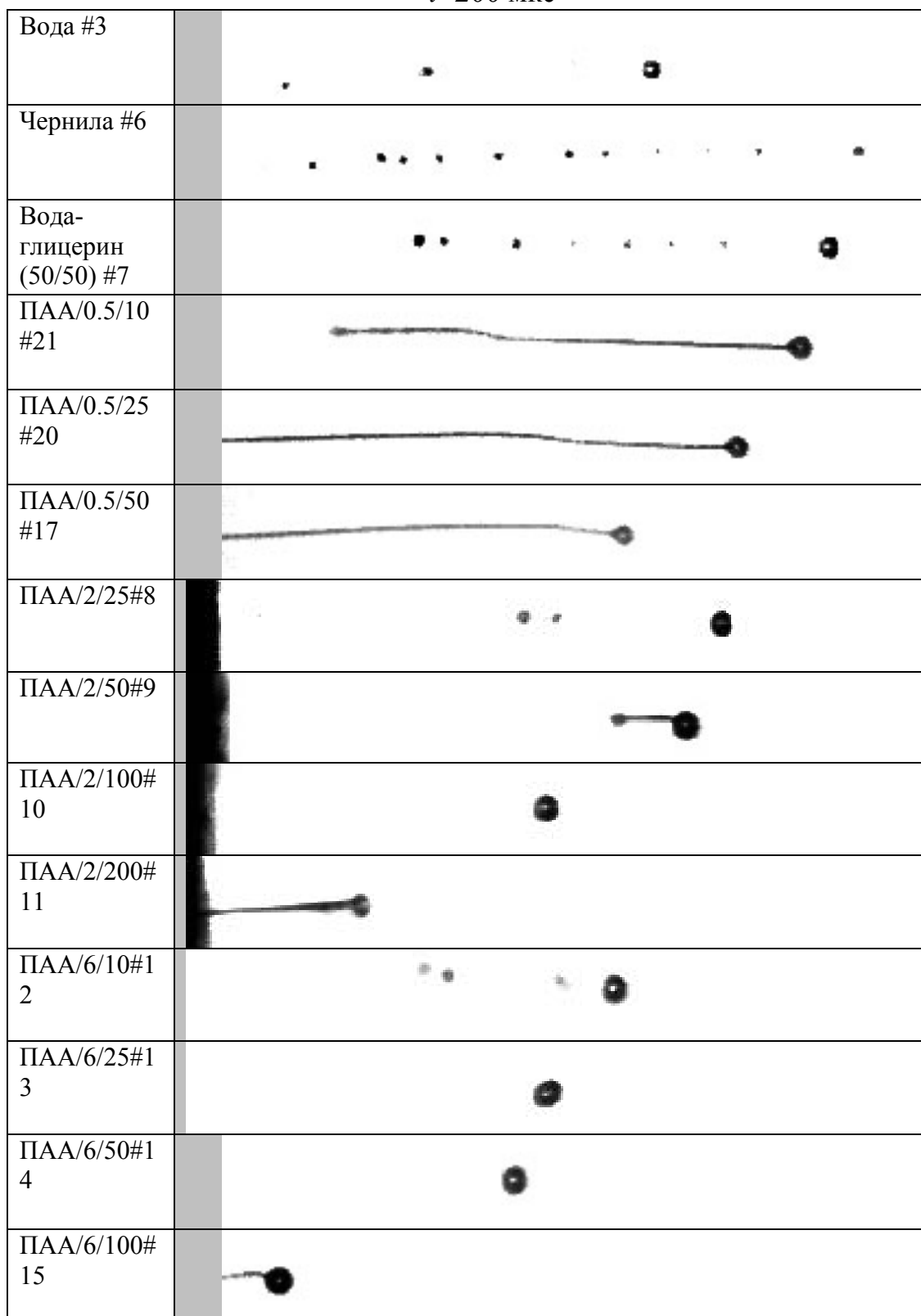
Фиг. 2.3 (продолжение). Последовательность кадров, изображающих образование и полет струй различных жидкостей. Продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Время полета струи составляет 140 мкс.

$t=160$ мкс

Фиг. 2.3 (продолжение). Последовательность кадров, изображающих образование и полет струй различных жидкостей. Продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Время полета струи составляет 160 мкс.


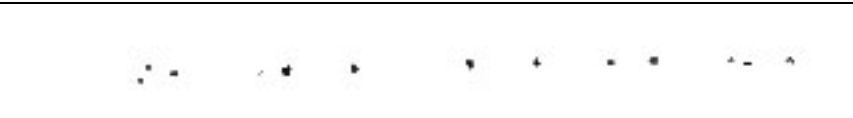



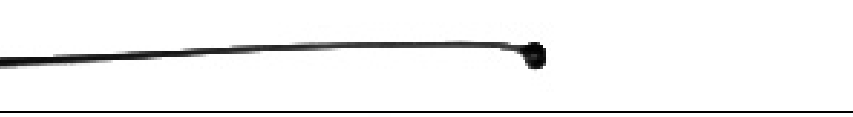


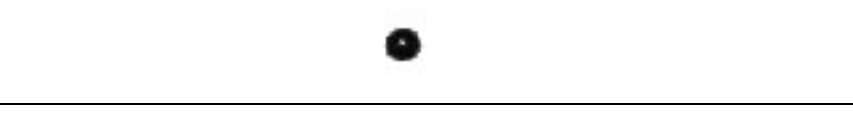





$t=180$ мкс

Фиг. 2.3 (продолжение). Последовательность кадров, изображающих образование и полет струй различных жидкостей. Продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Время полета струи составляет 180 мкс.

$t=200$ мкс

Фиг. 2.3 (продолжение). Последовательность кадров, изображающих образование и полет струй различных жидкостей. Продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Время полета струи составляет 200 мкс.

$t=220$ мкс

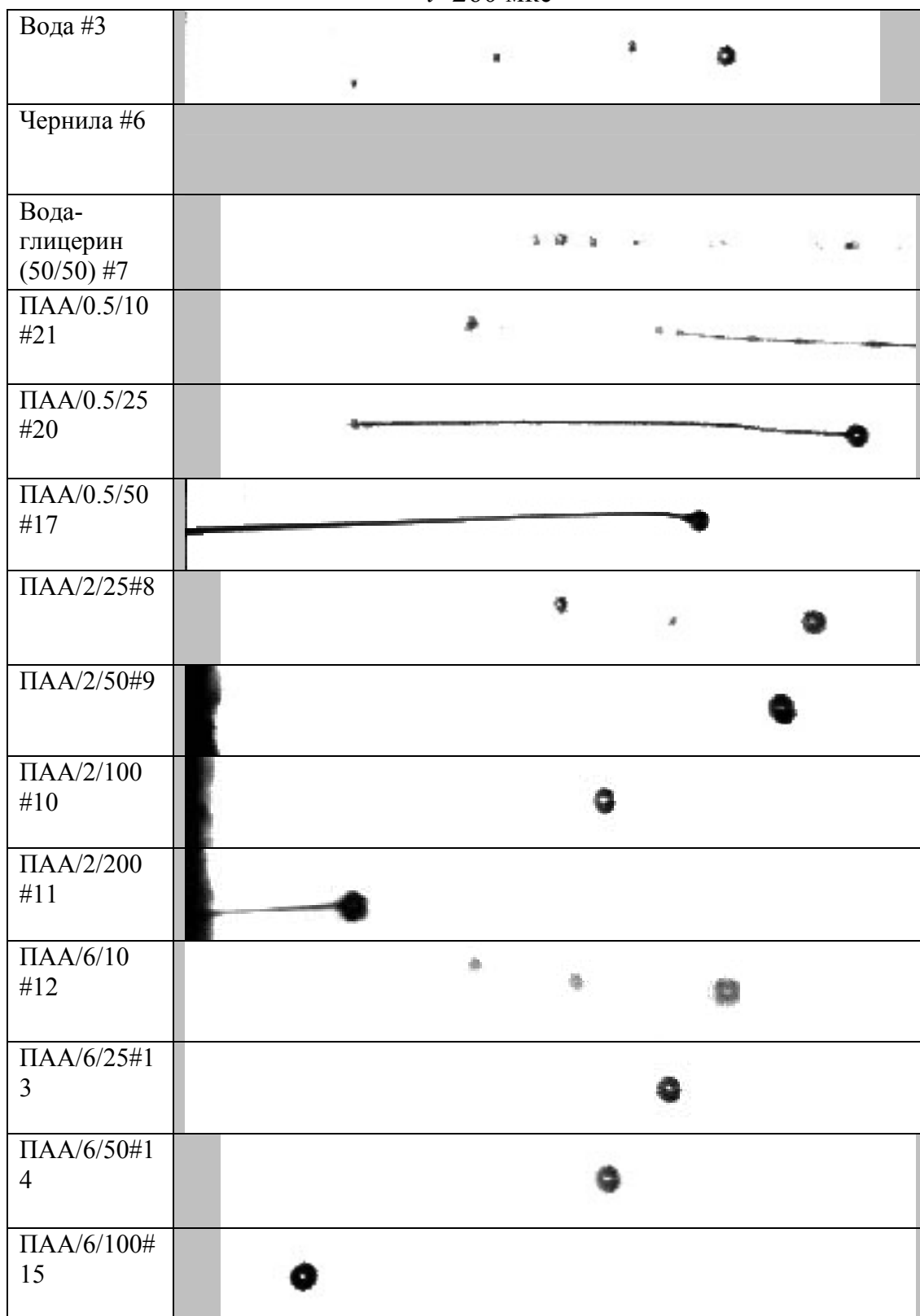
Вода #3	
Чернила #6	
Вода- глицерин (50/50) #7	
ПАА/0.5/10 #21	
ПАА/0.5/25 #20	
ПАА/0.5/50 #17	
ПАА/2/25#8	
ПАА/2/50#9	
ПАА/2/100 #10	
ПАА/2/200 #11	
ПАА/6/10 #12	
ПАА/6/25#1 3	
ПАА/6/50#1 4	
ПАА/6/100# 15	

Фиг. 2.3 (продолжение). Последовательность кадров, изображающих образование и полет струй различных жидкостей. Продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Время полета струи составляет 220 мкс.

$t=240$ мкс





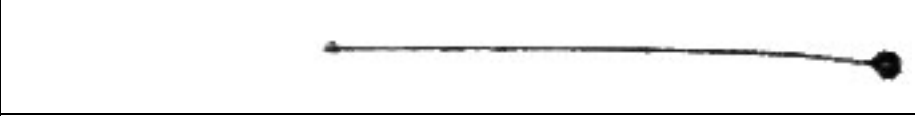

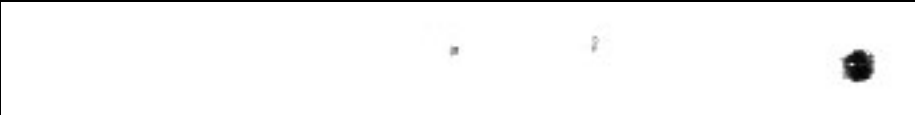
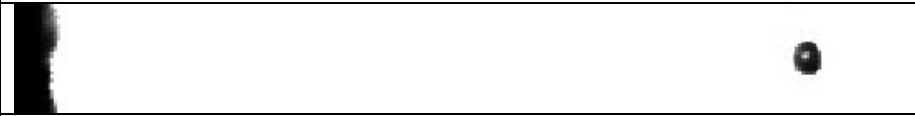






Вода #3	
Чернила #6	
Вода-глицерин (50/50) #7	
ПАА/0.5/10 #21	
ПАА/0.5/25 #20	
ПАА/0.5/50 #17	
ПАА/2/25#8	
ПАА/2/50#9	
ПАА/2/100 #10	
ПАА/2/200 #11	
ПАА/6/10 #12	
ПАА/6/25#13	
ПАА/6/50#14	
ПАА/6/100#15	

Фиг. 2.3 (продолжение). Последовательность кадров, изображающих образование и полет струй различных жидкостей. Продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Время полета струи составляет 240 мкс.

$t=260$ мкс





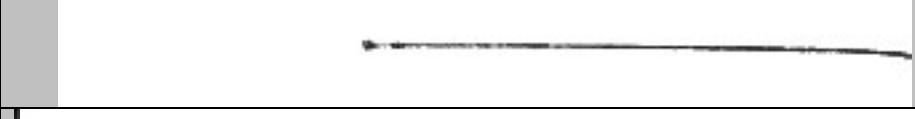






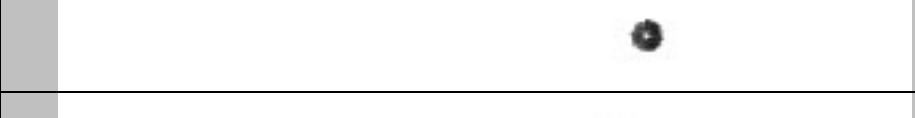
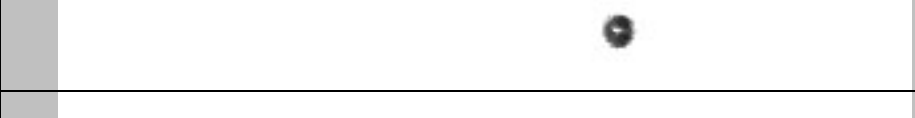

Фиг. 2.3 (продолжение). Последовательность кадров, изображающих образование и полет струй различных жидкостей. Продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Время полета струи составляет 260 мкс.

$t=280$ мкс

Вода #3	
Чернила #6	
Вода-глицерин (50/50) #7	
ПАА/0.5/10 #21	
ПАА/0.5/25 #20	
ПАА/0.5/50 #17	
ПАА/2/25#8	
ПАА/2/50#9	
ПАА/2/100 #10	
ПАА/2/200 #11	
ПАА/6/10 #12	
ПАА/6/25#13	
ПАА/6/50#14	
ПАА/6/100#15	













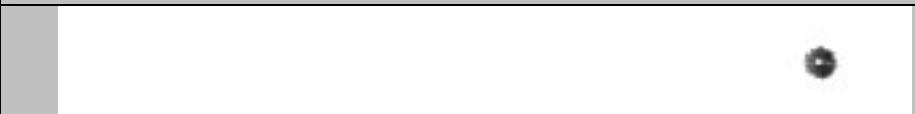

Фиг. 2.3 (продолжение). Последовательность кадров, изображающих образование и полет струй различных жидкостей. Продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Время полета струи составляет 280 мкс.

$t=300$ мкс

Вода #3	
Чернила #6	
Вода-глицерин (50/50) #7	
ПАА/0.5/10 #21	
ПАА/0.5/25 #20	
ПАА/0.5/50 #17	
ПАА/2/25#8	
ПАА/2/50#9	
ПАА/2/100#10	
ПАА/2/200#11	
ПАА/6/10#12	
ПАА/6/25#13	
ПАА/6/50#14	
ПАА/6/100#15	






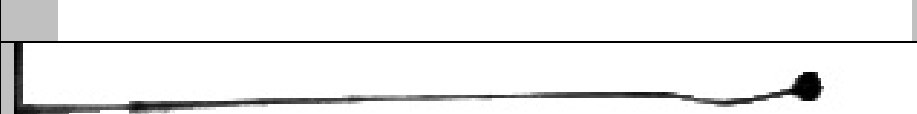

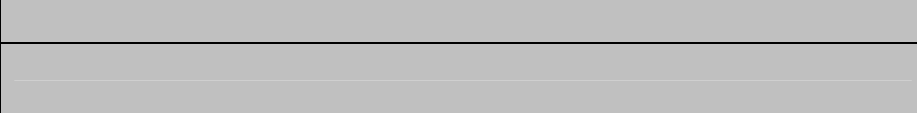
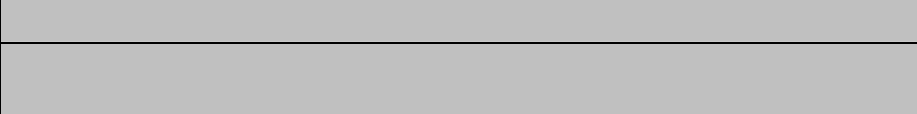

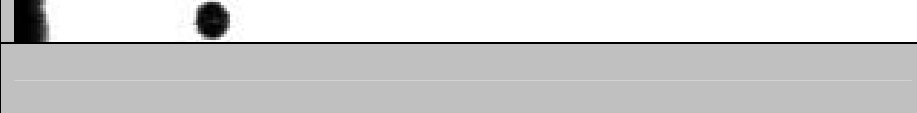

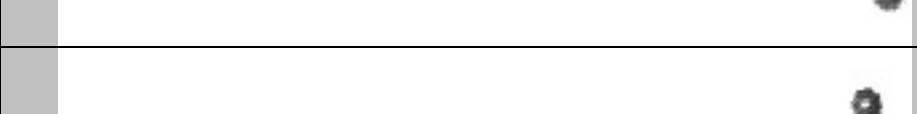
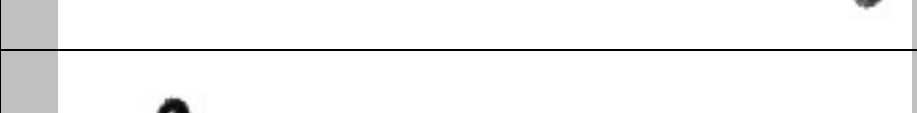
Фиг. 2.3 (продолжение). Последовательность кадров, изображающих образование и полет струй различных жидкостей. Продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Время полета струи составляет 300 мкс.

$t=350$ мкс

Вода #3	
Чернила #6	
Вода-глицерин (50/50) #7	
ПАА/0.5/10 #21	
ПАА/0.5/25 #20	
ПАА/0.5/50 #17	
ПАА/2/25#8	
ПАА/2/50#9	
ПАА/2/100#10	
ПАА/2/200#11	
ПАА/6/10#12	
ПАА/6/25#13	
ПАА/6/50#14	
ПАА/6/100#15	


Фиг. 2.3 (продолжение). Последовательность кадров, изображающих образование и полет струй различных жидкостей. Продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Время полета струи составляет 350 мкс.

$t=400$ мкс

Вода #3	
Чернила #6	
Вода-глицерин (50/50) #7	
ПАА/0.5/10 #21	
ПАА/0.5/25 #20	
ПАА/0.5/50 #17	
ПАА/2/25#8	
ПАА/2/50#9	
ПАА/2/100#10	
ПАА/2/200#11	
ПАА/6/10#12	
ПАА/6/25#13	
ПАА/6/50#14	
ПАА/6/100#15	







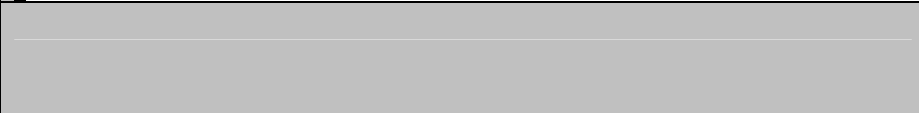







Фиг. 2.3 (продолжение). Последовательность кадров, изображающих образование и полет струй различных жидкостей. Продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Время полета струи составляет 400 мкс.

$t=450$ мкс

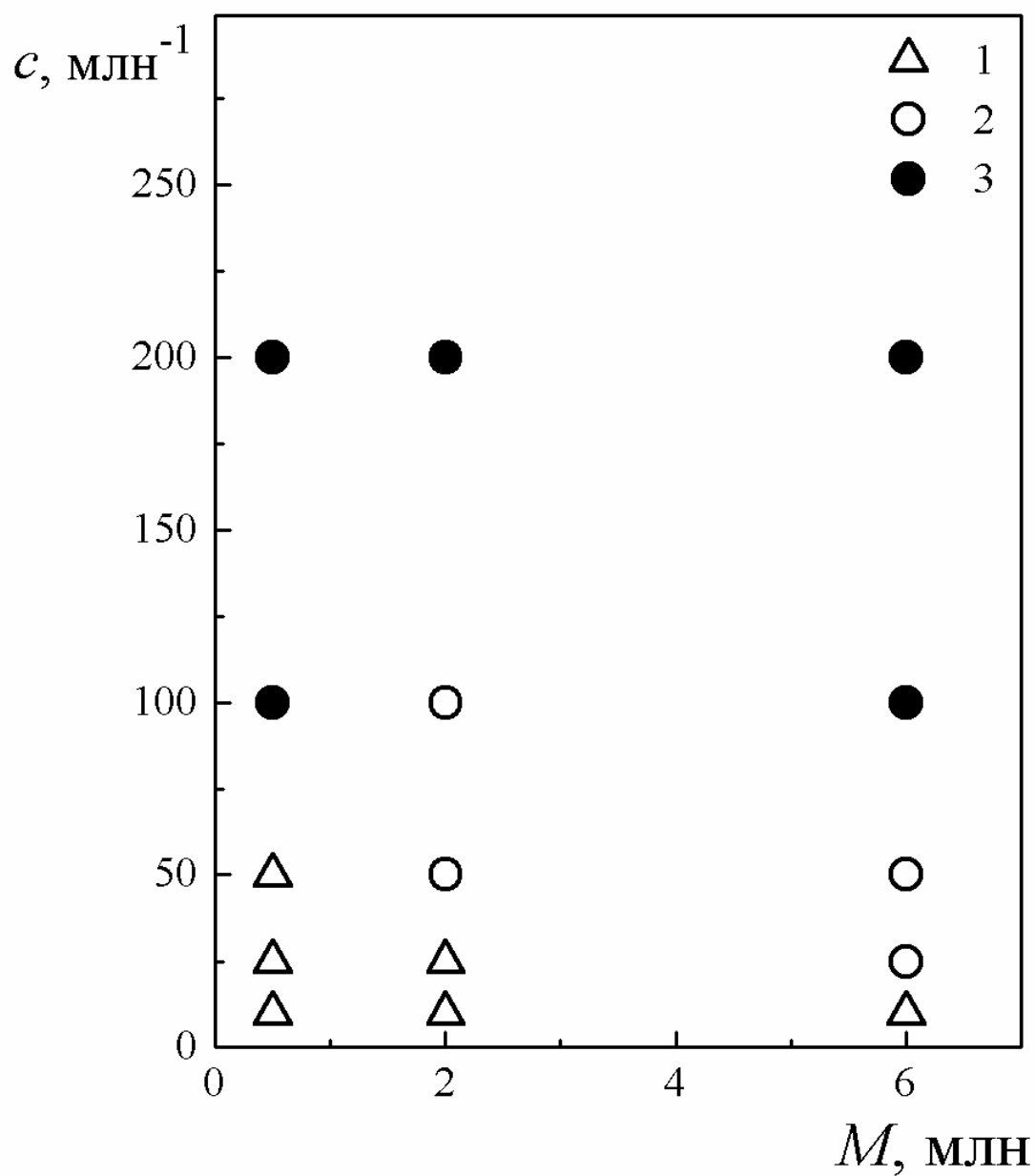
Вода #3	
Чернила #6	
Вода- глицерин (50/50) #7	
ПАА/0.5/10 #21	
ПАА/0.5/25 #20	
ПАА/0.5/50 #17	
ПАА/2/25#8	
ПАА/2/50#9	
ПАА/2/100# 10	
ПАА/2/200# 11	
ПАА/6/10#1 2	
ПАА/6/25#1 3	
ПАА/6/50#1 4	
ПАА/6/100# 15	

Фиг. 2.3 (продолжение). Последовательность кадров, изображающих образование и полет струй различных жидкостей. Продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Время полета струи составляет 450 мкс.

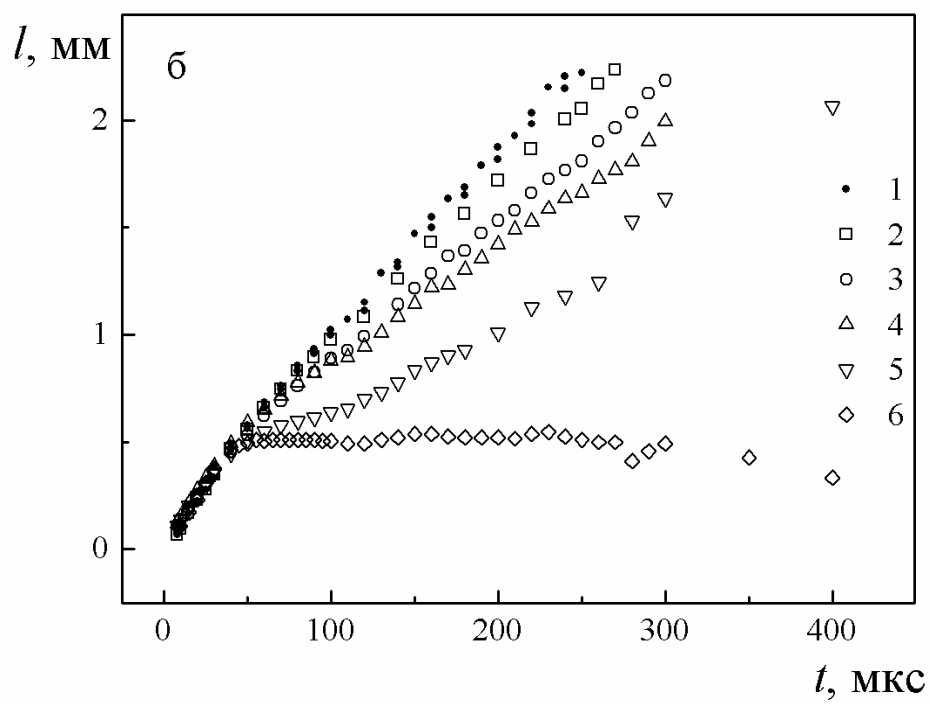
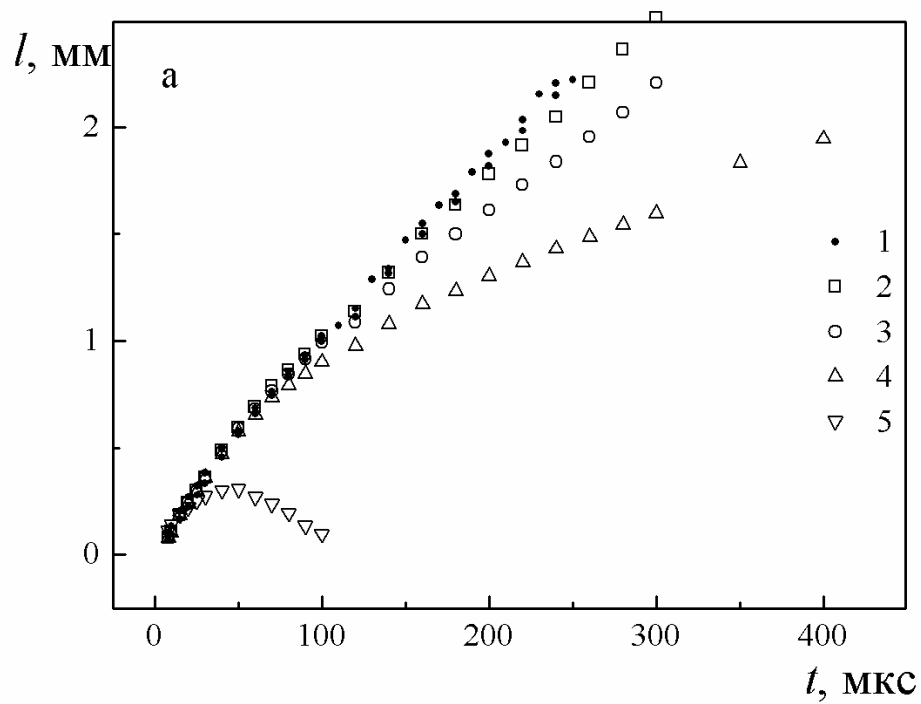
$t=500$ мкс

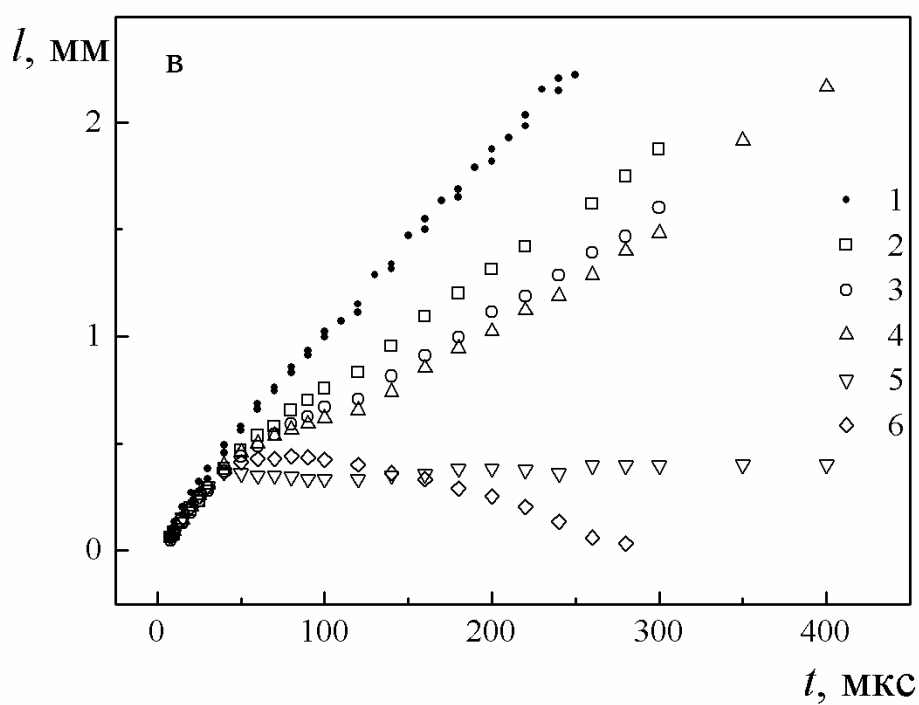
Вода #3	
Чернила #6	
Вода-глицерин (50/50) #7	
ПАА/0.5/10 #21	
ПАА/0.5/25 #20	
ПАА/0.5/50 #17	
ПАА/2/25#8	
ПАА/2/50#9	
ПАА/2/100#10	
ПАА/2/200#11	
ПАА/6/10#12	
ПАА/6/25#13	
ПАА/6/50#14	
ПАА/6/100#15	

Фиг. 2.3 (окончание). Последовательность кадров, изображающих образование и полет струй различных жидкостей. Продольный размер кадра соответствует 2.21 мм реального масштаба. Время полета струи составляет 500 мкс.

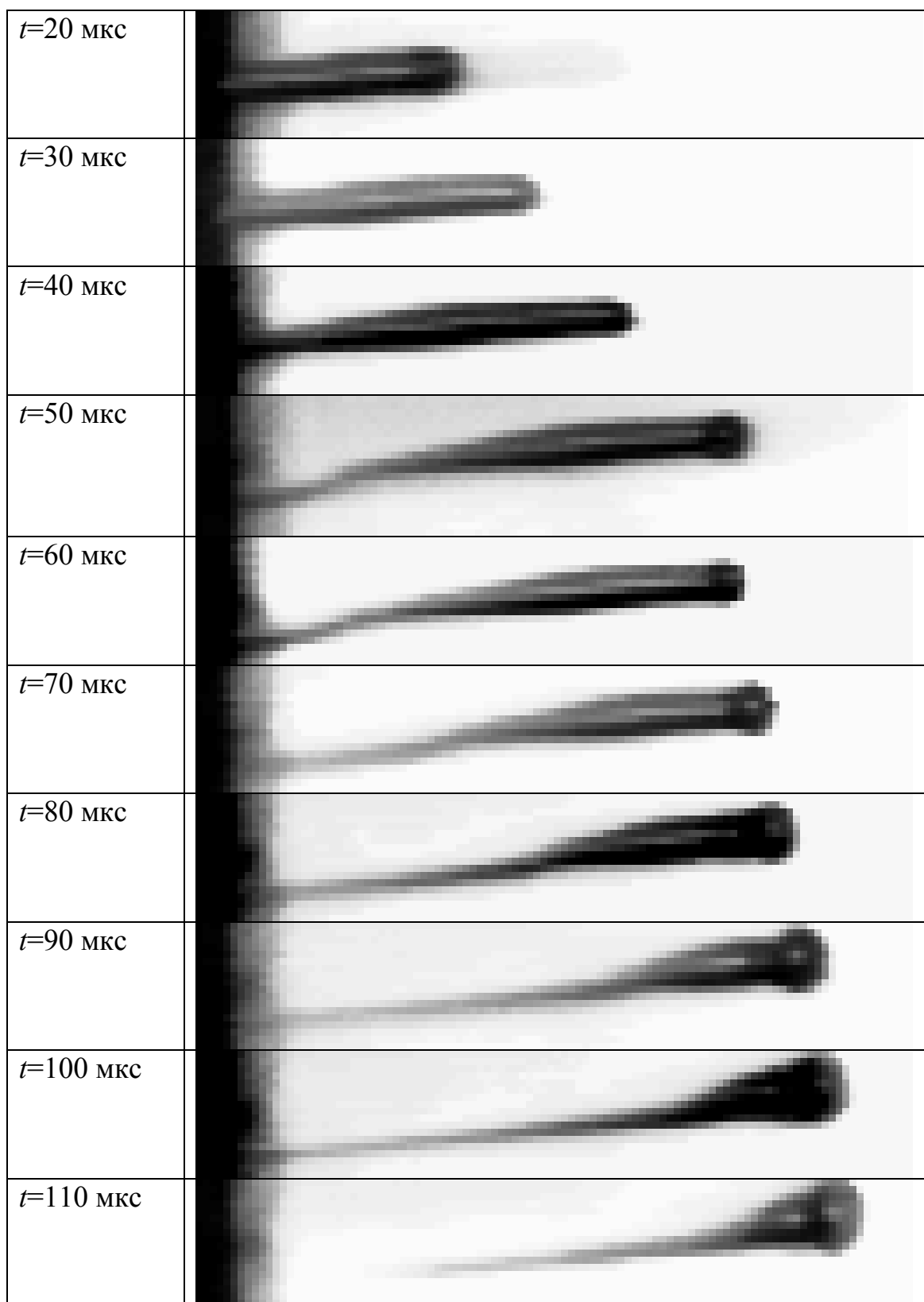


Фиг. 2.4. Зависимость режимов метания струй растворов полимеров от молекулярной массы полимера M и его концентрации C в водно-глицериновой (50/50) смеси. 1 – метание с отрывом от головной капли нескольких вторичных капелек, 2 – формирование единой капли без потерь жидкости на вторичные капли, 3 – торможение и остановка струи в полете.

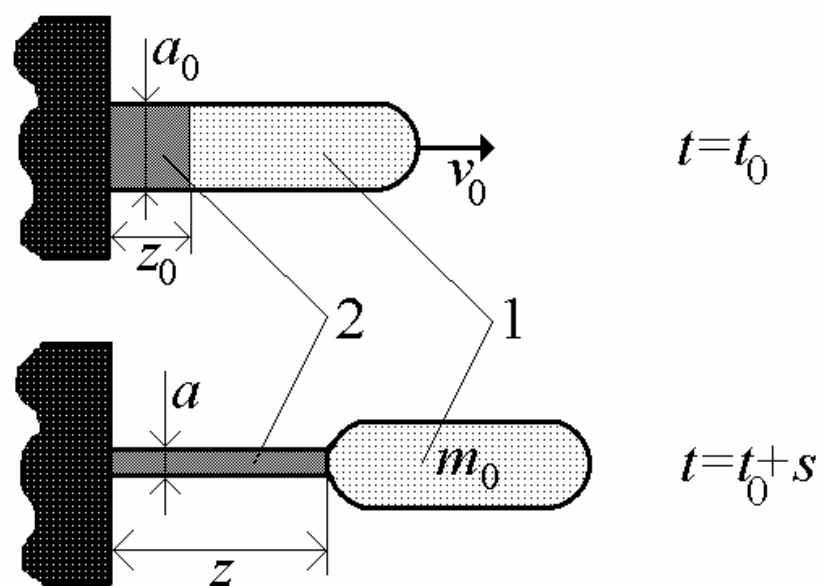




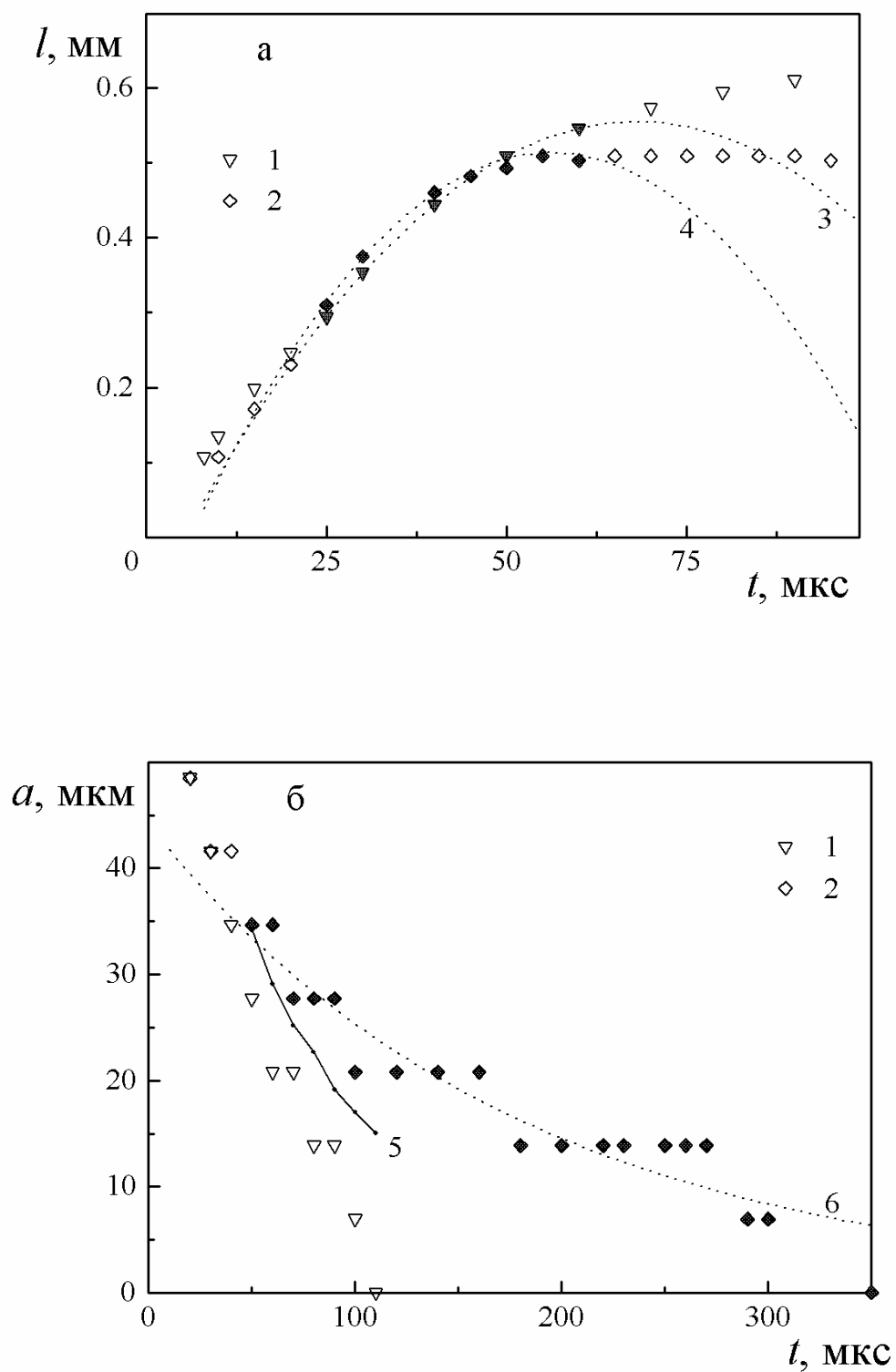
Фиг. 2.5. Зависимость перемещения передней точки струи от времени для струй различных растворов полиакриламида. а – $M=0.5$, б - $M=2$, в – $M=6$ млн. На всех рисунках 1 – $c=0$, 2 – $c=10$, 3 - $c=25$, 4 - $c=50$, 5 - $c=100$, 6 – $c=200$ млн⁻¹. Измерения проведены непосредственно с экрана монитора.



Фиг. 2.6. Последовательность кадров, иллюстрирующая отрыв струи ПАА\2\100 от сопла. Продольный размер кадра соответствует 0.7 мм реального масштаба.

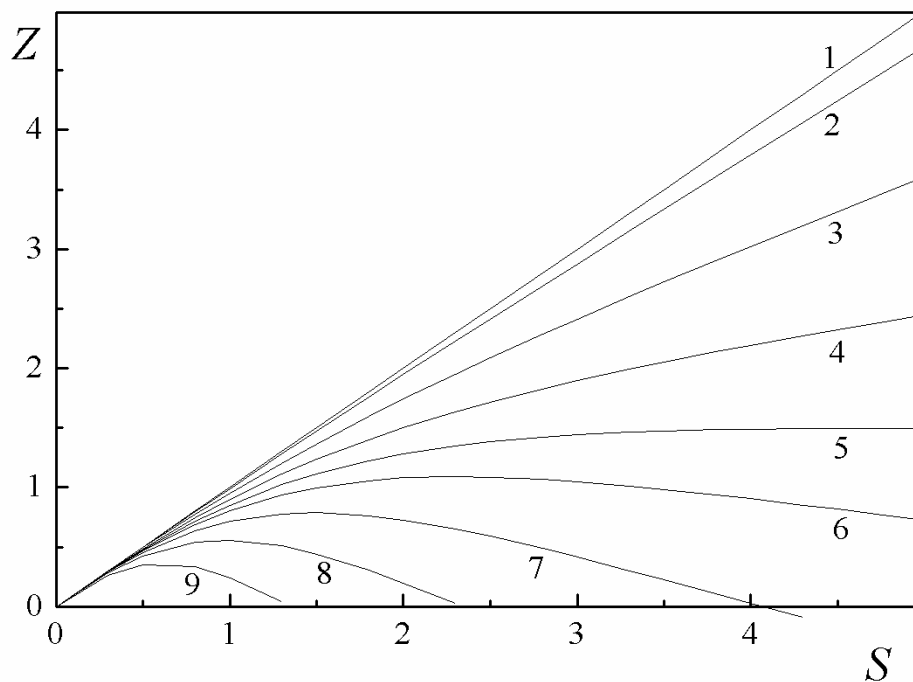


Фиг. 2.7. Отрыв струи от сопла может моделироваться образованием шейки: 1 – струя, 2 – шейка. Внутренние упругие напряжения в шейке тормозят движение струи.

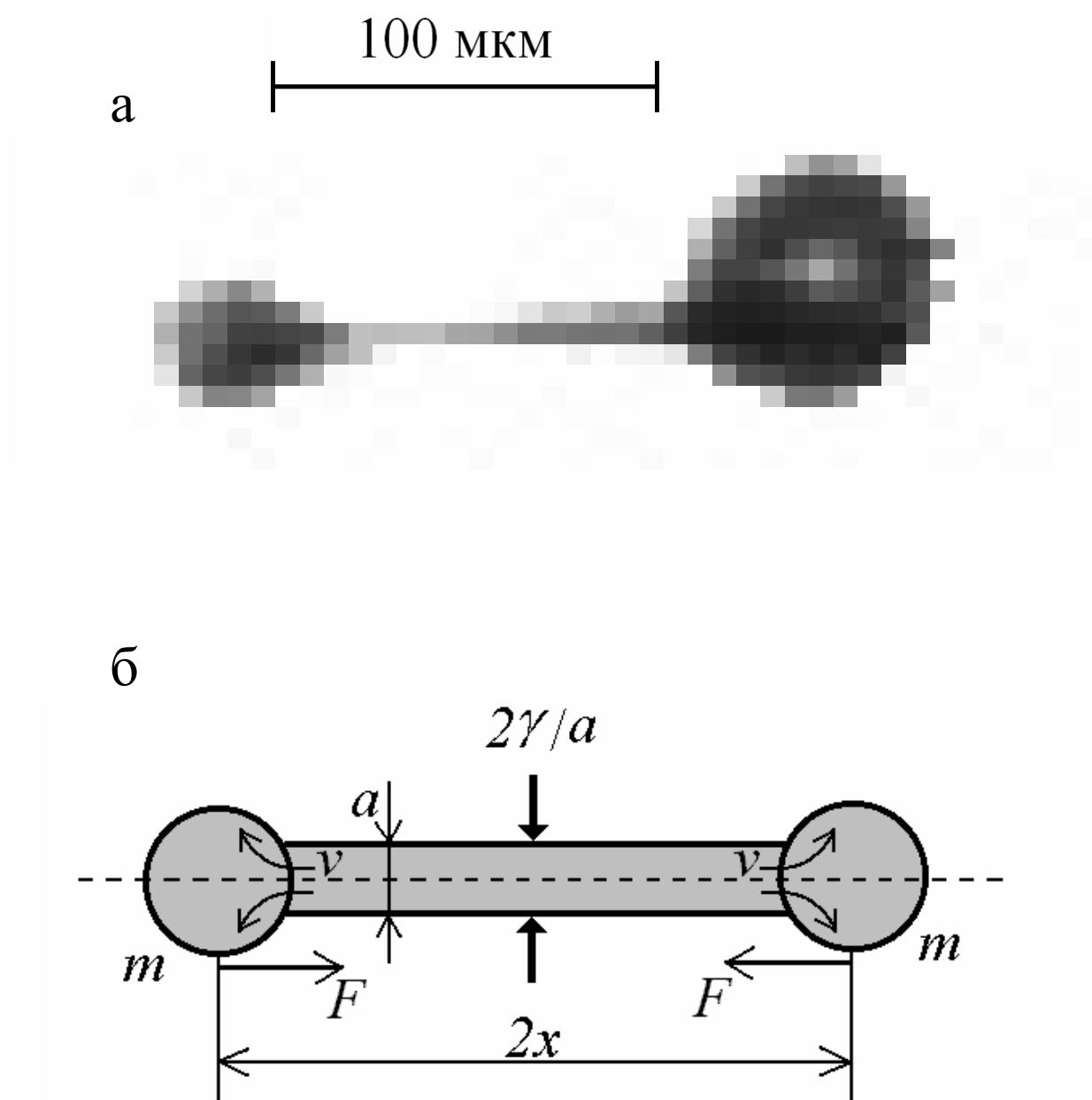


Фиг. 2.8. Зависимость перемещения передней точки струи от времени $l=l(t)$ (а) и зависимость изменения диаметра шейки во времени $a=a(t)$ (б) для струй ПАА $M=2$ млн. На рисунках 1 - $c=100$, 2 - $c=200$ млн⁻¹.

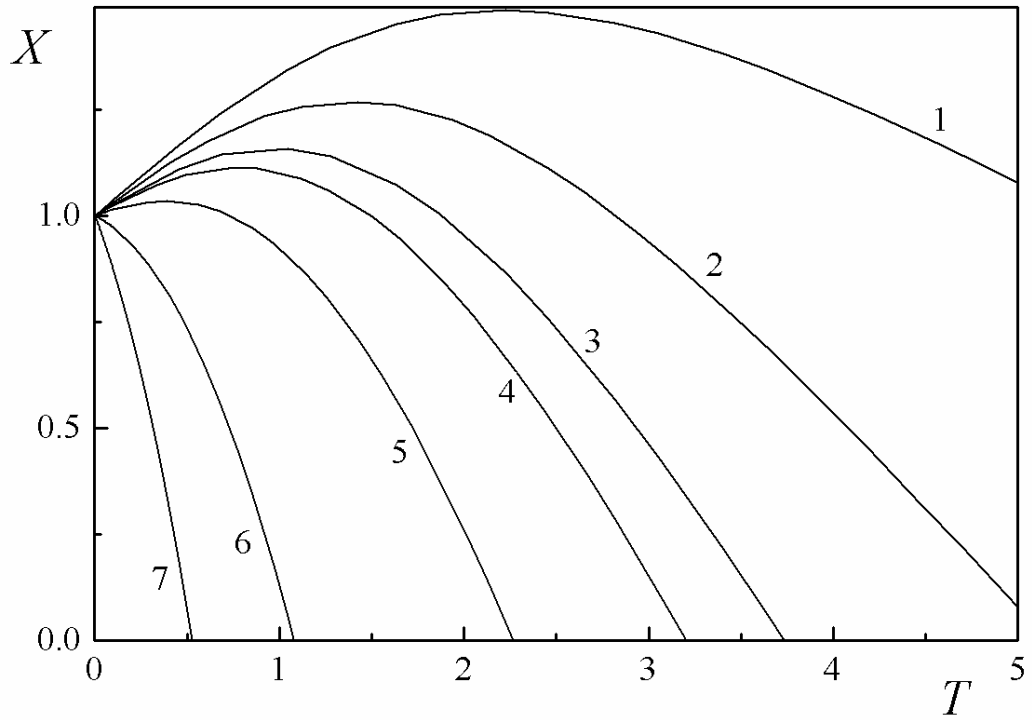
Кривые 3 и 4 соответствуют аппроксимации $l=C_1+C_2t+C_3t^2$ экспериментальных зависимостей $l=l(t)$ для растворов ПАА\2\100 и ПАА\2\200, соответственно. В результате дифференцирования кривых имеем $d^2l/dt^2=2C_3=-280000\pm8000$ и -410000 ± 30000 м/с² для ПАА\2\100 и ПАА\2\200, соответственно. Кривая 5 – зависимость $a=(a_0^3/z)^{1/2}$, полученная путем обработки видео-кадров на фиг. 2.6. Кривая 6 соответствует аппроксимации $a=a_0\exp(-t/(3\theta))$, $\theta=60\pm5$ мкс экспериментальной зависимости $a=a(t)$ для раствора ПАА\2\200. При построении аппроксимаций были использованы экспериментальные точки, которые на фигуре выделены затемнением символов.



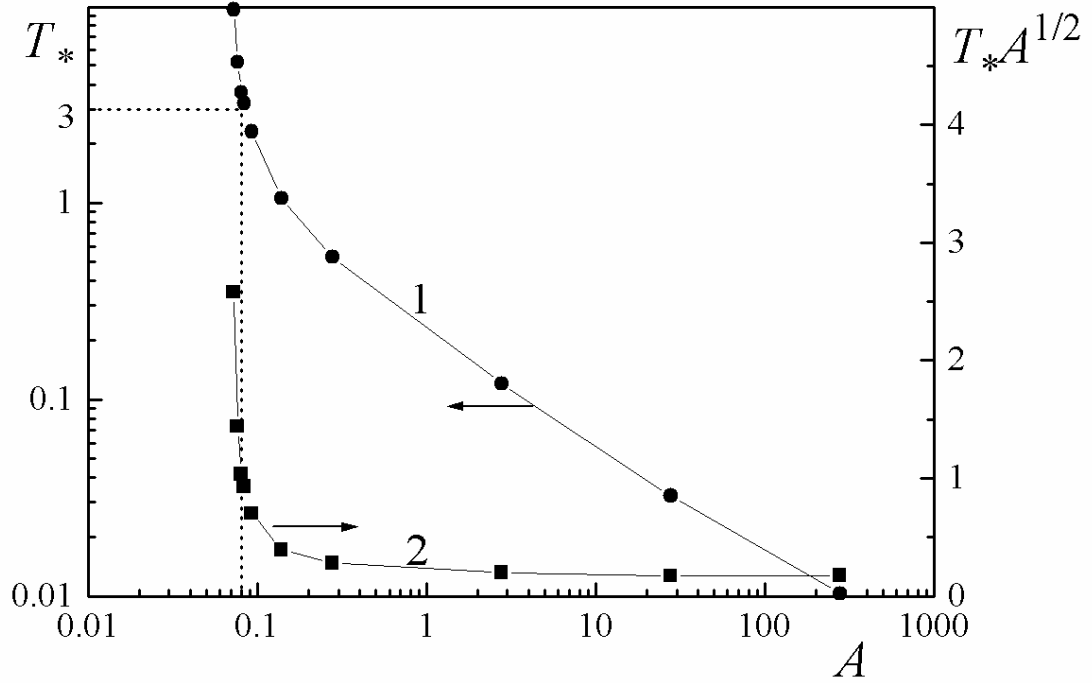
Фиг. 2.9. Решения уравнения (2.4.2) для различных значений параметра $B=\pi a_0 G \theta^2/(4m_0)$. 1 – $B=0$, 2 – $B=0.1$, 3 – $B=0.5$, 4 – $B=1$, 5 – $B=1.5$, 6 – $B=2$, 7 – $B=3$, 8 – $B=5$, 9 – $B=10$.



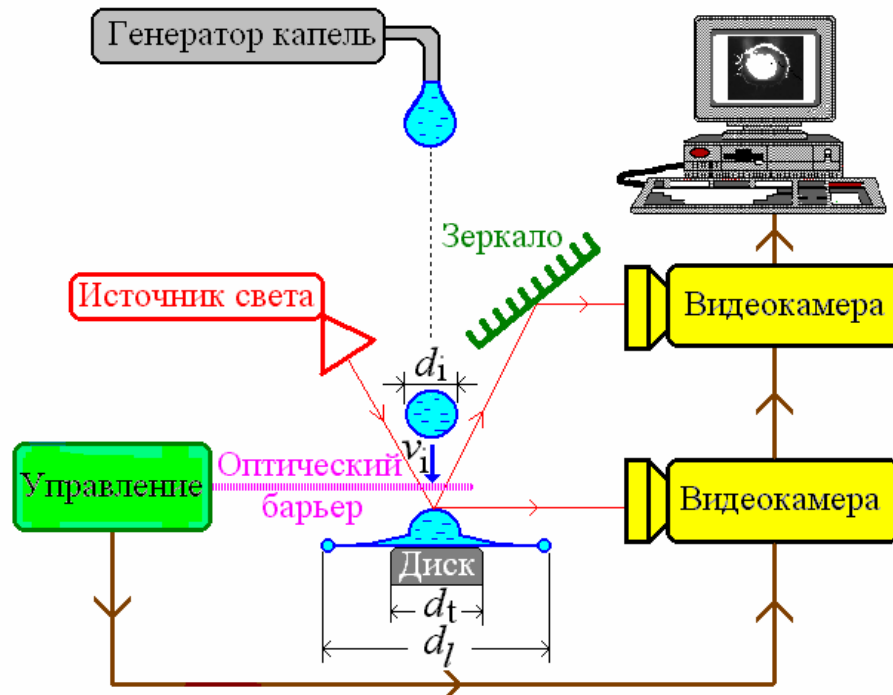
Фиг. 2.10. . а – Состояние струи ПАА\6\25 спустя 160 мкс после начала истечения. б - Импульсная микроструя упруговязкой жидкости в ситуации, близкой к переходу от течения с распадом к течению без распада, моделируется жидкой гантелью.



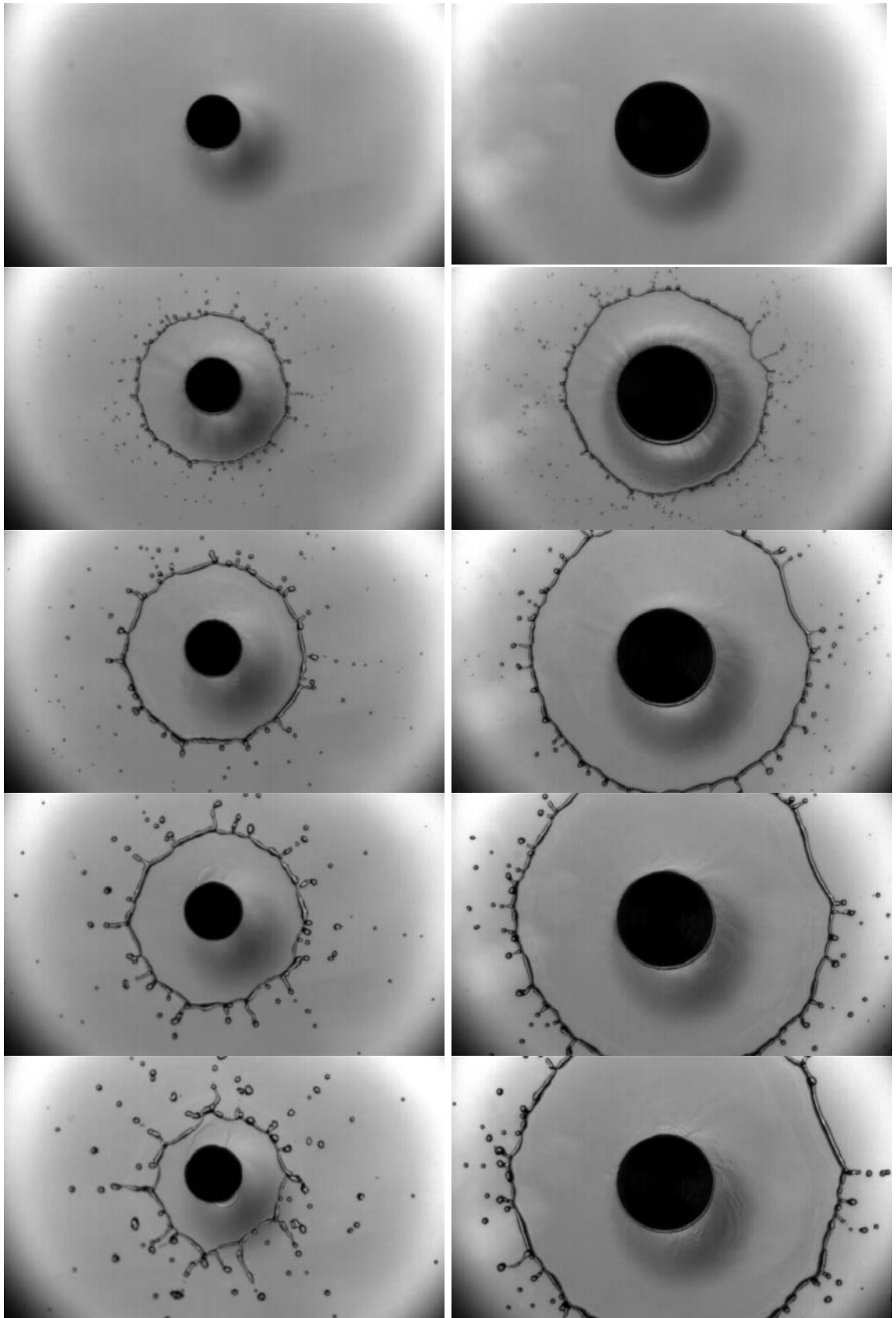
Фиг. 2.11. Решения уравнения (2.5.6) для различных значений параметра $A = \gamma \rho (\pi a_0^{3/2} \theta / m_0)^2 / 4$. 1 – $A=0.072$, 2 – $A=0.076$, 3 – $A=0.081$, 4 – $A=0.083$, 5 – $A=0.092$, 6 – $A=0.14$, 7 – $A=0.28$.

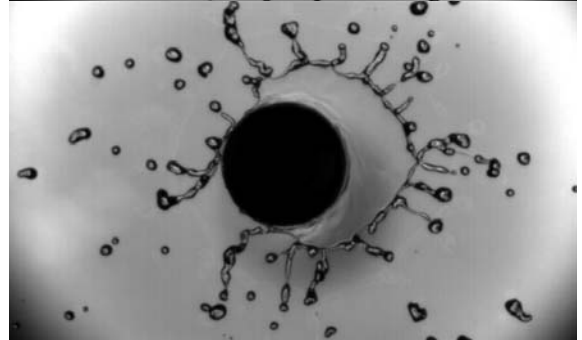
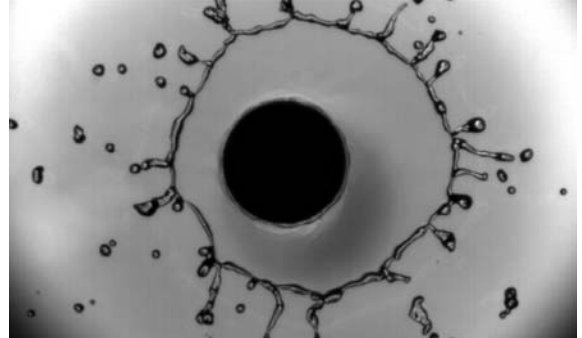
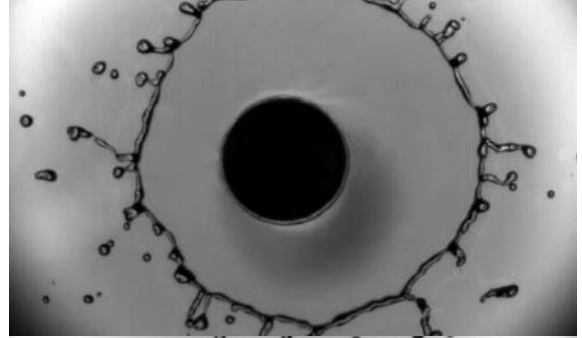
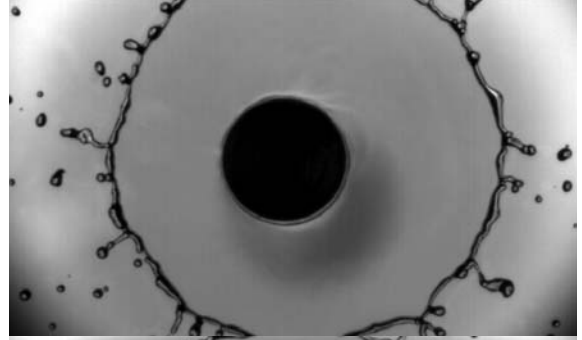
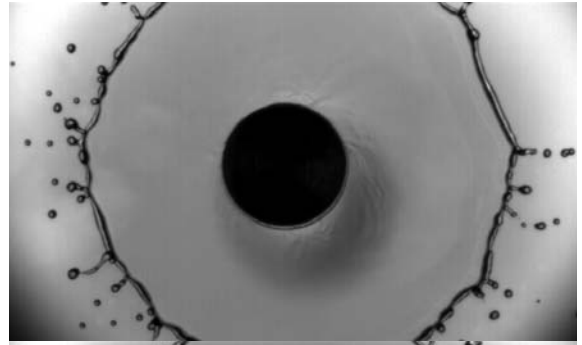
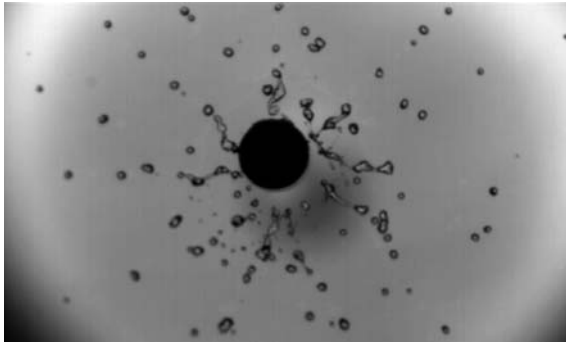


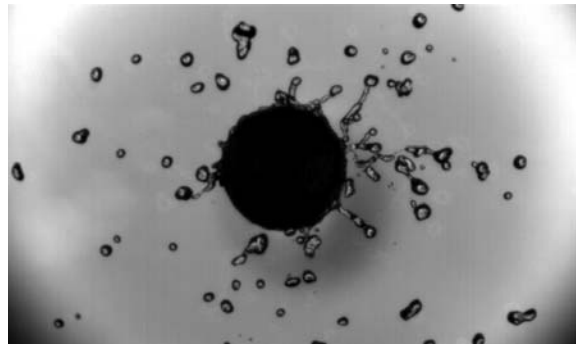
Фиг. 2.12. Решение уравнения (2.5.6) $T_*=T(X=0)$, как функция параметра $A=\gamma\theta^2/(\rho a_0 x_0^2)$ – кривая 1. Зависимость изменения величины $T_* A^{1/2}$ от параметра A – кривая 2.



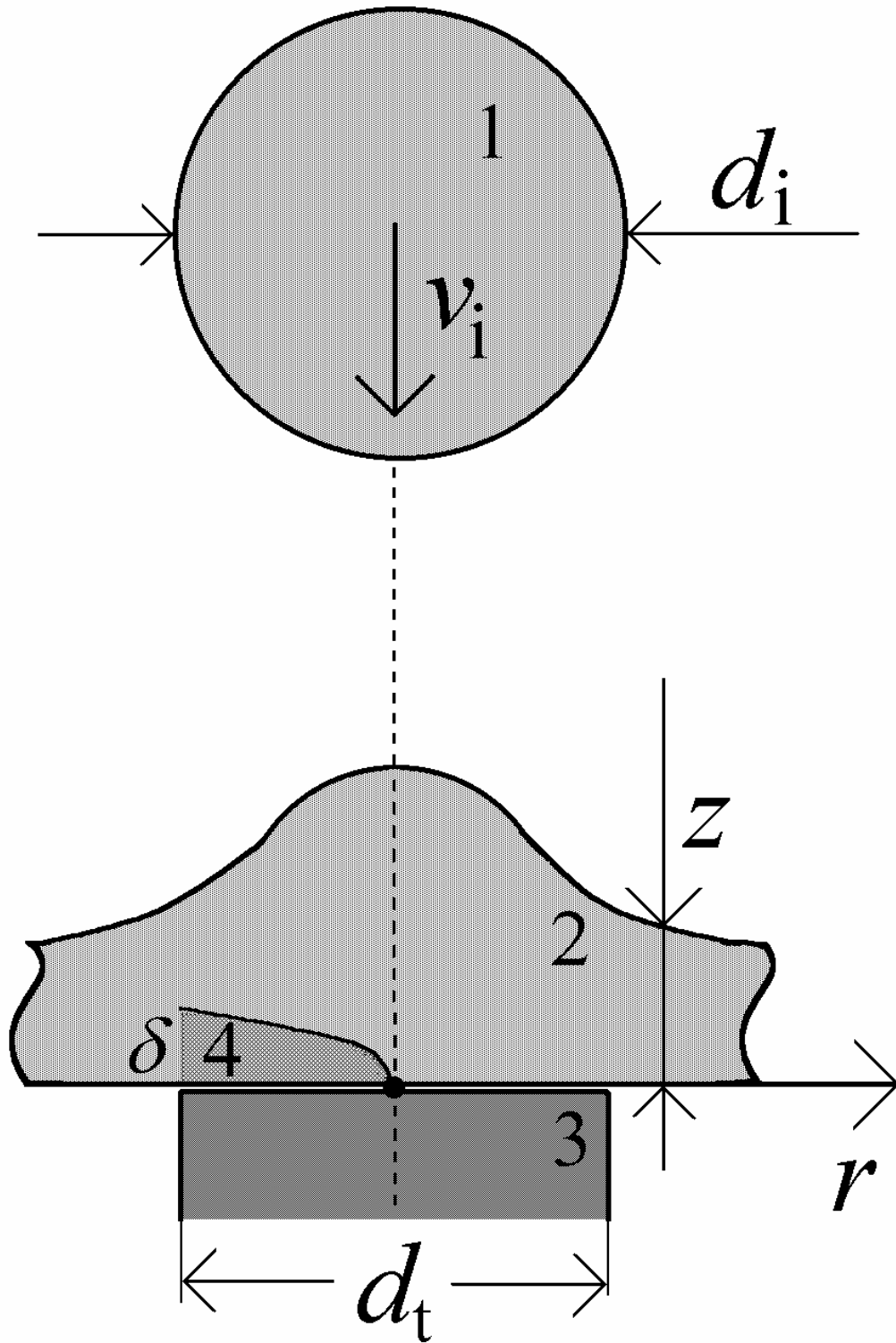
Фиг. 3.1. Схема эксперимента по исследованию соударения капли с небольшим дискообразным препятствием. Падающая капля пересекает оптический барьер, который посылает сигнал об этом событии Системе Управления. Система Управления, в свою очередь, посылает управляющие сигналы двум видеокамерам Lhessa, одна из которых наблюдает процесс сбоку, а другая сверху. Для каждой падающей капли боковая видеокамера записывает на одном кадре три последовательных изображения капли, каждое из которых соответствует состоянию капли в разные моменты времени t_1 , t_2 , t_3 . Моменты времени видеозаписи изображений t_1 , t_2 , t_3 задаются заранее и выбираются таким образом, чтобы в моменты времени t_1 и t_2 капля еще находилась в состоянии свободного падения перед препятствием, а в момент времени t_3 капля уже подверглась соударению. Анализ изображения капли в моменты времени t_1 , t_2 позволял определить диаметр капли d_i и ее скорость v_i перед соударением, а также момент времени касания капли и препятствия. Благодаря знанию последней величины рассчитывалось время между моментом касания и регистрацией третьего изображения капли в момент времени t_3 . Видеокамера, наблюдающая процесс сверху, записывала два видеокadra, первый из которых регистрировался в тот же момент t_3 , что и третье изображение в боковой видеокамере. Второй видеокادر в верхней видеокамере регистрировался в другой заранее заданный момент времени. История соударения восстанавливалась, как последовательность изображений капли, полученных в различные моменты времени.



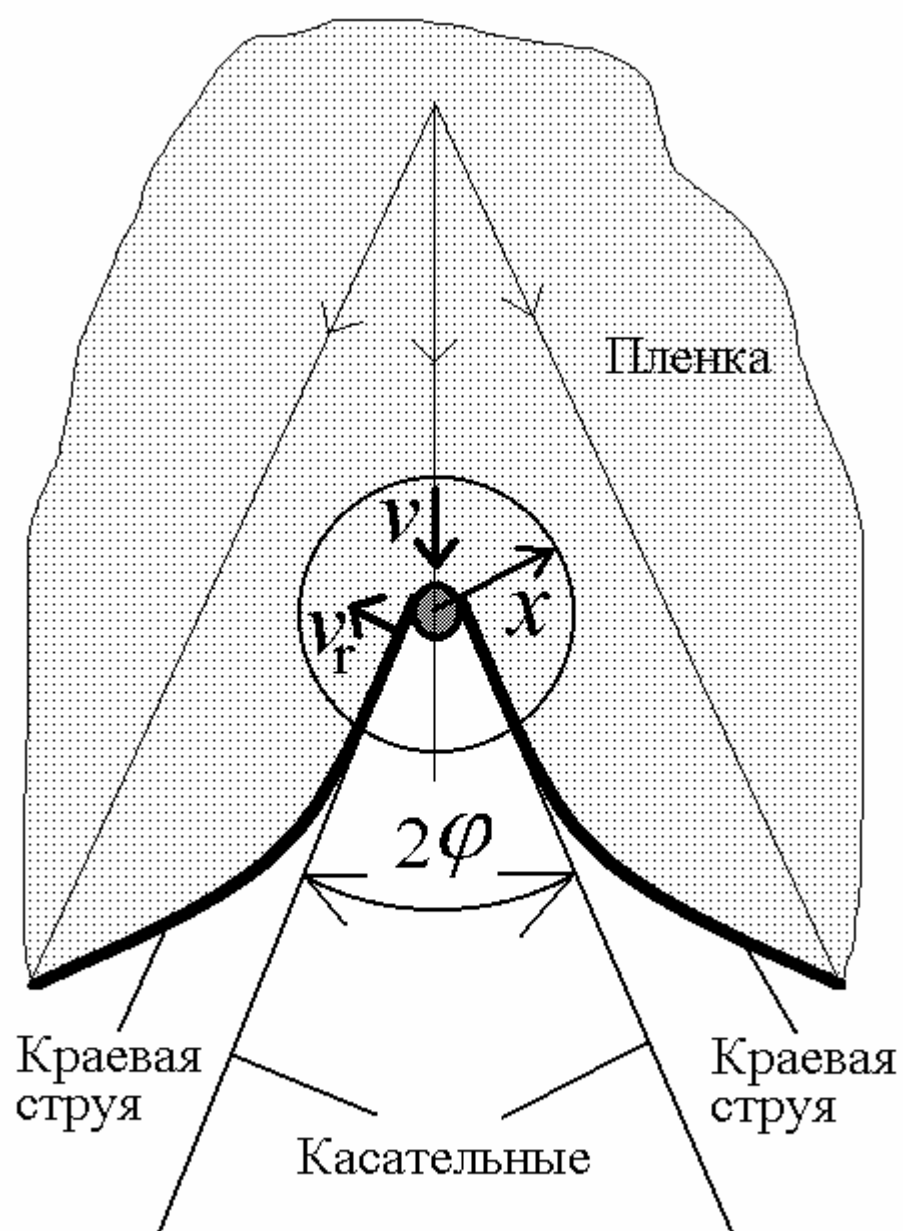




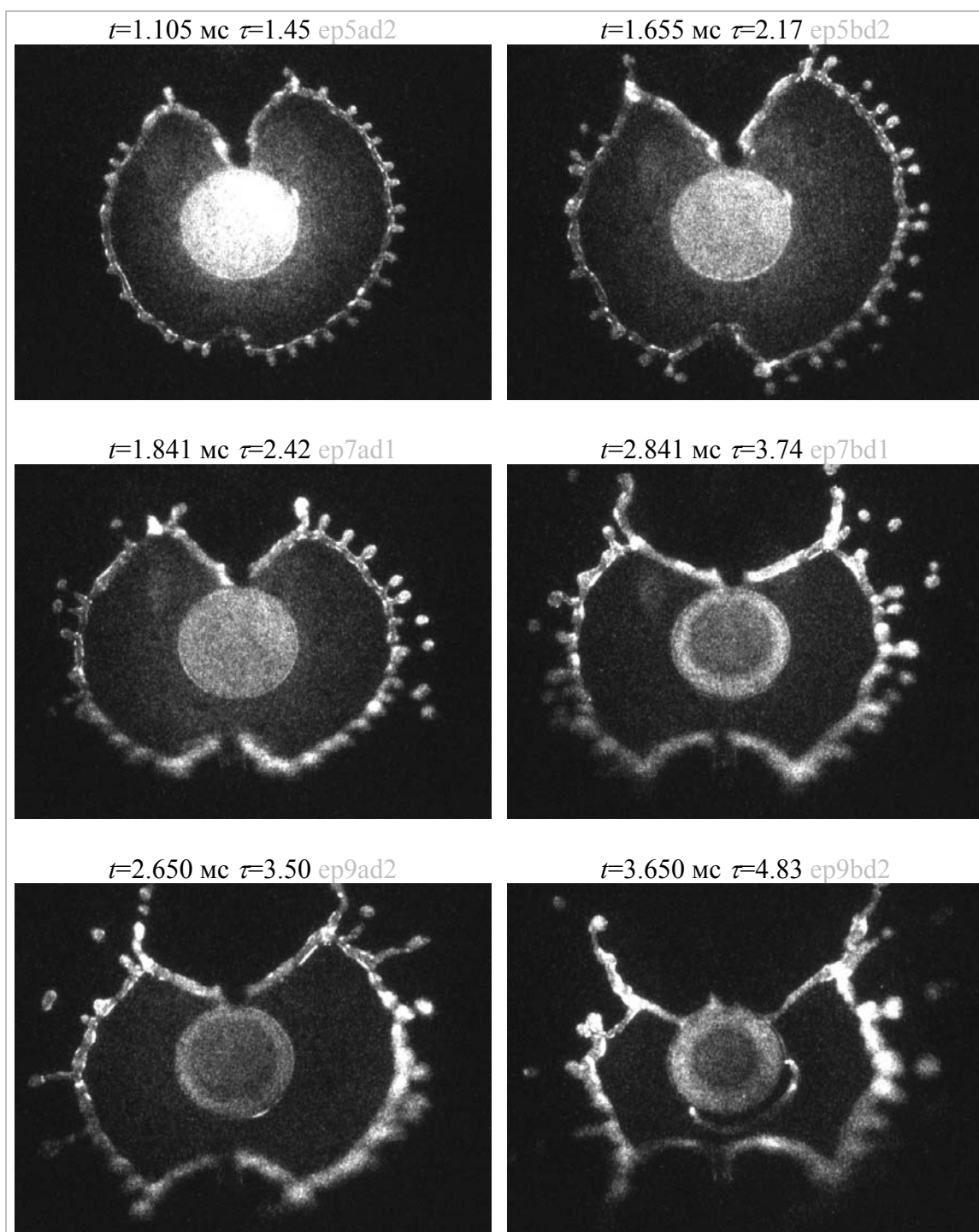
Фиг. 3.2.. Последовательности видеокадров процессов столкновений «небольшой» капли воды (левая колонка) и «большой» капли воды (правая колонка) с дископодобным препятствием (черный круг в центре каждого кадра). Визуализация осуществлена скоростной видеокамерой. Изменение времени соударения – сверху вниз. Интервал времени между кадрами - 1 мс, время экспозиции 1мкс. Условия удара для «небольшой» капли (левая колонка): диаметр капли $d_i=2.67$ мм, скорость $v_i=3.87$ м/с, число Вебера $We_i=\rho v_i^2 d_i/\gamma=550$, диаметр диска $d_t=4.0$ мм; для «большой» капли (правая колонка): $d_i=3.89$ мм, $v_i=3.84$ м/с, $We_i=792$, $d_t=7.0$ мм.



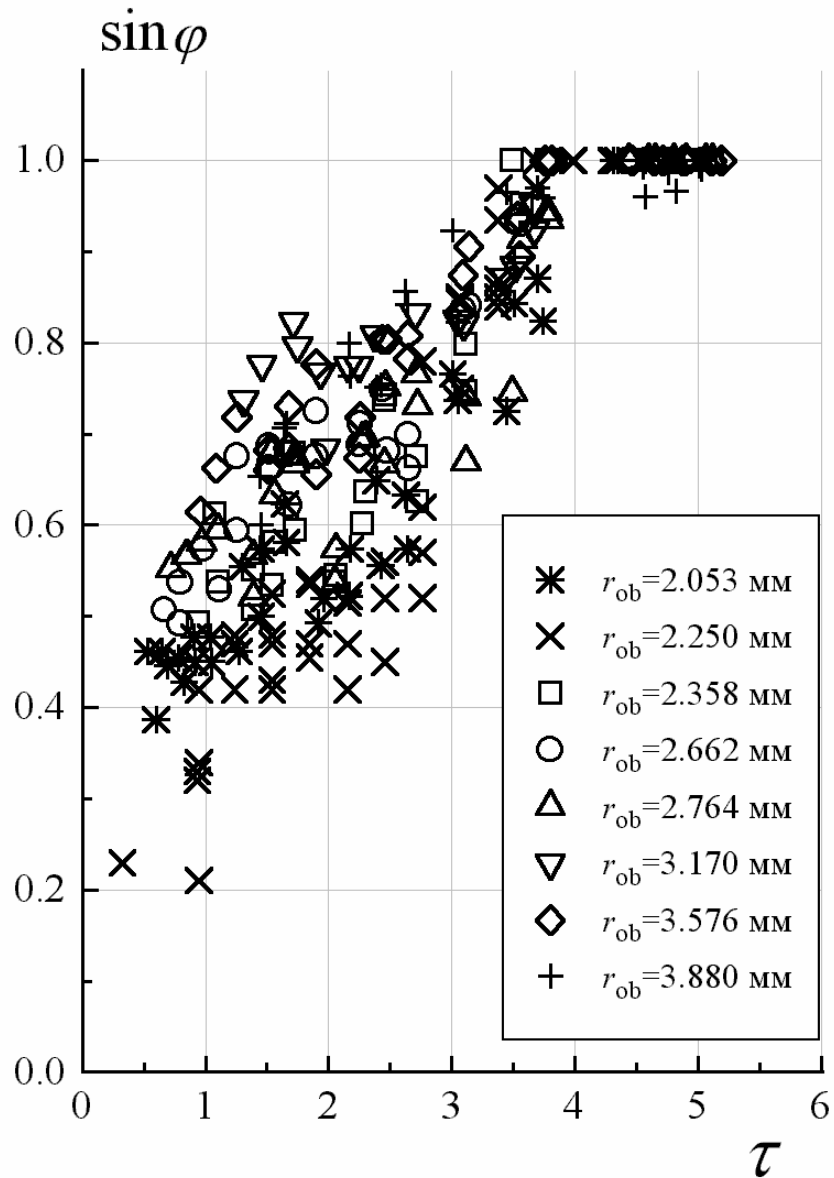
Фиг. 3.3. В координатах x/d_i , tv_i/d_i (x - любой линейный параметр капли) эволюция профиля капли на препятствии одна и та же для любой капли, если вязкие и поверхностные эффекты пренебрежимо малы. 1 - капля перед ударом, 2 - соударяющаяся капля, 3 - дископодобное препятствие, 4 - вязкий пограничный слой.



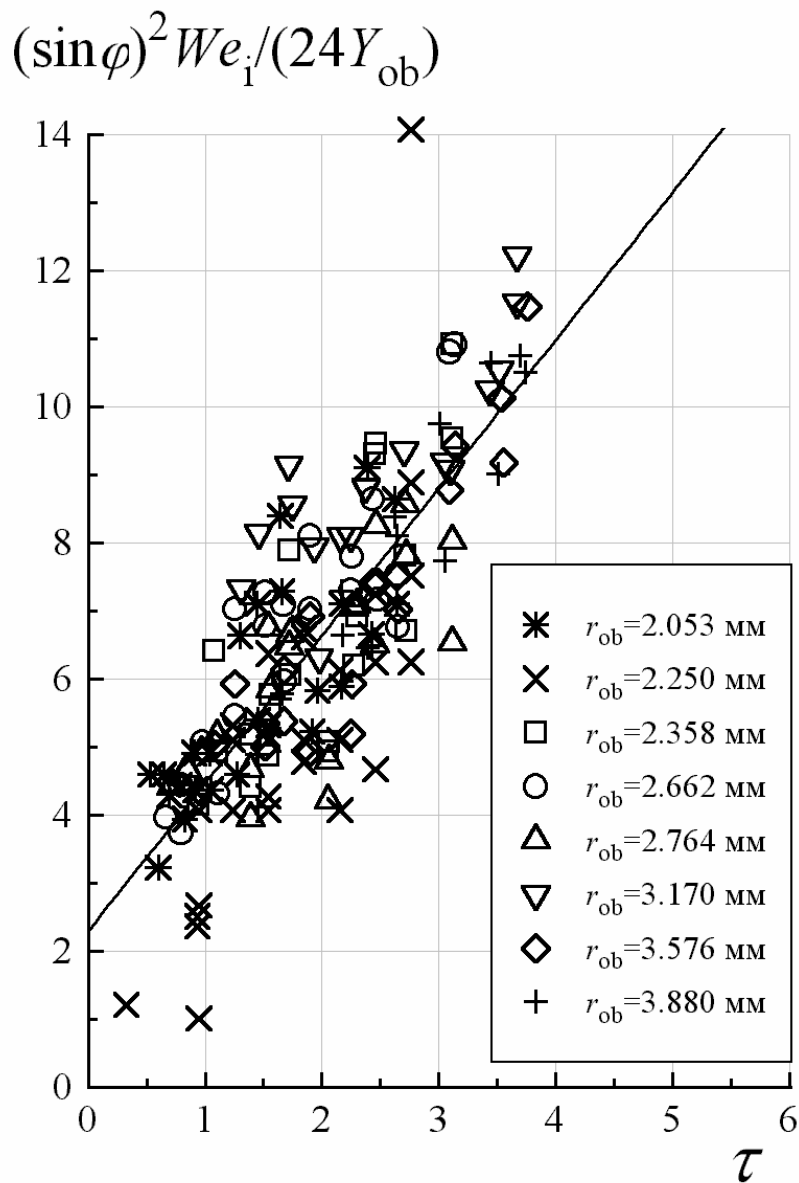
Фиг. 3.4. Разрыв ламеллы тонкой иглой и формирование угла Маха-Тейлора.



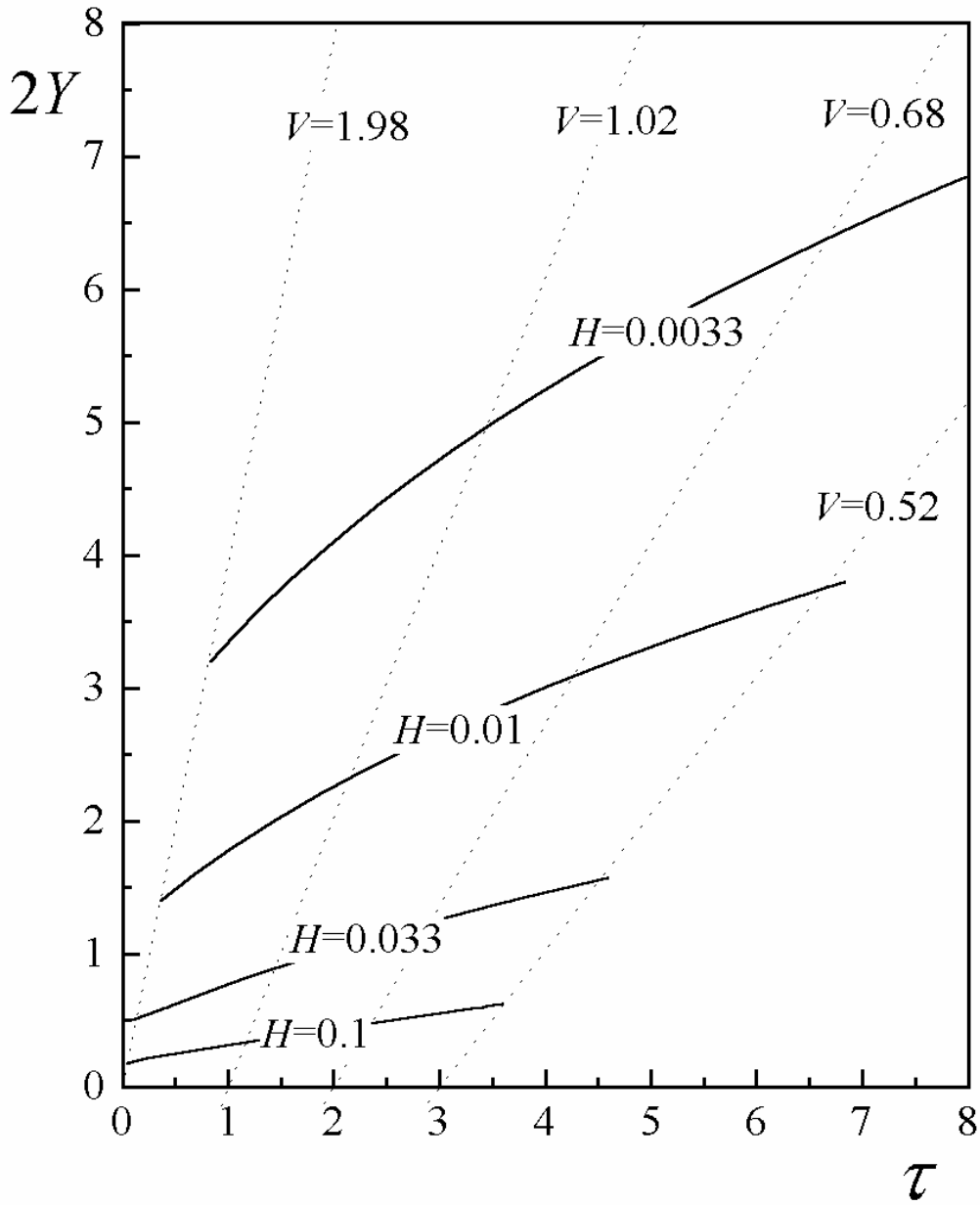
Фиг. 3.5. Разрыв ламеллы двумя иглами, установленными на расстоянии 2.053 мм (в верхней части кадра) и 3.88 мм (в нижней части кадра) от центра препятствия - диска. Диаметр диска (в центре кадра) $d_t=3.7$ мм. Условия удара: $d_i=2.591\pm0.012$ мм, $v_i=3.394\pm0.025$ м/с, $We_i=411$. Кадры в одном ряду соответствуют одной и той же капле.



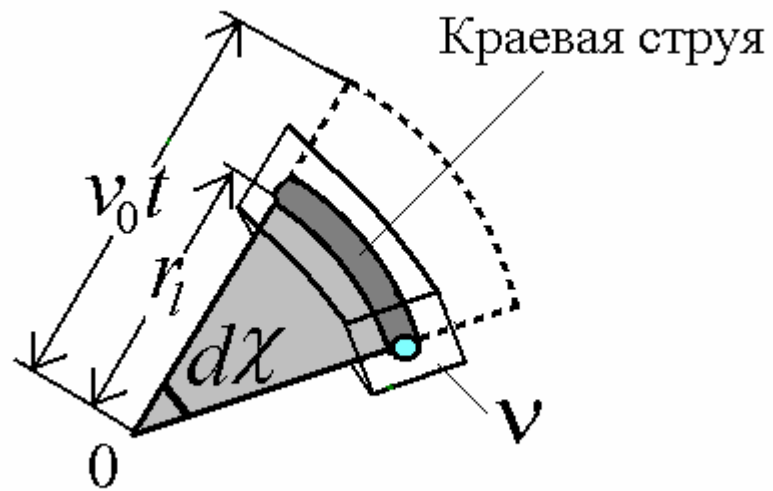
Фиг. 3.6. Зависимость угла Маха-Тейлора φ от безразмерного времени τ для различных расстояний между иглой и центром препятствия r_{ob} и для различных чисел Вебера: $r_{ob}=2.053$ мм, $We_i=411$; $r_{ob}=2.25$ мм, $We_i=444$; $r_{ob}=2.358$ мм, $We_i=386$; $r_{ob}=2.662$ мм, $We_i=389$; $r_{ob}=2.764$ мм, $We_i=386$; $r_{ob}=3.170$ мм, $We_i=399$; $r_{ob}=3.576$ мм, $We_i=389$; $r_{ob}=3.88$ мм, $We_i=411$. Формально полагалось $\sin \varphi=1$, когда волна разрыва отделялась от иглы, разрезающей пленку.



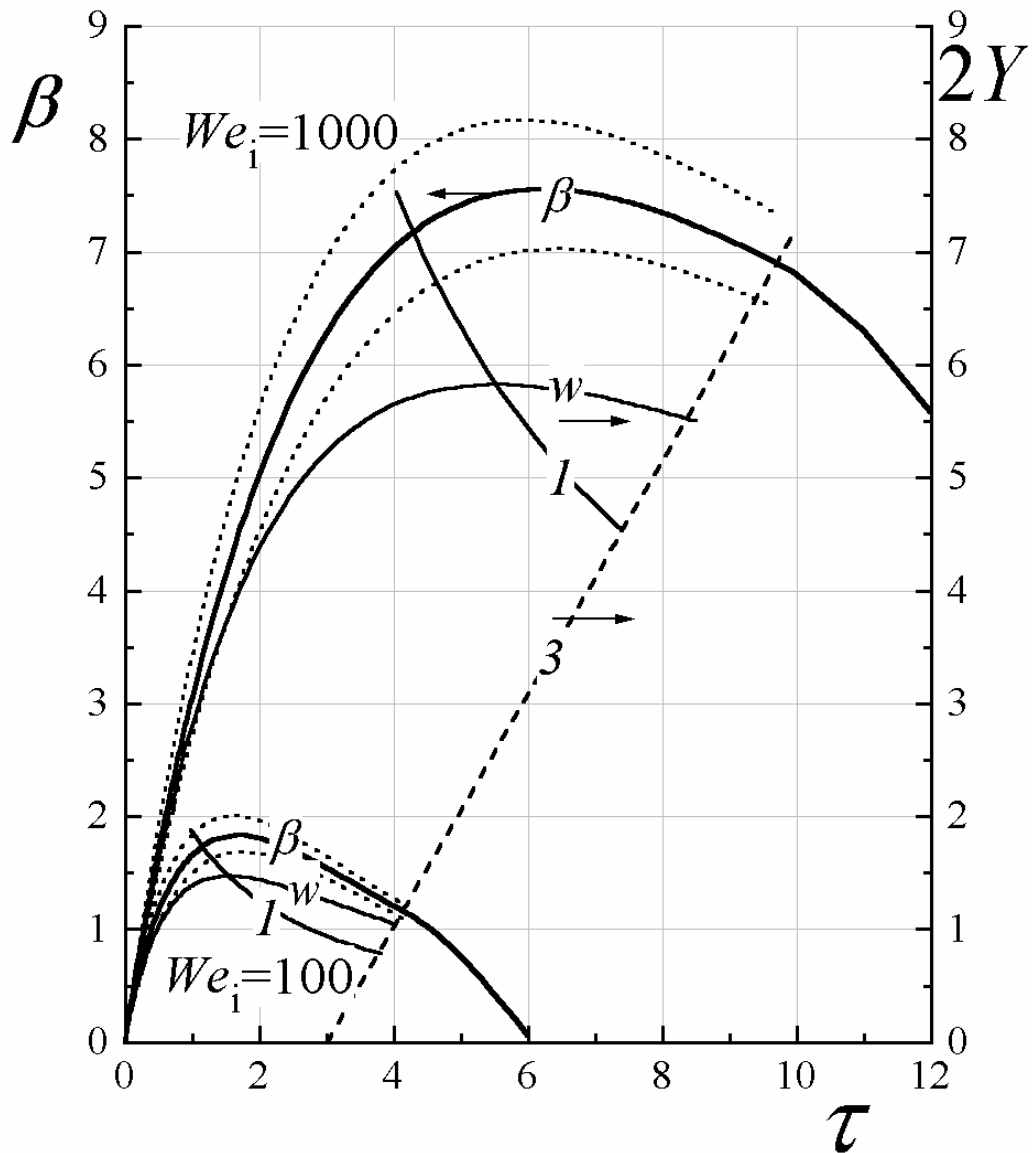
Фиг. 3.7. Зависимость комбинации $(\sin \varphi)^2 We_i / (24 Y_{ob})$ от безразмерного времени τ для различных расстояний между иглой и центром препятствия r_{ob} и для различных чисел Вебера: $r_{ob} = 2.053$ мм, $We_i = 411$; $r_{ob} = 2.25$ мм, $We_i = 444$; $r_{ob} = 2.358$ мм, $We_i = 386$; $r_{ob} = 2.662$ мм, $We_i = 389$; $r_{ob} = 2.764$ мм, $We_i = 386$; $r_{ob} = 3.170$ мм, $We_i = 399$; $r_{ob} = 3.576$ мм, $We_i = 389$; $r_{ob} = 3.88$ мм, $We_i = 411$. Из анализа удалены точки, которые соответствуют ослаблению истечения $\sin \varphi \rightarrow 1$. Данные могут быть аппроксимированы линейной функцией, как предсказано уравнением (6.2.5): $F(t) = 2.299 + 2.170 \times t$ (сплошная прямая).



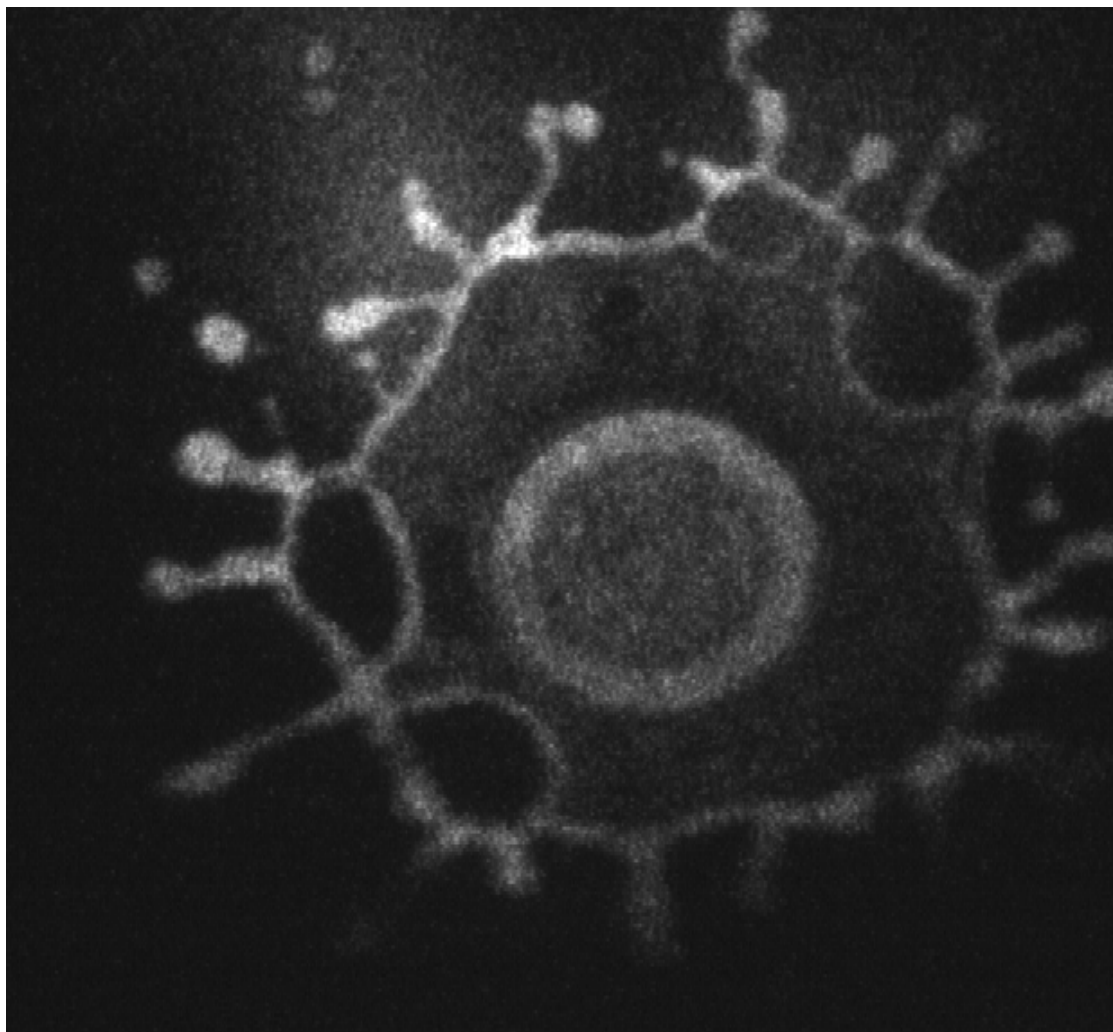
Фиг. 3.8. Распределение скорости $V=v/v_i$ и толщины $H=h/d_i$ в ламелле для жидкости, которая истекла с препятствия в течение интервала времени $\tau \in [0,3]$.



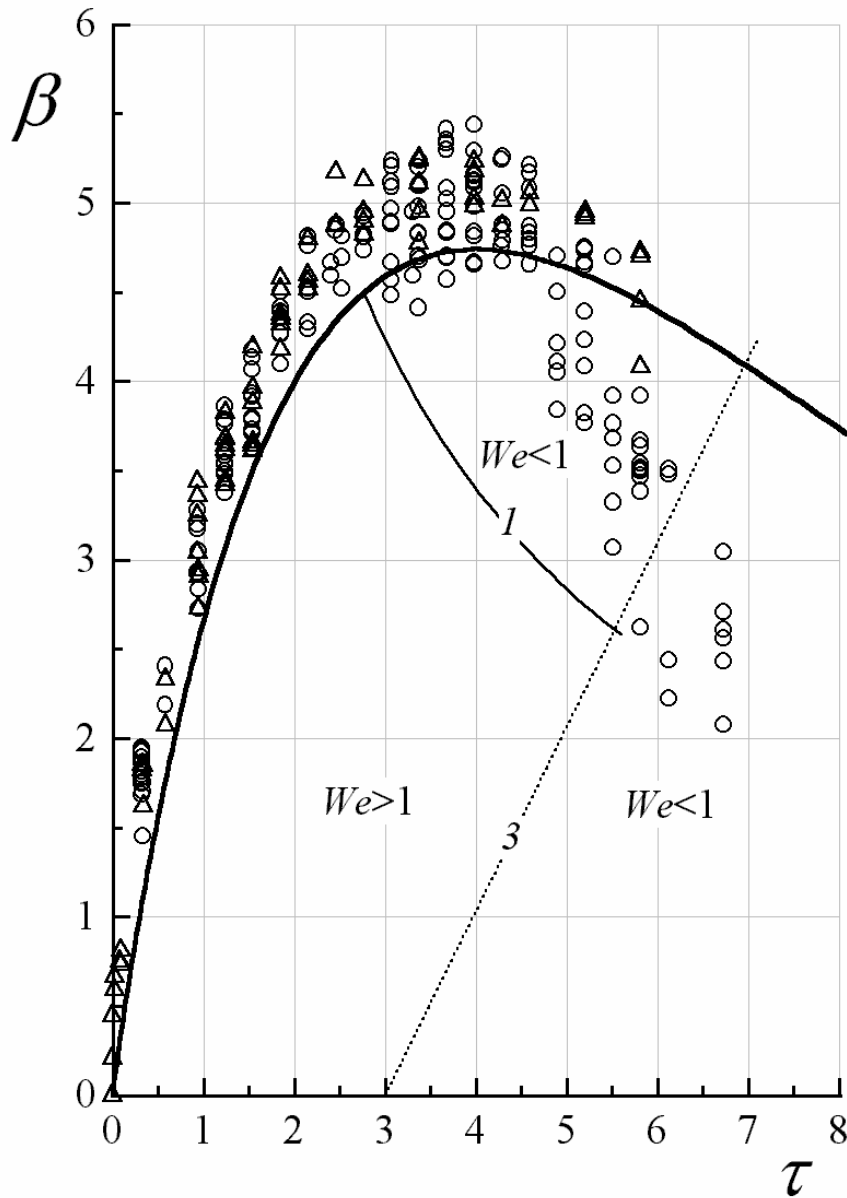
Фиг. 3.9. Сектор ламеллы $d\chi \ll 1$ и небольшой контрольный объем V , который неподвижен в пространстве. v_0 - начальная скорость истечения.



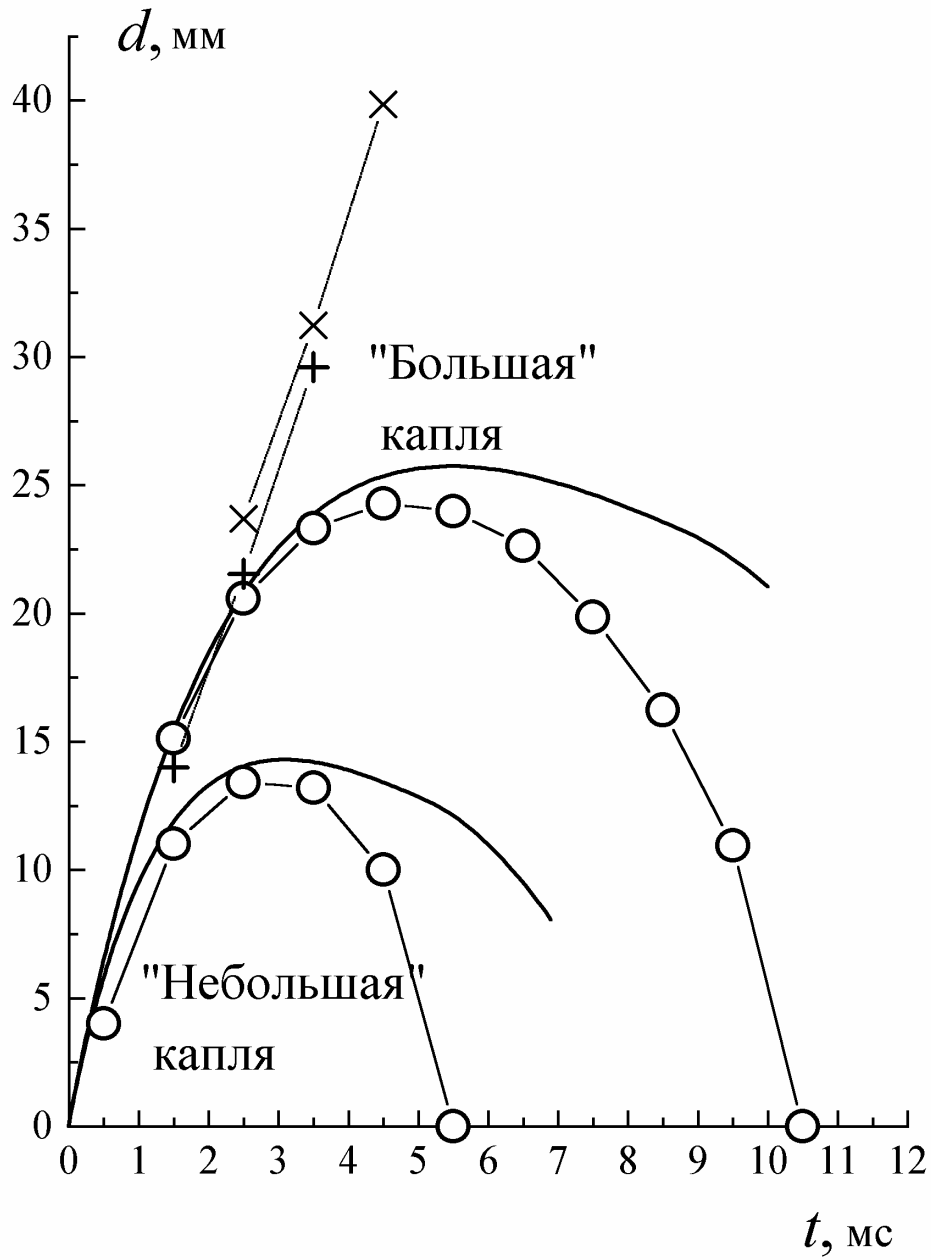
Фиг. 3.10. Численное описание структуры течения в ламелле для ударного числа Вебера $We_i=100$ (нижнее семейство кривых) и $We_i=1000$ (верхнее семейство кривых). Линия 3 - характеристика $Y=V_s(3)(\tau-3)$, которая является границей между сильным ($We > 1$) и слабым ($We < 1$) режимами течения в ламелле. Кривые β представляют рассчитанный фактор растекания ламеллы $\beta=2r_l/d_i$ как функцию времени τ . Кривые I – геометрическое место точек $We=1$. Кривые w описывают траектории капиллярной изгибной волны, распространяющейся против потока.



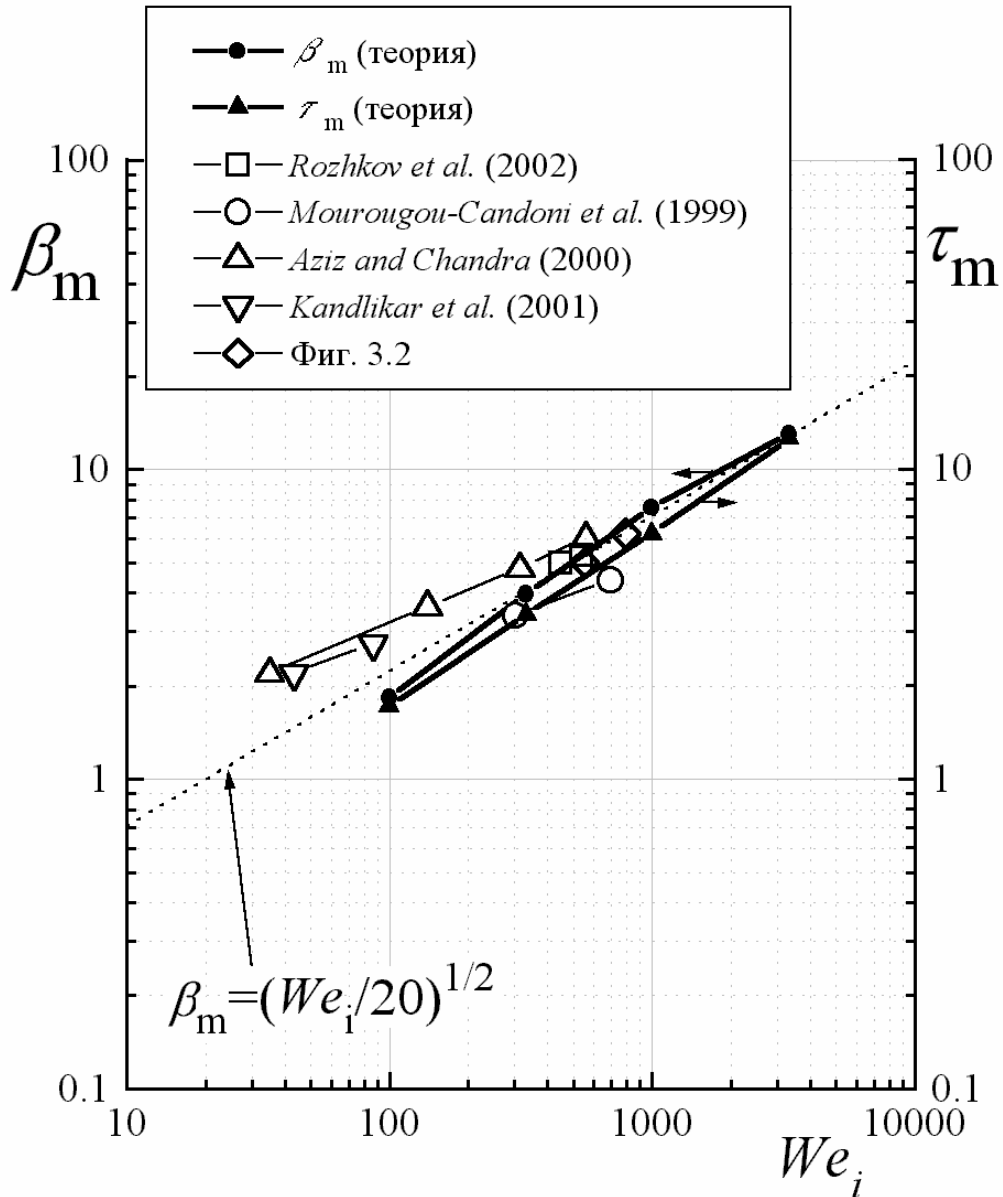
Фиг. 3.11. Спонтанные разрывы ламеллы около краевой струи при столкновении с препятствием капли эмульсии воды и минерального масла.



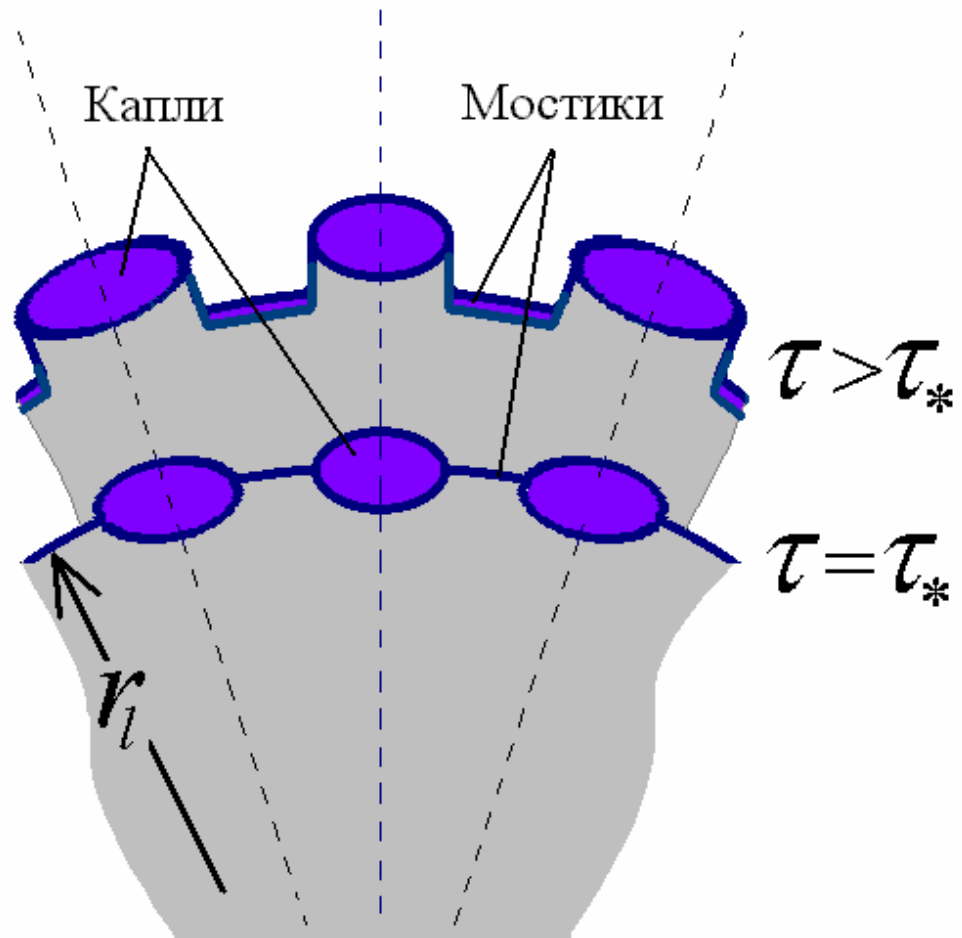
Фиг. 3.12. Сравнение теоретических предсказаний для $\beta=\beta(\tau)$ с экспериментальными данными [Rozhkov *et al.* (2002)]. Условия удара: $d_i=2.79$ мм, $v_i=3.40$ м/с, $We_i=\rho v_i^2 d/\gamma=448$. Обозначения: Δ - данные получены при наблюдениях сбоку, \circ - данные получены при наблюдениях сверху. Кривые 1 ($We=1$) и 3 (характеристика, которая описывает конец эффективного истечения) очерчивают зону метастабильности ($We<1$) в ламелле.



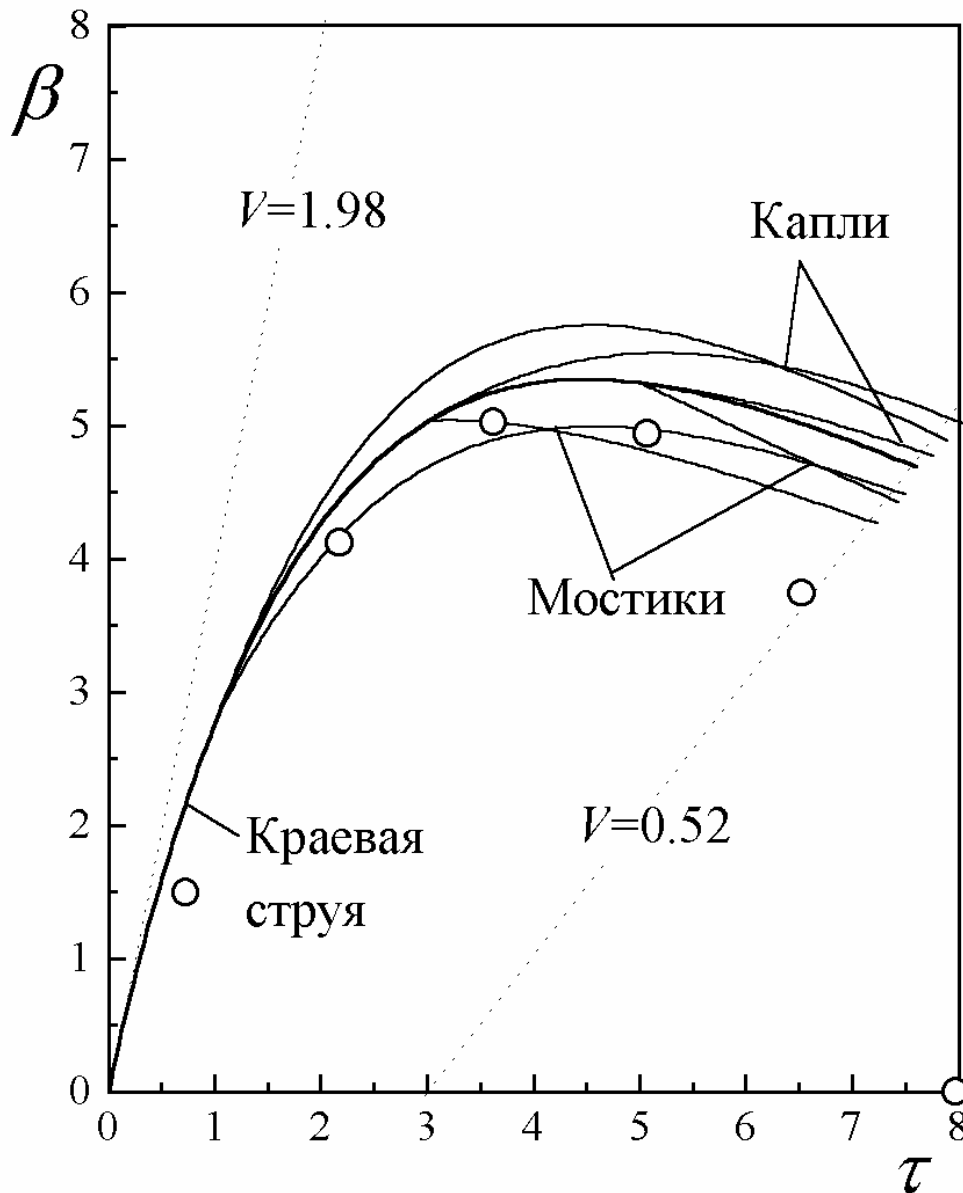
Фиг. 3.13. Сравнение теоретических предсказаний для $\beta = \beta(\tau)$ (сплошные линии) с экспериментальными данными фиг. 3.2 (○). Для определения момента касания капли и препятствия использовалась экстраполяция траекторий вторичных капелек, которые отделились от «небольшой» (+) и «большой» (×) капель на ранней стадии удара.



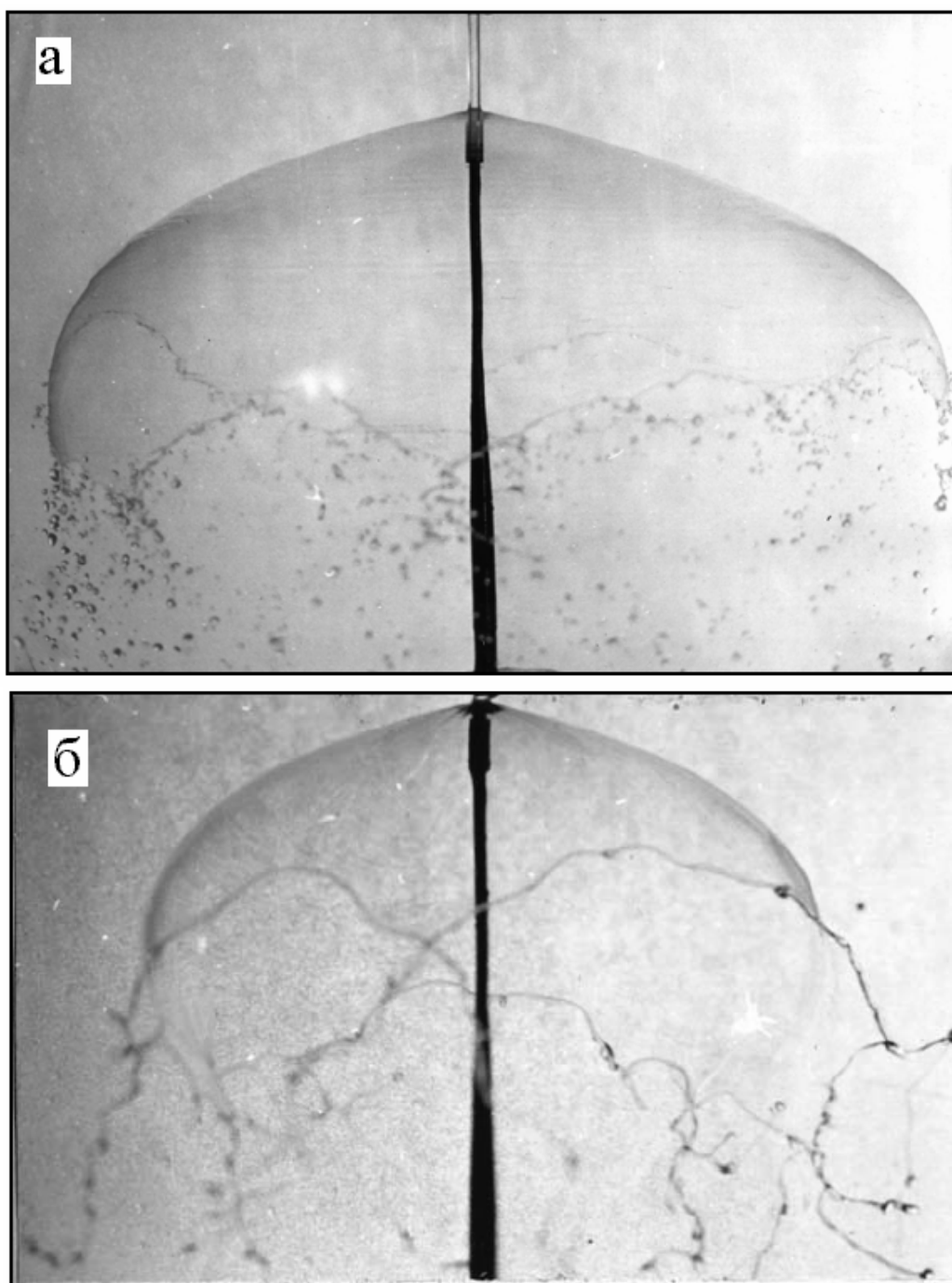
Фиг. 3.14. Теоретические зависимости максимального фактора растекания ламеллы β_m и безразмерного времени достижения ламеллой максимального размера τ_m как функции ударного числа Вебера We_i . Экспериментальные величины максимальных факторов растекания ламеллы β_m измерены при столкновении капли воды с небольшим препятствием - [*Rozhkov et al. (2002)*] и фиг. 3.2; при столкновении капли воды с поверхностью при $\theta_a=110^\circ$ - [*Mourougou-Candoni et al. (1999)*]; при столкновении каплей расплавленного олова с поверхностью при температуре 240°C и $\theta_a=140^\circ$, $\rho=6000 \text{ кг/м}^3$, $\gamma=0.526 \text{ Н/м}$ - [*Aziz and Chandra (2000)*]; при столкновении капли воды с поверхностями при температуре $25\text{-}250^\circ\text{C}$ и $\theta_a=110^\circ$ - [*Kandlikar et al. (2001)*].



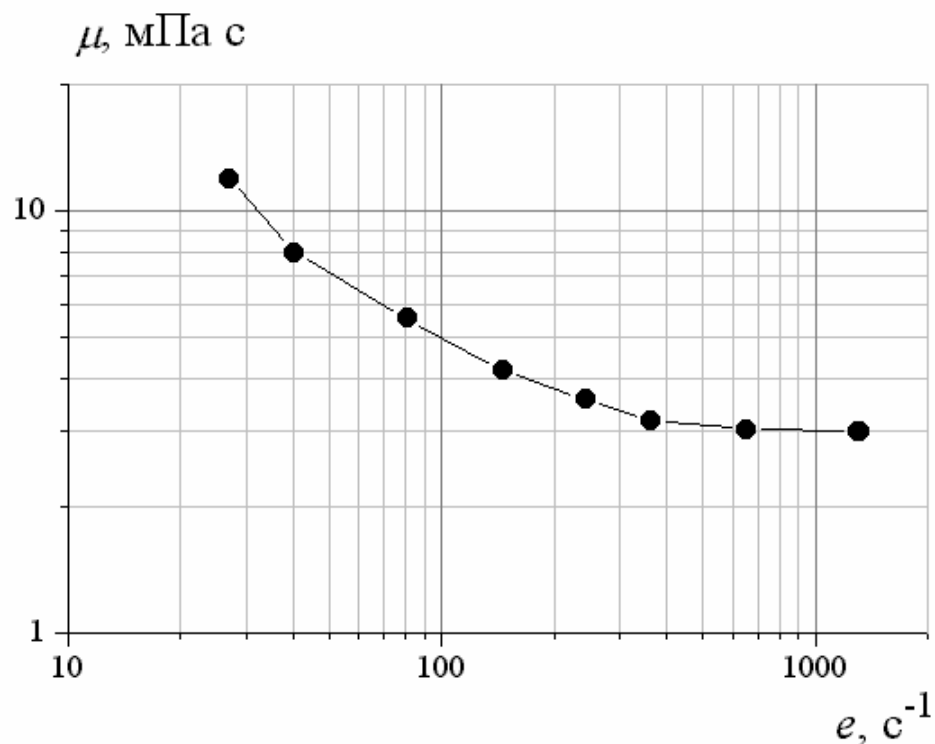
Фиг. 3.15. Благодаря действию поверхностного натяжения краевая струя ламеллы подвержена сначала высокому радиальному замедлению, а затем высокому ускорению. Из-за капиллярной неустойчивости краевая струя неоднородна вдоль периметра и распадается на последовательность капель и мостиков между ними. Из-за более высокой инерции капли в краевой струе замедляются (ускоряются) меньше, чем легкие мостики между ними. В результате капли отделяются от краевой струи и формируют брызги.



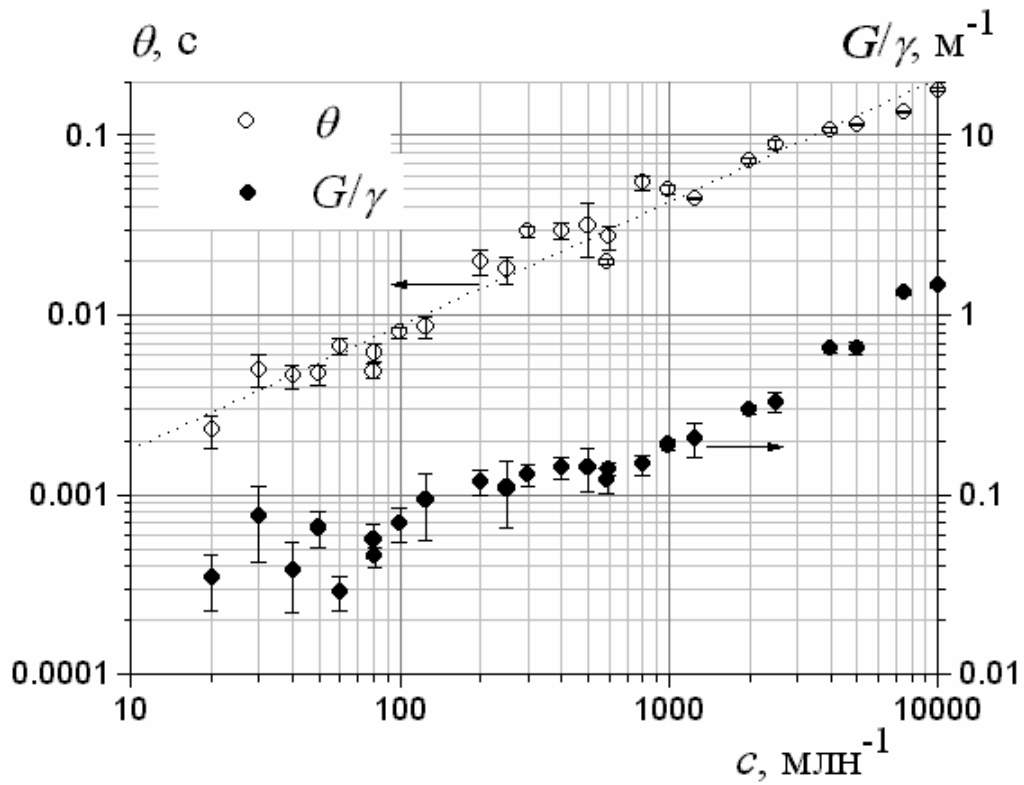
Фиг. 3.16. Зависимости фактора растекания ламеллы $\beta \equiv 2r_l/d_i$ как функции безразмерного времени τ . Круги - экспериментальные точки для «небольшой» водной ламеллы, представленной на фиг. 3.2. Кривая «Краевая струя» - численное решение уравнения (3.5.2) для тех же самых экспериментальных условий и однородной по периметру краевой струи. Кривые, обозначенные как «Мостики» и «Капли», демонстрируют рассчитанные траектории движения толстых и тонких частей краевой струи (капель и мостиков между ними), в случаях распада струи на капли и мостики в моменты времени $\tau^*=1, 3$ и 5 .



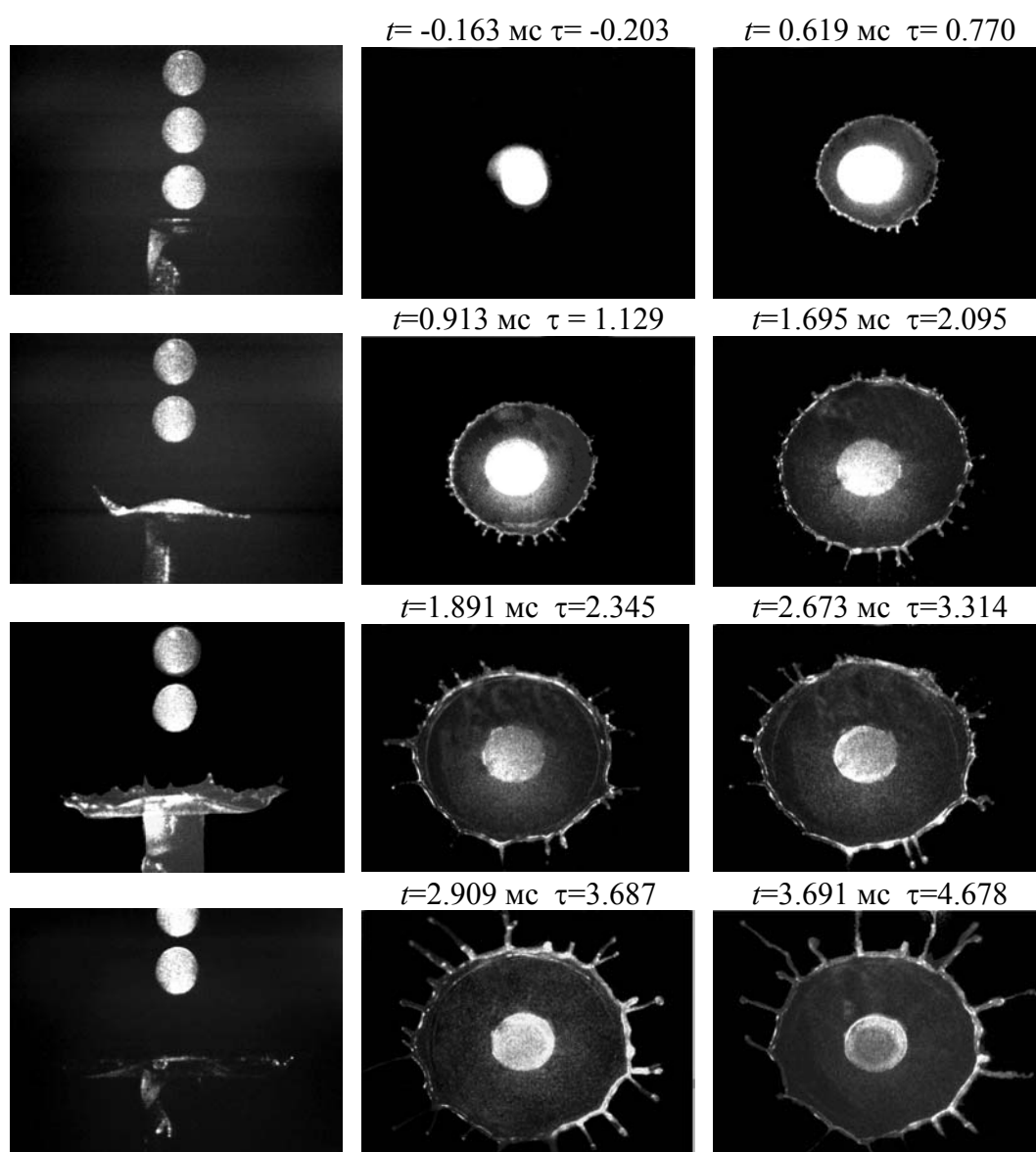
Фиг. 4.1. Распад кольцевых струй (осесимметричных пленок) воды (а) и водного раствора высокомолекулярного полиакриламида концентрации 200 млн^{-1} (б). Кольцевая струя формируется в результате *стационарного* натекания цилиндрической струи ($\varnothing=3 \text{ мм}$, $v_1 \sim 4 \text{ м/с}$) на небольшое дискообразное препятствие [Рожков (1984)].

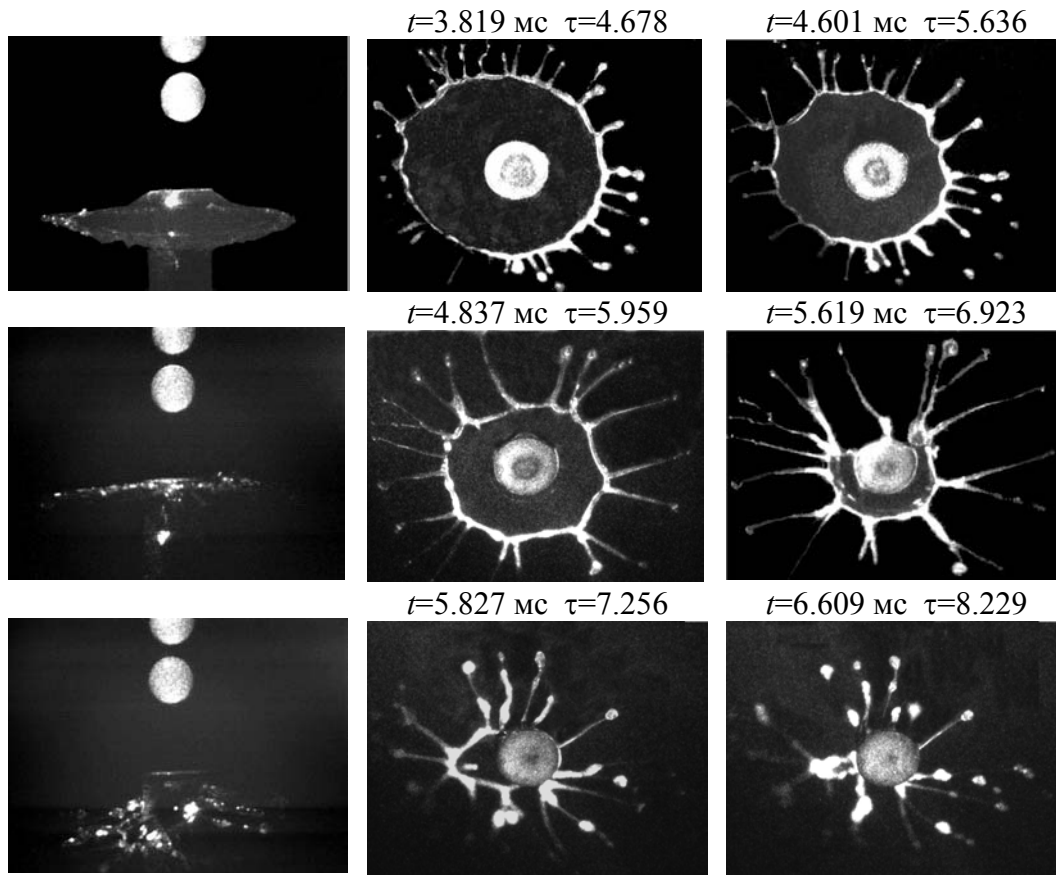


Фиг. 4.2. Зависимость сдвиговой вязкости μ от скорости сдвига e для раствора ПЭО $c=1000$ млн-1. Измерения выполнены с помощью вискозиметра, измерительным узлом которого являются коаксиальные цилиндры. Диапазон скоростей сдвига в измерениях соответствует скоростям сдвига, реализуемым при столкновении капли с препятствием, $e \approx v_i/d_i \approx 1000 \text{ с}^{-1}$. Сдвиговая вязкость растворителя (воды) равна 1 мПа·с.

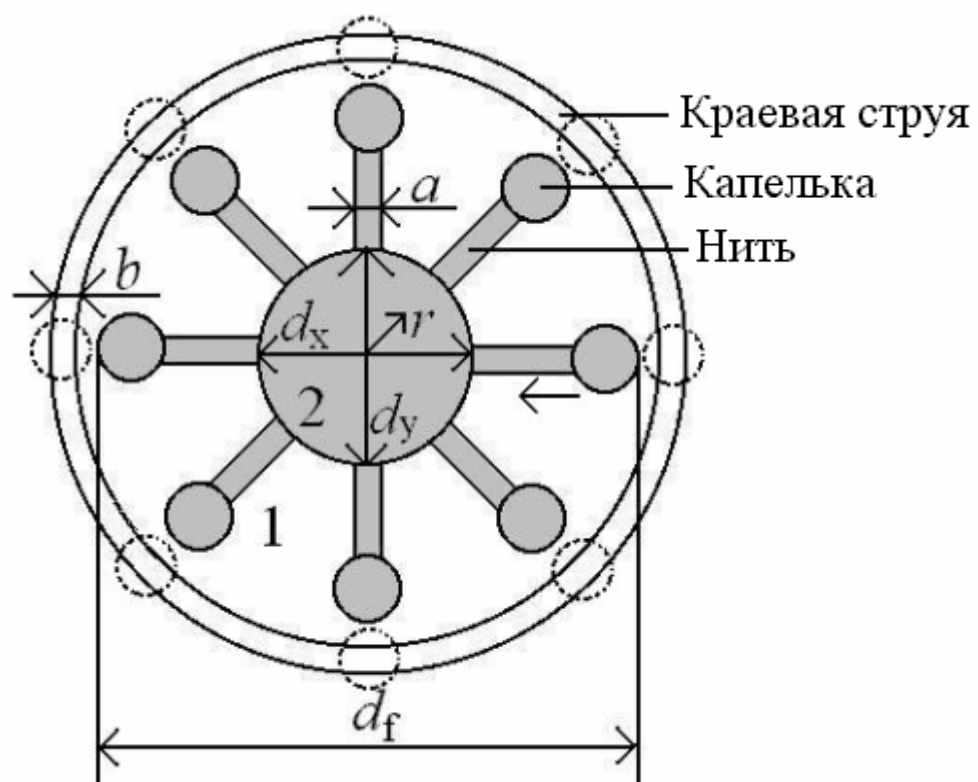


Фиг. 4.3. Концентрационные зависимости времени релаксации θ (открытые символы) и отношения модуля упругости и поверхностного натяжения G/γ (зачерненные символы) для раствора ПЭО. Данные получены с помощью элонгационного реометра - прибора микроРЕОТЕСТБЕРа [Базилевский и др. (1987, 1997, 2001a)].

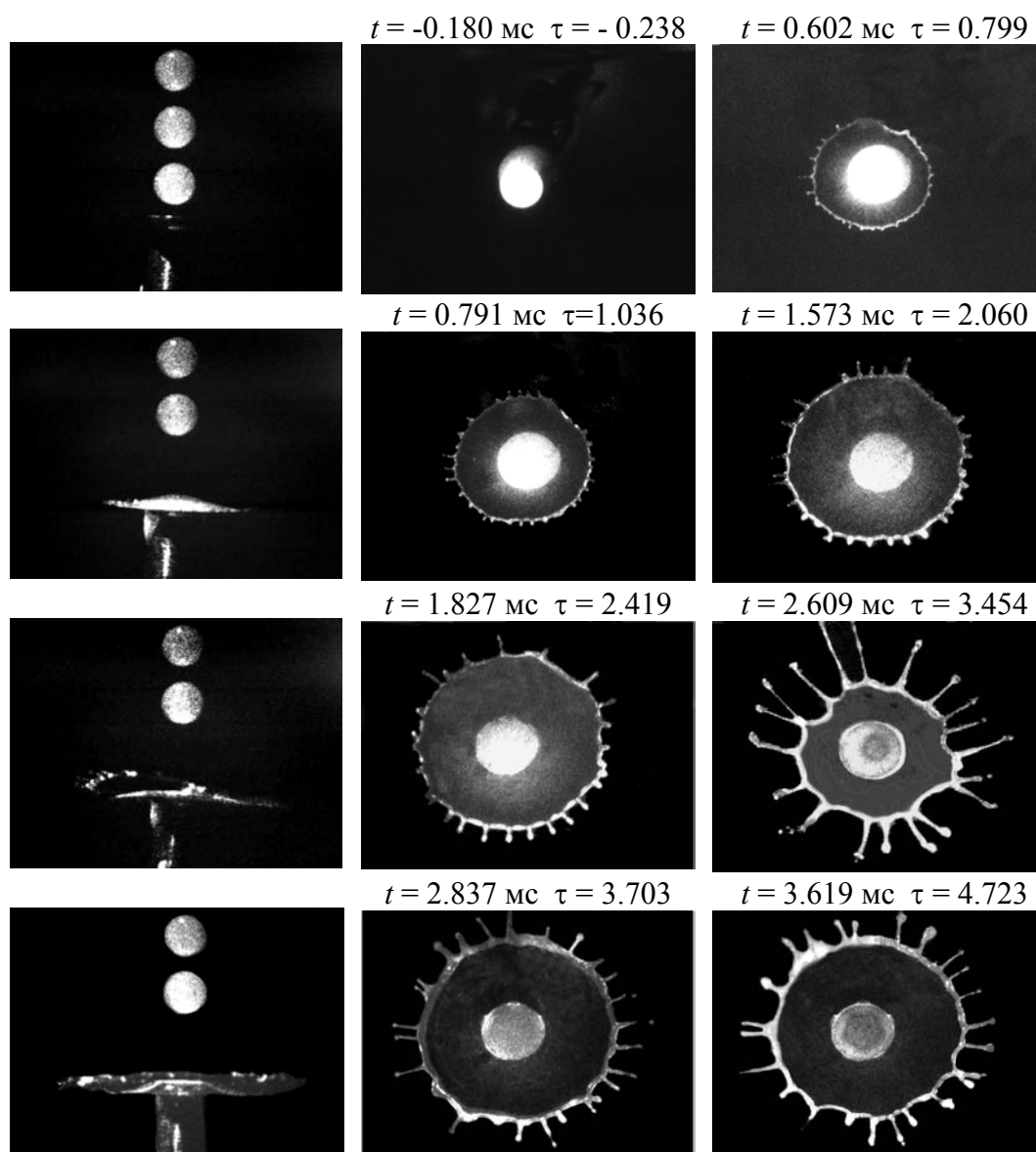


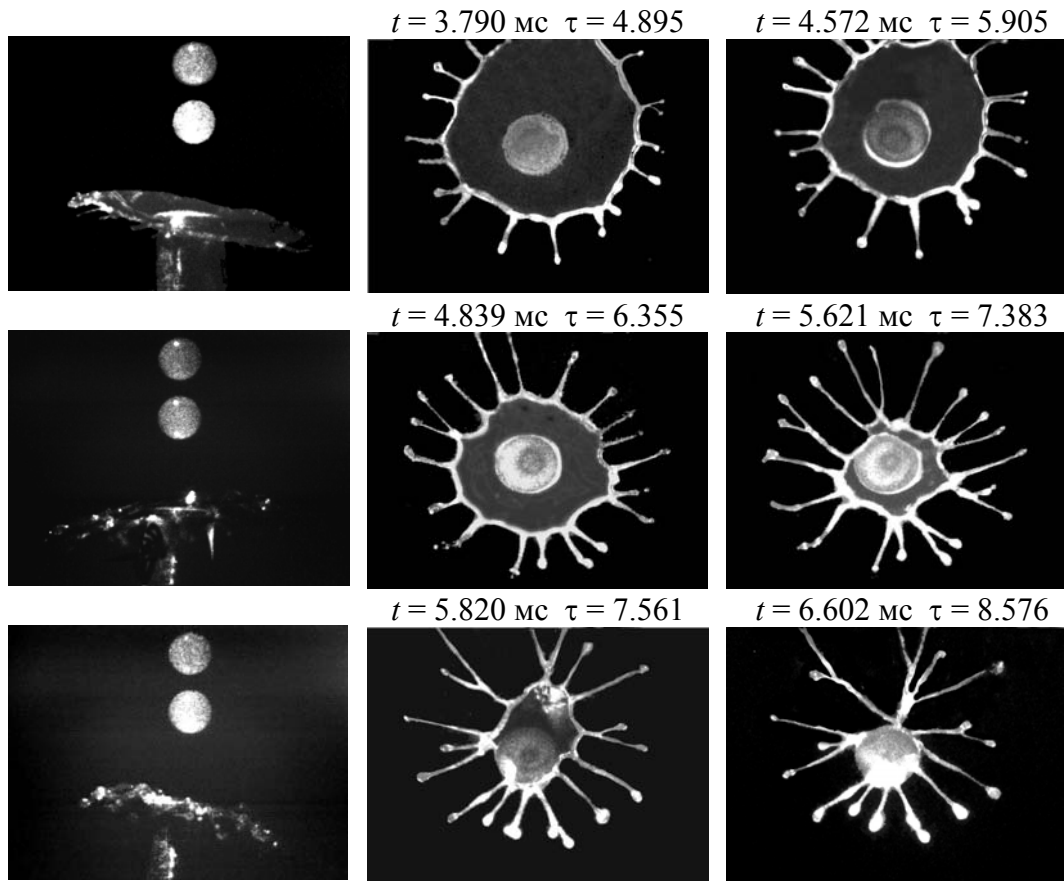


Фиг. 4.4. Последовательности видеокadres наблюдений сбоку (первая колонка) и сверху (вторая и третья колонки) за процессом соударения капли раствора ПЭО $c=10 \text{ млн}^{-1}$ с дискообразным препятствием. Условия удара: $d_i=2.793\pm0.031 \text{ мм}$, $v_i=3.481\pm0.037 \text{ м/с}$, $\tau=t/t_*$, $t_*=d_i/v_i$, $\langle d_i \rangle / \langle v_i \rangle = 0.802 \text{ мс}$. Масштабы кадра: ширина \times высота - $21.13 \times 15.05 \text{ мм}$ (вид сбоку) и $21.55 \times 17.64 \text{ мм}$ (вид сверху). Кадры одного ряда соответствуют одной и той же капле. Изображение ламеллы на первом кадре ряда получено в тот же момент времени, что и второй кадр этого же ряда.

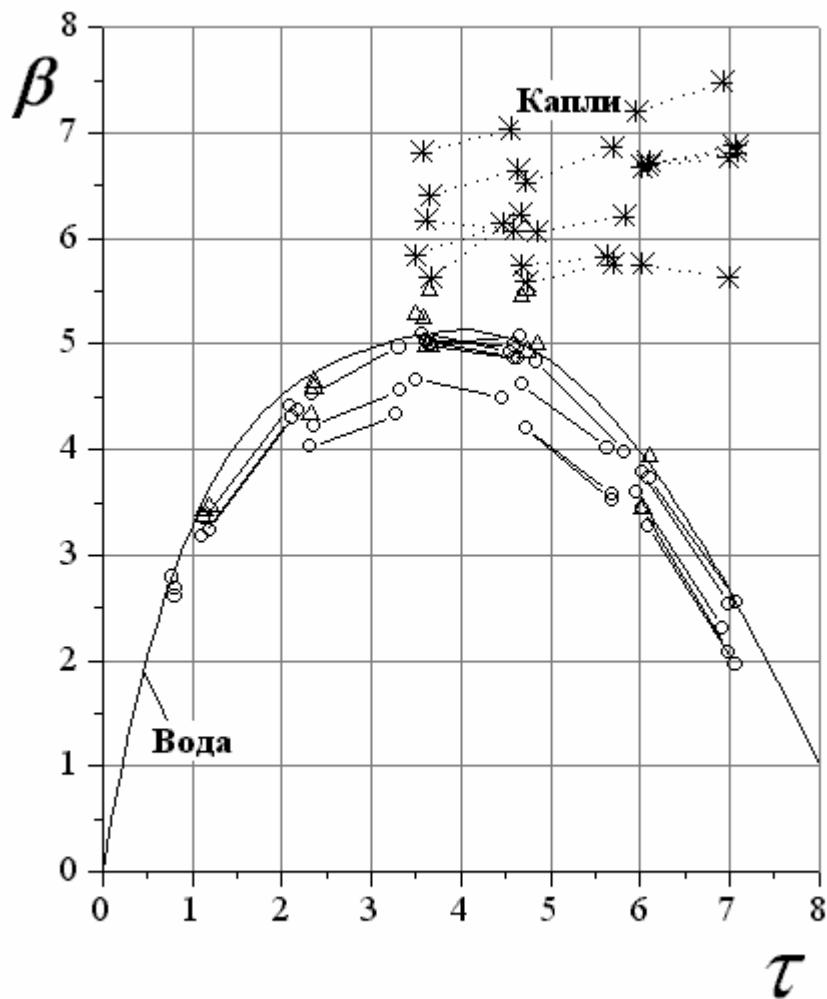


Фиг. 4.5. Схема структуры ламеллы раствора ПЭО. 1 - перед схлопыванием, 2 - в процессе схлопывания.

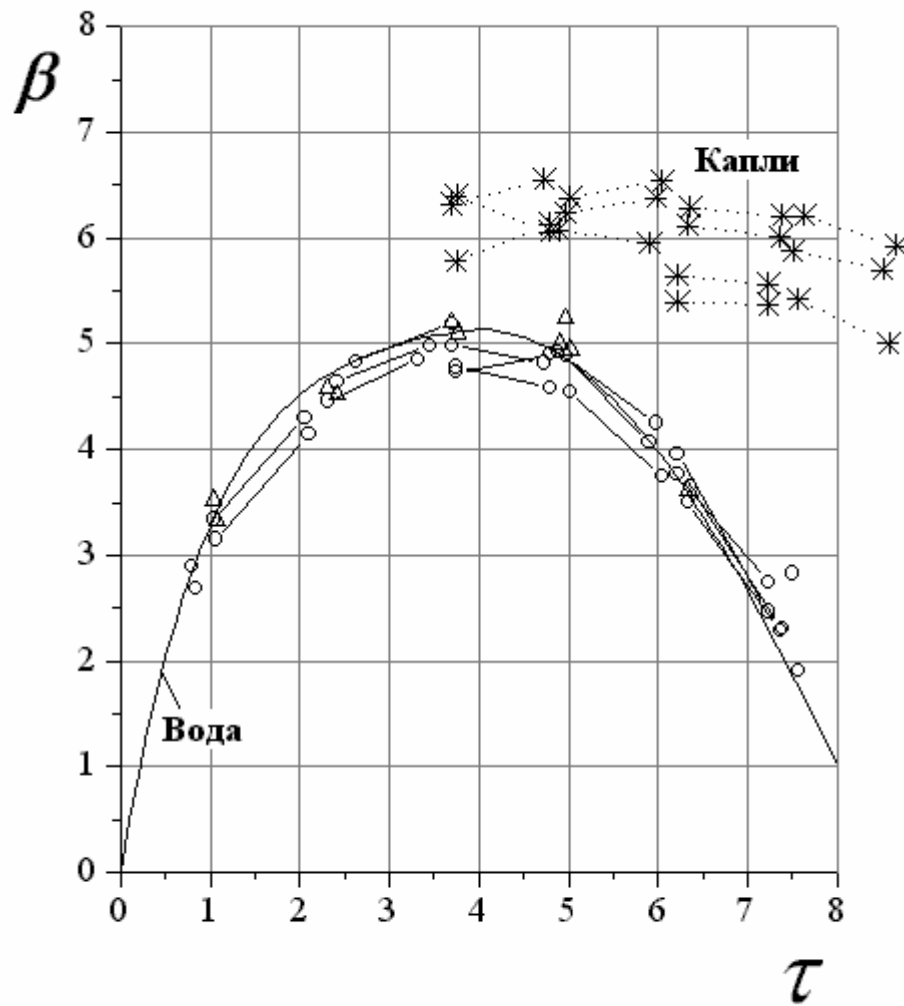




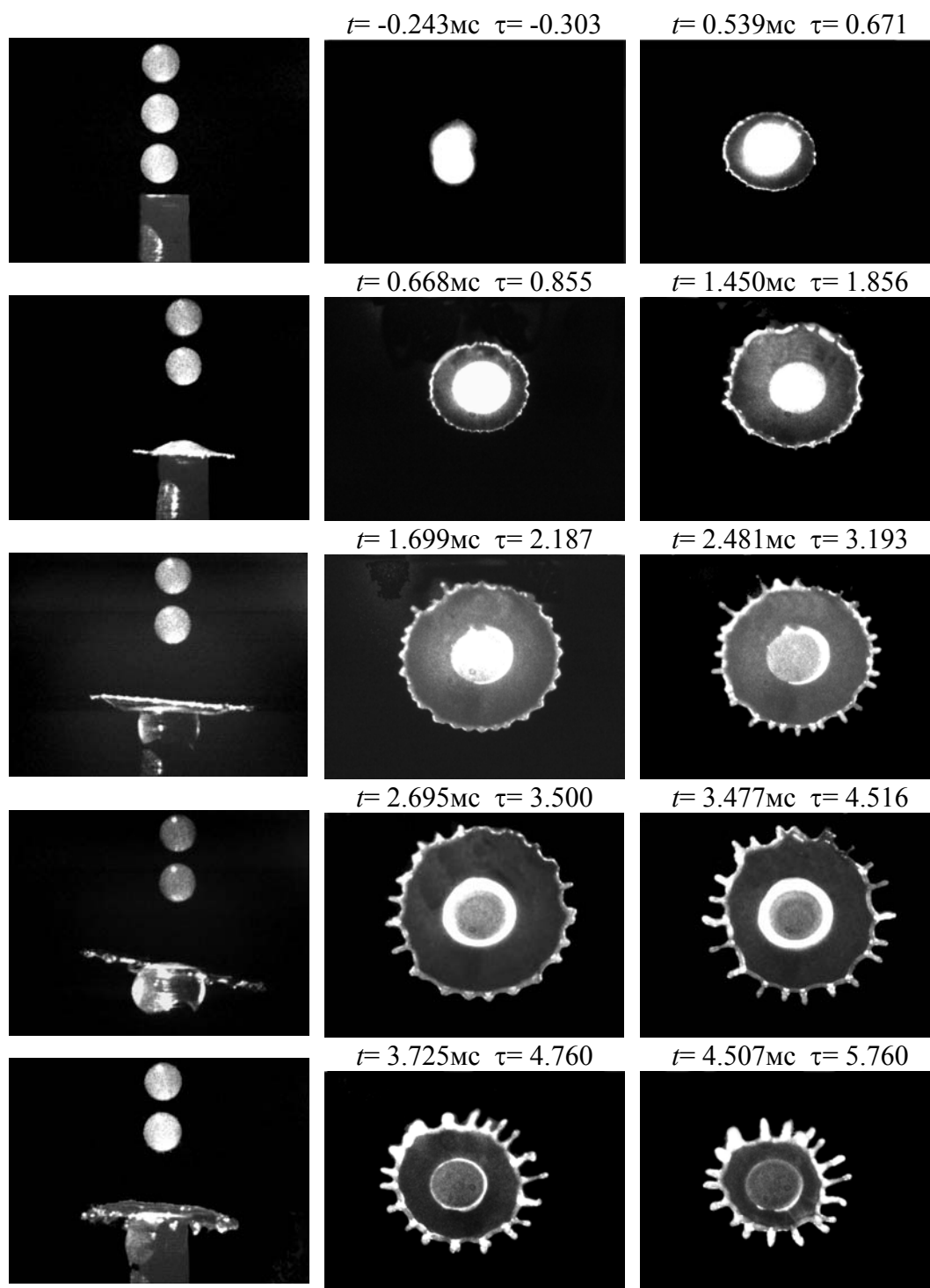
Фиг. 4.6. Последовательности видеокadres наблюдений сбоку (первая колонка) и сверху (вторая и третья колонки) за процессом соударения капли раствора ПЭО $c=100$ млн⁻¹ с дискообразным препятствием. Условия удара: $d_i=2.648 \pm 0.036$ мм, $v_i=3.477 \pm 0.021$ м/с, $\tau=t/t_*$, $t_*=d_i/v_i$, $\langle d_i \rangle / \langle v_i \rangle = 0.761$ мс. Масштабы кадра: ширина \times высота - 21.13×15.05 мм (вид сбоку) и 21.55×17.64 мм (вид сверху). Кадры одного ряда соответствуют одной и той же капле. Изображение ламеллы на первом кадре ряда получено в тот же момент времени, что и второй кадр этого же ряда.

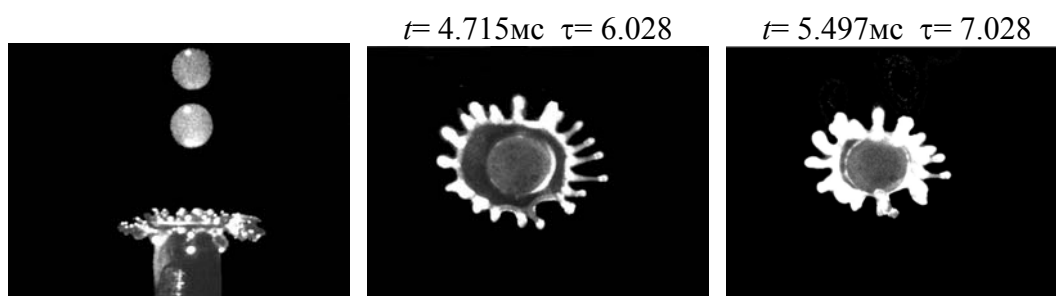


Фиг. 4.7. Безразмерный диаметр ламеллы $\beta = d/d_i$ для раствора ПЭО $c = 10 \text{ млн}^{-1}$ (Δ - данные получены при наблюдении сбоку; O - данные, получены при наблюдении сверху) и безразмерный размер жидкого пальца d_f/d_i (*), как функции безразмерного времени $\tau = t/(d_i/v_i)$. Прямые линии соединяют точки, которые получены в одном опыте. Линия, обозначенная как «Вода», есть усредненная зависимость $\beta = \beta(\tau)$ для воды при примерно таких же экспериментальных условиях [Rozhkov et al. (2002)]. Условия удара: $d_i = 2.793 \pm 0.031 \text{ мм}$, $v_i = 3.481 \pm 0.037 \text{ м/с}$, $\tau = t/t_*$, $t_* = d_i/v_i$, $\langle d_i \rangle / \langle v_i \rangle = 0.802 \text{ мс}$.

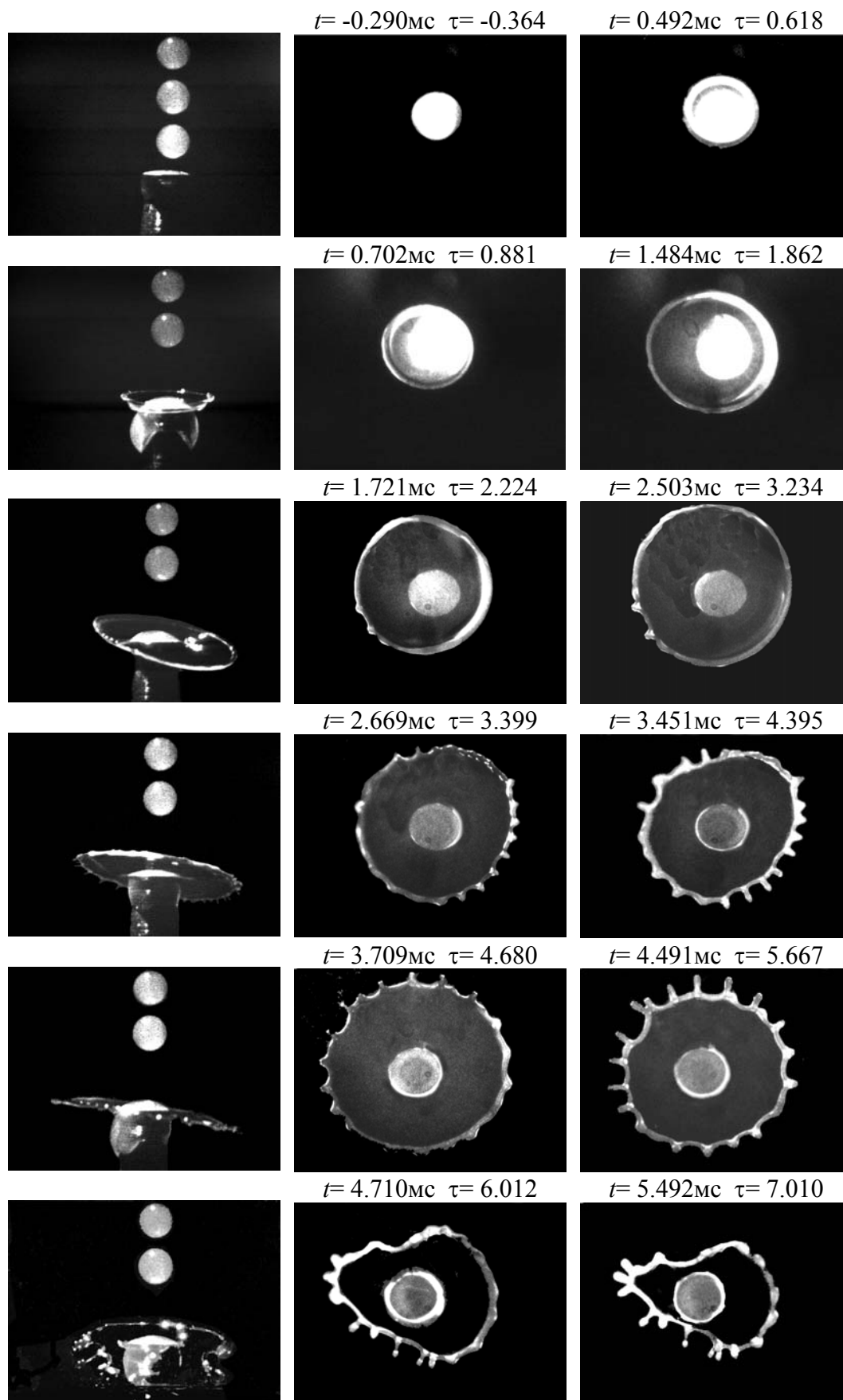


Фиг. 4.8. Безразмерный диаметр ламеллы $\beta = d/d_i$ для раствора ПЭО $c = 100 \text{ млн}^{-1}$ (Δ - данные получены при наблюдении сбоку; O - данные, получены при наблюдении сверху) и безразмерный размер жидкого пальца d_j/d_i (*), как функции безразмерного времени $\tau = t/(d_i/v_i)$. Прямые линии соединяют точки, которые получены в одном опыте. Линия, обозначенная как «Вода», есть усредненная зависимость $\beta = \beta(\tau)$ для воды при примерно таких же экспериментальных условиях [Rozhkov et al. (2002)]. Условия удара: $d_i = 2.648 \pm 0.036 \text{ мм}$, $v_i = 3.477 \pm 0.021 \text{ м/с}$, $\tau = t/t_*$, $t_* = d_i/v_i$, $\langle d_i \rangle / \langle v_i \rangle = 0.761 \text{ мс}$.

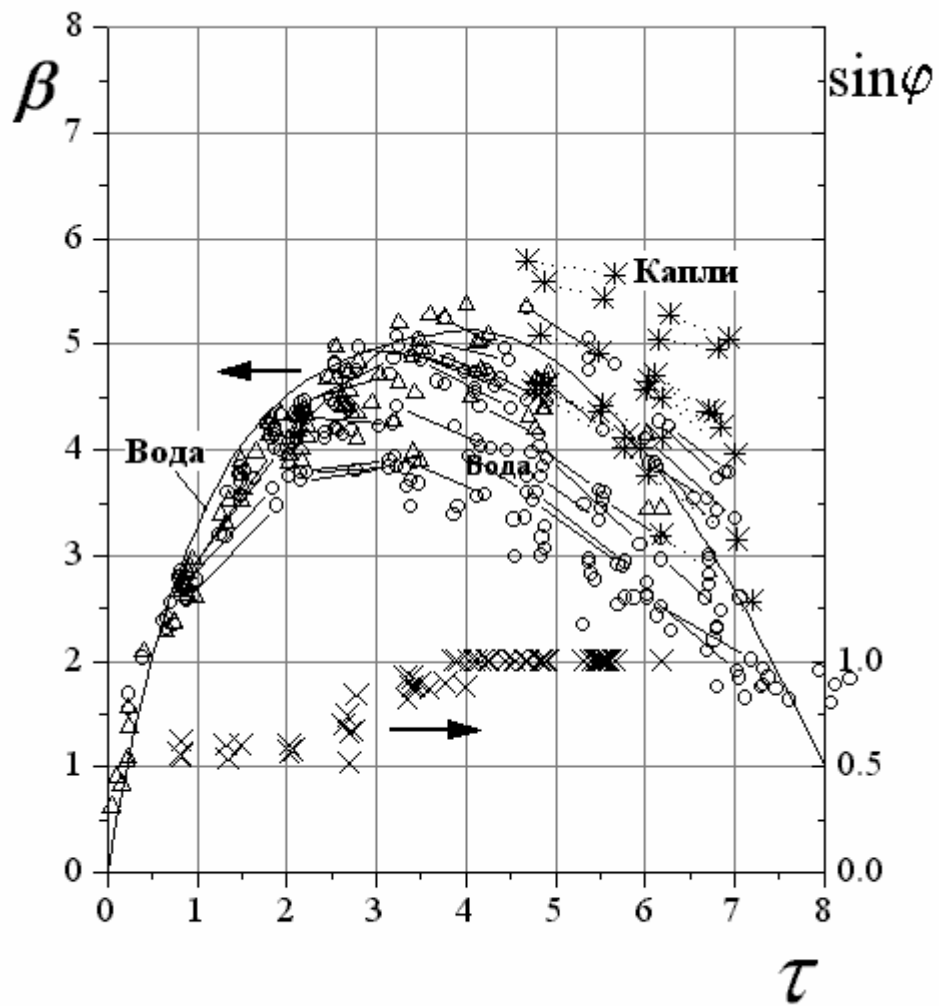




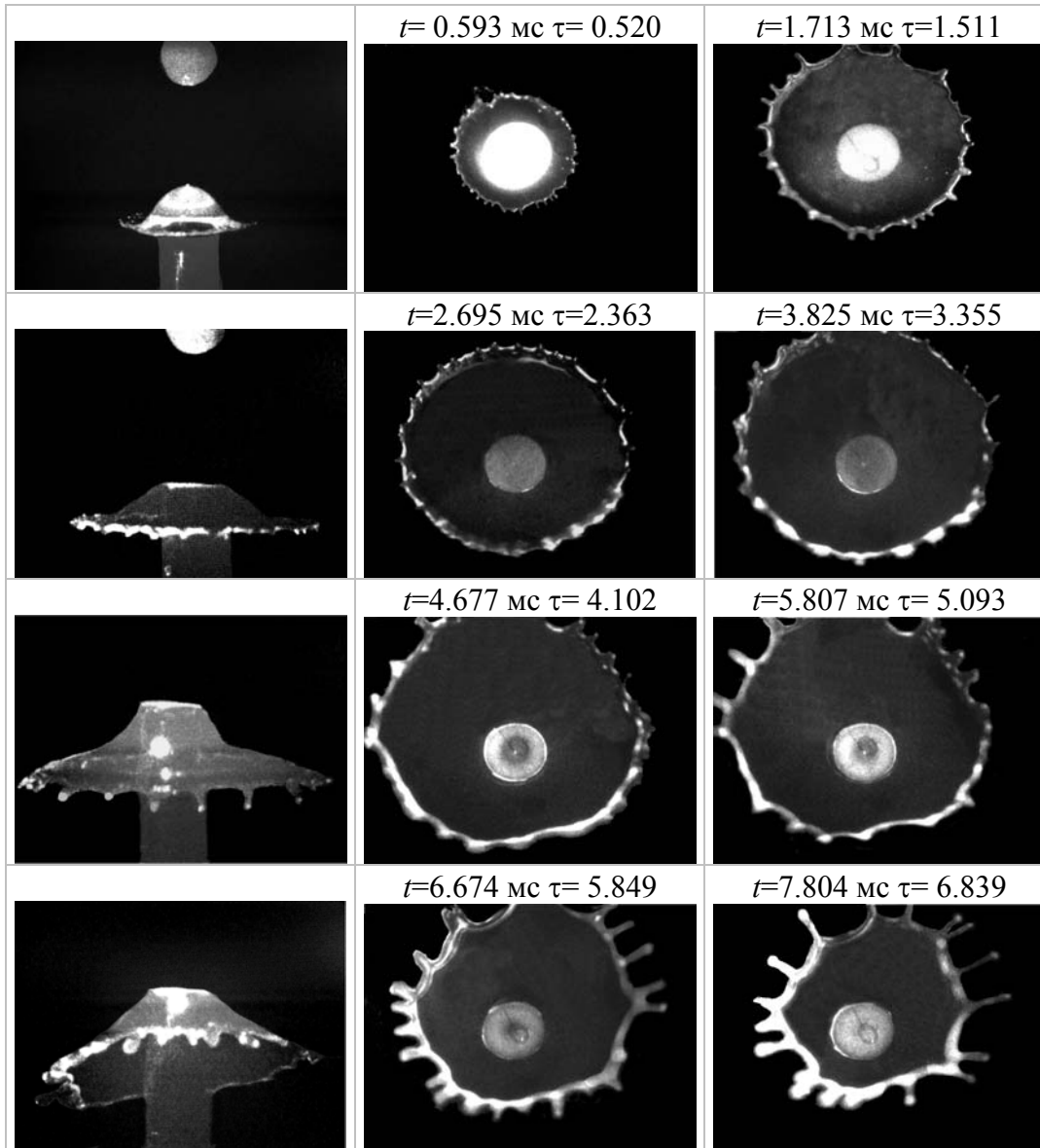
Фиг. 4.9. Последовательности видеокадров наблюдений сбоку (первая колонка) и сверху (вторая и третья колонки) за процессом соударения капли раствора ПЭО $c=1000$ млн⁻¹ с дискообразным препятствием (случай «шероховатой» ламеллы). Условия удара: $d_i=2.641\pm0.039$ мм, $v_i=3.377 \pm 0.054$ м/с, $\tau=t/t_*$, $t_*=d_i/v_i$, $\langle d_i \rangle / \langle v_i \rangle = 0.782$ мс. Масштабы кадра: ширина \times высота - 21.13 \times 15.05 мм (вид сбоку) и 21.55 \times 17.64 мм (вид сверху). Кадры одного ряда соответствуют одной и той же капле. Изображение ламеллы на первом кадре ряда получено в тот же момент времени, что и второй кадр этого же ряда.



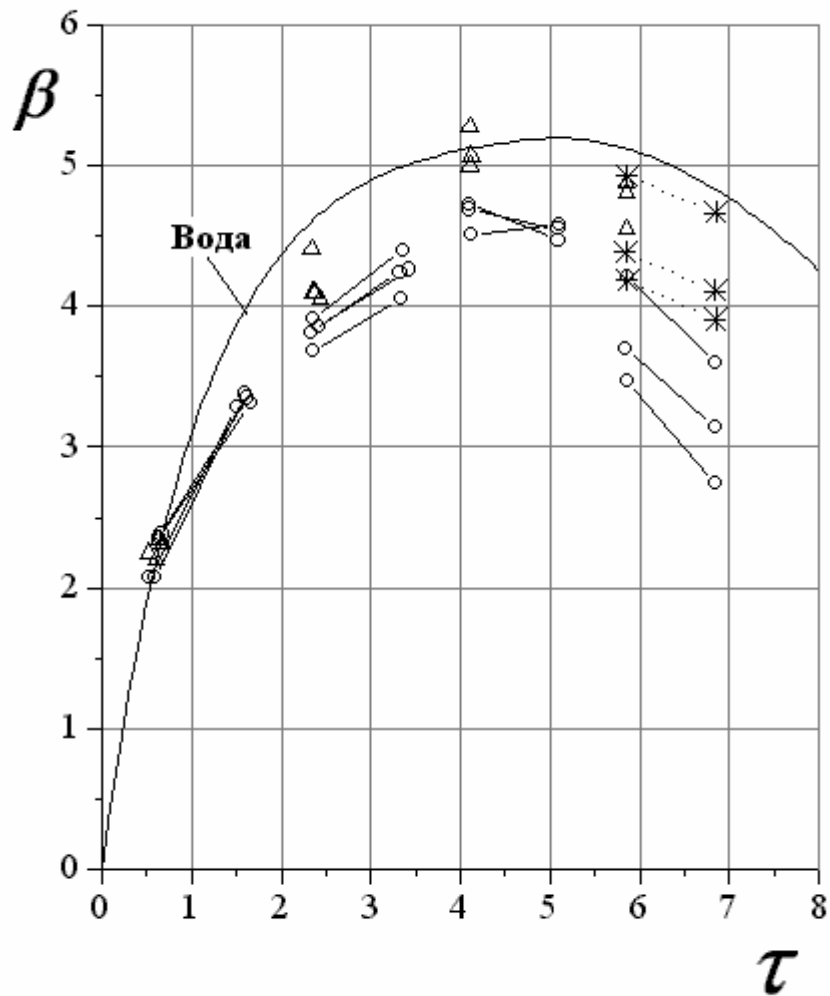
Фиг. 4.10. Последовательности видеок кадров наблюдений сбоку (первая колонка) и сверху (вторая и третья колонки) за процессом соударения капли раствора ПЭО $c=1000$ млн⁻¹ с дискообразным препятствием при наличии остаточной жидкости на препятствии (случай «гладкой» ламеллы). Условия удара: $d_i=2.641\pm0.039$ мм, $v_i=3.377 \pm 0.054$ м/с, $\tau=t/t_*$, $t_*=d_i/v_i$, $\langle d_i \rangle / \langle v_i \rangle = 0.782$ мс. Масштабы кадра: ширина \times высота - 21.13 \times 15.05 мм (вид сбоку) и 21.55 \times 17.64 мм (вид сверху). Кадры одного ряда соответствуют одной и той же капле. Изображение ламеллы на первом кадре ряда получено в тот же момент времени, что и второй кадр этого же ряда.



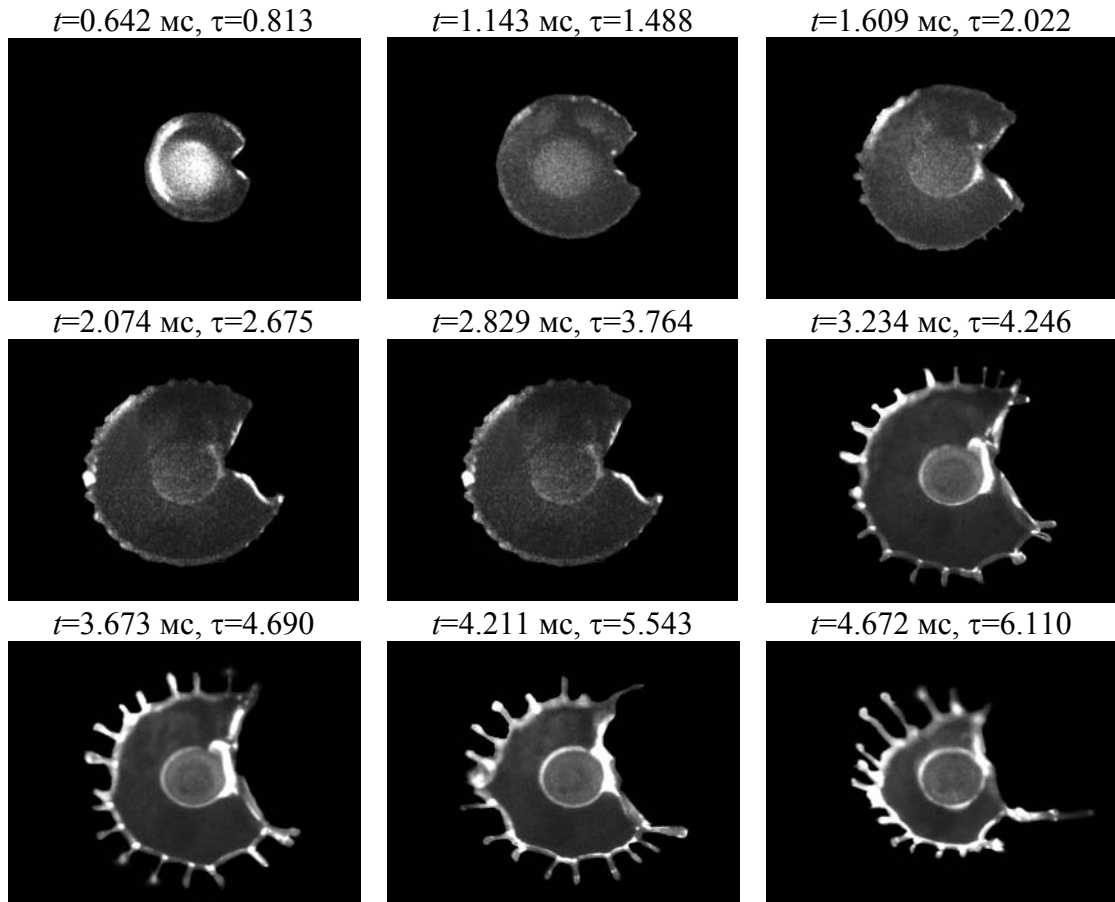
Фиг. 4.11. Безразмерный диаметр ламеллы $\beta = d/d_i$ для раствора ПЭО $c = 1000 \text{ млн}^{-1}$ (Δ - данные получены при наблюдении сбоку; O - данные, получены при наблюдении сверху), безразмерный размер жидкого пальца d_f/d_i ($*$) и $\sin \varphi$ (\times), как функции безразмерного времени $\tau = t/(d_i/v_i)$. Прямые линии соединяют точки, которые получены в одном опыте. Линия, обозначенная как «Вода», есть усредненная зависимость $\beta = \beta(\tau)$ для воды при примерно таких же экспериментальных условиях [Rozhkov *et al.* (2002)]. Условия удара: $d_i = 2.641 \pm 0.039 \text{ мм}$, $v_i = 3.377 \pm 0.054 \text{ м/с}$, $\tau = t/t_*$, $t_* = d_i/v_i$, $\langle d_i \rangle / \langle v_i \rangle = 0.782 \text{ мс}$.



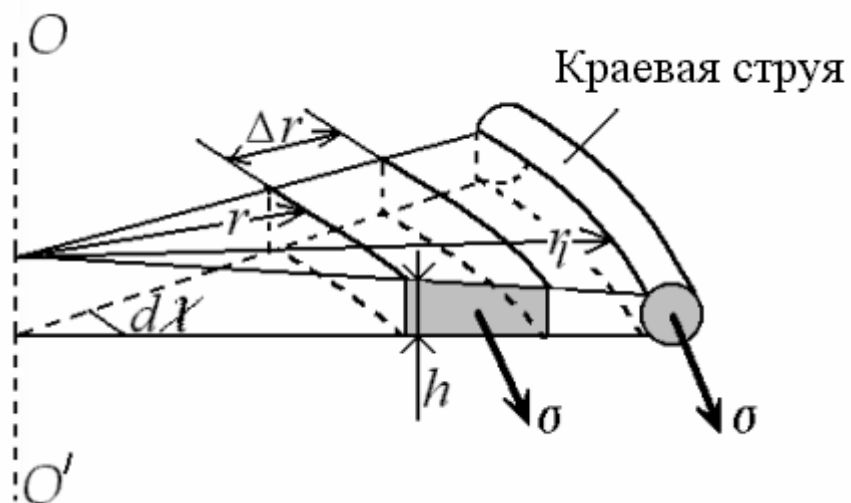
Фиг. 4.12. Последовательности видеок кадров наблюдений сбоку (первая колонка) и сверху (вторая и третья колонки) за процессом соударения «большой» капли раствора ПЭО $c=1000 \text{ млн}^{-1}$ с дискообразным препятствием. Условия удара: $d_i=3.804\pm0.014 \text{ мм}$, $v_i=3.339\pm0.014 \text{ м/с}$, $\tau=t/t_*$, $t_*=d_i/v_i$, $\langle d_i \rangle / \langle v_i \rangle = 1.139 \text{ мс}$. Масштабы кадра: ширина \times высота - $21.13 \times 15.05 \text{ мм}$ (вид сбоку) и $21.55 \times 17.64 \text{ мм}$ (вид сверху). Кадры одного ряда соответствуют одной и той же капле. Изображение ламеллы на первом кадре ряда получено в тот же момент времени, что и второй кадр этого же ряда.



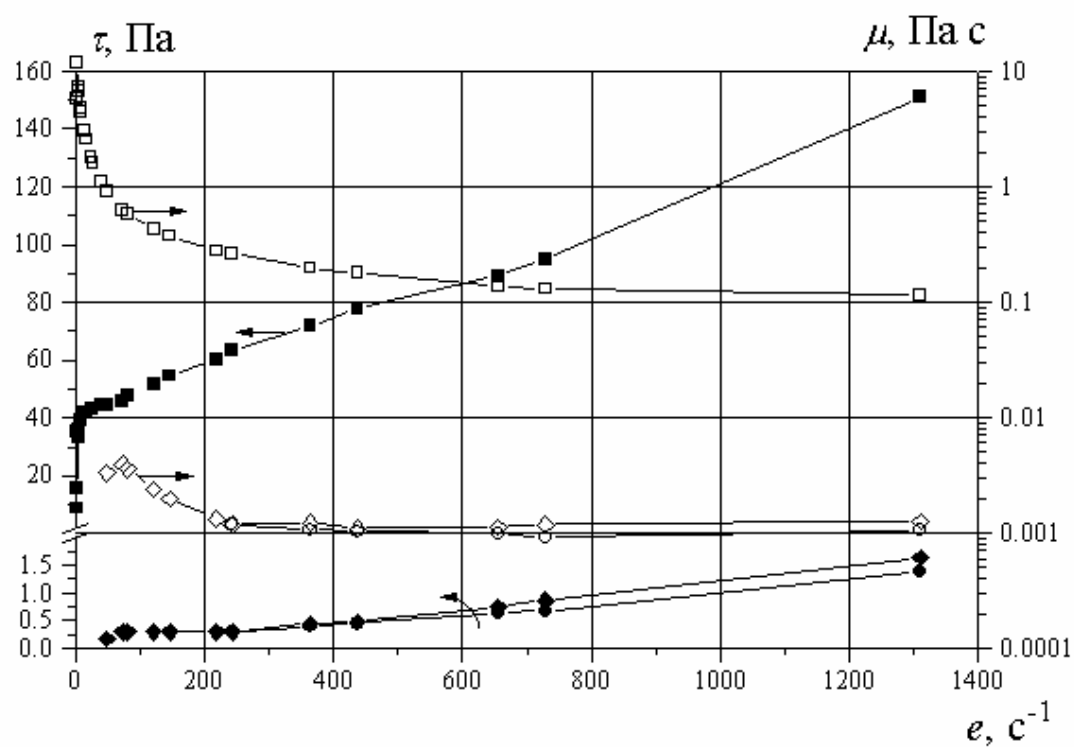
Фиг. 4.13. Безразмерный диаметр ламеллы $\beta = d/d_i$ для «большой» капли раствора ПЭО $c = 1000 \text{ млн}^{-1}$ (Δ - данные получены при наблюдении сбоку; O - данные, получены при наблюдении сверху), безразмерный размер жидкого пальца d_f/d_i (*) как функции безразмерного времени $\tau = t/(d_i/v_i)$. Прямые линии соединяют точки, которые получены в одном опыте. Линия, обозначенная как «Вода», есть усредненная зависимость $\beta = \beta(\tau)$ для воды при примерно таких же экспериментальных условиях [Rozhkov *et al.* (2002)]. Условия удара: $d_i = 3.804 \pm 0.014 \text{ мм}$, $v_i = 3.339 \pm 0.014 \text{ м/с}$, $\tau = t/t_*$, $t_* = d_i/v_i$, $\langle d_i \rangle / \langle v_i \rangle = 1.139 \text{ мс}$.



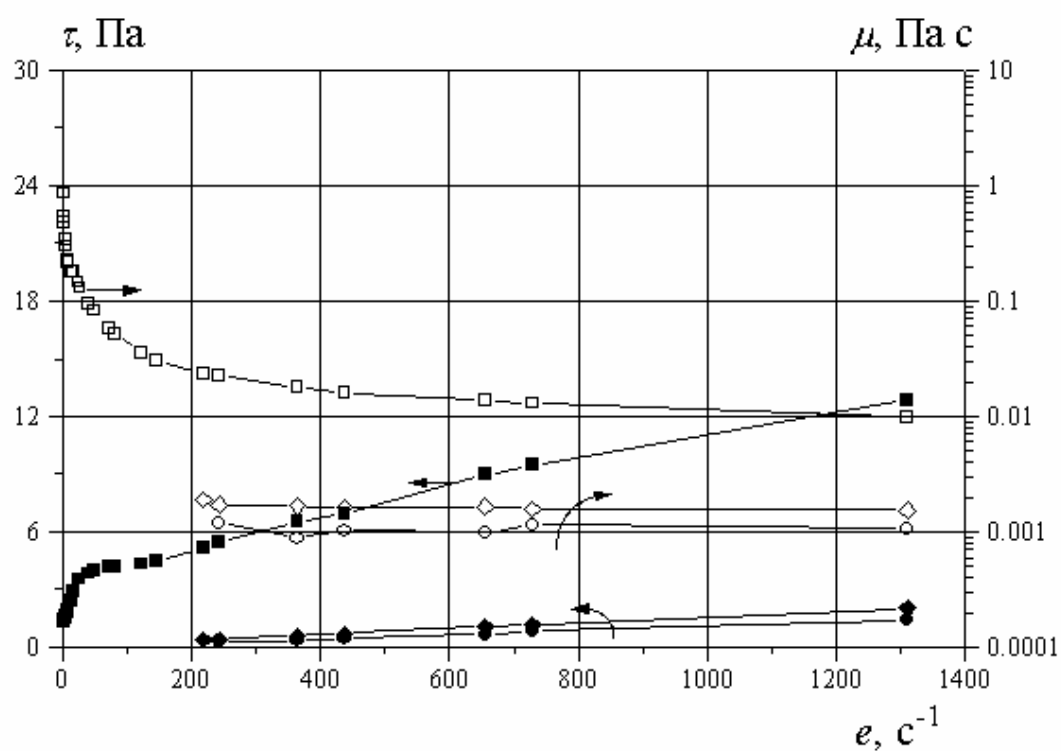
Фиг. 4.14. Наблюдения сверху за разрезанием ламеллы раствора ПЭО $c=1000$ млн⁻¹ тонкой проволокой (справа от препятствия). Условия удара: $d_i=2.641 \pm 0.039$ мм, $v_i=3.377 \pm 0.054$ м/с, $\tau=t/t_*$, $t_*=d_i/v_i$, $\langle d_i \rangle / \langle v_i \rangle = 0.782$ мс. Масштабы кадра: ширина \times высота - 21.55 \times 17.64 мм.



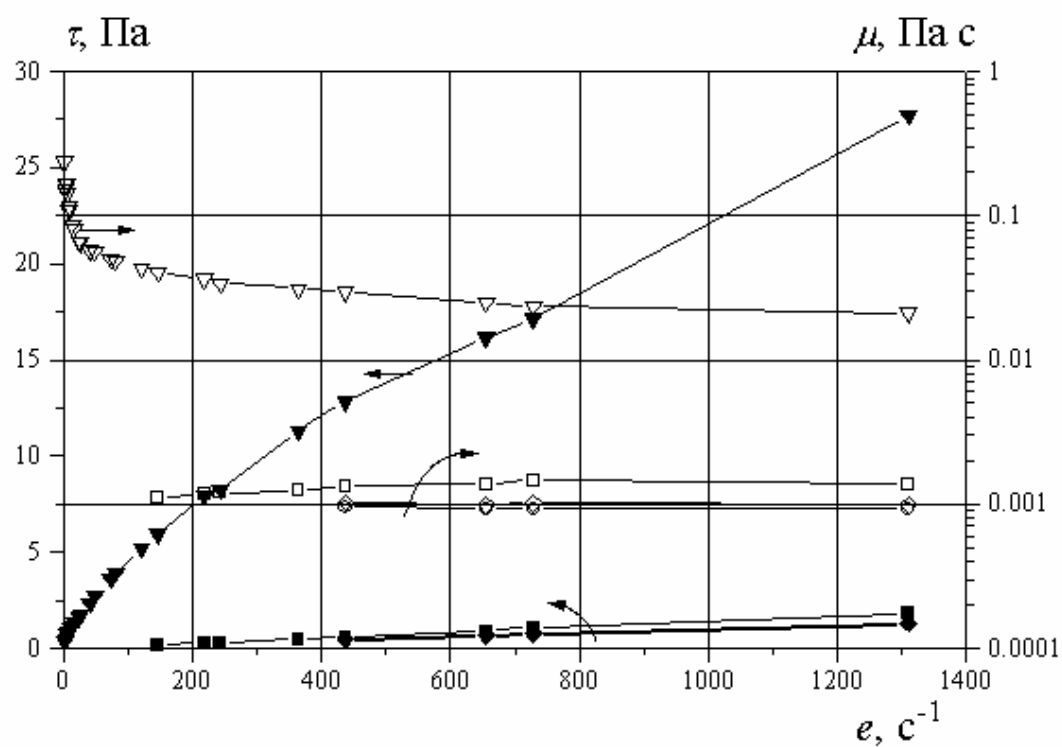
Фиг. 4.15. Элемент ламеллы. σ_χ – полярное напряжение (действует вдоль «параллелей» ламеллы), σ_r – радиальное напряжение (действует вдоль «меридиан» ламеллы).



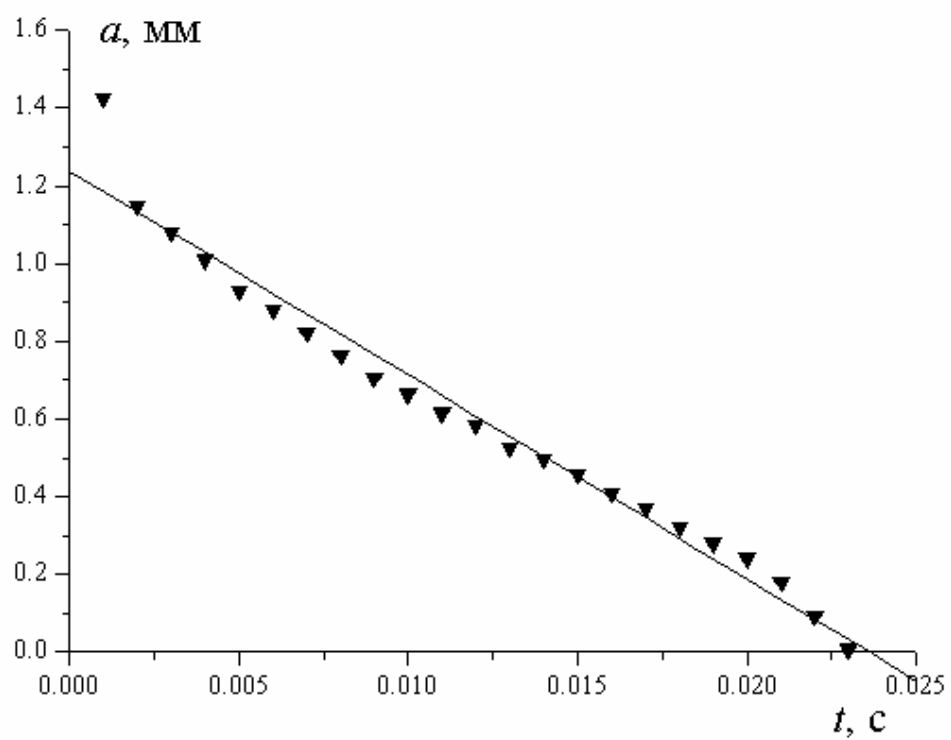
Фиг. 5.1. Зависимости изменения сдвигового напряжения τ (залитые символы) и сдвиговой вязкости μ (незалитые символы) от скорости сдвига e для растворов DOS концентраций $c=1 \times \text{CMC}$ (\bullet), $10 \times \text{CMC}$ (\blacklozenge) и $100 \times \text{CMC}$ (\blacksquare).



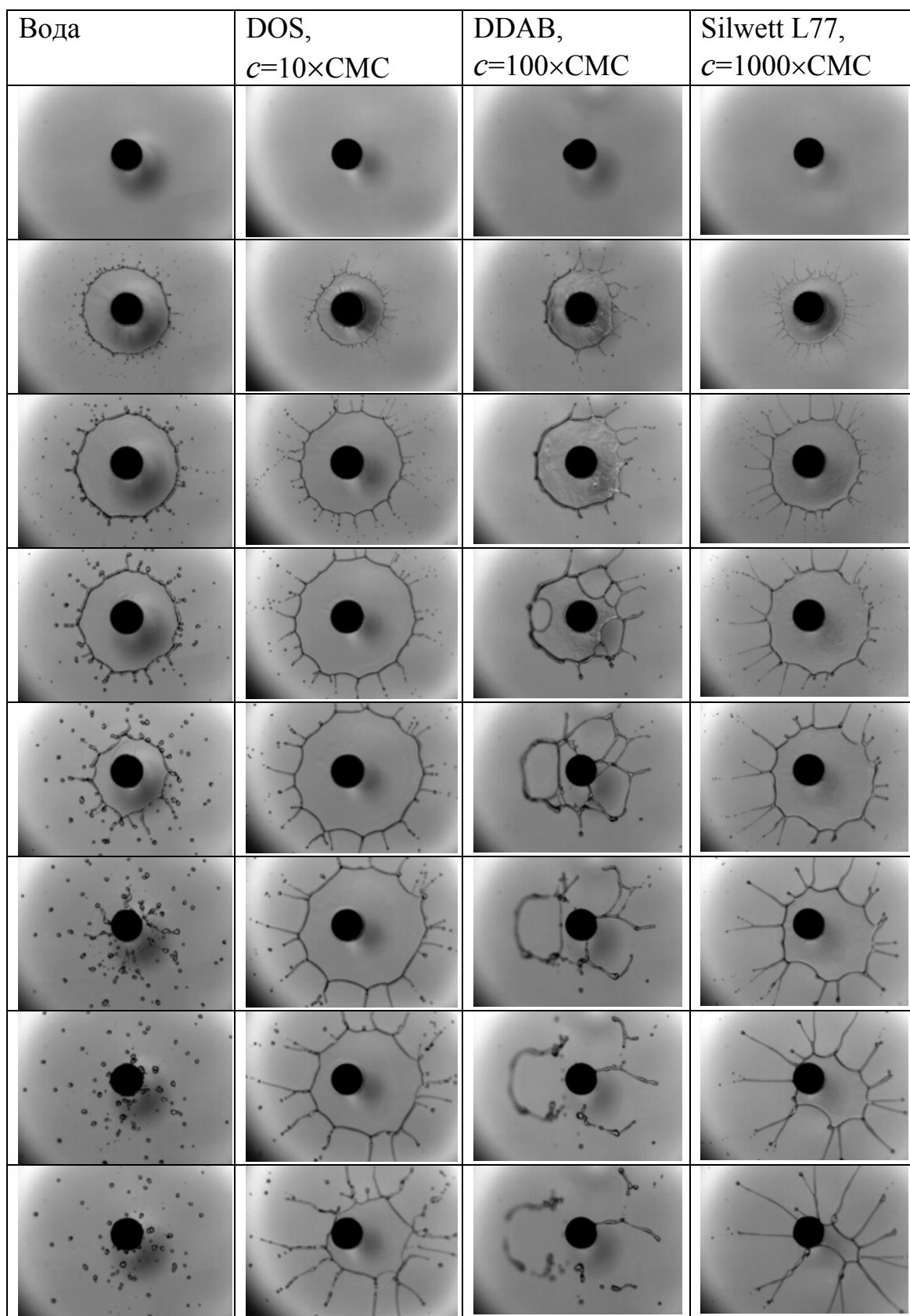
Фиг. 5.2. Зависимости изменения сдвигового напряжения τ (залитые символы) и сдвиговой вязкости μ (незалитые символы) от скорости сдвига e для растворов DDAB концентраций $c=1 \times \text{CMC}$ ($\bullet \circ$), $10 \times \text{CMC}$ ($\blacklozenge \lozenge$) и $100 \times \text{CMC}$ ($\blacksquare \square$).

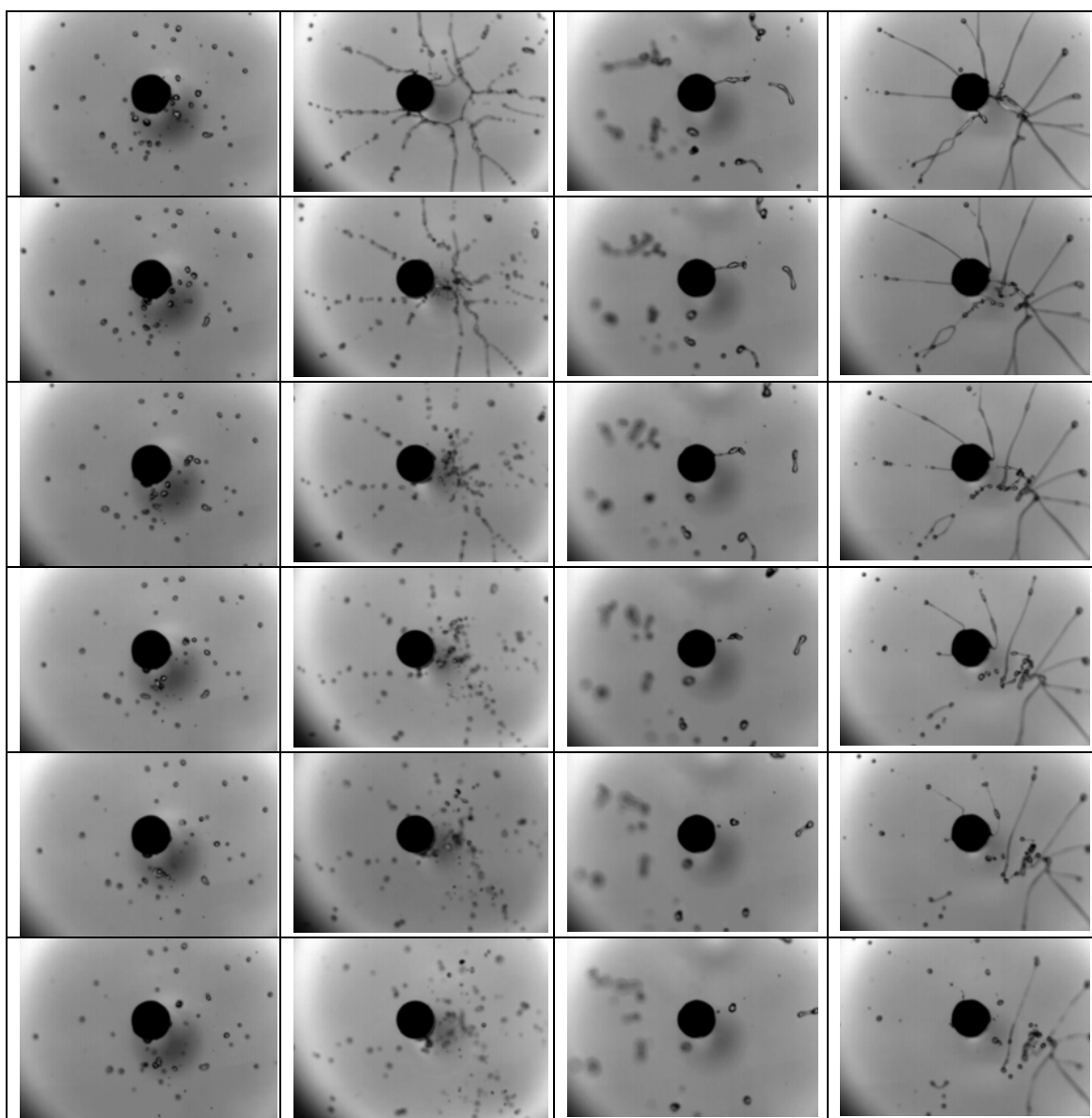


Фиг. 5.3. Зависимости изменения сдвигового напряжения τ (залитые символы) и сдвиговой вязкости μ (незалитые символы) от скорости сдвига e для растворов Silwett L77 концентраций $c=1\times\text{CMC}$ (●○), $10\times\text{CMC}$ (◆◇), $100\times\text{CMC}$ (■□) и $1000\times\text{CMC}$ (▼▽).

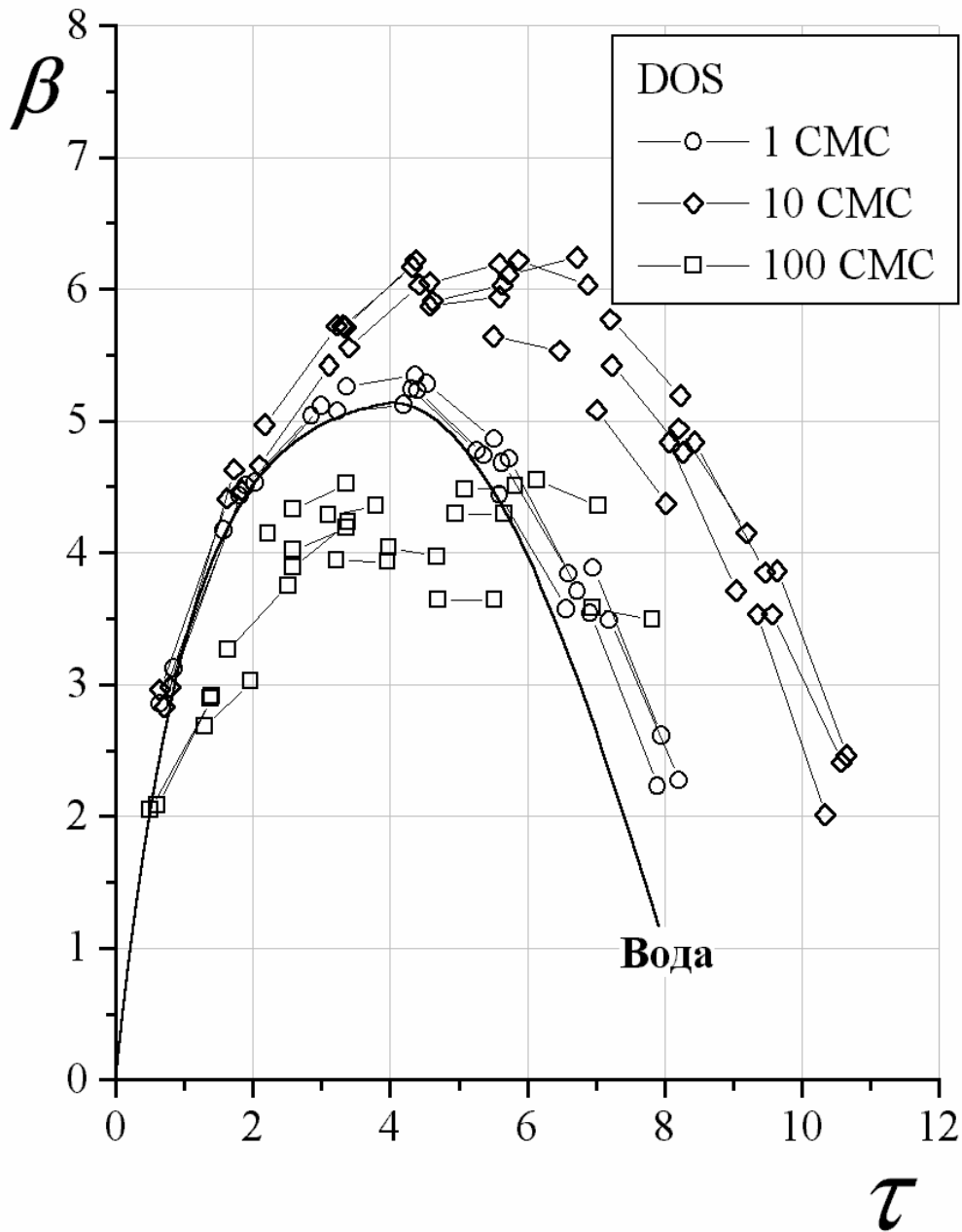


Фиг. 5.4. Зависимости изменения диаметра утончающейся капиллярной нити a от времени t для раствора Silwett L77 концентрации $c=1000\times\text{СМС}$.

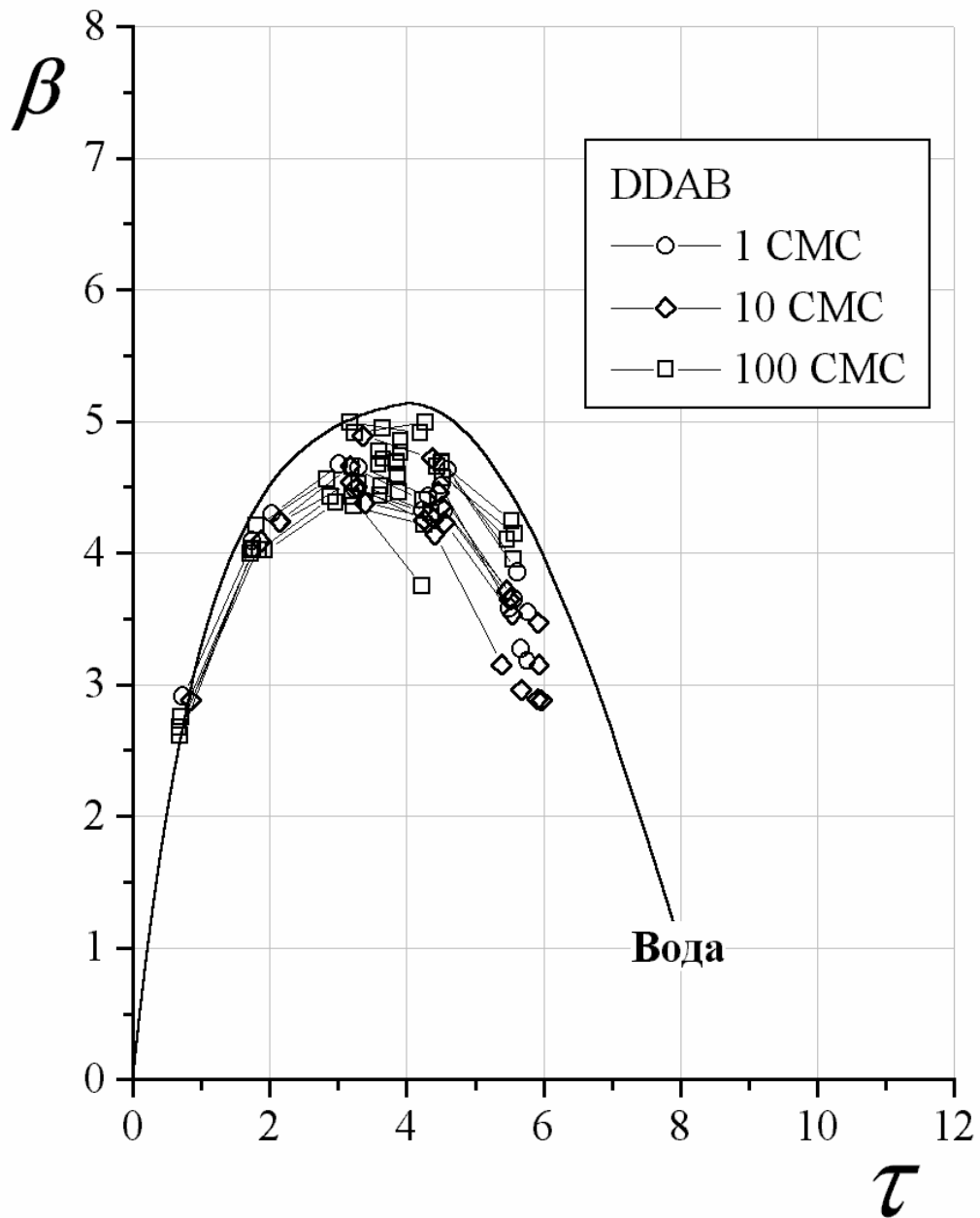




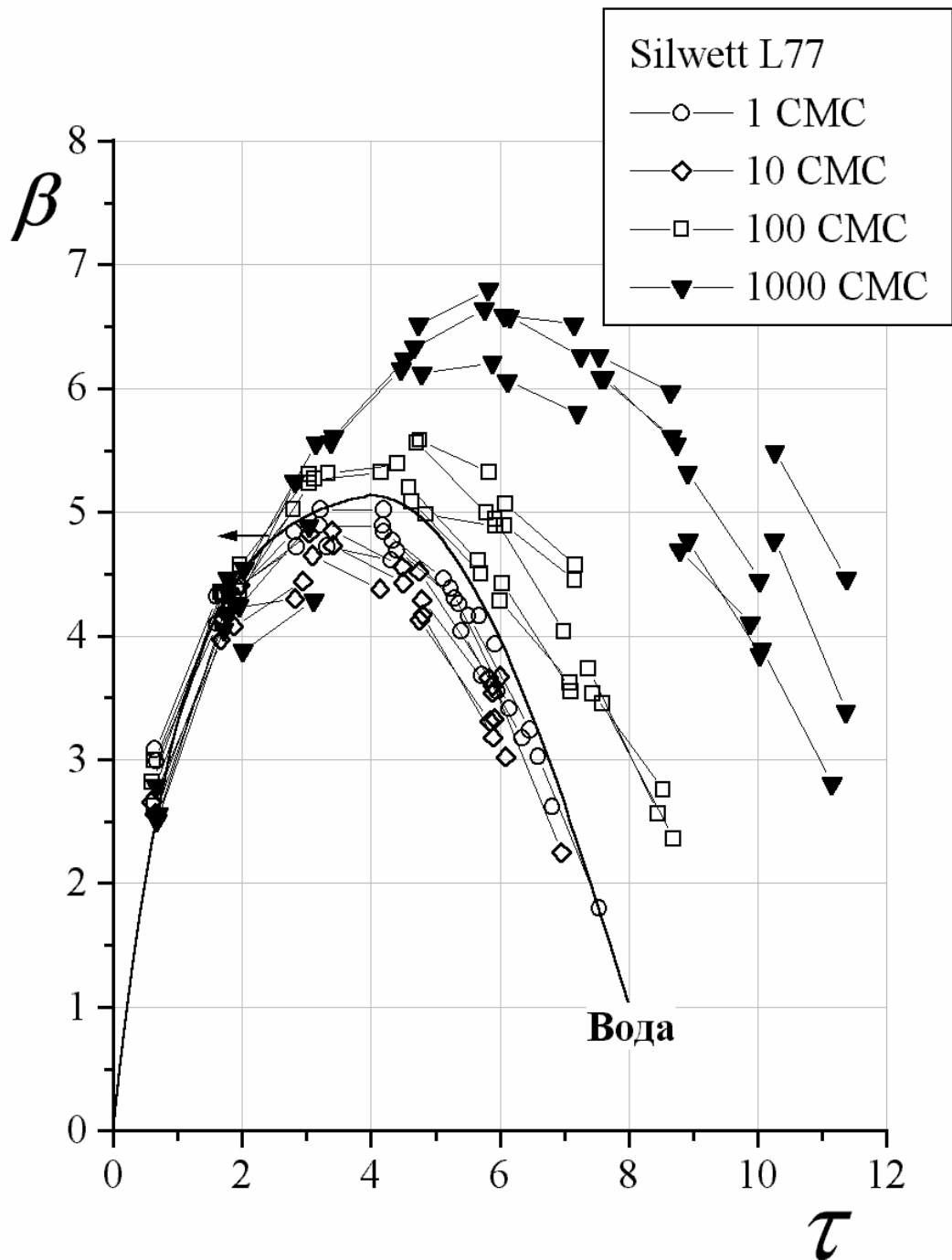
Фиг. 5.5. Наблюдения сверху за процессом соударения капль воды и растворов ПАВ с дискообразным препятствием. Капля движется от читателя к фигуре. Скорость капли ~ 3.8 м/с. Диаметр капли ~ 2.6 мм. Препятствие – диск диаметром ~ 4.0 мм (черный круг в центре каждого кадра). Кадры в одной колонке соответствуют одной жидкости. Время возрастает сверху вниз. Интервал времени между кадрами – 1 мс.



Фиг. 5.6. Безразмерный диаметр ламеллы $\beta=d/d_i$ для растворов DOS (данные получены при наблюдении сверху) как функции безразмерного времени $\tau=t/(d_i/v_i)$. Прямые линии соединяют точки, которые получены в одном опыте. Линия, обозначенная как «Вода», есть усредненная зависимость $\beta=\beta(\tau)$ для воды при примерно таких же экспериментальных условиях [Rozhkov *et al.* (2002)]. Условия удара: $v_i=3.4$ м/с, $d_i=2.800\pm0.036$ мм ($c=1\times\text{CMC}$), $d_i=2.732\pm0.049$ мм ($c=10\times\text{CMC}$), $d_i=3.47\pm0.33$ мм ($c=100\times\text{CMC}$), $\tau=t/t_*$, $t_*=d_i/v_i$.

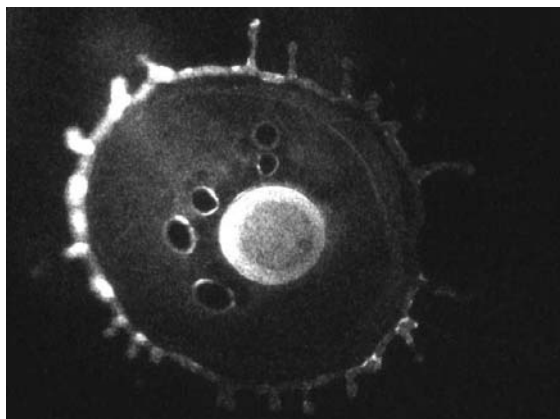


Фиг. 5.7. Безразмерный диаметр ламеллы $\beta = d/d_i$ для растворов DDAB (данные получены при наблюдении сверху) как функции безразмерного времени $\tau = t/(d_i/v_i)$. Прямые линии соединяют точки, которые получены в одном опыте. Линия, обозначенная как «Вода», есть усредненная зависимость $\beta = \beta(\tau)$ для воды при примерно таких же экспериментальных условиях [Rozhkov et al. (2002)]. Условия удара: $v_i = 3.4$ м/с, $d_i = 2.745 \pm 0.052$ мм ($c = 1 \times \text{CMC}$), $d_i = 2.743 \pm 0.030$ мм ($c = 10 \times \text{CMC}$), $d_i = 2.694 \pm 0.023$ мм ($c = 100 \times \text{CMC}$), $\tau = t/t_*$, $t_* = d_i/v_i$.

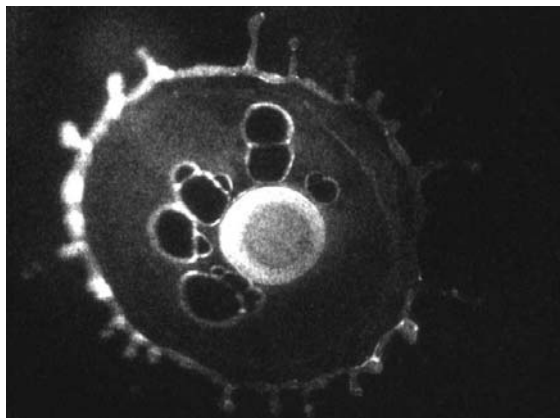


Фиг. 5.8. Безразмерный диаметр ламеллы $\beta = d/d_i$ для растворов Silwett L77 (данные получены при наблюдении сверху), как функции безразмерного времени $\tau = t/(d_i/v_i)$. Прямые линии соединяют точки, которые получены в одном опыте. Линия, обозначенная как «Вода», есть усредненная зависимость $\beta = \beta(\tau)$ для воды при примерно таких же экспериментальных условиях [Rozhkov *et al.* (2002)]. Условия удара: $v_i = 3.4$ м/с, $d_i = 2.888 \pm 0.048$ мм ($c = 1 \times \text{CMC}$), $d_i = 2.503 \pm 0.034$ мм ($c = 10 \times \text{CMC}$), $d_i = 2.505 \pm 0.032$ мм ($c = 100 \times \text{CMC}$), $d_i = 2.461 \pm 0.040$ мм ($c = 1000 \times \text{CMC}$), $\tau = t/t_*$, $t_* = d_i/v_i$.

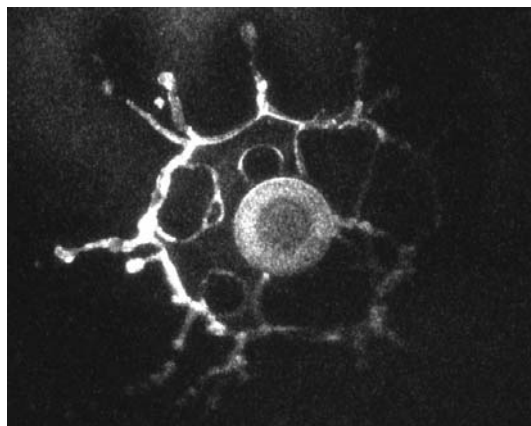
DDAB, $c=100\times\text{CMC}$,
 $d_i=2.700\text{ мм}$,
 $v_i=3.408\text{ м/с}$
 $t=2.896\text{ мс}$ $\tau=3.656$



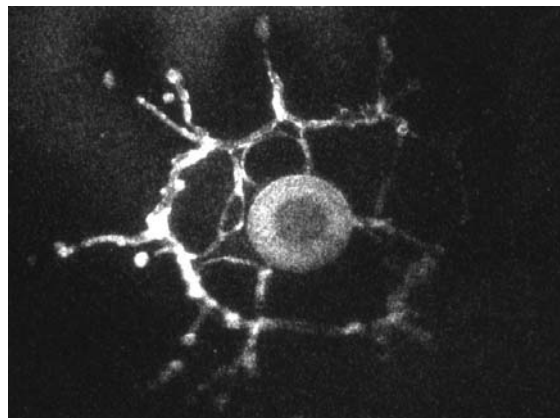
$t=2.101\text{ мс}$ $\tau=3.915$



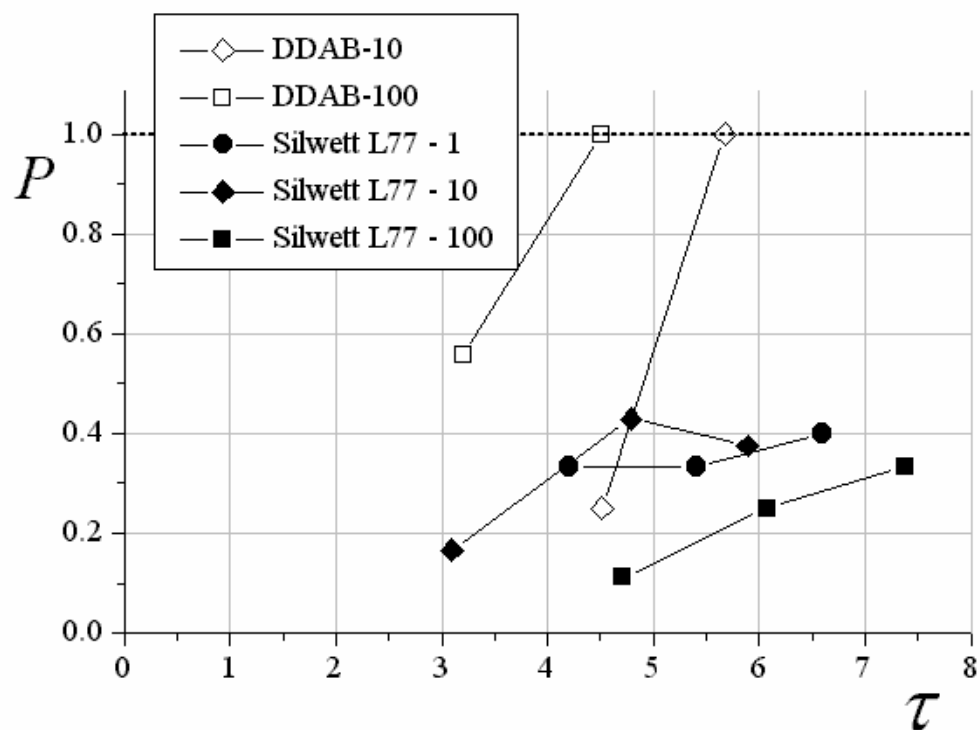
Silwett L77, $c=10\times\text{CMC}$,
 $d_i=2.515\text{ мм}$,
 $v_i=3.288\text{ м/с}$
 $t=3.474\text{ мс}$ $\tau=4.899$



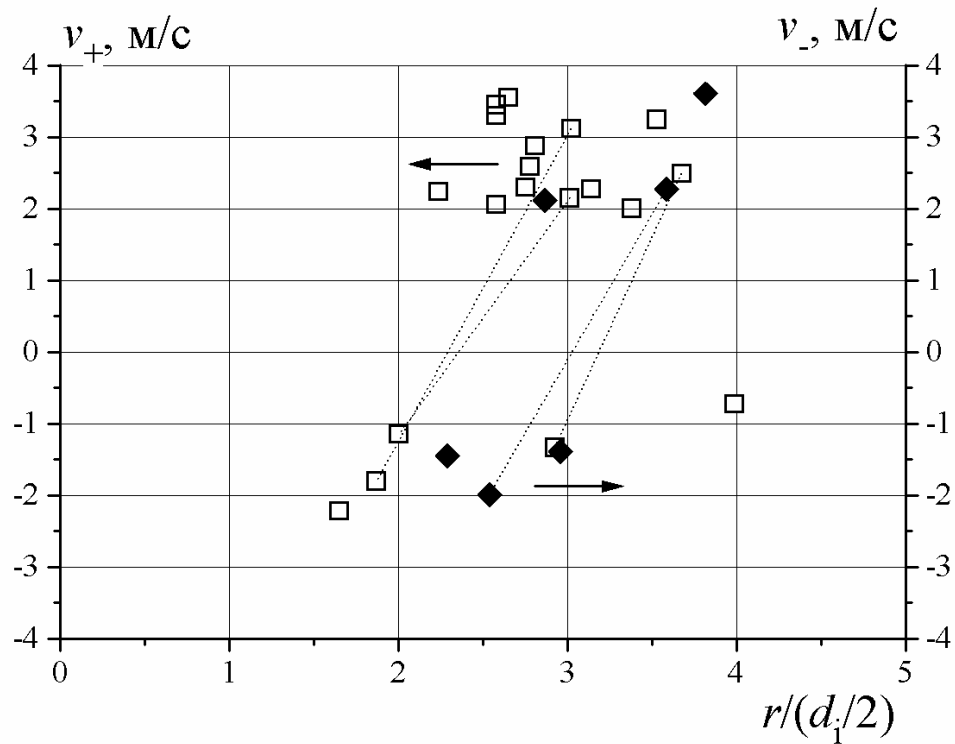
$t=3.952\text{ мс}$ $\tau=5.115$



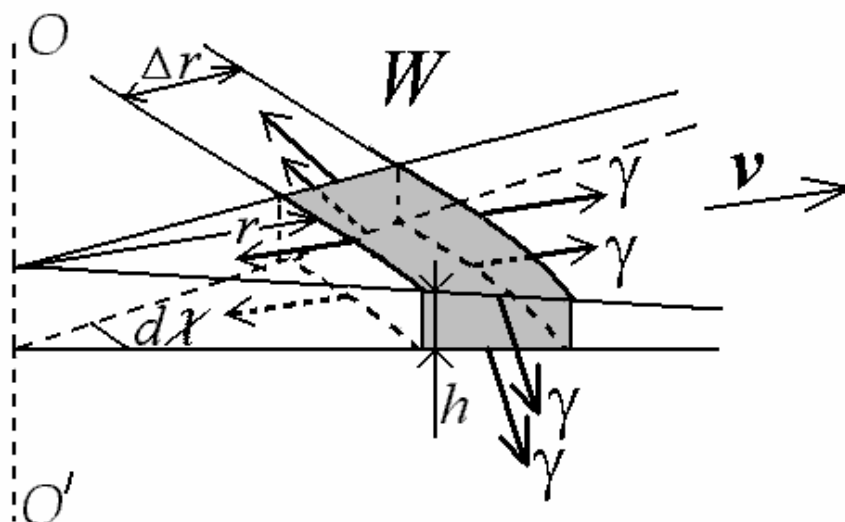
Фиг. 5.9. Спонтанное зарождение и рост *дырок* в ламеллах растворов DDAB, $c=100\times\text{CMC}$ (левая колонка) и Silwett L77, $c=10\times\text{CMC}$ (правая колонка). $\tau=t/t_*$, $t_*=d_i/v_i$. Видеоизображения в одной колонке получены для одной и той же капли с временным интервалом $\Delta t=0.2\text{ мс}$.



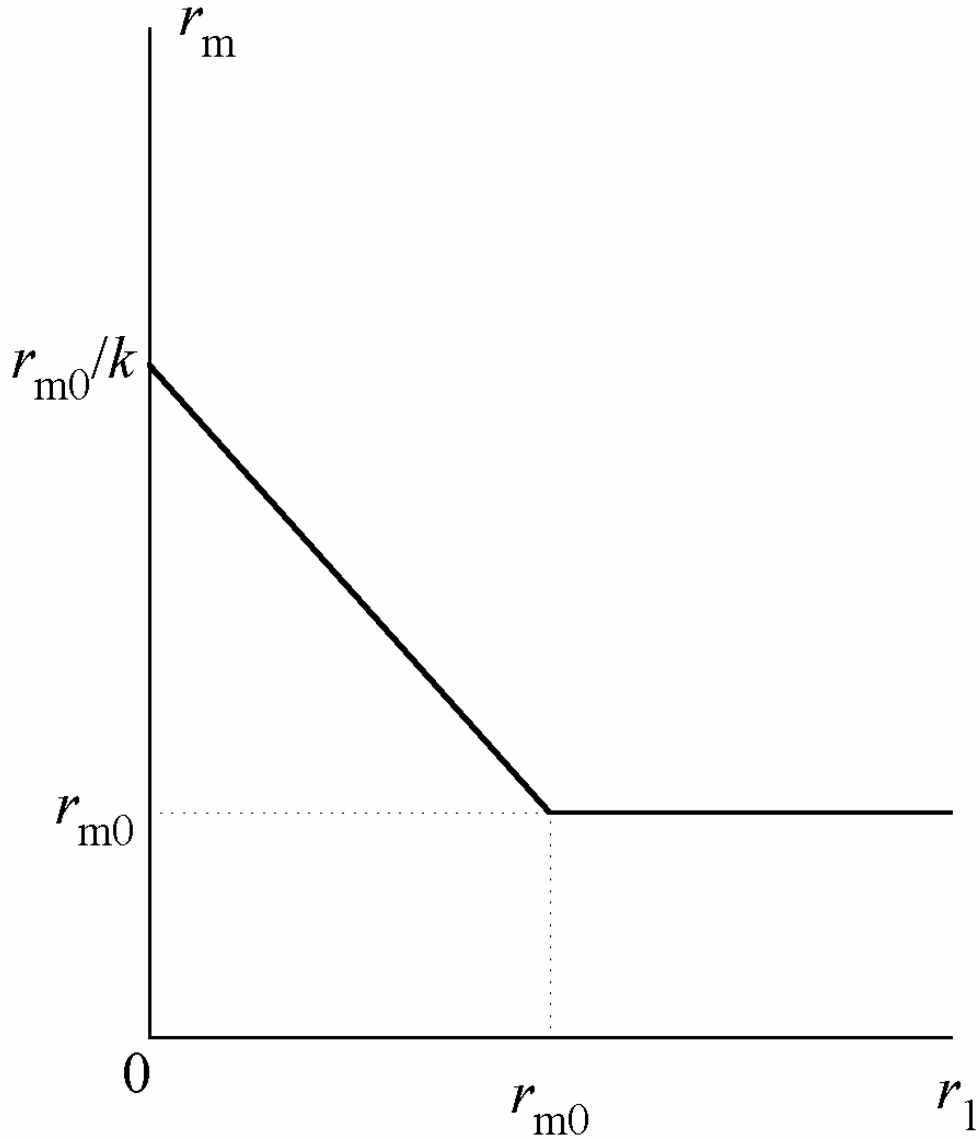
Фиг. 5.10. Вероятность спонтанного зарождения дырок в ламеллах различных растворов ПАВ, как функция времени удара $\tau = t/t_*$, $t_* = d_i/v_i$.



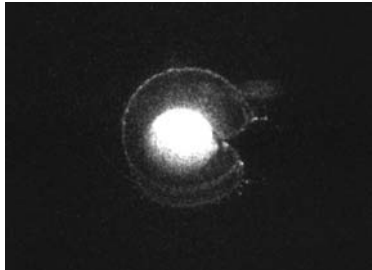
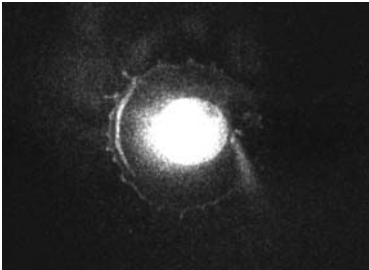
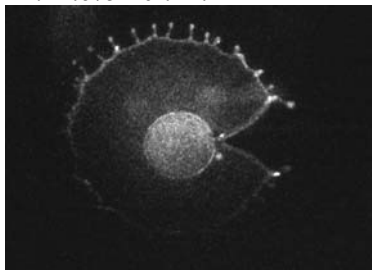
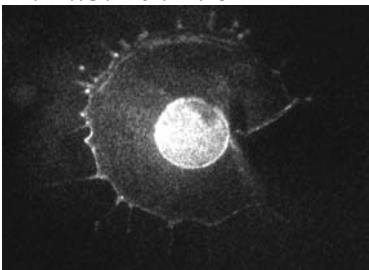
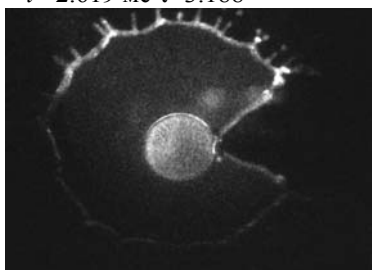
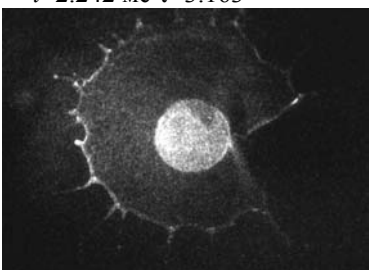
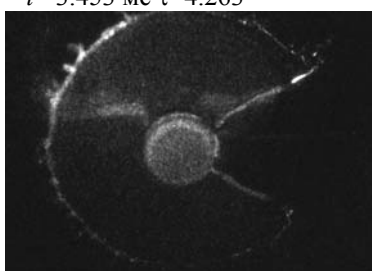
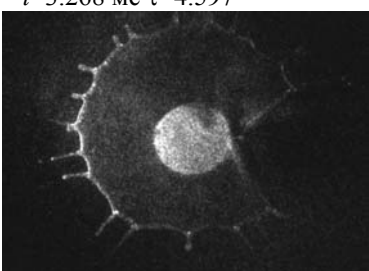
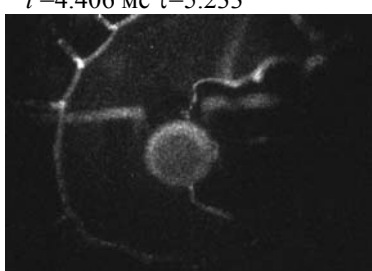
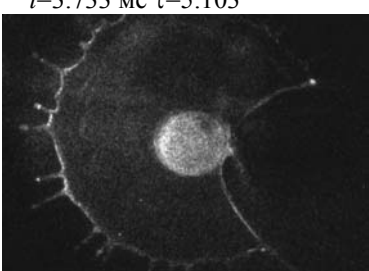
Фиг. 5.11. Скорости распространения волн разрушения вдоль потока v_+ и против него v_- в лабораторной системе координат, как функции расстояния от центра препятствия. Положительная величина скорости соответствует движению от центра ламеллы к ее периферии. Обозначения: \square - скорости v_+ , v_- в ламелле раствора DDAB, $c=100\times\text{СМС}$ при $\tau\approx 3.8$; \blacklozenge - скорости v_+ , v_- в ламелле раствора Silwett L77, $c=10\times\text{СМС}$ при $\tau\approx 5.1$. Пунктирные линии соединяют точки, полученные для одной и той же дырки.

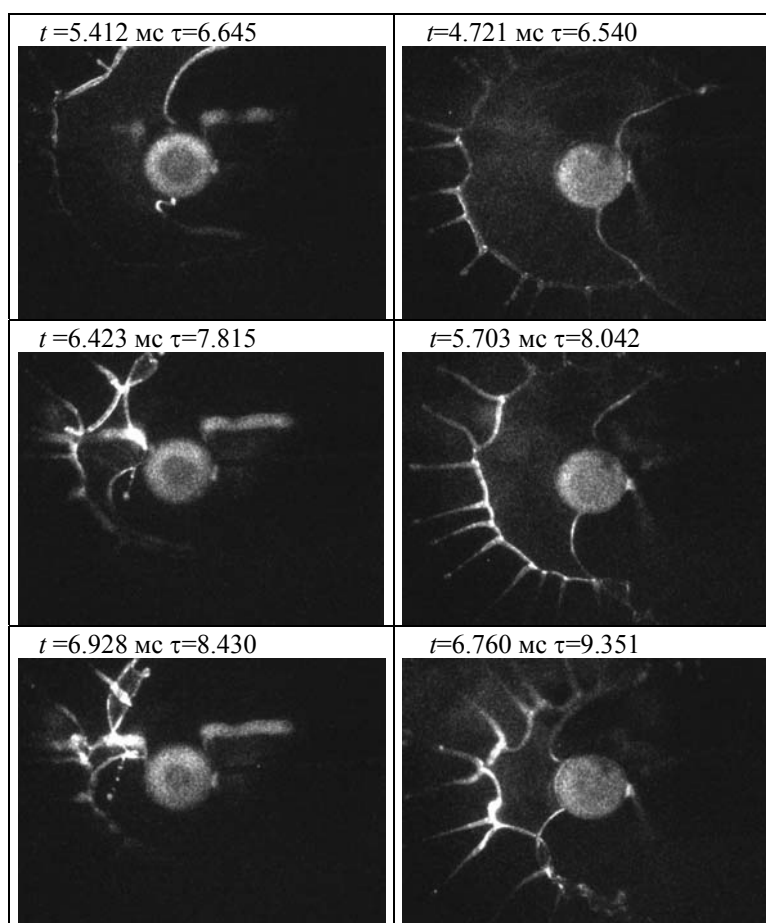


Фиг. 5.12. Контрольный объем W , неподвижный в лабораторной системе координат, $\Delta r/r \ll 1$, $d\chi \ll 1$.

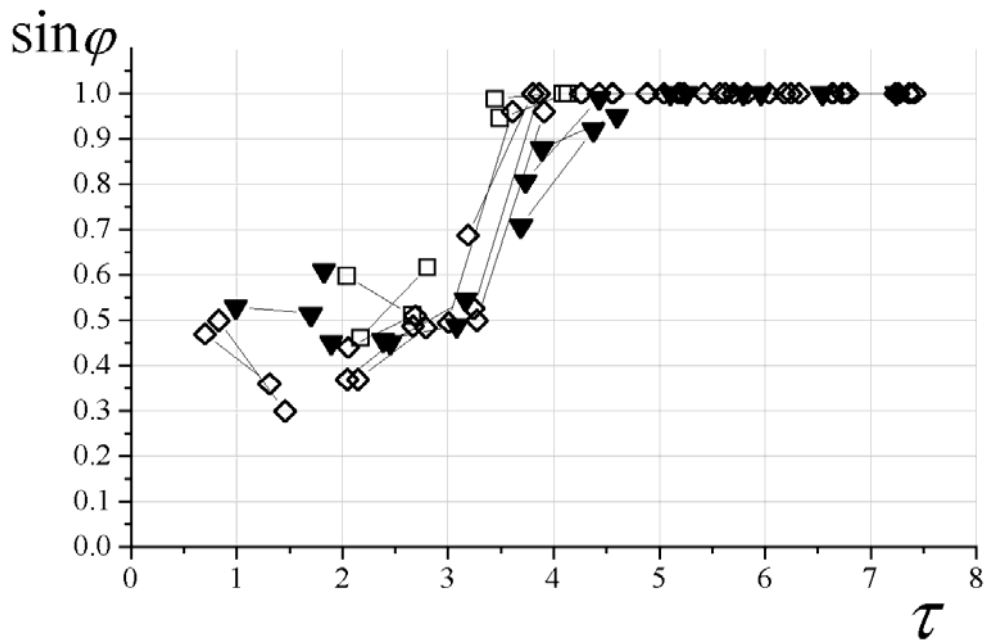


Фиг. 5.13. Радиус стационарной ламеллы r_m как функция координаты r_1 в случае изменения поверхностного натяжения в точке r_1 от величины γ_0 до $k\gamma_0$ ($k < 1$). $r_{m0} = \rho v_0 q_0 / 4\pi\gamma_0$ – радиус стационарной ламеллы при постоянном поверхностном натяжении γ_0 [Taylor (1959с), Rozhkov et al. (2002)].

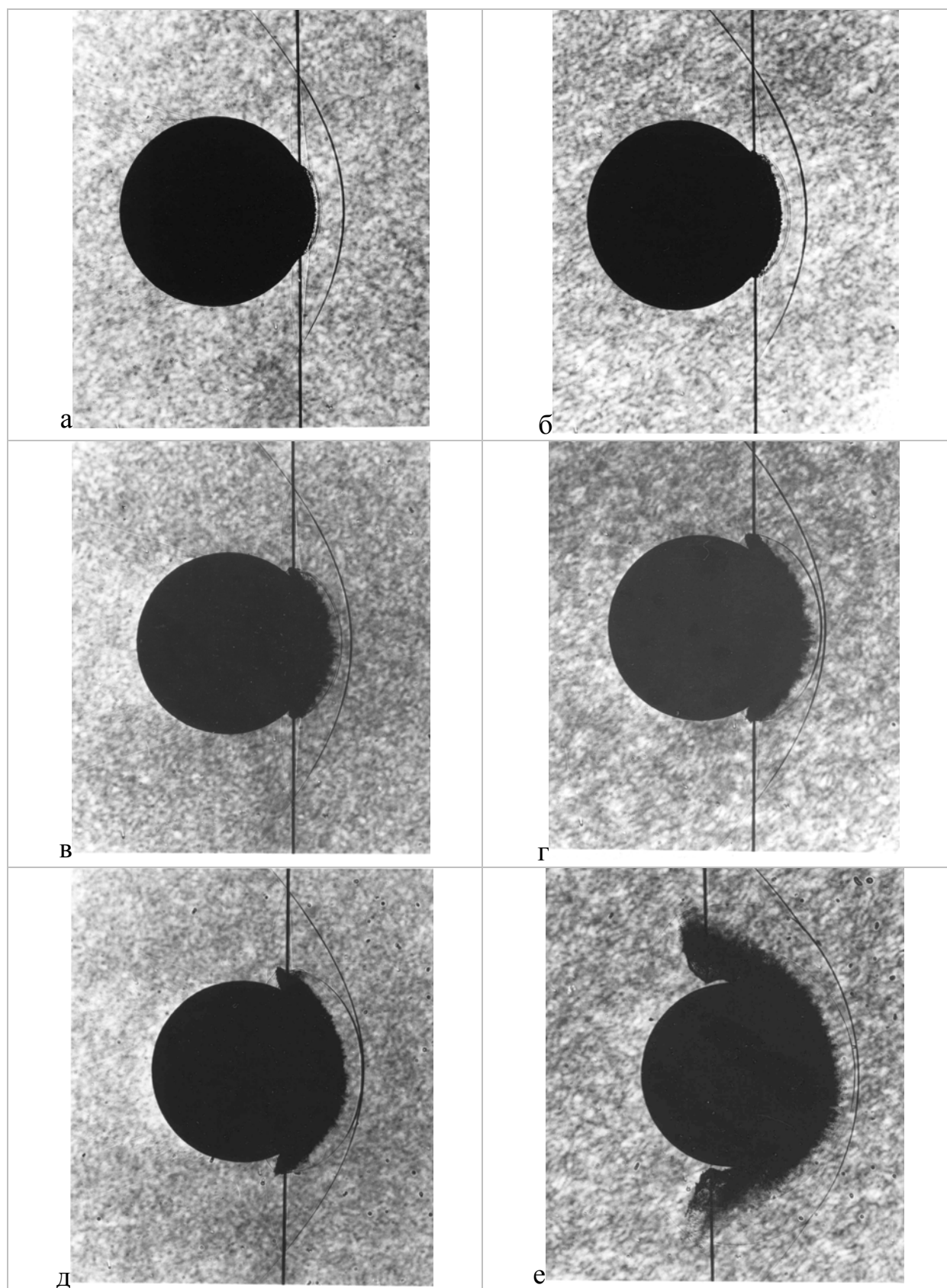
<p>DOS, 1 CMC=0.92 г/л, $c=10\times\text{CMC}$, $d_i=2.83\pm0.041$ мм, $v_i=3.471\pm0.050$ м/с</p>	<p>Silwett L77, 1 CMC=0.1 г/л, $c=1000\times\text{CMC}$, $d_i=2.461\pm0.040$ мм, $v_i=3.386\pm0.041$ м/с</p>
<p>$t=0.0576$ мс $\tau=0.697$</p> 	<p>$t=0.710$ мс $\tau=0.992$</p> 
<p>$t=1.675$ мс $\tau=2.144$</p> 	<p>$t=1.737$ мс $\tau=2.451$</p> 
<p>$t=2.619$ мс $\tau=3.188$</p> 	<p>$t=2.242$ мс $\tau=3.163$</p> 
<p>$t=3.453$ мс $\tau=4.263$</p> 	<p>$t=3.268$ мс $\tau=4.597$</p> 
<p>$t=4.406$ мс $\tau=5.233$</p> 	<p>$t=3.733$ мс $\tau=5.103$</p> 



Фиг. 5.14. Разрезание ламеллы растворов DOS, $c=10 \times \text{СМС}$ (левая колонка) и Silwett L77, $c=1000 \times \text{СМС}$ (правая колонка) при помощи иглы (проволочки), установленной непосредственно рядом с препятствием (на видеоизображениях справа от препятствия). Диаметр препятствия составлял 3.95 мм, диаметр иглы составлял 0.7 мм. Игла устанавливалась параллельно оси симметрии препятствия, т.е. перпендикулярно поверхности ламеллы.

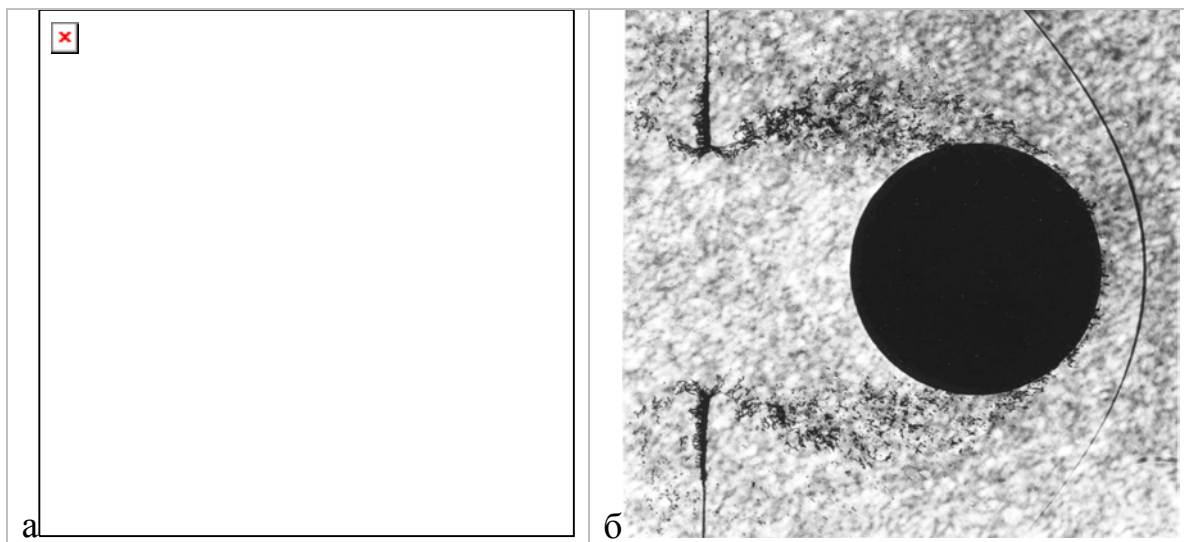


Фиг. 5.15. Зависимость половины угла между волнами разрушения Маха-Тейлора в окрестности разрезающей иглы φ (фиг.5.14) от безразмерного времени $\tau = tv_i/d_i$ для растворов DOS, $c=10 \times \text{CMC}$ (\diamond); DDAB $c=100 \times \text{CMC}$ (\square) и Silwett L77, $c=1000 \times \text{CMC}$ (\blacktriangledown). Мы формально полагали $\sin \varphi = 1$, когда волна разрушения отделялась от иглы, которая разрезала пленку.

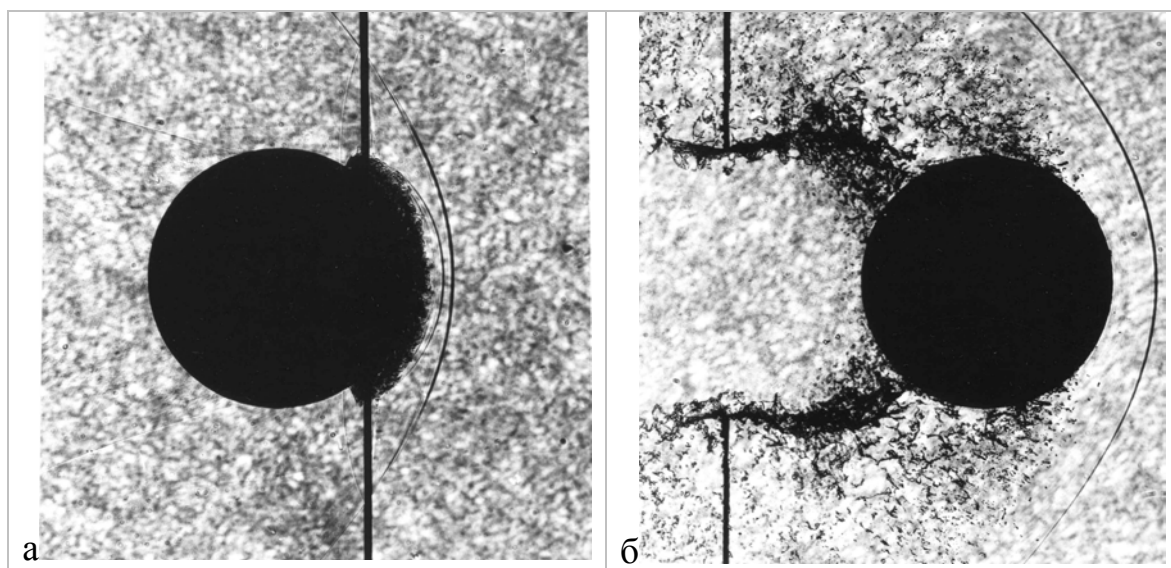


Фиг. 6.1. Последовательность фотографий процесса удара шара диаметром 30 мм по струе глицерина. Направление движения – слева направо. Фотографии (а) и (б) получены в одном, (в) и (г) – в другом, а

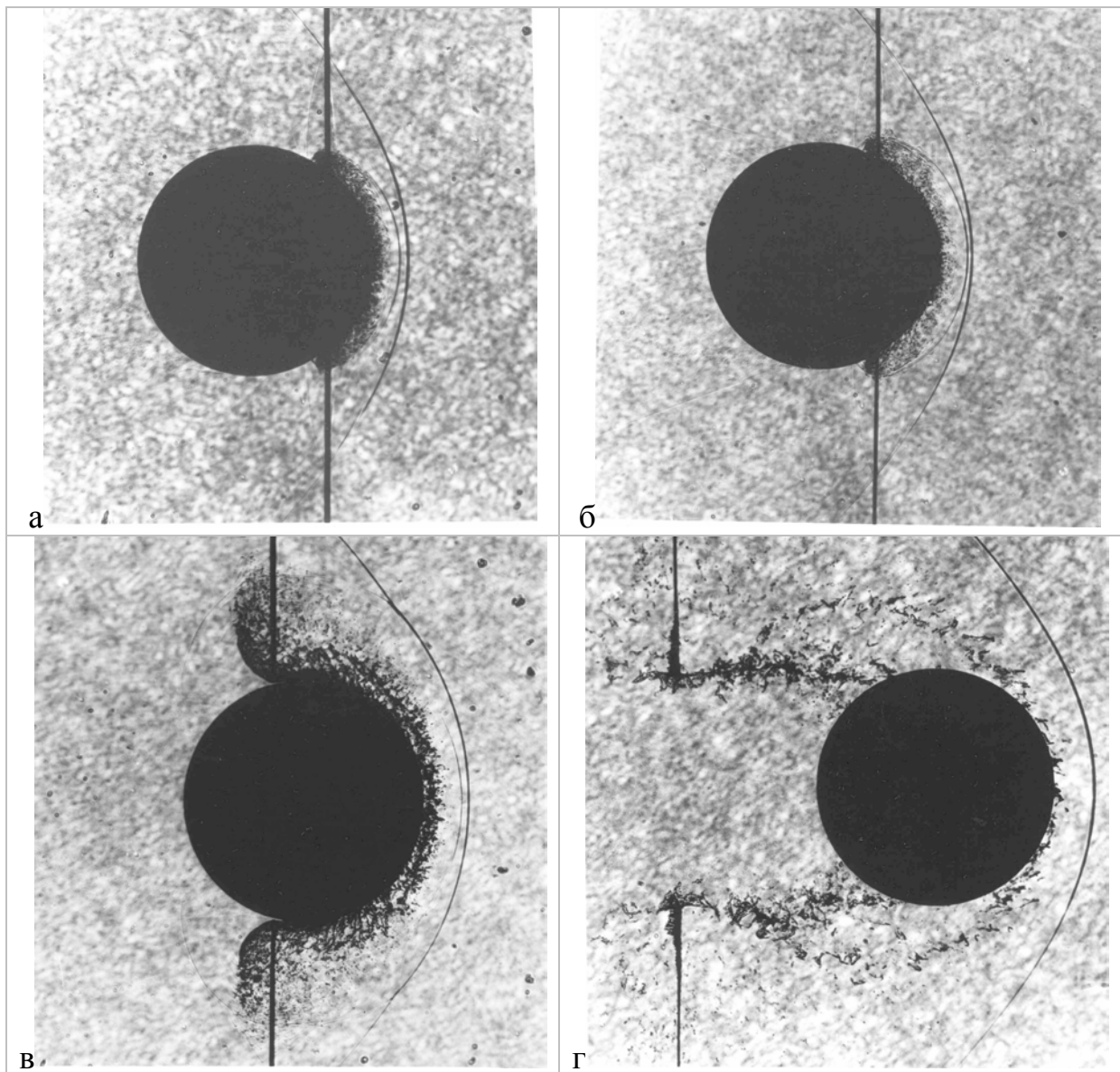
(д) и (е) в - третьем опыте. Скорости полета шара в опытах составляли 671.7, 663.0 и 666.8 м/с, соответственно. Измеренный диаметр струи 0.469 (а), 0.424 (б), 0.426 (в), 0.460 (г), 0.450 (д) и 0.503 мм (е). Время, прошедшее после момента касания струи и шара, 2.70 (а), 4.75 (б), 6.03 (в), 9.45 (г), 11.00 (д) и 27.70 мкс (е).



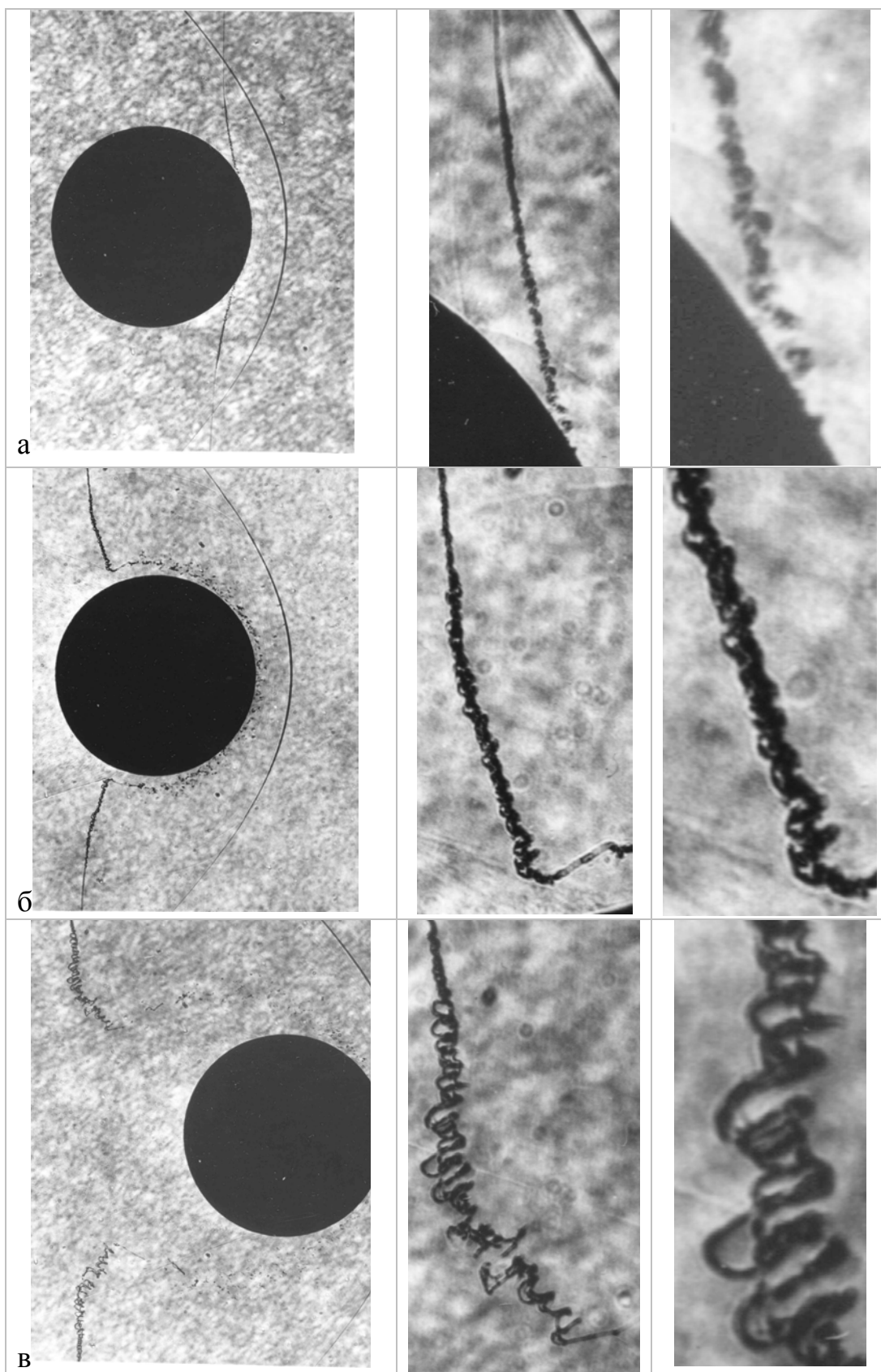
Фиг. 6.2. Последовательность фотографий процесса удара шара диаметром 30 мм по струе ПЭО-1. Фотографии получены в одном опыте. Скорость полета шара 675.1 м/с. Измеренный диаметр струи 0.490 (а) и 0.404 мм (б). Время, прошедшее после момента касания струи и шара, 11.1 (а) и 70.6 мкс (б).



Фиг. 6.3. Последовательность фотографий процесса удара шара диаметром 30 мм по струе ПЭО-2. Фотографии получены в одном опыте. Скорость полета шара 674.2 м/с. Измеренный диаметр струи 0.965 (а) и 0.811 мм (б). Время, прошедшее после момента касания струи и шара, 8.45 (а) и 70.3 мкс (б).

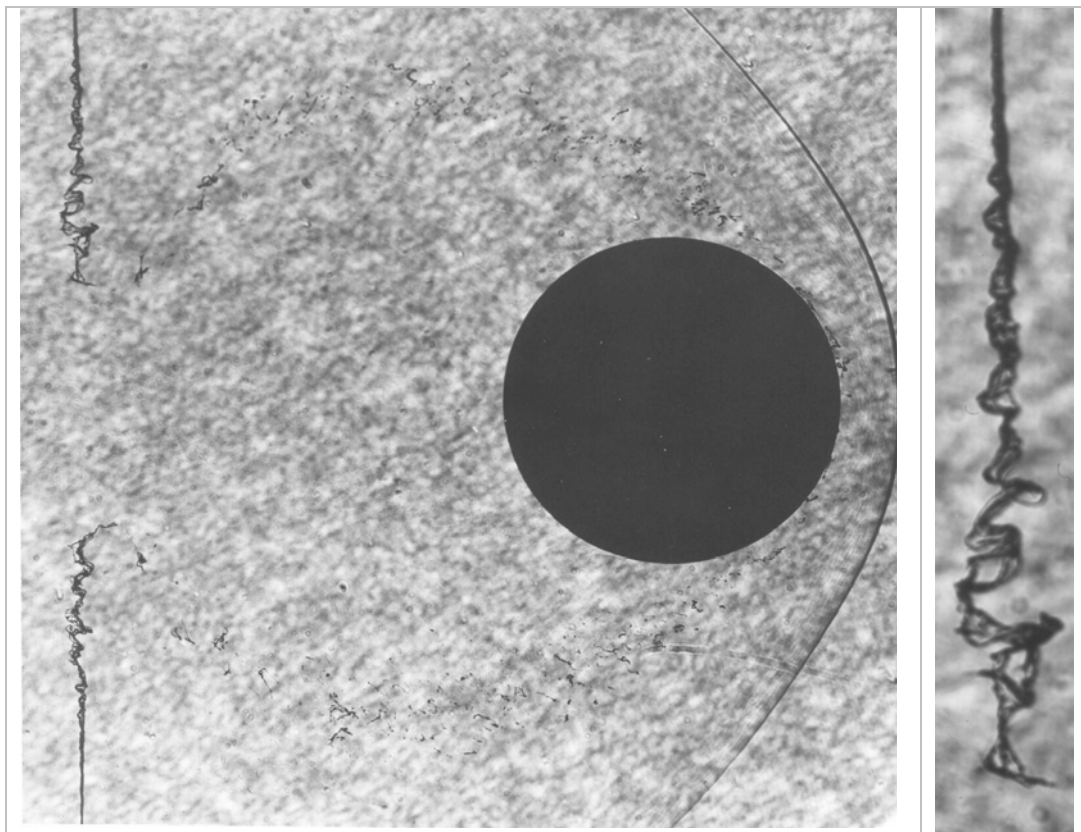


Фиг. 6.4. Последовательность фотографий процесса удара шара диаметром 30 мм по струе ПЗО-4. Фотографии (а) и (в) получены в одном, (б) и (г) – в другом опыте. Скорость полета шара в опытах составляет 670.5 и 678.4 м/с соответственно. Измеренный диаметр струи 0.719 (а), 0.525 (б), 0.617 (в) и 0.415 мм (г). Время, прошедшее после момента касания струи и шара, 8.72 (а), 11.72 (б), 28.11 (в) и 72.05 мкс (г).

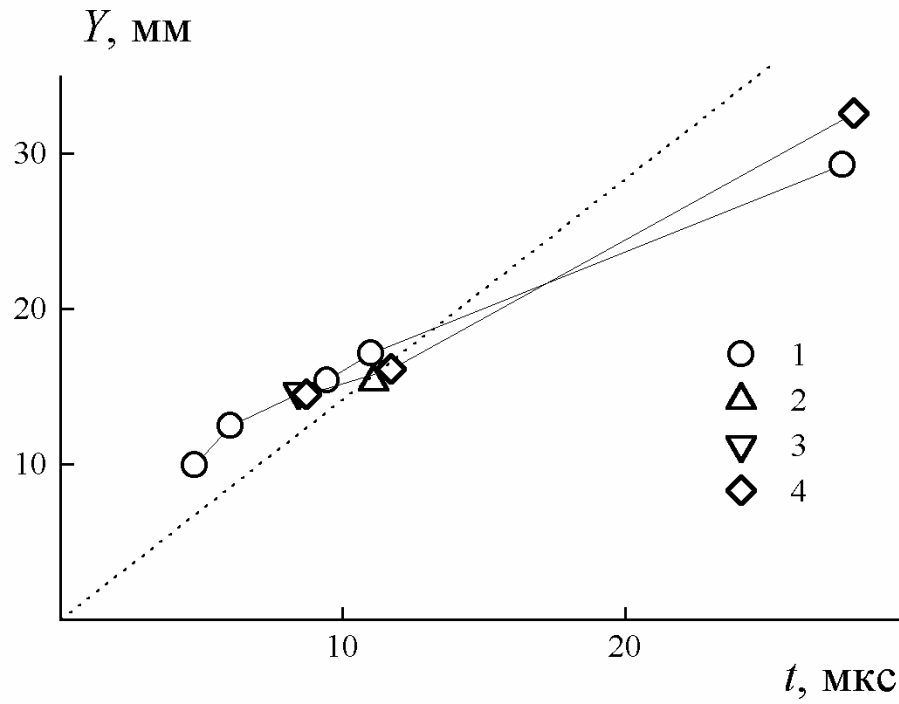


Фиг. 6.5. Последовательность фотографий процесса удара шара диаметром 30 мм по утончающейся нити ПЭО-2. Фотографии (б) и (в) получены в одном опыте. Скорость полета шара в опытах составляет

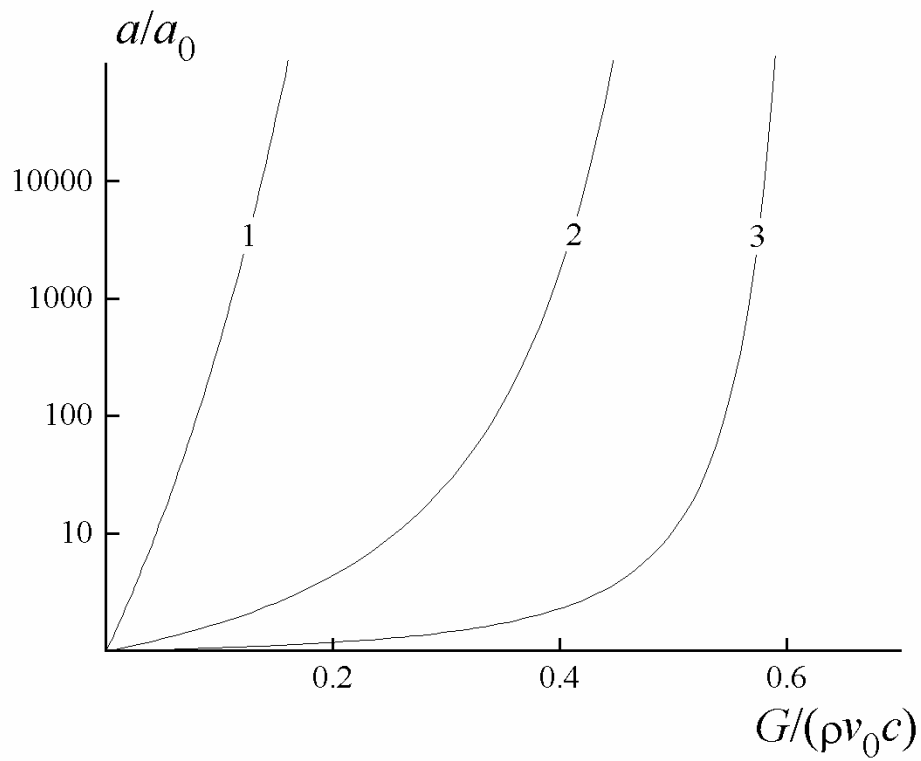
672.4 (а) и 674.0 м/с (б) - (в), соответственно. Измеренный диаметр нити 0.171 (а), 0.215 (б) и 0.214 мм (в). Время, прошедшее после момента касания нити и шара, 7.77 (а), 38.58 (б) и 69.72 мкс (в). Справа от фотографий (а) - (в) показаны соответствующие увеличенные фрагменты фотографий.



Фиг. 6.6. Распространение возмущений по утончающейся нити ПЭО-2 без отклонения оси нити. Скорость полета шара 670.0 м/с. Измеренный диаметр нити 0.31 мм. Время, прошедшее после момента касания нити и шара, 100.6 мкс. Справа показан увеличенный фрагмент фотографии.



Фиг. 6.7. Перемещение во времени фронта дисперсной фазы исследуемых жидкостей. Y – расстояние вдоль оси струи между фронтом дисперсной фазы и точкой первого касания струи и шара. 1 - глицерин, 2 - ПЭО-1, 3 - ПЭО-2, 4 - ПЭО-4. Пунктиром показана зависимость, следующая из оценки $\nu_Y \sim (2\nu_0 c)^{1/2}$.



Фиг. 6.8. Рассчитанная по формуле (6.6.4) зависимость изменения отношения характерных размеров капелек упругой и идеальной жидкостей от модуля упругости для различных скоростей удара $\rho v_0 c = 0.3$ (1), 1 (2), 3 ГПа (3). Принимали $\gamma = 0.07$ Н/м, $kT = 4.04 \times 10^{-21}$ Дж.