



М И Р Х И М И И

В.Н. Матвеевко,
Е.А. Кирсанов

Реология
структурированных
дисперсных систем

ТЕХНОСФЕРА
Москва
2025

УДК 541.182.022: 532.135
ББК 22.3
М33

*Рецензенты: профессор кафедры химии нефти и органического катализа
МГУ им. М.В. Ломоносова, д.х.н. А.В. Анисимов,
заведующий кафедрой коллоидной химии МГУ им. М.В. Ломоносова, д.х.н.,
профессор В.Г. Сергеев*

М33 Матвеев В.Н., Кирсанов Е.А.

Реология структурированных дисперсных систем

Москва: ТЕХНОСФЕРА, 2025. – 498 с. ISBN 978-5-94836-728-6

В монографии рассмотрен механизм течения различных структурированных жидкостей, а именно, суспензий и эмульсий, растворов и расплавов полимеров, мицеллярных растворов и жидких кристаллов. Установлена связь между различными режимами течения и состоянием структуры вещества в стационарном и осциллирующем течении. Показаны способы интерпретации сложных реологических кривых, содержащих участки ньютоновского течения, сдвигового разжижения, сдвигового затвердевания и сдвигового расслоения.

Изложенный материал позволяет существенно расширить междисциплинарный раздел физико-химической механики и коллоидной химии в различных направлениях науки. Представленная структурная модель объясняет с единой точки зрения вязкость и упругость дисперсных и полимерных систем и объединяет в себе гидродинамические представления и кинетические уравнения разрыва и формирования структуры в структурированных жидкостях, не прибегая к механическим моделям, а также к эмпирическим уравнениям со степенным законом.

Описано реологическое поведение некоторых композитных материалов, наножидкостей, электро- и магнитореологических жидкостей.

В книге приведены табличные экспериментальные данные, позволяющие проверить выводы структурной реологической модели и сравнить ее уравнения с известными реологическими уравнениями неньютоновского течения.

Книга предназначена для ученых и специалистов, аспирантов профессионально занимающихся реологией структурированных систем: от геофизических явлений, связанных с течением ледников, подвижками горных систем; материаловедения, в том числе и полимерных материалов всех типов; строительными материалами; исследованиями и производством пищевых продуктов, созданием косметических и фармацевтических форм; в области переработки бытовых и опасных отходов, также исследованиями в медицине, связанными с измерениями и трактовкой гемореологии крови и микрофлюидики взаимодействия клеток *in vitro*.

**УДК 541.182.022: 532.135
ББК 22.3**

© Матвеев В.Н., Кирсанов Е.А., 2025

© АО «РИЦ «ТЕХНОСФЕРА», оригинал-макет, оформление, 2025

При оформлении первой страницы обложки использован рисунок Р.В. Матвеевко

ISBN 978-5-94836-728-6

Содержание

Предисловие	9
Введение	11
Литература	22
Часть 1. ПРОБЛЕМА НЕНЬЮТОНОВСКОГО ТЕЧЕНИЯ	26
Глава 1. Основные положения реологии текучих сред	27
1.1. Вязкость и упругость	27
1.2. Сферические частицы в вязкой жидкости	32
1.3. Гидродинамическое взаимодействие	36
Литература	38
Глава 2. Методы реологических измерений	40
2.1. Реологические измерения вязкости и упругости при стационарном течении	40
2.2. Реологические измерения вязкости и упругости при осциллирующем течении	42
Литература	44
Глава 3. Реологические кривые и реологические уравнения	46
3.1. Кривые течения и кривые вязкости	46
3.2. Реологические уравнения для дисперсных систем	48
3.3. Предельное напряжение сдвига или предел текучести	52
3.4. Структурное обоснование реологических моделей	53
3.5. Причины возникновения структуры в суспензиях	57
3.6. Характер движения частиц в суспензиях и вязкость	60
3.7. Тиксотропные явления	61
3.8. Растворы и расплавы полимеров. Стационарное течение	63
3.9. Растворы и расплавы полимеров. Осциллирующее течение	65
Литература	71
Часть II. СТАЦИОНАРНОЕ ТЕЧЕНИЕ СТРУКТУРИРОВАННЫХ ЖИДКОСТЕЙ	76
Глава 4. Структурная реологическая модель	77
4.1. Модель Кэссона и ее модификация	77
4.2. Модель Кросса и ее модификация	83
Литература	86

Глава 5. Сдвиговое разжижение	87
5.1. Сдвиговое разжижение: сравнение моделей	87
5.2. Сдвиговое разжижение в различных структурированных жидкостях	93
5.3. Предельное напряжение сдвига	96
5.4. Полная реологическая кривая	102
5.5. Аппроксимации реологических данных. Обобщенное уравнение течения и степенные реологические уравнения	104
Литература	108
Глава 6. Сдвиговое затвердевание	111
6.1. Характеристика сдвигового затвердевания	111
6.2. Структурно-кинетическая модель сдвигового затвердевания	111
6.3. Аппроксимация кривых течения с участком сдвигового затвердевания	114
Литература	127
Глава 7. Ньютоновское поведение при низких и высоких скоростях сдвига	128
7.1. Ньютоновское поведение при высоких скоростях сдвига	128
7.2. Ньютоновское поведение при низких скоростях сдвига	133
7.3. Равновесное состояние и реологические кривые при низких скоростях сдвига	137
Литература	141
Глава 8. Сдвиговое расслоение	143
8.1. Сдвиговое расслоение при течении раствора червеобразных мицелл	144
8.2. Оценка толщины «быстрого» слоя в мицеллярной системе со сдвиговым расслоением	150
Литература	152
Глава 9. Нормальные напряжения	154
9.1. Первая разность нормальных напряжений	154
9.2. Упругие свойства при стационарном течении в рамках структурной модели	155
9.3. Аппроксимация экспериментальных данных для первой разности нормальных напряжений в различных структурированных системах	158
9.4. Вязкость и упругость полимерных растворов при стационарном течении	166
Литература	169
Глава 10. Срыв течения	170
10.1. Срыв течения в расплавах полимеров	170

10.2. Срыв течения в растворах полимеров.....	172
10.3. Возможные причины срыва течения.....	174
Литература.....	175
Глава 11. Тиксотропное поведение.....	176
11.1. Общая картина равновесного и неравновесного состояния суспензии в процессе течения.....	177
11.2. Структурная модель тиксотропного поведения.....	179
11.3. Гистерезис кривых течения.....	181
11.4. Зависимость напряжения сдвига от времени.....	185
11.5. Незамкнутая петля гистерезиса кривых течения.....	188
Литература.....	190
Часть III. ОСЦИЛЛИРУЮЩЕЕ ТЕЧЕНИЕ СТРУКТУРИРОВАННЫХ ЖИДКОСТЕЙ.....	192
Глава 12. Осциллирующее течение как вид сдвигового течения.....	193
12.1. Осциллирующее сдвиговое течение, потери энергии вязкого трения и накопление упругой энергии.....	193
12.2. Реологические уравнения для сдвиговых осцилляций, полученные по аналогии со стационарным течением.....	196
12.3. Структурно-кинетическая модель для осциллирующего течения.....	199
12.3. Частотная зависимость динамических модулей на широком интервале измерений.....	203
12.4. Вязкоупругие характеристики расплавов линейного полиэтилена.....	205
12.5. Реологическое поведение при очень низких частотах колебаний.....	209
Литература.....	212
Глава 13. Динамические модули как функция частоты колебаний.....	214
13.1. Динамические измерения расплава полипропилена.....	214
13.2. Динамические измерения расплава металлоценового полиэтилена HDB5.....	222
13.3. Осциллирующее течение и возможность сдвигового расслоения.....	226
13.4. Срыв осциллирующего течения.....	230
Литература.....	235
Глава 14. Динамические модули как функция амплитуды колебаний.....	236
14.1. Осциллирующее сдвиговое течение, зависящее от амплитуды и частоты.....	236
14.2. Структурное описание зависимости динамических модулей от амплитуды.....	238

14.3. Аппроксимация экспериментальных данных для композиционного материала на основе полиизобутилена с угольной сажей.....	241
14.4. Аппроксимация экспериментальных данных для течения полимерных растворов полиакриламида и ксантана.....	245
14.5. Аппроксимация экспериментальных данных для течения водной суспензии латекса.....	253
Литература.....	260
Часть IV. РЕОЛОГИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ СТРУКТУРИРОВАННЫХ ЖИДКОСТЕЙ.....	261
Глава 15. Растворы полимеров.....	262
15.1. Аппроксимация и экстраполяция кривой вязкости.....	262
15.2. Реологические характеристики раствора полиизобутилена в органическом растворителе 2,6,10,14-тетраметилпентадекан.....	264
15.3. Стационарное течение различных полимерных растворов.....	278
15.4. Вязкоупругие свойства полимерных растворов при осциллирующем течении.....	285
Литература.....	293
Глава 16. Расплавы полимеров.....	295
16.1. Особенности интерпретации сложного реологического поведения.....	295
16.2. Температурная зависимость коэффициентов ОУТ для расплавов полимеров. Построение обобщенных кривых течения в приведенных координатах.....	298
16.3. Реология расплава полидиметилсилоксана.....	301
16.4. Вязкоупругость полимера с архитектурой цилиндрической щетки.....	311
16.5. Реология полимерных композитов.....	317
Литература.....	322
Глава 17. Суспензии и эмульсии.....	324
17.1. Физический смысл коэффициентов обобщенного уравнения течения.....	324
17.2. Температурная зависимость коэффициентов ОУТ для суспензий.....	332
17.3. Связь структурной модели с гидродинамическими моделями неагрегированных суспензий.....	335
17.4. Суспензия коллоидных частиц. Состояние «жидкости» и состояние «геля».....	337
17.5. Суспензия в неньютоновской дисперсионной среде.....	340
17.6. Вязкоупругость суспензий твердых частиц.....	346
17.7. Вязкость суспензий волокон и нанотрубок.....	355



17.8. Вязкоупругость суспензий углеродных нанотрубок.....	359
17.9. Наножидкости.....	365
17.10. Вязкость эмульсий.....	379
Литература.....	383
Глава 18. Мицеллярные растворы.....	386
18.1. Катионные ПАВ, образующие червеобразные мицеллы.....	386
18.2. Катионные ПАВ, образующие ламеллярную структуру.....	388
Литература.....	390
Глава 19. Жидкие кристаллы.....	392
19.1. Жидкокристаллические растворы полимеров со стержнеобразными молекулами.....	392
19.2. Вязкость водорастворимых производных целлюлозы.....	393
19.3. Течение растворов синтетических полипептидов.....	395
19.4. Течение лиотропных биополимеров.....	398
19.5. Тиксотропные свойства лиотропных жидких кристаллов.....	401
19.6. Режимы течения лиотропного полимерного жидкого кристалла.....	403
19.7. Стационарное течение термотропных жидких кристаллов.....	407
19.8. Вязкость и вязкоупругость смектической А фазы октилцианобифенила.....	411
19.9. Вязкость и вязкоупругость холестерического кристалла.....	414
Литература.....	417
Глава 20. Электрореологические жидкости.....	419
20.1. Суспензия частиц монтмориллонита в силиконовом масле.....	420
20.2. Суспензия гематита в силиконовом масле.....	421
20.3. Суспензия сферических частиц кремния в силиконовом масле.....	424
20.4. Суспензия полимерных частиц.....	425
Литература.....	427
Глава 21. Магнитореологические жидкости.....	428
21.1. Влияние магнитного поля на вязкость МР-жидкости.....	428
21.2. Суспензия на основе частиц магнетита в ионной жидкости.....	429
Литература.....	433
Глава 22. Кровь как структурированная жидкость.....	435
22.1. Реологические уравнения стационарного течения крови.....	436
22.2. Кривые течения и кривые вязкости.....	437
22.3. Зависимость коэффициентов обобщенного уравнения течения от концентрации дисперсной фазы (содержания форменных элементов).....	446

22.4. Вязкоупругие свойства крови.....	452
Литература.....	454
Глава 23. Высокопарафинистая нефть и буровые растворы.....	456
23.1. Особенности течения нефти.....	456
23.2. Выбор реологического уравнения.....	458
23.3. Гистерезис кривых течения.....	463
23.4. Зависимость течения нефти от температуры.....	470
23.5. Буровые растворы.....	472
Литература.....	476
Глава 24. Аномально вязкие пищевые продукты.....	478
Литература.....	485
Заключение.....	486
Публикации авторов по теме монографии.....	487

Предисловие

В этой книге рассмотрены проблемы неньютоновского течения структурированных жидкостей. К ним относятся суспензии, эмульсии, растворы и расплавы полимеров, мицеллярные растворы и жидкие кристаллы. Такие жидкости текут не по закону Ньютона, величины их вязкости и упругости зависят от скорости течения. По замыслу и содержанию книга находится на границе между коллоидной химией, реологией и физикохимией полимеров.

В отличие от большинства научных монографий представленная работа не является обзором современных достижений в указанных областях знания. Она не претендует на максимальный охват накопленного за десятилетия экспериментального материала и демонстрацию достижений теории. Ее цель показать возможности структурного подхода при описании сложных жидкостей, развиваемого авторами на протяжении десятилетий. Установление связи между структурой вещества, вязкостью и упругостью позволяет с единой точки зрения описать различные структурированные жидкости.

Полученные нами реологические уравнения описывают различные режимы стационарного и осциллирующего течения, не прибегая к механическим моделям «пружина-демпфер» или к полуэмпирическим моделям, включающим степенной закон.

Ключевым моментом в изложении материала является сочетание гидродинамического описания течения и кинетических уравнений разрушения и формирования структуры. Реологические уравнения позволяют интерпретировать различные по форме участки реологических кривых.

Таким образом, в книге представлено новое описание и объяснение уже известных экспериментальных результатов.

В первой части монографии дается краткий обзор необходимых сведений о характере течения структурированных жидкостей.

Во второй части представлена структурная реологическая модель для стационарного течения. Рассмотрены основные реологические явления: сдвиговое разжижение, возникновение нормальных напряжений, сдвиговое затвердевание, сдвиговое расслоение, срыв течения, возникновение ньютоновского поведения при низких и высоких скоростях сдвига.

Отдельная глава посвящена тиксотропным свойствам.

В третьей части структурная модель используется для описания осциллирующего течения. Рассматривается зависимость динамических модулей от частоты при фиксированной амплитуде деформации и зависимость динамических модулей от амплитуды при фиксированной частоте.

Четвертая часть содержит анализ различных реологических кривых, полученных для типичных структурированных жидкостей (суспензии, растворы

полимеров и т. п.). Описаны некоторые практически важные системы: полимерные композиты, наножидкости, жидкие кристаллы, электро- и магнитореологические жидкости, нефть и буровые растворы, пищевые продукты с аномальной вязкостью.

В книге используется международная система единиц измерения (СИ), за исключением особо оговоренных случаев. Публикации авторов по тематике монографии приводятся отдельно в конце книги.

Авторы надеются, что новый взгляд на реологию структурированных жидкостей будет интересен специалистам в области реологии, коллоидной химии и физико-химической механики, физики жидких кристаллов.

Введение

Течение простых молекулярных жидкостей (вода, бензин и т.п.) происходит с постоянной вязкостью, которая не зависит от скорости течения и уменьшается с ростом температуры. Такое течение подчиняется закону Ньютона для жидкости, поэтому сами жидкости называют ньютоновскими. К ньютоновским жидкостям можно также отнести жидкости, которые содержат частицы другой природы, т.е. дисперсные системы, в частности, суспензии частиц при низкой их концентрации.

Поведение суспензии частиц, которые не взаимодействуют между собой через молекулярные силы притяжения и отталкивания, описывается в гидродинамике. Наиболее простой случай вязкости суспензии сферических частиц рассмотрен Альбертом Эйнштейном.

В природе и в технологических процессах широко представлены сложные жидкости, вязкость которых зависит от скорости течения. К ним относятся суспензии и эмульсии при достаточно высокой концентрации, полимерные растворы и расплавы, мицеллярные растворы и жидкие кристаллы. Понимание законов течения необходимо для управления соответствующими технологическими процессами и для получения материалов с заданными свойствами. Неньютоновское течение наблюдается в суспензиях и эмульсиях, где возможно объединение частиц в агрегаты, и в полимерных жидкостях, где макромолекулы способны объединяться в ассоциаты с помощью зацеплений. Будем называть такие неньютоновские системы структурированными жидкостями, способными к сдвиговому течению.

Существуют два основных подхода к объяснению неньютоновского течения.

В теоретической реологии предполагается, что снижение вязкости при увеличении скорости сдвига связано с одновременным изменением вязких и упругих свойств. Соответствующие теории основаны на представлениях механики сплошных сред, то есть применяются механические модели (пружина, поршень-демпфер, элемент сухого трения) и связанные с ними системы описывают дифференциальными и интегральными уравнениями. Другими словами, реальная текучая среда заменяется совокупностью механических элементов, к которым приложены напряжения и которые способны деформироваться. Реологические уравнения состояния (конститутивные уравнения) имеют тензорную форму. Они обычно преобразуются в скалярный вид для простого сдвигового течения.

В коллоидной химии предполагают, что вязкость снижается в результате разрушения некоторой структуры, существующей внутри неньютоновской жидкости. Например, по мнению Шведова, структура существует там, где «вязкость изменяется с изменением скорости сдвига». Ребиндер считал, что снижение вязкости происходит в результате постепенного разрушения структуры.

Структурирование суспензии обычно понимается как образование агрегатов с коагуляционными контактами между частицами (П. А. Ребиндер, Н. Б. Урьев, Е. Е. Бибик).

Необходимость нового подхода к явлению неньютоновского течения обусловлена следующими обстоятельствами. К настоящему времени отсутствует единое мнение о механизме неньютоновского течения дисперсных и полимерных систем. Некоторые микрореологические модели позволяют получить реологические уравнения непосредственно из гидродинамических или структурных представлений о характере дисперсной системы. Эти немногочисленные модели либо плохо описывают эксперимент, либо имеют крайне ограниченную сферу применения. С другой стороны, предложены десятки уравнений течения $\tau(\dot{\gamma})$ или уравнений вязкости $\eta(\dot{\gamma})$ или $\eta(\tau)$, в основном эмпирических или полуэмпирических, которые широко используются в практической деятельности.

Попытки любой ценой аппроксимировать экспериментальные данные на максимально широком интервале скоростей сдвига привели к чрезмерному обилию полуэмпирических выражений, вплоть до реологических уравнений с пятью или шестью подгоночными коэффициентами.

Альтернативный подход состоит в разделении кривых течения или кривых вязкости на отдельные участки, каждый из которых описывается разным способом. Барнес в «Справочнике по элементарной реологии» (2000 г.) показывает, что на ограниченных участках скоростей сдвига экспериментальные точки с равным успехом описываются разными реологическими уравнениями. В настоящее время сложилось представление, что общая модель течения не может существовать в принципе, поскольку различная физико-химическая природа суспензий, эмульсий, полимерных растворов и расплавов или жидких кристаллов обязательно приводит к разным механизмам течения.

В этой книге будет показано, что вязкие и упругие свойства структурированных жидкостей можно описать и объяснить в рамках структурной реологической модели.

Выступление известного советского физика П. Л. Капицы с анализом причин, по которым работы Ломоносова не оказали влияния на мировую науку и долго не были известны в России. Основной вывод: «Недостаточно ученому сделать научное открытие, чтобы оно оказало влияние на развитие мировой культуры, — нужно, чтобы в стране существовали определенные условия и существовала нужная связь с научной общественностью».



Юджин Бингхэм (в советской и российской научной литературе — Бингам), профессор химии в колледже Лафайет в Истоне, штат Пенсильвания, 9 декабря 1929 года, чуть более чем через месяц после краха Уолл-стрит и через семь лет после публикации своей книги «Текучесть и пластичность» [1], с коллегами встретились в Вашингтоне на 3-м симпозиуме по пластичности, где и организовали Общество реологии. Таким образом, впервые слово «реология», придуманное Маркусом Райнером и Юджином Бингхэмом в 1920 году (навеяно афоризмом πάντα ῥεῖ (*pánta rheí*, «все течет») Симплиция Киликийского, образовано от древнегреческого ῥέω (*rhéō*, «поток») + *-logy* («изучение», суффикс, в конечном счете, от древнегреческого)) стало официальным. Однако дисциплина «реология» намного старше, чем слово. Ученик Г. Галилея Эванджелиста Торричелли (15.10.1608, Рим — 25.10.1647, Флоренция) и его ученик Винченцо Вивiani (5.04.1622—22.09.1703), занимавшиеся вопросом движения жидкости, вывели в 1643 г. формулу скорости истечения невязкой (идеальной) жидкости из отверстия. Французский ученый Б. Паскаль в 1650 г. дал свой закон о передаче жидкостью внешнего давления, который явился основой для расчета гидравлических прессов, подъемников и т. п. Вместе с этим, в этом кратком экскурсе хочется напомнить читателю о значимом вкладе в развитие науки, сделанном русскими учеными который западные коллеги часто не знают или не замечают. Многие практические законы гидравлики задолго до опубликования этих законов за границей уже были известны русским людям, умевшим весьма искусно строить на реках наплавные мосты, водяные мельницы, плотины, водопроводы. Большое значение в те времена имело питьевое водоснабжение, особенно во время осады городов и крепостей. Так, во время осады Москвы татарами в 1382 г. Кремль был достаточно обеспечен водой с помощью тайного колодца под Тайницкой башней, соединенного каменным подземным ходом с руслом Москвы-реки. В начале XVIII в. по инициативе Петра I в России развернулось гидротехническое строительство и началось бурное развитие морского и речного транспорта. Русский мастер Сердюков построил Вышневолоцкую водную систему каналов и шлюзов, соединившую Балтийское море с Каспийским (через Волхов, Мсту, Цну, Тверцу и Волгу). Вместе с тем, первое формальное научное описание феномена реологии встречается в работе сэра Исаака Ньютона «Начала математики» (*Principia Mathematica*), опубликованной в 1687 году, где он высказал мнение, что «сопротивление, возникающее от недостатка скользкости частиц [какой-либо] жидкости, при прочих равных условиях, пропорционально скорости, с которой частицы жидкости отделяются одна от другой». Сегодня мы могли бы сказать, что напряжение сдвига пропорционально скорости сдвига, а коэффициент пропорциональности — вязкости жидкости. Но постулат Ньютона применим только к ограниченному классу жидкостей с низкой молекулярной массой, в ограниченных диапазонах скоростей сдвига

или напряжений. Явление, описанное Ньютоном как *defectu lubricitatis* или «отсутствие скользкости» между двумя жидкими частицами, было приписано «атритусу», что означает внутреннее трение или вязкое трение. С этого времени термины «внутреннее трение» и «вязкое трение» использовались взаимозаменяемо. Хотя оригинальная работа Ньютона содержит ошибку, исправленную сэром Джорджем Стоксом 150 лет спустя, его главный вывод по-прежнему правилен. Как показал Стокс, ошибка, допущенная Ньютоном при решении данной задачи, заключалась в том, что последний вместо моментов сил трения, действующих на внешнюю и внутреннюю поверхности каждого из мысленно выделяемых в жидкости цилиндрических слоев, рассматривал сами эти силы. В результате у Ньютона оказывалось, что время одного оборота жидкой частицы зависит от радиуса цилиндрического слоя линейно, а из результатов Стокса следует, что данное время пропорционально квадрату радиуса.

Вместе с теоретическими исследованиями развивались и практические применения как в Европе, так и в России. В 1708 г. было напечатано первое в России пособие по регулированию рек для судоходства. В XVIII в. члены Петербургской Академии наук уделяли большое внимание изучению движения жидкостей. Так, член Петербургской Академии наук Даниил Бернулли опубликовал в 1738 г. капитальный труд по вопросу движения жидкостей, положив начало гидродинамике. В этой работе Бернулли обосновал свою знаменитую теорему о запасе энергии движущейся частицы жидкости, которая является основной теоремой современной гидравлики. В работах М. В. Ломоносова (1752 г.) [7] изложено описание капиллярных вискозиметров, одних из важнейших реометрических устройств (причем вискозиметр Энглера Карла Овальда Виктора (1842–1925) ничем не отличается от предложенного М. В. Ломоносовым), а в 1760 г. написал диссертацию «Рассуждение о твердости и жидкости тела», в которой он изложил закон сохранения массы и энергии. Член Петербургской Академии наук Леонард Эйлер в 1755 г. на основе открытия Ломоносова вывел основные дифференциальные уравнения равновесия и движения невязкой жидкости [8], положив начало теоретической гидромеханике, изучающей законы движения жидкостей методом математического анализа.

Знаменитый русский ученый Д. И. Менделеев в своем сочинении «О сопротивлении жидкостей и о воздухоплавании» в 1880 г. указывал на существование в природе двух режимов движения жидкости с различными законами ее сопротивления. Эта же мысль была развита и доказана в 1883 г. русским физиком Н. П. Петровым (1836–1920), впервые установившим, что при смазке силы трения, определяемые вязким сопротивлением при ламинарном движении, пропорциональны первой степени скорости.

Ф. Н. Шведов — ректор Новороссийского университета, организованного в Одессе в 1865 году на базе Решильевского лицея, по праву считается одним



из основоположников реологии дисперсных систем. Кстати, комбинация вязкого и пластичного элементов дает вязкопластичное тело, свойства которого впервые были изучены в 1889 г. русским ученым Ф. Н. Шведовым, исследовавшим процесс релаксации напряжений и реологические характеристики растворов желатина с помощью сконструированного и построенного им ротационного вискозиметра. Дополнив ранее известное уравнение релаксации Максвелла, он установил более общую связь вязко-пластичного течения дисперсных жидкостей (уравнение Шведова). Но только спустя 27 лет после Ф. Н. Шведова, такое же реологическое уравнение было предложено Ю. Бингхемом. Линейно-вязкопластичное тело при напряжениях свыше критического начинает течь, подчиняясь закону Ньютона, а при меньших напряжениях течение отсутствует. Таким образом, подобный материал обладает двумя реологическими характеристиками: пределом текучести, характеризующим пластичность, и коэффициентом вязкости, характеризующим текучесть. Напряжения, возникающие в текущей вязкопластичной среде, складываются из пластической и вязкой составляющих.

Конечно, изучение реологии обычно больше относится к материалам с не-ньютоновским поведением, при котором их вязкость является функцией скорости или напряжения сдвига. В этой связи в 1929 г. Эйзеншиц, Рабинович и Вайссенберг [34] разработали принцип количественной характеристики реологических явлений, основанный на превращении энергий при деформации, и удачно предложили треугольную систему координат (рис. 1) для уточнения границ области реологии.

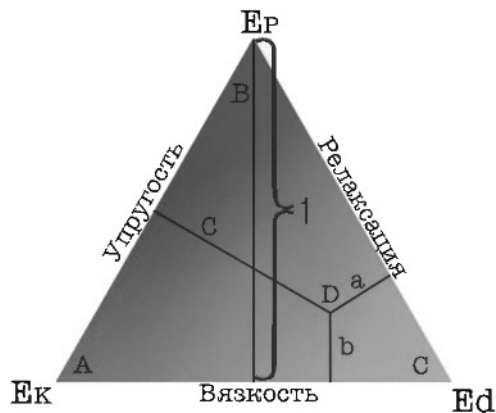


Рис. 1. Реологическая энергия в триангулярных координатах. Все виды деформации характеризуются точками внутри треугольника ABC. Для деформации точки D, длина отрезка *a* — соответствует величине кинетической энергии, длина отрезка *b* — потенциальной энергии, а длина отрезка *c* — диссипированной энергии

Этот треугольник иллюстрирует работу или энергию во всех реологических явлениях в виде кинетической энергии, упругой или накопленной энергии, а также рассеянной или потерянной энергии. Это простой способ проиллюстрировать взаимосвязь между этими энергиями или работой. В большинстве случаев состояние тела или системы изображается точкой внутри треугольника, где расстояние a — доля полной энергии, представленная кинетической энергией, b — доля, представляющая упругую или запасенную энергию, а c — дробь, соответствует рассеянной или потерянной энергии, так, что $a + b + c = 1$. Эйзеншиц, Рабинович и Вайссенберг называли линию АВ «упругостью», что представляет собой «Гуково тело», или абсолютно упругое тело. Вершина А представляет «Евклидово твердое тело» (или «Паскалевская жидкость»), где вся внешняя работа преобразуется в кинетическую энергию, как это было бы в случае с бесконечно жестким телом. Более того, они называли линию АС «вязкостью», это ньютоновская жидкость или совершенно вязкая жидкость, в которой вся внешняя работа рассеивается или теряется. На той линии вершина А представляет собой бесконечное число Рейнольдса в гидромеханике. Линия ВС, которую они называли «релаксацией», представляет ползучие вязкоупругие потоки и является областью, где мы обычно видим область реологии высоковязких материалов, таких как полимеры. Вершина С представляет ползучий поток, или «поток Стокса», где Рейнольдса число очень низкое. В таких течениях инерционные эффекты пренебрежимо малы по сравнению с силами, вызванными вязким трением.

Исторический обзор не будет завершен до тех пор, пока не будут рассмотрены наиболее важные события и открытия во времени, а также люди, которые это сделали. Мы приводим краткие исторические данные в таблице, основой которой послужила информация из книги Tim A. Osswald Natalie Rudolph «Polymer Rheology. Fundamentals and Applications» Carl Hanser Verlag, Munich 2015, E-Book ISBN 978-1-56990-523-4, где мы перечисляем наиболее важные публикации и открытия. При этом мы понимаем, что могли случайно что-то упустить, в связи с чем приносим свои извинения.

Ну и наконец, теперь уместно дать определение раздела науки реологии.

Реология — это наука о течении и деформациях, рассматривающая механическое поведение различных материалов, проявляющих в процессе деформации (течения) не менее двух основных реологических свойств.

Когда	Кто	Что сделано	Ссылка
1663	Б. Паскаль	Опубликованы работы о невязких жидкостях	[2]
1678	Р. Гук	Опубликована работа об упругих пружинах	[3]
1687	И. С. Ньютон	Опубликована работа по вязким жидкостям	[4]
1705	Братья Бернулли	Публикация уравнения Бернулли	[5]
1749	Жан-Батист ле Ронд д'Аламбер	В частных случаях движения несжимаемой жидкости получено уравнение неразрывности	[6]



1752	М. В. Ломоносов	В работах М. В. Ломоносова (1711–1765) изложено описание капиллярных вискозиметров, одних из важнейших реометрических устройств (вискозиметр Энглера ничем не отличается от предложенного М. В. Ломоносовым)	[7]
1757	Леонард Эйлер	Трактат «Общие принципы движения жидкостей»	[8]
1807	Т. Янг	Предложил модуль упругости (Юнга)	[9]
1820	К. Навье	Описывает поведение ньютоновских жидкостей, которое в конечном итоге превращается в уравнение Навье — Стокса	[10]
1822	А. Коши	Описывает напряжение и деформацию и формулирует тензор деформации Коши	[11]
1829	С. Пуассон	Описывает коэффициент Пуассона	[12]
1839	Г. Хаген	Строит первый капиллярный вискозиметр	[13]
1840	Ж. Л. М. Пуазейль	Изучает реологию крови и строит капиллярный вискозиметр	[14]
1845	Г. Г. Стокс	Формулирует трехмерную модель ньютоновской жидкости	[15]
1849	Г. Г. Стокс	Исследование параболического распределения скоростей в капилляре	[16]
1851	Г. Г. Стокс	Джордж Стокс, решая уравнение Навье — Стокса, получил выражение для силы трения. Формула Стокса	[16]
1856	Г. Видеманн	Вводит понятие «вязкость»	[17]
1859	А. В. Лоуренсу	Наблюдает увеличение вязкости с увеличением молекулярной массы	[18]
1861	А. Липовиц	Создает пенетрометр для измерения твердости геля с помощью тонущего груза	[19]
1861	Т. Грэм	Вводит слово «коллоид»	[20]
1867	Дж. К. Максвелл	Формулирует вязкоупругую модель Максвелла	[21]
1873	Дж. Д. Ван дер Ваальс	Публикует работу о внутримолекулярных силах	[22]
1874	Л. Больцман	Публикует принцип суперпозиции	[23]
1875	Уильям Томсон	В Британской энциклопедии была напечатана работа Томсона-Кельвина (лорда Кельвина) «Упругость»	[24]
1876	Л. Больцман	Публикует работу о функции памяти	[25]
1881	М. Маргулес	Выводит уравнения, описывающие вязкость в сдвиговом течении между двумя концентрическими цилиндрами	[26]
1885	Н. П. Петров	Заложил основы гидродинамической теории смазки машин и создал ротационный вискозиметр для углеводородов	[27]

1886	М. М. Куэтт	Выводит уравнения, описывающие вязкость в сдвиговом течении между двумя концентрическими цилиндрами	[28]
1888	М. М. Куэтт	Создает систему с концентрическими цилиндрами для измерения вязкости; вискозиметр торможения или прибор Куэтта	[29]
1889	Ф. Н. Шведов	1890 год, когда выпускник Санкт-Петербургского университета, профессор Одесского университета Шведов Федор Никифорович применил ротационный прибор с электродвигателем и торсионной подвеской и предвосхитил работу Ю. Бингхэма на 27 лет, создав более общую реологическую модель, частным случаем которой является реологическая модель Бингхэма. Шведова считают одним из основоположников реологии дисперсных систем	[30]
1890	У. Томсон-Кельвин	Описывает «вязкость твердого тела», имея в виду вязкоупругое твердое тело, известную сегодня как модель Кельвина	[5]
1890	В. Фойгт	Публикует эксперименты с вязкоупругими твердыми телами	[31]
1891	В. Оствальд	Строит капиллярный вискозиметр, вискозиметр Оствальда	[32]
1894	Дж. Фингер	Формулирует тензор деформации пальца для образцов, испытываемых на сдвиг и деформацию при удлинении	[33]
1904	Б. П. Вейнберг, Ф. Н. Шведов	Развитие основ теории ротационных вискозиметров Н. П. Петровым (1885), интегрирование дифференциального уравнения Ф. Н. Шведова для вискозиметра с вращающимися цилиндрами, выполненное Б. П. Вейнбергом (1912)	[34]
1905	Ф. Т. Траутон	Выводит уравнение $\mu_E = 3\mu_s$, которое описывает связь между вязкостью при удлинении и сдвиговой вязкостью, известную сегодня как вязкость Траутона	[35]
1906	А. Эйнштейн	Первыми значительными теоретическими работами по микрореологии считаются статьи А. Эйнштейна, опубликованные в 1906 и 1911 гг., в которых определен коэффициент кинематической вязкости дисперсной смеси из сферических твердых частиц и ньютоновской жидкости. Выводит уравнение $\mu = \mu_0(1 + 2,5\phi)$, определяющее вязкость суспензии как функцию объемной доли твердых частиц	[36]
1916	Ю. Бингхэм	Описывает жидкости с пределом текучести; жидкость Бингама — «пластик Бингама»	[37]
1920	Г. Штаудингер	Описывает полимеры как жесткие стержни, которые он называет макромолекулами	[38]



1922	Юджин Бингхэм	Публикует книгу «Текучесть и пластичность» <i>Fluidity and Plasticity</i> (1922) McGraw-Hill (Internet Digital Archive)	[39]
1923	А. де Ваэле	Выводит степенную зависимость между вязкостью и скоростью деформации; модель степенного закона	[40]
1925	В. Оствальд	Через два года после де Ваэля выводит степенное соотношение между вязкостью и скоростью деформации; степенная модель или модель Оствальда-де Ваэля. Оствальд де Вале и его ученики ввели термин «структурная вязкость»	[41]
1927	С. Б. Эллис	Публикует работу о поведении потока	[18]
1928	Э. Хатшек	Публикует книгу «Вязкость жидкостей»	[42]
1929	Ю. Бингхэм, М. Рейнер	Основывают Общество реологии США	[43]
1929	Р. Эйзеншиц, Б. Рабинович, К. Вайссенберг	Предложен треугольник реологической энергии	[44]
1929	Маркус Рейнер	Рейнер ввел понятие «неньютоновские жидкости»	[45]
1929	Б. Рабинович	Опубликована важная работа по теории капиллярных вискозиметров. Получен поправочный коэффициент для скорости сдвига неньютоновских жидкостей в капиллярных вискозиметрах	[46]
1929	Г. Джеффрис	Публикует книгу «Земля», в которой описывает «эластовязкие» (вязкоупругие жидкости) материалы	[47].
1930	К. В. Брабендер	Изготавливает тестомесильную машину. Фаринограф или экстенсограф	[14]
1931	А. Надаи	Публикует книгу «Пластика»	[48]
1934	М. Муни	Предлагает вискозиметр со сдвиговым диском или параллельный дисковый вискозиметр	[49]
1934	М. Муни, Р. Г. Эварт	Впервые применил конусно-пластинчатый реометр	[50]
1935	Г. Фрейндлих	Вводит слово «тиксотропия» для описания изменений в поведении жидкости, вызванных движением	[51]
1935	Дж. М. Бюргерс	Разрабатывает вязкоупругую модель, комбинируя модели Максвелла и Кельвина — Фойгта	[52]
1936	Э. Гут, Р. Симха	Модифицирует уравнение Эйнштейна 1906 г. На $\mu = \mu_0(1 + 2,5\phi + 14,1\phi^2)$ для вязкости суспензии	[53]
1938	Г. В. С. Блэр	Публикует свою книгу «Введение в промышленную реологию», впервые используя слово «реология» в названии книги	[54]

1940	М. Муни	Публикует работу об эластичности резины	[55]
1945	М. Райнер	Предполагает, что теории вязкости жидкости также применимы к расплавам полимеров	[45]
1945	Компания Брукфилд	Первый ротационный вискозиметр Брукфилда продается в Стоутоне, Массачусетс	[56]
1946	М. С. Грин, А. В. Тобольский	Предлагают модель переходной сети для несшитых полимеров	[57]
1946	Р. Дж. Рассел	Измеряет нормальные напряжения с помощью параллельных дисковых реометров с конусом и пластиной	[58]
1947	К. Вайсенберг	Обнаружен эффект подъема по стержню, известный сегодня как эффект Вайсенберга	[59]
1948	Р. С. Ривлин	Применяет теории вязкости жидкости к расплавам полимеров	[60]
1948	Г. В. С. Блэр	Первый международный конгресс по реологии	[61]
1953	П. Э. Дж. Роуз	Предлагает модель шарика-пружины для сшитых полимеров; известная, как модель Роуза	[62]
1955	М. Л. Уильямс, Р. Ф. Ландель, Дж. Д. Ферри	Предложили принцип суперпозиции время-температура	[63]
1955	Компания Хаак	Ротационный вискозиметр продается в Берлине и Карлсруэ, Германия	
1956	Б. Х. Зимм	Включает гидродинамические взаимодействия в модель Роуза для разбавленных полимерных суспензий: модель Роуза — Зимма	[64]
1956	А. Лодж	Расширяет переходную сетевую модель Грина и Тобольского	[65]
1956	Ф. Р. Эйрих	Публикует свою книгу «Реология — теория и приложения»	[66]
1957	Э. Б. Бэгли	Выводит поправки на входное давление для капиллярных вискозиметров, известные сегодня как поправочный коэффициент Бэгли	[67]
1958	В. П. Кокс, Э. Х. Мерц	Предлагают связь между частотой в колебательном испытании и скоростью деформации в ротационном вискозиметре (соотношение Кокса — Мерца)	[68]
1960	Р. Б. Бёрд, У. Э. Стюарт, Э. Лайтфут	Издает свою книгу «Транспортные явления» под названием «BSL»	[69]
1960	А. С. Лодж	Издает книгу «Упругие жидкости»	[70]
1960	М. Райнер	Издает книгу «Деформация, деформация и течение»	[71]
1962	А. Кэй	Разрабатывает интегральную вязкоупругую модель, которая позже стала известной как модель K-BKZ	[72]



1963	Б. Бернштейн, Э. Кирсли, Л. Запас	Разрабатывают интегральную вязкоупругую модель, опубликованную Кайе двумя годами ранее. Модель стала называться моделью К-БКЗ	[73]
1965	Г. В. Виноградов	Первый реологический симпозиум в СССР. Создает национальное реологическое общество	
1965	М. М. Кросс	Предлагает модель Кросса для разжижающихся при сдвиге жидкостей с малой скоростью сдвига Плато Ньютона	[64]
1966	Х. Гизекус	Разрабатывает дифференциальную вязкоупругую модель, которая стала известной как модель Гизекуса	[75]
1967	С. Ф. Эдвардс	Предлагает теорию запутанности для полимеров	[76]
1968	П. Дж. Карро	Предлагает модель вязкости с малой и большой скоростью сдвига Ньютоновское плато; Модель Берда — Карро	[77]
1969	Дж. Мейснер	Разрабатывает одноосный удлиненный реометр	[78]
1971	П. Г. Де Женн	Предлагает модель рептации для полимерных молекул	[79]
1977	Г. В. Виноградов, А. Я. Малкин	Публикуют монографию «Реология полимеров»	[80]
1977	Р. Б. Бёрд, Р. К. Армстронг, О.Хассагер	Опубликуют свою книгу «Динамика полимерных жидкостей»	[81]
1977	Р. Б. Бёрд, Р. К. Армстронг, О.Хассагер, К. Ф. Кертис	Публикуют свою книгу «Кинетическая теория»	[82]
1982	Дж. М. Дили	Публикует свою книгу «Реометры для расплавленных пластмасс»	[83]
1985	Р. Б. Берд, Х. Гизекус	Разрабатывают модель поведения нелинейной деформации	[46]
1986	М. Дои, С. Ф. Эдвардс	Дальнейшее развитие модели Reptation	[84]
1990	Дж. М. Дили, К. Ф. Виссбрун	Опубликовали свою книгу «Реология расплава и ее роль в переработке пластмасс»	[85]
1994	Г. Шрамм	Издает книгу «Практическая реология и реометрия»	[86]
1994	С. В. Макоско	Публикует свою книгу «Реология: принципы, измерения и приложения»	[87]
1997	П. Дж. Карро, Д. К. Р. ДеКи, Р. П. Чабра	Опубликовали свою книгу «Реология полимерных систем — принципы и приложения»	[88]
2016	Е. А. Кирсанов, В. Н. Матвееenko	Предложено Общее Уравнение Течения (ОУТ) неньютоновских систем	[89]

Литература

1. Bingham E. C. Fluidity and Plasticity. McGraw Hill Book Company, New York, 1922.
2. Pascal B. Traites de l'équilibre des liqueres et de la pesanteur de la masse de l'air. Paris, 1663.
3. Hooke R. Lectures de Potentia Restitutiva or of Spring. Explaining the Power of Springing Bodies, 1678.
4. Newton I. Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica, S. Pepys, Reg. Soc. Præs, London, 1686.
5. Reiner M. Deformation, strain and flow, Lewis, London, 1960.
6. Darrigol O., Frisch U. From Newton's mechanics to Euler's equations // *Physica D*, 2008. Vol. 237. P. 1855–1869. DOI: 10.1016/j.physd.2007.08.003.
7. Ломоносов М. В. Полное собр. соч., том 2, 1951. — С. 579–593.
8. Euler L. Principe généraux du mouvement des fluides // *Mémoires de l'académie des sciences de Berlin*, 11, 1757. P. 274–315.
9. Young T. A course of lectures on natural philosophy and the mechanical arts. Vol. 1. Taylor and Walton, 1845.
10. Navier. Mémoire sur les lois du mouvement des fluides (фр.) // *Mémoires de l'Académie des sciences de l'Institut de France*, 1822. Vol. 6.
11. Gordon J. E. The Science of Structures and Materials, The Scientific American Library, New York, 1988.
12. Poisson S. D., Mémoire sur l'équilibre et le mouvement des corps élastiques, *Mém. de l'Acad. Sci.*, 8, 357, 1829.
13. Hagen G. H. L. *Annalen der Physik*, 46, 423, 1839.
14. Poiseuille L. J. *Comptes Rendus*, 11, 961, 1840.
15. Stokes G. G., *Trans. Camb. Phil. Soc.*, 8, 287, 1845.
16. Stokes G. G. On the variation of gravity on the surface of the Earth, *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, 8, 1849. P. 672–695.
17. Widemann G. *Progg. Ann.*, 1856. 99, 221.
18. Elias H. G. *Große Moleküle*, Springer, Berlin, 1985.
19. Weipert D., Tscheuschner H. D., Windhab E. *Rheologie der Lebensmittel*, Behr's, Hamburg, 1993.
20. Graham T. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 151, 183, 184, 206, 207, 220, 221, 1861.
21. Maxwell J. C. On the Dynamical Theory of Gases // *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, 157, 49, 1867.
22. Van der Waals J. D. Over de Continuïteit van den Gas- en Vloeïstoftoestand (on the continuity of the gas and liquid state), PhD thesis (excerpt), Leiden, Netherlands, 1873.



23. Boltzmann L. Zur Theorie der elastischen Nachwirkung, Wiener Berichte, 70, 275–306, 1874.
24. William Thomson. Baron Kelvin. Elasticity. A.&C. Black, 1878. P. 30.
25. Boltzmann L. Theorie der elastischen Nachwirkung, Ann. Phys., 7, Ergänzungsband, 1876. P. 624–625.
26. Margules M. Wien. Sitzungsber (2A), 83, 588; 84, 49, 1881.
27. Петров Н. П. Трение в машинах и влияние на него смазывающей жидкости. — С-Петербург, 1883. — 232 с.
28. Couette M. Ann. de Chim., 21, 433. 1890.
29. Couette M. Compt. Rend., 107, 388. 1888.
30. Recherches experimentales sur la cohesion des liquids / Th. Schwedoff // J. de Phys., 1888. Vol. 8. P. 341–359; 1889. Vol. 9. P. 34–56.
31. Voigt W. Abhandl. Ges. Wiss. Göttingen, 36. 1890.
32. Ostwald W., Kolloid-Z., 36, 99. 1925.
33. Finger J. Sitzungsberichte Acad. Wiss. Wien, (IIa), 103, 163. 1894.
34. Вейнберг Б. П. Некоторые способы определения коэффициента внутреннего трения твердых тел // Журн. Р. Физ. Общ., 1904. — № 6. — С. 47–48.
35. Trouton F. T. Proc. Roy. Soc., A77. 1906.
36. Einstein A. Ann. Physik, 19, 549. 1906.
37. Bingham E. C. Bur. Stand. Sci. Paps., 13, 309. 1916.
38. Staudinger H. Chem. Ber., 53, 1073. 1920.
39. Bingham E. C. Fluidity and Plasticity, McGraw-Hill Book Co., New York. 1922.
40. de Waele A. Oil and Color Chem. Assoc. Journal, 6, 33. 1923.
41. Ostwald W. Kolloid-Z. 36, 99. 1925.
42. Hatschek E. The Viscosity of Liquids. G. Bell and Sons, LTD., London, 1928.
43. Wassermann L. Von Heraklit bis W. Scott Blair. J. Rheology, 1991.
44. Eisenschitz R., Rabinowitsch B., Weissenberg K. Zur Analyse des Formänderungswiderstandes. Mitt. d. Staatl. Mat. Pruef Amts, 9, 117, 1929.
45. Reiner M. Rheological Systematics, Rheology Bulletin, The Society of Rheology, Vol. 16. 3, 53–68, 1945.
46. Rabinowitsch B. Z. Phys. Chem., 145, 1, 1929.
47. Jeffreys H. The Earth, Its Origin, History and Physical Constitution, Cambridge University Press, 1924.
48. Nadai A., Wahl A. M. Plasticity; a mechanics of the plastic state of matter, New York, McGraw-Hill Book Co., 1931.
49. Mooney M. Ind. Eng. Chem., Anal. Ed., 6, 147, 1934.
50. Mooney M., Ewart R. H. The conicylindrical viscometer. Physics 5:350–354; 350, 1934.
51. Freundlich H. Trixotropy, Paris, Hermann, 1935.

52. Burgers J. M. First Report on Viscosity and Plasticity, Amsterdam, Nordemann Publisher, 1935.
53. Guth E., Simha R. Kolloid-Zeitschrift, 74, 266, 1936.
54. Blair G. W. S. An introduction to industrial rheology, Philadelphia, Blakiston, 1938.
55. Mooney M. J. Appl. Phys., 11, 582, 1940.
56. Mezger T. Das Rheologie Handbuch, Hannover, Vincentz-Verlag, 2000.
57. Green M. S., Tobolsky V. A New Approach to the Theory of Relaxing Polymeric Media // J. Chem. Phys., 14, 80–92, 1946.
58. Russell R. J. The determination of the basic rheological constants governing the flow of pseudoplastic substances, Ph. D. Thesis, London University, 1946.
59. Weissenberg K. A continuum theory of rheological phenomena // Nature, 159, 310–311, 1947.
60. Rivlin R. S. Phil. Trans. R. Soc. A, 240, 459–490, 1948.
61. Blair G. W. S. First International Congress on Rheology, 1948.
62. Rouse P. E. A Theory of the Linear Viscoelastic Properties of Dilute Solutions of Coiling Polymers // J. Chem. Phys., 21, 1272–1280, 1953.
63. Williams M. L., Landel R. F., Ferry J. D. J. Amer. Chem. Soc., 77, 370, 1955.
64. Zimm B. H. Dynamics of Polymer Molecules in Dilute Solution: Viscoelasticity, Flow Birefringence and Dielectric Loss // Journal of Chemical Physics, 24, 269–278, 1956.
65. Lodge A. A network theory of flow birefringence and stress in concentrated polymer solutions // Trans. Faraday Soc., 52, 120–130, 1956.
66. Eirich F. R. Rheology: Theory and Applications. Volume I, Academic Press, New York, 1956.
67. Bagley E. B. J. Apply. Phys., 28, 624, 1957.
68. Cox W. P., Merz E. H. J. Polym. Sci., 28, 619, 1958.
69. Bird R. B., Stewart W. E., Lightfoot E. N. Transport Phenomena, John Wiley and Sons, 1960.
70. Lodge A. S. Elastic Liquids, Academic Press, London, 1960.
71. Reiner M. Deformation, Strain and Flow. London, Lewis Publishers, 1960.
72. Kaye A. Non-Newtonian Flow in Incompressible Fluids, CoA Note № 134, The College of Aeronautics, Cranfield, 1962.
73. Bernstein B., Kearsley E., Zapas L. Trans. Soc. Rheol., 7, 391, 1963.
74. Cross M. M. J. Colloid Sci., 20, 417, 1965.
75. Giesekus H. Rheol. Acta, 5, 239, 1966.
76. Edwards S. F. Proc. Soc. London, 92, 9, 1967.
77. Carreau P. J. Ph.D. Thesis, University of Wisconsin-Madison, USA, (1968).
78. Meissner J., Rheologica Acta, 8, 78, 1968.
79. De Gennes P. G., Reptation of a polymer chain in the presence of fixed obstacles // J. Chem. Phys., 55, 572–579, 1971.



80. Виноградов Г. В., Малкин А. Я. Реология полимеров. — М.: Химия, 1976. — 440 с.
81. Bird R. B., Armstrong R. C., Hassager O. Dynamics of polymeric liquids: Fluid Mechanics, New York. Wiley, 1977.
82. Bird R. B., Armstrong R. C., Curtiss C. F. Dynamics of polymeric liquids: Kinetic theory, New York, Wiley, 1977.
83. Dealy J. M. Rheometers for Molten Plastics, New York, Van Nostrand Reinhold Company, 1982.
84. Doi M., Edwards S. F. The Theory of Polymer Dynamics, Clarendon Press, 1986.
85. Dealy J. M., Wissbrun K. F. Melt Rheology and Its Role in Plastics Processing, New York, Van Nostrand, 1990.
86. Gebhard Schramm. A practical approach to Rheology and Rheometry. Gebrueder Haake, 1994.
87. Macosko C. W. Rheology: Principles, Measurements and Applications, New York — Heidelberg, VCH-Wiley, 1994.
88. Carreau P. J., De Kee D. C. R., Chhabra R. P. Rheology of Polymeric Systems, Munich, Hanser Publishers, 1997.
89. Кирсанов Е. А., Матвеев В. Н. Неньютоновское течение дисперсных, полимерных и жидкокристаллических систем. Структурный подход. — М.: Техносфера, 2016. — 384 с.

Часть I

ПРОБЛЕМА НЕНЬЮТОНОВСКОГО ТЕЧЕНИЯ

Существует ли и в чем заключается проблема неньютоновского течения?

За сто с лишним лет накоплен огромный экспериментальный и теоретический материал. Но одни и те же особенности течения одинаково хорошо объясняются разными гипотезами и разными реологическими моделями. Выбор причины реологического явления остается за исследователем. Таким образом, проблема неньютоновского течения состоит в избыточном количестве гипотез и теоретических моделей, которые, в общем, сосредоточены вокруг одного явления — снижения вязкости при увеличении скорости сдвига. В начале XX века несовершенство измерительной техники не позволяло выявить детали кривых течения, и расчетные кривые разных моделей удовлетворительно согласовывались с одними и теми же экспериментальными данными. В настоящее время имеется достаточно много реологических данных, позволяющих оценить справедливость реологической модели, не приписывая отклонения от модели экспериментальным погрешностям.

Неслучайно одни и те же уравнения описывают суспензии и эмульсии, суспензии и растворы полимеров и даже расплавы полимеров. Некоторым исключением является теория вязкоупругости, которая преимущественно описывает полимерные системы и не способна объяснить неньютоновское течение неупругих систем.

Неясности в определении механизма течения не слишком сказываются на практической деятельности, поскольку для инженерных расчетов достаточно использовать эмпирические уравнения, приближенно описывающие течение практически важных материалов. Тем не менее наличие надежного реологического уравнения способно упростить процедуру экстраполяции данных на соседние интервалы скоростей сдвига. Ясное понимание физического смысла коэффициентов реологического уравнения важно для управления реологическими свойствами материалов. Изменение коэффициентов реологических уравнений при изменении внешних условий и состава вещества должно описываться реологической моделью.

Что входит в понятие неньютоновского поведения текущей жидкости? По-видимому, зависимость вязкости от скорости течения. Возможно, упругие свойства при стационарном течении. Можно ли считать реологическое поведение вязкоупругой жидкости неньютоновским, если динамическая вязкость и динамическая упругость зависят от частоты и амплитуды осциллирующего сдвигового течения?

Рассмотрим ниже существующие воззрения на вязкость и упругость сложных жидкостей, имеющих некоторую структуру.

ГЛАВА I

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ РЕОЛОГИИ ТЕКУЧИХ СРЕД

Реология как наука имеет не очень большую историю, около двух веков. Она возникла на экспериментальной базе измерения вязких и упругих свойств твердых тел и жидкостей, но сосредоточилась на описании веществ, обладающих как вязкими, так и упругими свойствами. Существует обширная литература как по методам измерений, так и по теории вязкости и упругости [1–9]. В соответствии с реологической номенклатурой [10] реологию можно назвать наукой о деформации и течении вещества. В основе теоретической реологии лежит механика сплошных сред [3]. Кроме того, в работах Бингама и Оствальда [11, 12] особенности течения связывают с изменением структуры текучего вещества.

Здесь будут рассмотрены некоторые положения реологии применительно к течению структурированных жидкостей.

I.1. Вязкость и упругость

Понятия вязкости и упругости встречаются в различных областях науки. Гидродинамика изучает вязкое течение и поведение движущихся тел в жидкости как в непрерывной среде [13]. Реология описывает деформацию твердых и жидких веществ под действием напряжения, в том числе течение и упругую деформацию [1, 5, 6]. Коллоидная химия [4, 14, 15] исследует структурно-механические свойства дисперсных систем, используя методы реологии. Физическая химия [16] рассматривает вязкость простых низкомолекулярных жидкостей и их смесей в зависимости от их состава и температуры. Физикохимия полимеров [2, 3, 17] включает в себя исследование различных деформаций твердых и жидких полимерных материалов.

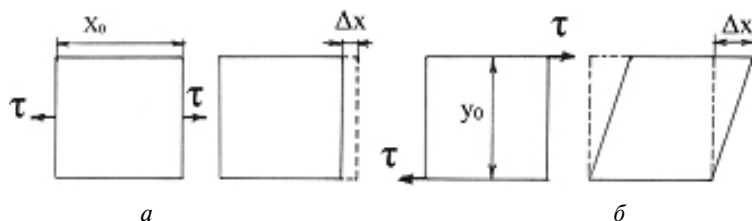


Рис. 1.1. Простые деформации куба: *а*) растяжение (или сжатие); *б*) сдвиг

Идеальное твердое тело испытывает только упругую деформацию, подобно упругой пружине. При этом работа внешних сил переходит в упругую энергию при деформации сжатия, растяжения или сдвига (рис. 1.1).

Продольное растяжение характеризуется нормальным напряжением τ [Н/м²] и относительной деформацией растяжения $\gamma = \Delta x/x_0$. Сдвиг характеризуется касательным (сдвиговым) напряжением τ [Н/м²] и относительной деформацией сдвига $\gamma = \Delta x/y_0$ (или $\gamma = dx/du$). Идеальное твердое тело деформируется под воздействием сдвиговых напряжений в соответствии с законом Гука:

$$\tau = G \gamma. \quad (1.1)$$

Здесь G — модуль Юнга, который является аналогом коэффициента жесткости пружины.

Упругая энергия сохраняется в деформированном теле, увеличивая потенциальную энергию взаимодействующих частиц или молекул. Запасенная упругая энергия после снятия внешней нагрузки переходит либо в кинетическую энергию частиц тела, либо в механическую работу над внешними телами. При этом упругое тело возвращается в исходное состояние с минимальной потенциальной энергией взаимодействующих частиц. Например, сжатая пружина способна перемещать брусок по некоторой поверхности, преодолевая силу трения. Вся упругая энергия переходит в работу сил трения, а следовательно, в теплоту. Пружина возвращается в равновесное состояние с минимальной потенциальной энергией.

Идеальная жидкость деформируется необратимо — течет. Работа внешних сил переходит в теплоту в процессе преодоления сил внутреннего трения. Простейшим видом деформации в процессе течения является сдвиг (рис. 1.1б). Основной закон течения вязкой жидкости сформулировал Исаак Ньютон. В современных обозначениях уравнение Ньютона для жидкости имеет вид:

$$\tau = \eta \dot{\gamma}. \quad (1.2)$$

Здесь τ — напряжение сдвига, $\dot{\gamma}$ — скорость сдвига, η — вязкость (сдвиговая вязкость). Скорость сдвига $\dot{\gamma}$ можно представить как градиент скорости течения dV_x/dy .

Рассмотрим вязкость как свойство вещества и как физическую величину. Вязкостью обычно называют свойство жидкости оказывать сопротивление перемещению одной ее части относительно другой. В простейшем случае однородной молекулярной жидкости можно ввести понятие вязкости простого сдвигового течения (рис. 1.2). Допустим, что пластина движется по поверхности жидкости с постоянной скоростью V_0 под действием силы F .

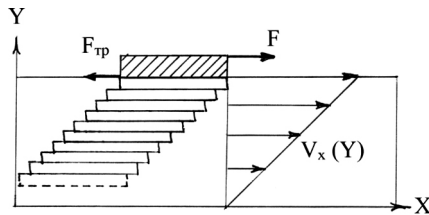


Рис. 1.2. Возникновение внутреннего трения при движении тела относительно жидкости

Предполагают, что тонкий слой жидкости прилипает к твердой поверхности пластины и движется со скоростью, равной скорости пластины. Второй слой жидкости увлекается первым слоем за счет межмолекулярного взаимодействия. Первый слой и пластина испытывают торможение при взаимодействии со вторым слоем. В движение последовательно вовлекаются более удаленные слои. В результате возникает сила трения между слоями, которая создает результирующую силу трения $F_{тр}$, равную движущей силе F .

Допуская, что толщина слоев имеет молекулярные размеры, можно ввести непрерывное поле скоростей $V_x(y)$. Профиль скоростей показан на рис. 1.2 и характеризуется постоянным градиентом скорости dV_x/dy . Разумно считать, что сила трения $F_{тр}$ будет пропорциональна градиенту скорости и площади пластины S . Отсюда следует уравнение $F = \eta S dV_x/dy$. Коэффициент η обычно называют сдвиговой вязкостью или просто вязкостью. Если ввести понятия напряжения сдвига $\tau = F/S$ и скорости сдвига $\dot{\gamma} = dV_x/dy$, то закон Ньютона для течения жидкости приобретает известный вид: $\tau = \eta \dot{\gamma}$.

Работа сил внутреннего трения приводит к превращению механической энергии в тепловую энергию, которая рассеивается внутри жидкости. Таким образом, вязкость вещества является результатом рассеяния (диссипации) энергии в результате внутреннего трения между слоями жидкости. Величина мощности диссипации энергии в единице объема равна $\dot{E} = \eta \dot{\gamma}^2$. Величина сдвиговой вязкости η зависит от характера взаимодействия и вида молекул жидкости. Нужно отметить, что диссипация механической

энергии — переход ее в теплоту за счет внутреннего трения в жидкости — происходит во всем объеме текучей среды, поэтому требуется непрерывный вывод теплоты за пределы измерительной ячейки в процессе измерения вязкости.

Таким образом, можно использовать следующие определения. Вязкое течение — вид деформации сдвига, при котором происходит рассеяние энергии $\dot{E}$ в результате внутреннего трения при постоянной скорости сдвига $\dot{\gamma}$ и постоянном напряжении сдвига τ .

Вязкость η (иначе сдвиговая вязкость, эффективная вязкость, кажущаяся вязкость, коэффициент вязкости) — физическая величина, описывающая сопротивление вещества вязкому сдвиговому течению ($\eta = \tau/\dot{\gamma}$) или потери энергии при вязком сдвиговом течении ($\eta = \dot{E}/\dot{\gamma}^2$).

Простое сдвиговое течение показано на рис. 1.3. Оно происходит при движении верхней пластины, которая увлекает за собой жидкость. Зазор между двумя параллельными пластинами много меньше их размеров.

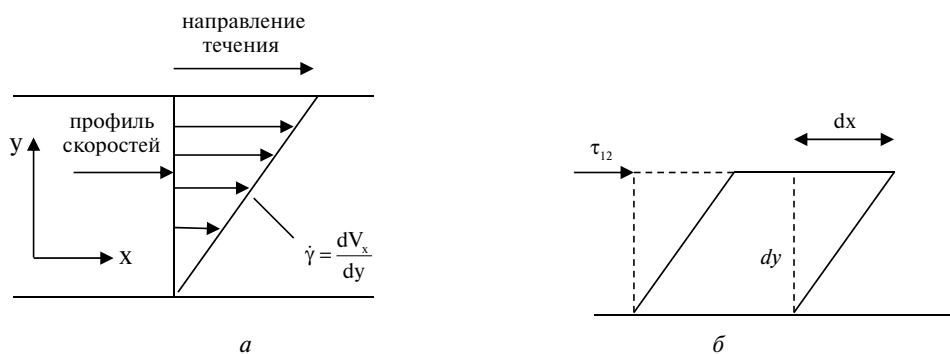


Рис. 1.3. Профиль скорости (а) и форма сдвига (б) при простом сдвиговом течении

Скорость жидкости записывается как $V_x = \dot{\gamma} \cdot y$; $V_y = V_z = 0$, где $\dot{\gamma}$ — скорость сдвига, равная $\dot{\gamma} = dV_x/dy$. Деформация сдвига схематически показана на рис. 1.3б. Она вызвана сдвиговым напряжением τ_{21} (Па), которое обычно обозначают как напряжение τ . Деформация равна $\gamma = dx/dy$, скорость деформации $d\gamma/dt = d^2x/dydt = dV_x/dy$, таким образом $\dot{\gamma} = dV_x/dy$ (c^{-1}). То есть для двумерного случая можно записать

$$\dot{\gamma} = \frac{d\gamma}{dt} = \frac{d(dx/dy)}{dt} = \frac{d(dx/dt)}{dy} = \frac{dV_x}{dy}.$$

Реологические модели описывают связь между вязкостью η , напряжением сдвига τ и скоростью сдвига $\dot{\gamma}$, используя некоторые качественные или количественные предположения о состоянии текущего вещества. В общем,

реологическое уравнение (или реологическое уравнение состояния) описывает вязкость вещества в случае простого сдвигового течения.

Любая текучая система (молекулярная жидкость, суспензия, эмульсия, мицеллярный раствор, раствор и расплав полимера, жидкий кристалл) может рассматриваться как сплошная среда, которая специфическим образом реагирует на воздействие напряжений или деформирование. Тогда вещество (текучая среда, fluid) описывается в рамках механики сплошных сред.

В общем случае необходимо рассматривать трехмерное течение, которое описывается уравнениями в тензорной форме. Напряжение, вызванное внешней силой, может быть разложено на девять компонент, примеры которых показаны на рис. 1.4. Тензор напряжений имеет вид:

$$\|\tau\| = \begin{vmatrix} \tau_{11} & \tau_{12} & \tau_{13} \\ \tau_{12} & \tau_{22} & \tau_{23} \\ \tau_{31} & \tau_{32} & \tau_{33} \end{vmatrix}.$$

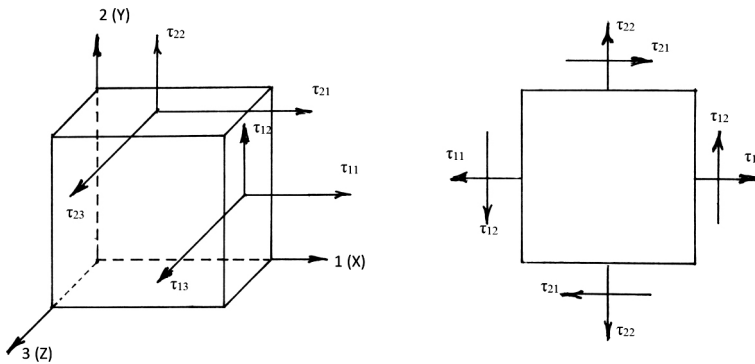


Рис. 1.4. Направления напряжений в кубическом элементе объема (а) и двумерное напряженное состояние (б)

Условие равенства крутящих моментов (рис. 1.4б) приводит к равенству $\tau_{21} = \tau_{12}$ или $\tau_{ij} = \tau_{ji}$. Нормальные напряжения развиваются в направлениях, перпендикулярных и параллельных движению верхней пластины (рис. 1.4а).

Для случая простого плоского сдвига скорость сдвига описывается тензором скорости деформации $\|\dot{\gamma}\| = \begin{vmatrix} 0 & \dot{\gamma}/2 & 0 \\ \dot{\gamma}/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$, напряжение — тензором напряжений $\|\tau\| = \begin{vmatrix} \tau_{11} & \tau_{12} & 0 \\ \tau_{12} & \tau_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \tau_{33} \end{vmatrix}$.

Материальные функции устанавливают связь между напряжением и деформацией: $\eta(\dot{\gamma})$ — неньютоновская (сдвиговая) вязкость, $\psi_1(\dot{\gamma})$ и $\psi_2(\dot{\gamma})$ — первая

и вторая функции (или коэффициенты) нормальных напряжений. Часто обозначают $N_1 = \tau_{11} - \tau_{22}$ и $N_2 = \tau_{22} - \tau_{33}$ как первую и вторую разность нормальных напряжений.

Основополагающие уравнения, которые в реологии называют конститутивными, для установившегося (равновесного) сдвигового течения приобретают вид:

$$\tau_{12} = \eta(\dot{\gamma})\dot{\gamma}; \quad \tau_{11} - \tau_{22} = \psi_1(\dot{\gamma})\dot{\gamma}^2; \quad \tau_{22} - \tau_{33} = \psi_2(\dot{\gamma})\dot{\gamma}^2. \quad (1.3)$$

Жидкость называют ньютоновской, если при любых скоростях сдвига ее вязкость постоянна, а разности нормальных напряжений равны нулю. Если вязкость зависит от скорости сдвига, но разность нормальных напряжений равна нулю, то жидкость называют неньютоновской неупругой (вязкопластичной). Если все материальные функции $\eta(\dot{\gamma})$, $\psi_1(\dot{\gamma})$, $\psi_2(\dot{\gamma})$ зависят от скорости сдвига, то жидкость называют неньютоновской упругой (или вязкоупругой). Стационарное сдвиговое течение есть течение жидкости в одном направлении. Установившееся или равновесное сдвиговое течение есть течение, где вязкие и упругие характеристики не изменяются с течением времени.

Тензорный подход совершенно необходим для описания трехмерного течения. В двумерном случае связь между реологическими величинами устанавливается в виде достаточно простого реологического уравнения.

Другой подход состоит в установлении структуры системы и ее связи с реологическими свойствами. Он используется при изучении вещества, которое можно представить в виде некоторых частиц в некоторой сплошной среде при условии взаимодействия между частицами и частицами со средой.

Наиболее простой структурированной жидкостью, на первый взгляд, кажутся суспензии. Рассмотрим достаточно простой случай течения суспензии сферических частиц в ньютоновской дисперсионной среде.

1.2. Сферические частицы в вязкой жидкости

Хорошо известно, что вязкость резко увеличивается, когда в жидкость вносят твердые частицы, образующие суспензию. Несомненно, наиболее простым случаем такой текучей системы является сферическая частица, находящаяся в ламинарном потоке жидкости или движущаяся в неподвижной жидкости (рис. 1.5).

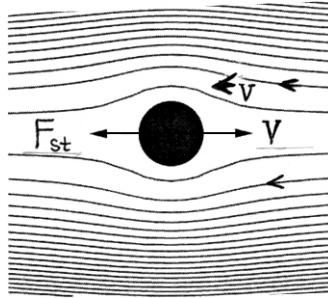


Рис. 1.5. Движение шара в неподвижной жидкости со скоростью V_s или обтекание неподвижного шара жидкостью со скоростью V . В обоих случаях возникает сила сопротивления движению, рассчитанная Стоксом F_{st}

Закон Стокса определяет силу сопротивления, действующую на шар, при относительном движении сферической частицы в вязкой жидкости: $F_{st} = 6\pi\eta_0 r V$, где η_0 — вязкость жидкой дисперсионной среды, r — радиус сферы, V — скорость шара (или скорость течения жидкости). Таким образом, на частицу действует сила со стороны жидкости, приложенная к центру шара.

В простом сдвиговом течении различные участки частицы находятся в слоях жидкости, движущихся с различной скоростью (рис. 1.6). Сама сферическая частица движется поступательно с той же скоростью, что и слой жидкости, в котором находится центр шара.

Поэтому возникает пара сил, имеющая ту же природу, что сила Стокса, и приводящая сферическую частицу во вращение.

Альберт Эйнштейн (1906 г.) рассчитал вязкость, обусловленную наличием сферических частиц, удаленных друг от друга так далеко, что возмущения течения, вызванные вращением частиц, можно рассматривать отдельно для каждой частицы. В результате строгого расчета для предельно разбавленной суспензии невзаимодействующих частиц получено известное уравнение $\eta = \eta_0(1 + 2,5\Phi)$, где η_0 вязкость жидкой дисперсионной среды, Φ — объемная концентрация дисперсной фазы.

Нужно отметить, что вязкость складывается из обычной вязкости дисперсионной среды и вязкости, полученной в результате возмущения, созданного вращающимися сферическими частицами. Вращение любых частиц в процессе сдвигового течения является основным источником дополнительной диссипации энергии.

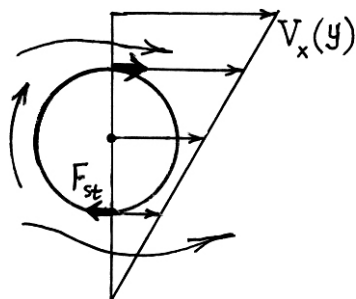


Рис. 1.6. Движение сферической частицы в простом сдвиговом течении

Перейдем к агрегатам, состоящим из сферических частиц. Важным модельным объектом является система двух шаров, связанных жестко. Такая гантель вращается как единое целое в условиях простого сдвига (рис. 1.7). Вязкая жидкость обтекает шары в противоположных направлениях, поскольку центр масс движется с той же скоростью, что соответствующий слой жидкости. Возникающие силы Стокса F_{st} можно разложить на две силы. Силы, направленные перпендикулярно оси гантели, образуют пару, вращающую гантель. Силы, направленные вдоль оси гантели, в одном положении стремятся увеличить расстояние между шарами (рис. 1.7), в противоположном положении — наоборот, сблизить шары. Их можно назвать гидродинамическими силами F_H .

Реальный агрегат, состоящий из двух жестко связанных частиц, испытывает действие разрывающих гидродинамических сил в одном положении гантели и действие сжимающих сил — в другом.

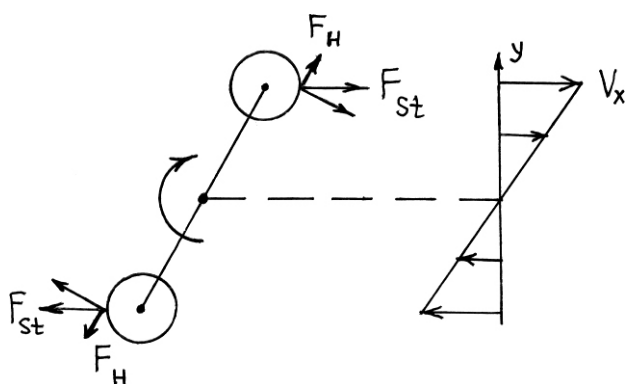


Рис. 1.7. Движение агрегата-гантели в простом сдвиговом течении

Связь между частицами может осуществляться разными способами: через непосредственный контакт поверхности частиц; через прослойку жидкости при коагуляционном контакте. Будем называть силу, необходимую

для разрыва частиц в агрегате, силой сцепления F_s . Если гидродинамические силы превышают силы сцепления ($F_H > F_s$), то агрегат разрушается.

Рассмотрим общую картину формирования и разрушения агрегатов-дублетов в простом сдвиговом течении (рис. 1.8). Две вращающиеся частицы движутся независимо до момента сближения. При достаточно малом расстоянии между частицами поля течения перекрываются, что приводит к дополнительной диссипации энергии. Это явление обычно называют гидродинамическим взаимодействием частиц. Оно приводит к аномальному (по отношению к уравнению Эйнштейна) увеличению вязкости суспензии при увеличении объемной концентрации Φ . Дальнейшее сближение частиц может привести к сцеплению и образованию достаточно прочного контакта.

Контакт поддерживается сжимающими гидродинамическими силами F_H . Агрегат-дублет движется как единое целое, вращаясь вокруг центра масс. После поворота на угол $\sim 90^\circ$ достигается наиболее выгодное положение для разрыва агрегата под действием гидродинамических разрывающих сил F_H . После разрыва частицы продолжают двигаться независимо друг от друга, вплоть до соприкосновения с другими частицами.

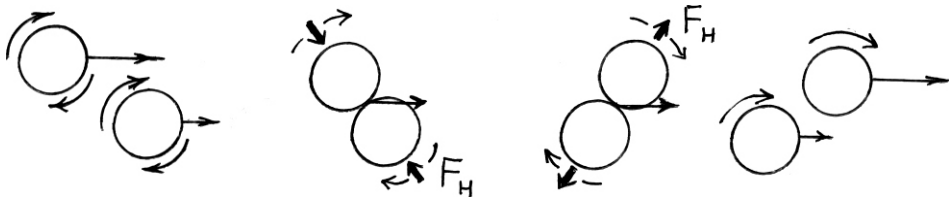


Рис. 1.8. Формирование и разрушение агрегата-гантели в сдвиговом течении

Как изменяется вязкость системы при формировании агрегатов? Согласно модели Эйнштейна, вязкость суспензии независимых сфер зависит от суммарного объема частиц, т.е. от объемной концентрации Φ , но не зависит от радиуса сфер. Если бы при столкновении две сферы сливались в сферу большего размера, то вязкость оставалась бы прежней. Но присутствие агрегатов-дублетов или гантелей резко увеличивает вязкость, поскольку на разные части такого удлиненного агрегата воздействуют значительные силы Стокса. Агрегат в форме гантели при вращении в потоке производит большее возмущение в жидкости, чем сфера того же объема.

Эта гипотетическая картина будет детализироваться далее при описании различных реологических моделей суспензий. Однако сразу можно сказать, что наличие анизометричных частиц или анизометричных агрегатов резко увеличивает вязкость по сравнению со сферическими частицами при той же объемной концентрации. Течение остается ньютоновским при наличии

агрегатов и отдельных частиц, если в среднем за время течения количество и размеры агрегатов не изменяются.

1.3. Гидродинамическое взаимодействие

В предельно разбавленной суспензии, где частицы «не замечают друг друга», вязкость описывается уравнением Эйнштейна

$$\eta = \eta_0(1 + k\Phi), \quad (1.4)$$

где $k = 2,5$ для сферических частиц. Другие значения величины k рассчитаны для стержней, эллипсоидов, дисков.

Барнес [5] описывает уменьшение вязкости суспензий одинаковой объемной концентрации при изменении формы частиц: стержни > пластинки > кубики /гранулы > сферы. Эти результаты применимы для описания анизометричных агрегатов.

Часто для описания разбавленных суспензий используют характеристическую вязкость $[\eta]$, которую определяют следующими соотношениями:

$$[\eta] = \lim_{\Phi \rightarrow 0} \frac{\eta - \eta_0}{\eta_0 \Phi} = \lim_{\Phi \rightarrow 0} \frac{\eta_r - 1}{\Phi};$$

$$[\eta] = \frac{1}{\eta_0} \left. \frac{d\eta}{d\Phi} \right|_{\Phi=0} = \left. \frac{d\eta_r}{d\Phi} \right|_{\Phi=0}.$$

Отсюда следует новая форма записи уравнения Эйнштейна:

$$\eta = \eta_0(1 + [\eta]\Phi). \quad (1.5)$$

Увеличение объемной концентрации Φ приводит к наложению полей течения соседних частиц, то есть между частицами появляется гидродинамическое взаимодействие. Строгий гидродинамический расчет, сходный с расчетом Эйнштейна, позволяет получить уравнение $\eta/\eta_0 = 1 + 2,5\Phi + \alpha_2\Phi^2 + \alpha_3\Phi^3$, где величины коэффициентов различны для разных теоретических моделей.

Однако это уравнение, как и более сложные формулы так называемых ячеечных моделей, справедливы только на отдельных небольших интервалах концентрации дисперсной фазы. В ячейчных моделях [18] принимается, что возмущение течения, вызываемое данной выделенной частицей, сосредоточено в небольшой области вблизи нее (в ячейке).

Одним из способов учесть гидродинамическое взаимодействие служит приближение среднего поля (Бринкман, Роско, 1952). Допустим, что вязкость «разбавленной» суспензии с концентрацией Φ равна η . Добавляем мысленно

дисперсную фазу объемом $\delta\Phi$, а аналогичный объем первичной суспензии убираем. Новая объемная концентрация равна $\Phi^* = \Phi(1 - \delta\Phi) + \delta\Phi$. Увеличение истинной концентрации равно $d\Phi = \Phi^* - \Phi = \delta\Phi(1 - \Phi)$, откуда $\delta\Phi = d\Phi/(1 - \Phi)$.

Вязкость первичной суспензии считаем равной $\eta = \eta_0(1 + 2,5\Phi)$.

Новую суспензию трактуем как «разбавленную» суспензию с концентрацией $\delta\Phi$ в непрерывной среде с вязкостью η . Вязкость новой суспензии равна $\eta' = \eta(1 + 2,5\delta\Phi)$.

Малое увеличение вязкости при добавлении объема $\delta\Phi$ равно

$$d\eta = \eta' - \eta = 2,5\eta\delta\Phi = 2,5\eta \frac{d\Phi}{(1 - \Phi)}.$$

Проведем интегрирование $\int_{\eta_0}^{\eta} \frac{d\eta}{\eta} = 2,5 \int_0^{\Phi} \frac{d\Phi}{(1 - \Phi)},$

$$\ln \frac{\eta}{\eta_0} = -2,5 \ln(1 - \Phi), \quad \eta = \eta_0(1 - \Phi)^{-2,5}.$$

Это выражение является приближенным, поскольку получено искусственным приемом перехода от «разбавленной» к «концентрированной» суспензии.

Если ввести некоторые подгоночные коэффициенты, то можно получить известное эмпирическое выражение Кригера — Догерти [19]:

$$\eta = \eta_0(1 - k\Phi)^{-\mu}, \quad (1.6)$$

которое достаточно хорошо описывает ньютоновскую вязкость жидкости в широком интервале концентраций дисперсной фазы.

Можно формально ввести предельное значение концентрации $\Phi_m = 1/k$, при котором $\eta \rightarrow \infty$. Приближение среднего поля не использует какие-либо конкретные упаковки частиц, а увеличение вязкости можно объяснить возмущением течения при близком прохождении частиц.

$$\text{Характеристическая вязкость равна } [\eta] = \left. \frac{1}{\eta_0} \frac{d\eta}{d\Phi} \right|_{\Phi=0} = \mu k.$$

Отсюда можно записать уравнение Кригера — Догерти в виде $\eta = \eta_0(1 - \Phi/\Phi_m)^{-[\eta]\Phi_m}.$

Величину Φ_m часто называют максимальной упаковочной концентрацией, связывая ее с концентрацией некоторой реальной упаковки частиц внутри агрегата или сетки. Например, величина $\Phi_m = 0,74$ соответствует гексагональной упаковке одинаковых сфер; величина $\Phi_m = 0,64$ соответствует случайной плотной упаковке. Нужно отметить, что многие авторы [20–22] связывают величину $(1/k)$ с реальной плотной упаковкой частиц, то есть

увеличение вязкости объясняют постепенным возникновением такой упаковки. Тогда параметр k называют фактором группировки. Но ясно, что реальная упаковка частиц возникает только при больших объемных концентрациях, а уравнение (1.6) справедливо также при достаточно низких концентрациях, где такая упаковка невозможна.

Итак, ньютоновское течение, т.е. течение с вязкостью, не зависящей от скорости сдвига, наблюдается в суспензиях индивидуальных частиц, а также в суспензиях, где присутствуют агрегаты, размер которых в среднем не изменяется в течение времени измерения.

Однако ньютоновское поведение на определенном интервале скоростей сдвига может сосуществовать с неньютоновским поведением на другом интервале скорости сдвига, как часто наблюдается в расплавах и растворах полимеров, концентрированных суспензиях и эмульсиях.

Невозможно построить физические модели без понимания смысла измеряемых величин, который прямо связан со способами измерения. Поэтому в следующей главе рассмотрим экспериментальные методы измерения вязкости и упругости в обычных и структурированных жидкостях.

Литература

1. Рейнер М. Реология. — М.: Наука, 1965. — 223 с.
2. Виноградов Г. В., Малкин А. Я. Реология полимеров. — М.: Химия, 1977. — 440 с.
3. Хан Ч. Д. Реология в процессах переработки полимеров / Пер. с англ. / Под ред. Г. В. Виноградова и М. Л. Фридмана. — М.: Химия, 1979. — 368 с.
4. Hunter R. J. Foundations of colloid science, 1995. Vol. 2. Clarendon Press, Oxford. Chapter 18. Rheology of colloidal dispersions. P. 922–1052.
5. Barnes H. A. A Handbook of Elementary Rheology. Institute of Non-Newtonian Fluid Mechanics, University of Wales, Aberystwyth. 2000.
6. Малкин А. Я., Исаев А. И. Реология: концепции, методы, приложения / Пер. с англ. — СПб.: Профессия, 2007. — 560 с.
7. Larson R. G. The Structure and Rheology of Complex Fluids. N.Y., Oxford. Oxford University Press, 1999. P. 663.
8. Белкин И. М., Виноградов Г. В., Леонов А. И. Ротационные приборы. Измерение вязкости и физико-химических характеристик материалов. — М.: Машиностроение, 1967. — 272 с.
9. Шрамм Г. Основы практической реологии и реометрии / Пер. с англ. под ред. В. Г. Куличихина. — М.: КолосС, 2003. — 312 с.

10. Hackley V.A., Ferraris Ch.F. Guide to Rheological Nomenclature: Measurements in Ceramic Particulate Systems. Natl. Inst. Stand. Technol. Spec. Publ. 946, 31 pages (January 2001) CODEN: NSPUE2. U.S. government printing office. Washington: 2001.
11. Bingham E. C. Fluidity and plasticity. New-York. 1922.
12. Markovitz H. Rheology: in the Beginning // J. Rheology, 1985. Vol. 29. № 6. P. 777–798.
13. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости / Под ред. Р. Ю. Степанова. — М.: Мир, 1973. — 758 с.
14. Урьев Н. Б. Физико-химические основы технологии дисперсных систем и материалов. — М.: Химия, 1988. — 256 с.
15. Фролов Ю. Г. Курс коллоидной химии. — М.: ООО ТИД Альянс, 2004. — 464 с.
16. Никифоров М. Ю., Альпер Г. А., Дуров В. А. Растворы неэлектролитов в жидкостях. — М.: Наука, 1989. — 263 с.
17. Тагер А. А. Физикохимия полимеров. — М.: Химия, 1978. — 544 с.
18. Мошев В. В., Иванов В. А. Реологическое поведение концентрированных неньютоновских суспензий. — М.: Наука, 1990. — 89 с.
19. Krieger I. M. Rheology of monodisperse latices // Advances in Colloid and Interface science, 1972. Vol. 3. P. 111–136.
20. Урьев Н. Б., Потанин А. А. Текучесть суспензий и порошков. — М.: Химия, 1992. — 264 с.
21. Wildemuth C. R., Williams M. C. Viscosity of suspensions modeled with a shear-dependent maximum packing fraction // Rheol. Acta, 1984. Vol. 23. P. 627–635.
22. Wolfe M. S., Scopazzi C. Rheology of swelable microgel dispersions: influence crosslink density. Crosslinked polymer particles // J. Colloid Interface Sci., 1989. Vol. 133. № 1. P. 265–277.

ГЛАВА 2

МЕТОДЫ РЕОЛОГИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Методы реологических измерений, измерительные приборы и коррекция экспериментальных данных для получения «истинных значений» вязкости и упругости подробно описаны в доступных читателю монографиях [1, 5, 6]. Под «истинными значениями» здесь понимаем реологические характеристики, которые показало бы данное вещество при простом сдвиговом течении между параллельными пластинами бесконечных размеров или между пластинами с предельно малым зазором.

Особенности и точность измерительной техники существенно влияют на характер теоретических моделей. С другой стороны, результаты теоретических построений стимулируют создание новых измерительных приборов. Кратко опишем устройства и методы измерений, результаты которых используются для построения реологических моделей. Нас интересует механизм течения и связь структуры вещества с реологическими свойствами, поэтому более подробное описание аппаратуры и методики измерения следует искать в специальной литературе [1–4].

2.1. Реологические измерения вязкости и упругости при стационарном течении

Первоначальным измерительным прибором для измерения вязкости была трубка (капилляр), через которую протекала жидкость. Однако капилляр позволяет получить достаточно точные результаты только для жидкости с малой вязкостью или при достаточно большой скорости сдвига.

Измеряемые в опыте величины — расход жидкости за определенное время и задаваемая разность давлений. Кроме того, иногда необходимо знание профиля скорости, то есть распределения скоростей по сечению трубы. Это требуется, поскольку большинство теоретических моделей создано для описания простого сдвигового течения (простого сдвига). Поэтому в дальнейшем были разработаны устройства, в которых реальное течение

достаточно близко соответствует простому сдвиговому течению — а именно, система коаксиальных цилиндров с малым зазором и система конус — плоскость. Схемы вискозиметров этого типа показаны на рис. 2.1. Они позволяют измерять вязкость неньютоновских жидкостей при низких скоростях сдвига. Замена верхнего конуса плоским диском позволяет получить устройство с геометрией «параллельные пластины».

Существуют два способа измерения вязкости: контролируется (задается) скорость сдвига $\dot{\gamma}$ и измеряется момент сил, действующий на внутренний цилиндр или конус (CR-реометр); контролируется (задается) напряжение сдвига τ и измеряется скорость сдвига $\dot{\gamma}$ (CS-реометр). Второй способ позволяет точнее определить вязкость в области низких скоростей сдвига.

Измерения вязкости в случае стационарного сдвигового течения производят либо увеличивая скорость сдвига $\dot{\gamma}$ (опыт $\uparrow$), либо уменьшая скорость сдвига $\dot{\gamma}$ (опыт $\downarrow$). Скорость изменяется ступенями от $\dot{\gamma}_1$ до $\dot{\gamma}_2$ либо в непрерывном режиме ($d\dot{\gamma}/dt = \text{const}$). Аналогично изменяют величину напряжения сдвига τ в вискозиметрах с контролируемым (управляемым) напряжением. Точный контроль времени измерения необходим при изучении тиксотропных систем или в случае систем, где переход к равновесному состоянию происходит достаточно долго.

Постепенный спад напряжения сдвига $\tau(t)$ или его подъем свидетельствуют о переходе системы к новому равновесному состоянию течения. В общем, полагают, что равновесие наступает, когда τ (или $\dot{\gamma}$) не изменяются далее со временем в пределах точности измерительного прибора.

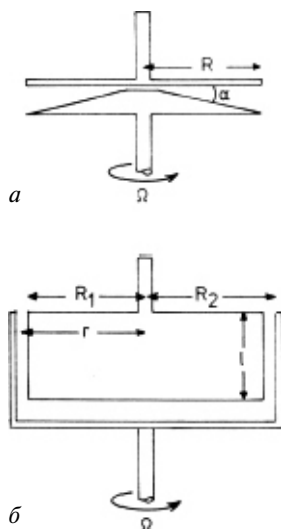


Рис. 2.1. Рабочие устройства вискозиметров конус-плоскость (а) и коаксиальные цилиндры (б)

Поправки, позволяющие перейти от измеренных вискозиметром (реометром) моментов сил или скорости течения (скорости движущегося элемента ячейки) к напряжению сдвига и скорости сдвига, характерному для простого сдвигового течения, были рассчитаны Кригером и Мароном для неньютоновской жидкости в торсионных вискозиметрах. Сходные поправки рассчитали Бэгли, Вайссенберг, Рабинович и Муни для течения в капилляре. Разработаны также поправки для устройства «плоскость — плоскость».

Вязкоупругие жидкости со значительными упругими свойствами, например некоторые растворы и расплавы полимеров, демонстрируют так называемую нелинейную вязкоупругость. Одним из эффектов такого рода является эффект Вейссенберга. Он состоит в том, что при вращении внутреннего цилиндра вязкоупругая жидкость поднимается вверх по цилиндру, а ньютоновская, наоборот, будет отходить к внешнему неподвижному цилиндру.

В вязкоупругой жидкости при стационарном сдвиговом течении наблюдаются нормальные напряжения τ_{11} , τ_{22} и τ_{33} , которые способны создать силу F , действующую перпендикулярно пластине и вдоль оси конуса. Таким способом можно определить величину $N_1 = \tau_{11} - \tau_{22}$, которая представляет собой первую разность нормальных напряжений:

$$N_1 = \frac{F}{2\pi r^2}, \quad (2.1)$$

где r — радиус конуса. Для измерения силы F используют датчик давления, смонтированный в нижнюю плоскость системы «конус — плоскость». Кроме того, необходимо вносить поправку на силы инерции.

2.2. Реологические измерения вязкости и упругости при осциллирующем течении

Описанные ранее торсионные вискозиметры (реометры) предназначены также для динамических измерений и для определения разности нормальных напряжений. Принцип динамических измерений показан на рис. 2.2.

При динамических (циклических) испытаниях система подвергается деформации, изменяющейся по гармоническому закону. Синусоидальные сдвиговые колебания жидкости с малой амплитудой реализуется с помощью колебаний конуса (или цилиндра), причем величина амплитуды деформации γ_0 фиксирована. Величина возникающих напряжений измеряется. Считают, что в жидкости имеется линейная вязкоупругость, если возникающие

напряжения также изменяются по синусоидальному закону, но не совпадают по фазе с деформацией.

Если деформация изменяется по заданному синусоидальному закону $\gamma = \gamma_0 \sin \omega t$, то скорость сдвига равна $\dot{\gamma} = \gamma_0 \omega \cos \omega t$. Измеряемое напряжение сдвига τ изменяется также по синусоидальному закону, но с отставанием на угол δ :

$$\tau = \tau_0 \sin(\omega t + \delta). \quad (2.2)$$

В процессе измерения задается циклическая частота ω и амплитуда сдвиговой деформации γ_0 , измеряется величина амплитуды напряжения τ_0 и угол сдвига фаз δ .

В случае упругого твердого тела колебания деформации и напряжения совпадают по фазе, т.е. $\delta = 0$ (упругое поведение). В случае неупругой вязкой жидкости угол сдвига фаз $\delta = \pi/2$ (вязкое поведение). Вязкоупругая жидкость частично запасает упругую энергию и частично рассеивает энергию в виде теплоты за счет внутреннего трения.

Рассмотрим основные особенности сдвиговых колебаний (или сдвиговых осцилляций), не привлекая какую-либо конкретную реологическую модель.

Напряжение сдвига (2.2) легко переписать в виде

$$\tau = \tau_0 \cos \delta \sin \omega t + \tau_0 \sin \delta \cos \omega t. \quad (2.3)$$

Здесь первое слагаемое представляет собой колебание, совпадающее по фазе с деформацией (т.е. упругая составляющая напряжения сдвига).

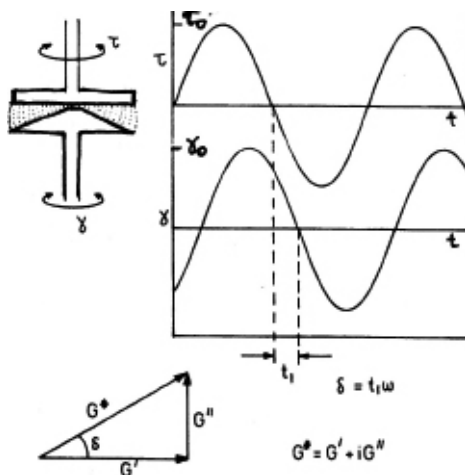


Рис. 2.2. Принцип динамических измерений при сдвиговых колебаниях в устройстве конус-плоскость

Второе слагаемое совпадает по фазе со скоростью сдвига (т.е. вязкая составляющая напряжения сдвига).

Вводятся специальные коэффициенты, названные модулем накопления G' и модулем потерь G'' , следующим образом:

$$G' = \frac{\tau_0}{\gamma_0} \cos \delta; \quad G'' = \frac{\tau_0}{\gamma_0} \sin \delta. \quad (2.4)$$

Тогда выражение для напряжения сдвига приобретает вид:

$$\tau = G' \gamma_0 \sin \omega t + G'' \gamma_0 \cos \omega t. \quad (2.5)$$

Также вводят два коэффициента вязкости: динамическая вязкость η' , которая сходна со сдвиговой вязкостью стационарного течения, и динамическая упругость η'' , которая связана с упругостью вещества:

$$\eta' = G''/\omega, \quad \eta'' = G'/\omega. \quad (2.6)$$

Тогда выражение для напряжения сдвига приобретает вид:

$$\tau = \eta'' \gamma_0 \omega \sin \omega t + \eta' \gamma_0 \omega \cos \omega t. \quad (2.7)$$

Величины динамических модулей G' и G'' можно представить в комплексном виде, как показано на рис. 2.2.

В ходе эксперимента измеряют амплитуду колебаний (осцилляций) на входе γ_0 и амплитуду напряжения сдвига на выходе τ_0 , а также фазовый угол δ . Обычно рассчитывают зависимости $G'(\omega)$ и $\eta'(\omega)$, либо $G'(\omega)$ и $G''(\omega)$ по соответствующим формулам.

Динамические измерения позволяют одновременно получить информацию о вязких $[\eta'(\omega)]$ и упругих $[G'(\omega)]$ характеристиках текучей системы.

Кроме того, при динамических измерениях можно получить зависимости динамических модулей от амплитуды сдвиговых колебаний при фиксированной частоте: $G'(\gamma_0)$ и $G''(\gamma_0)$. Обычно эти измерения проводят только для определения интервала линейной вязкоупругости, где величина модулей не зависит от амплитуды. В настоящее время этот вид измерений служит для создания реологических моделей нелинейной вязкоупругости.

Литература

1. Белкин И. М., Виноградов Г. В., Леонов А. И. Ротационные приборы. Измерение вязкости и физико-химических характеристик материалов. — М.: Машиностроение, 1967. — 272 с.



2. Хан Ч. Д. Реология в процессах переработки полимеров / Пер. с англ. / Под ред. Г. В. Виноградова и М. Л. Фридмана. — М.: Химия, 1979. — 368 с.
3. Goodwin J. W. The rheology of colloidal dispersions // Solid / Liquid dispersions / ed. Th. F. Tadros. Academic press, London, 1987. P. 199–224.
4. Barnes H. A. A Handbook of Elementary Rheology. Institute of Non-Newtonian Fluid Mechanics, University of Wales, Aberystwyth, 2000.
5. Шрамм Г. Основы практической реологии и реометрии / Пер. с англ. под ред. В. Г. Куличихина. — М.: КолосС, 2003. — 312 с.
6. Малкин А. Я., Исаев А. И. Реология: концепции, методы, приложения / Пер. с англ. — СПб.: Профессия, 2007. — 560 с.

ГЛАВА 3

РЕОЛОГИЧЕСКИЕ КРИВЫЕ И РЕОЛОГИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ

Основным источником информации о неньютоновском течении служат реологические кривые. Для описания стационарного (установившегося) течения, не зависящего от времени, используют кривые течения $\tau(\dot{\gamma})$ и кривые вязкости $\eta(\dot{\gamma})$ или $\eta(\tau)$. Г. Шрамм [1] пишет, что «кривая течения образца может быть названа его реологическим “отпечатком пальца”». Несколько различных образцов лучше всего можно сопоставить, сравнивая их кривые течения и вязкости...».

Зависимость первой разности нормальных напряжений от скорости сдвига $N_1(\dot{\gamma})$ будем считать реологической кривой, характеризующей упругие свойства при стационарном течении. Также будем называть реологическими кривыми зависимости динамических модулей $G'(\omega)$ и $G''(\omega)$, динамической вязкости и динамической упругости $\eta'(\omega)$ и $\eta''(\omega)$ при постоянной амплитуде деформации.

Далее будет показано, что зависимости $G'(\gamma_0)$ и $G''(\gamma_0)$, полученные при фиксированной частоте, также можно описывать как реологические кривые.

На всех реологических кривых можно выделить отдельные участки с определенным режимом течения. Каждый такой участок, в принципе, должен соответствовать определенному механизму течения и описываться некоторым реологическим уравнением.

Рассмотрим известные виды реологических кривых, их математическое описание с помощью эмпирических формул, качественное объяснение характера течения и реологические модели, связывающие вязкость с физико-химическими свойствами и структурой вещества.

3.1. Кривые течения и кривые вязкости

Подавляющее большинство реологических моделей относятся к стационарному сдвиговому течению. Типичные особенности кривых течения $\tau(\dot{\gamma})$ и кривых вязкости $\eta(\dot{\gamma})$ показаны на рис. 3.1.

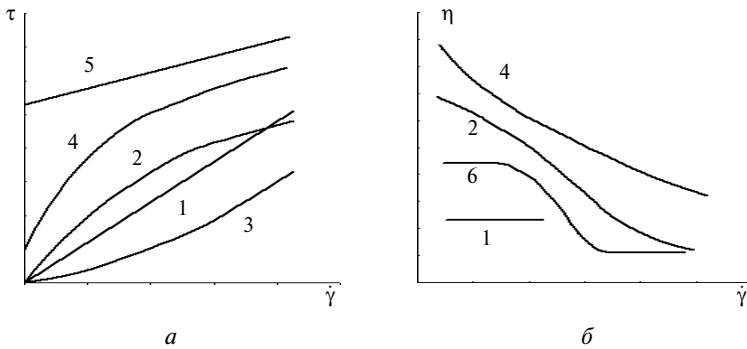


Рис. 3.1. Кривые течения и кривые вязкости для типичных видов течения. Пояснения в тексте

Кривая (1) описывает ньютоновское течение с постоянной ньютоновской вязкостью η_N ; (2) — псевдопластичное течение, при котором вязкость снижается при увеличении скорости сдвига и существует предельное значение вязкости при нулевой скорости сдвига $\eta(0)$. Кривая (3) — сдвиговое затвердевание, при котором вязкость увеличивается со скоростью сдвига; (4) — пластичное течение, то есть течение, при котором вязкость уменьшается, но имеется предельное напряжение сдвига τ_y при $\dot{\gamma} \rightarrow 0$; (5) — идеальное пластичное течение (по Бингаму [2]). Кривая (6) описывает поведение системы с ньютоновским течением в районе низких скоростей сдвига и со сдвиговым разжижением в области высоких скоростей сдвига. На кривой (6) также показан участок ньютоновского течения при высоких скоростях сдвига.

Все эти реологические кривые можно, в первом приближении, описать с помощью эмпирического уравнения, связывающего напряжение сдвига τ со скоростью сдвига $\dot{\gamma}$.

$$\tau = \tau_y + \eta_D \dot{\gamma}^n, \quad (3.1)$$

которое называют уравнением Гершеля — Балкли [3]. Если $\tau_y = 0$, то течение является псевдопластичным (при $n < 1$) или течением со сдвиговым затвердеванием (при $n > 1$). При $n = 1$ формула сводится к уравнению Бингама ($\tau_y > 0$) или закону Ньютона ($\tau_y = 0$). Величину τ_y обычно называют предельным (динамическим) напряжением сдвига.

Ясно, что такое описание реологических кривых является чисто качественным. Текучую среду (fluid) или жидкость принято называть так же, как вид течения, например, ньютоновская жидкость. Иногда систему называют по типу уравнения, которым описывается кривая течения, например, жидкость Бингама.

Кривые (1)–(5), в общем, можно описать каким-либо одним уравнением на всем интервале скоростей сдвига, такое реологическое поведение будем

называть простым. Реологическая кривая (6) состоит из трех разных по форме кривых на разных интервалах измерения, которые описываются разными реологическими уравнениями, такое реологическое поведение будем называть сложным.

Поскольку измерения проводятся на конечном интервале скоростей сдвига (частот или амплитуд колебаний), то в «экспериментальном окне» отображаются обычно одно или несколько режимов течения.

Важно отметить, что одинаковые виды течения наблюдаются в самых разных дисперсных и полимерных системах (суспензиях, эмульсиях, мицеллярных растворах, растворах и расплавах полимеров). Возникает естественный вопрос: является ли сходство характера течения результатом сходства механизма течения в различных системах?

Рассмотрение существующих концепций и моделей неньютоновского течения естественно начать с описания дисперсных систем, в первую очередь суспензий.

3.2. Реологические уравнения для дисперсных систем

Общая структурная особенность жидких дисперсных систем состоит в присутствии единиц течения, размеры которых намного превышают размеры молекул жидкости. Таким образом, вязкая жидкость рассматривается как сплошная дисперсионная среда, а любые частицы в ней — как дисперсная фаза. Ситуация осложняется тем, что частицы при взаимодействии между собой образуют некие агрегаты, группировки, то есть система становится структурированной. Если размеры агрегатов изменяются со временем при постоянной скорости, то система считается тиксотропной. При этом вязкость достигает конечной постоянной величины через некоторый промежуток времени после начала измерения.

Как правило, реологические модели структурированных систем имеют физическое содержание только для конечного равновесного состояния течения.

Течение неструктурированной суспензии обычно описывается уравнением Эйнштейна $\eta = \eta_0(1 + k\Phi)$, где η_0 — вязкость жидкой дисперсионной среды, Φ — объемная концентрация дисперсной твердой фазы, $k = 2,5$ для сферических частиц [4, 5]. Однако уравнение экспериментально подтверждается только для предельно разбавленной суспензии, а величина коэффициента k часто превышает 2,5 [6, 7].

По представлениям Е. Е. Библика [8], структурированные суспензии образуют агрегаты в виде дублетов или цепочек, при высокой концентрации эти цепочки образуют сплошную сетку. Анизометричные частицы (цилиндры, диски, эллипсоиды) способны вращаться в сдвиговом течении. Поскольку вязкое трение (и скорость вращения) максимальны, когда цилиндр перпендикулярен потоку, и минимальны, когда цилиндр параллелен потоку, то возникает преимущественная ориентация цилиндров вдоль потока при сдвиговом течении. Так появляется некоторое распределение количества цилиндров по ориентации. Аналогичная картина возникает при сдвиговом течении анизометричных агрегатов, например дублетов или «гантелей». Полагают, что вращательное броуновское движение препятствует такой ориентации, что усложняет реологическое поведение системы. Если частицы первоначально объединены в сплошную сетку (каркас), то система имеет некоторые свойства твердого тела и стационарное течение начинается тогда, когда напряжение сдвига τ превышает некоторое предельное напряжение τ_s , соответствующее разрушению сетки. До этого момента в системе присутствует только упругая деформация, то есть вещество ведет себя как упругое твердое тело.

Бингам [2] предложил модель пластичного тела, в котором течение отсутствует вплоть до напряжения τ_s , которое можно назвать пределом текучести или статическим предельным напряжением сдвига. Модель описывает кривую течения, на которой можно выделить прямолинейный участок течения; уравнение Бингама имеет вид: $\tau = \tau_b + \eta_b \dot{\gamma}$.

При увеличении напряжения выше τ_b наблюдается течение, названное пластичным, с постоянной дифференциальной вязкостью $\eta_b = d\tau/d\dot{\gamma}$, которую называют пластической вязкостью. Отметим, что η_b есть коэффициент реологического уравнения, который не совпадает с реальной сдвиговой вязкостью. Уравнение Бингама обычно применяется при аппроксимации небольшого участка кривой течения при высоких скоростях сдвига [9, 10].

Общая схема реологического поведения систем с коагуляционной структурой предложена П. А. Ребиндером с сотрудниками [11–13] для интерпретации течения структурированных суспензий бентонитовых глин (рис. 3.2).

На участке 1 структура не разрушена, течение отсутствует. На участке 2 происходит течение по Шведову (которое часто называют ползучестью) и постепенный переход к течению по Бингаму на участке 3.

Полагают, что после полного разрушения структуры возникает ньютоновское течение на участке 4. Для описанной здесь кривой течения П. А. Ребиндером введены понятия наибольшей вязкости практически неразрушенной структуры и наименьшей вязкости предельно разрушенной структуры.