

УДК 541. 182. 022: 532. 135

Е. А. Кирсанов, Ю. Н. Тимошин

НЕНЬЮТОНОВСКОЕ ТЕЧЕНИЕ СТРУКТУРИРОВАННЫХ СИСТЕМ. V. ВОЗМОЖНОСТЬ УНИВЕРСАЛЬНОГО РЕОЛОГИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ

NON-NEWTONIAN FLOW OF STRUCTURED SYSTEMS. V. THE POSSIBILITY OF UNIVERSAL RHEOLOGICAL EQUATION

Московский государственный областной социально-гуманитарный институт,
Коломна, Московская область. E-mail: Kirsanov47@mail.ru

Обсуждается эволюция реологических уравнений. Рассматривается возможность существования универсального реологического уравнения для описания неньютоновского поведения дисперсных и полимерных систем. Обосновывается выбор реологического уравнения пластичного и псевдопластичного течения.

Ключевые слова: *реологические уравнения, дисперсные и полимерные системы, пластичное и псевдопластичное поведение, универсальное реологическое уравнение.*

The evolution of the rheological equations is discussed. The possible existence of the universal rheological equation to describe the non-Newtonian behavior of dispersed and polymer systems is considered. The choice of the rheological equation of plastic and pseudoplastic flow is justified.

Key words: *rheological equations, dispersed and polymer systems, plastic and pseudoplastic behavior, universal rheological equation.*

Введение

Реологическое уравнение выражает зависимость эффективной вязкости η от скорости сдвига $\dot{\gamma}$ или напряжения сдвига τ . Универсальное реологическое уравнение должно полностью описывать некоторое типичное изменение вязкости в любых текучих системах, где такое явление встречается. Соответствующая микрореологическая модель должна объяснять механизм течения, то есть причины такого типичного реологического поведения, исходя из физико-химических характеристик и структуры системы. Трудно представить себе математическое выражение, которое одновременно описывает увеличение вязкости, снижение вязкости и постоянную вязкость системы. Поэтому будем рассматривать, прежде всего, возможность существования универсального реологического уравнения для наиболее распространённого явления снижения вязкости с ростом скорости сдвига, так называемого сдвигового разжижения.

В конце 19-ого и начале 20-ого века были экспериментально обнаружены вещества, в которых вязкость уменьшается с ростом скорости течения, а также вещества с пределом текучести. Эти неньютоновские системы описаны в работах Оствальда, Шведова, Бингама [1—7], а особенности течения обычно объяснялись наличием структуры системы, разрушающейся при увеличении скорости сдвига (или напряжения сдвига). Эту точку зрения поддержал Ребиндер, получив полную реологическую кривую для

суспензий глины [8]. Урьев [9] также рассматривает спад вязкости как результат разрушения агрегатов частиц.

Неньютоновское поведение, в процессе которого эффективная вязкость η уменьшается с ростом скорости сдвига $\dot{\gamma}$ (при одновременном увеличении напряжения сдвига τ), обычно подразделяют на два режима течения. Псевдопластичное поведение характеризуется предельной вязкостью $\eta(0)$ при $\dot{\gamma} \rightarrow 0$; пластичное поведение демонстрирует предельное напряжение сдвига τ_y при $\dot{\gamma} \rightarrow 0$. Соответственно, известные реологические уравнения разделяются на две отдельных группы [6, 7].

Наличие большого числа реологических уравнений, имеющих сходную математическую форму, побудило ввести особые правила выбора [10] адекватного реологического уравнения (правила Кросса-Ченга [11, 12]): хорошая аппроксимация данных на достаточно большом интервале, минимальное количество подгоночных реологических коэффициентов, реальный физический смысл и независимая оценка этих коэффициентов. Большинство реологических уравнений, которые используются в инженерной практике, не имеют серьёзного микрореологического обоснования [1, 5—7].

В сущности, каждому реологическому уравнению, если оно не является чисто эмпирическим уравнением, должен соответствовать определённый механизм течения. В таком случае, обилие различных механизмов течения пытаются оправдать различной природой исследуемых суспензий, эмульсий, растворов и расплавов полимеров, мицеллярных растворов и жидких кристаллов. Сложилось мнение [2, 6, 7], что, в принципе, не может существовать общий механизм неньютоновского течения дисперсных систем, и потому невозможно получить универсальное реологическое уравнение даже для пластичного и псевдопластичного поведения дисперсных систем.

В третьей четверти 20-ого века резко повысилась точность измерения вязкости неньютоновских систем, было опубликовано огромное количество экспериментальных данных. Однако, эти результаты, в основном, описывались реологическими моделями, выдвинутыми до 70-х годов 20-ого века. Создание общей реологической модели пластичного и псевдопластичного течения для любых дисперсных и полимерных систем является весьма привлекательной целью, а вывод на её основе универсального реологического уравнения позволит проводить надёжную экстраполяцию экспериментальных реологических данных на недоступные инструментально интервалы скоростей сдвига. Понимание реального механизма течения полезно для целенаправленного изменения реологических характеристик практически важных дисперсных систем, таких как высокопарафинистая нефть, пластичные смазки, тиксотропные краски, цементные и буровые растворы, растворы и расплавы полимеров с различными наполнителями.

Чтобы оценить саму возможность существования универсального реологического уравнения необходимо предварительно рассмотреть происхождение наиболее значимых из нескольких десятков реологических уравнений, используемых для описания явления сдвигового разжижения.

1. Эволюция реологических уравнений

Исходным реологическим уравнением следует считать уравнение Ньютона $\tau = \eta_\infty \dot{\gamma}$, где коэффициент вязкости η_∞ является постоянной величиной, и для обычной молекулярной жидкости соответствует вязкости дисперсионной среды η_0 . Позднее были обнаружены системы, вязкость которых уменьшается или увеличивается с увеличе-

нием скорости сдвига. Чтобы описать эти системы с нелинейной зависимостью кривой течения или кривой вязкости, в уравнение Ньютона ввели дополнительный показатель степени. Эмпирическая формула Оствальда [13] имеет вид:

$$\tau = \eta_{pl} \dot{\gamma}^n, \quad (1a)$$

$$\eta = \eta_{pl} / \dot{\gamma}^{1-n}. \quad (1б)$$

Эта формула до сих пор не имеет теоретического обоснования, но широко используется по двум причинам: показатель степени n показывает отклонение от ньютоновского поведения в сторону псевдопластичного или дилатантного; в двойных логарифмических координатах на достаточно большом интервале скоростей можно в некоторых случаях аппроксимировать экспериментальные точки прямой линией.

Для псевдопластичного режима течения ($n < 1$) возникает физически некорректная ситуация: предельная вязкость $\eta(\infty) \rightarrow 0$ при $\dot{\gamma} \rightarrow \infty$. Чтобы избежать принципиально невозможного нулевого значения вязкости, а также учесть изменение формы кривой вязкости при высоких скоростях, ввели дополнительное слагаемое, получив эмпирическое уравнение Сиско [14]:

$$\eta = \eta_{pl} / \dot{\gamma}^{1-n} + \eta_{\infty}, \quad (2a)$$

$$\tau = \eta_{pl} \dot{\gamma}^n + \eta_{\infty} \dot{\gamma}. \quad (2б)$$

Оно получено механическим сложением уравнения Ньютона и уравнения Оствальда.

Бингам [15] обнаружил так называемый предел течения в пластичных системах и для его описания ввёл предельное напряжение сдвига, добавив постоянный коэффициент τ_y к уравнению Ньютона:

$$\tau = \tau_y + \eta_{\infty} \dot{\gamma}, \quad (3a)$$

$$\eta = \tau_y / \dot{\gamma} + \eta_{\infty}. \quad (3б)$$

Идеальное пластичное течение Бингама практически не наблюдается в равновесных условиях течения. Возникнув как эмпирическое выражение, уравнение Бингама вводит в рассмотрение чрезвычайно важный факт «предела текучести» или «предельного напряжения сдвига». Уравнение Бингама теоретически обосновано различными микрореологическими моделями [4, 9], хотя реально аппроксимирует небольшой участок кривой течения в области высоких скоростей сдвига.

Для одновременного учёта нелинейности кривой течения и наличия предельного напряжения в уравнение Оствальда вводится коэффициент τ_y , что приводит к эмпирической формуле Гершеля—Балкли [16]:

$$\tau = \tau_y + \eta_{pl} \dot{\gamma}^n. \quad (4)$$

Это уравнение хорошо аппроксимирует многие экспериментальные данные, хотя физический смысл всех трёх коэффициентов уравнения неясен.

Другой способ учёта нелинейности кривой течения состоит во введении специального параметра χ в уравнение Бингама (3б), что приводит к уравнению Вильямсона—Джиллеспи [17, 18]:

$$\eta = \tau_y / (\dot{\gamma} + \chi) + \eta_{\infty}, \quad (5)$$

которое используется редко, поскольку плохо аппроксимирует экспериментальные данные. Здесь коэффициент χ выступает как мера кривизны [19].

Чтобы улучшить точность аппроксимации в это уравнение можно ввести дополнительно показатель степени n , получив выражение вида

$$\eta = \tau_y / (\dot{\gamma}^n + \chi) + \eta_\infty, \quad (6)$$

которое нетрудно преобразовать к уравнению Кросса [11]:

$$\eta = (\eta(0) - \eta_\infty) / (1 + \dot{\gamma}^n / \chi) + \eta_\infty. \quad (7)$$

Уравнения (5) и (7) имеют некоторое микрореологическое обоснование, хотя смысл показателя степени n недостаточно понятен.

Другой способ улучшить точность аппроксимации предоставляет уравнение Карро-Яшида [6, 7] за счёт введения дополнительного показателя степени m в уравнение (6):

$$\eta = \tau_y / (\dot{\gamma}^n + \chi)^m + \eta_\infty, \quad (8)$$

где n и m – подгоночные коэффициенты (для своей модели Карро первоначально выбрал $n = 2$). Это уравнение широко используется для анализа кривых течения дисперсных и полимерных систем, но, насколько нам известно, без пояснения физического смысла коэффициентов.

Кэссон [20] экспериментально обнаружил, что течение некоторых тиксотропных систем хорошо описывается уравнением

$$\tau^{1/2} = \tau_c^{1/2} + \eta_c^{1/2} \dot{\gamma}^{1/2}, \quad (9a)$$

$$\eta^{1/2} = \tau_c^{1/2} / (\dot{\gamma}^{1/2}) + \eta_c^{1/2}. \quad (9б)$$

Он разработал микрореологическую модель, связывающую коэффициенты Кэссона τ_c и η_c с физико-химическими характеристиками системы. В корневых координатах уравнение представлено прямой линией и описывает пластичное поведение системы.

Однако во многих случаях уже в корневых координатах наблюдается кривизна зависимости $\tau^{1/2}(\dot{\gamma}^{1/2})$, что пытались учесть, изменяя показатель степени. Соответствующая эмпирическая формула Шульмана [21] имеет вид:

$$\tau^m = \tau_c^m + \eta_c^n \dot{\gamma}^n. \quad (10)$$

Её можно формально преобразовать в уравнения Бингама, Гершеля-Балкли или Кэссона, варьируя показатели степени.

Далее, можно также формально заменить величину $\dot{\gamma}$ на τ в уравнениях Кросса и Карро и получить новые эмпирические уравнения: уравнение Баскэла [22]

$$\frac{\eta - \eta_\infty}{\eta(0) - \eta_\infty} = [1 + (1/\chi) \tau^n]^{-1} \quad (11)$$

и уравнение Вульфа-Скопацци [23]

$$\frac{\eta - \eta_\infty}{\eta(0) - \eta_\infty} = [1 + (1/\chi) \tau^2]^{-m}. \quad (12)$$

Уравнение (11) при $n = 1$ преобразуется в известное уравнение Кригера-Догерти [24], прямой вывод которого из микрореологической модели [25] представляется не слишком удачным, поскольку величина $(\eta_0 \cdot \dot{\gamma})$ не может быть приравнена к экспериментальному значению τ при изучении вязкости неньютоновской жидкости.

Можно предложить другой способ учёта нелинейности кривой в корневых координатах, который подобен вышеописанному для уравнения Бингама. Он состоит во введении специального параметра χ в уравнение Кэссона (9б), что приводит к новому

реологическому уравнению, которое соответствует обобщённому уравнению течения, полученному нами ранее из микрореологической модели [26]:

$$\eta^{1/2} = \tau_c^{1/2} / (\dot{\gamma}^{1/2} + \chi) + \eta_c^{1/2}, \quad (13a)$$

$$\tau^{1/2} = \tau_c^{1/2} / (1 + \chi / \dot{\gamma}^{1/2}) + \eta_c^{1/2} \dot{\gamma}^{1/2}. \quad (13б)$$

Реологическое уравнение (13) не является эмпирическим и соответствует определённому механизму течения, его коэффициенты связаны со структурными и физико-химическими характеристиками системы.

Существуют также редко используемые уравнения, которые включают в себя гиперболические и экспоненциальные функции величин τ или $\dot{\gamma}$, которые в этой работе не рассматриваются. Нет также смысла анализировать реологические уравнения с шестью и более подгоночными коэффициентами.

Можно видеть, что эволюция реологических уравнений происходила путём увеличения числа подгоночных коэффициентов для лучшей аппроксимации экспериментальных данных. Нелинейность кривых течения в реологических уравнениях задаётся либо показателем степени при скорости сдвига (или напряжении сдвига), либо параметром χ . Предельное напряжение сдвига вводится в уравнения с помощью коэффициентов τ_y или τ_c . Соответствующие микрореологические модели появлялись позднее и обычно служили теоретическим обоснованием ранее полученного эмпирического уравнения.

Таким образом, нами описаны последовательные изменения реологических уравнений, которые производились для наилучшего учёта нелинейности кривой течения и возможного наличия предельного напряжения сдвига. Обобщённое уравнение течения вполне вписывается в процесс усложнения реологических уравнений, но, в отличие от большинства известных уравнений, оно выводится из микрореологической модели [26].

2. Приближённая форма реологических уравнений

Чтобы добиться высокой точности аппроксимации необходимо правильно выбрать её интервал. Бессмысленно, например, описывать одним реологическим уравнением участок течения с постоянной вязкостью при низких скоростях сдвига и участок заметного уменьшения вязкости при средних скоростях сдвига.

Достаточно часто при обработке экспериментальных данных используют приближённую форму реологических уравнений, предполагая, что вязкость при бесконечной скорости сдвига пренебрежимо мала по сравнению с измеряемой вязкостью системы. Уравнение Карро-Яшида (8), например, используется [27] в форме

$$\eta = \frac{\eta(0)}{[1 + (\eta(0) \dot{\gamma} / \tau^*)^a]^{(1-n)/a}}, \quad (14)$$

где $\eta(0)$ – предельное значение вязкости при нулевой скорости сдвига, a и n – произвольные коэффициенты, τ^* – некоторое пороговое значение напряжения сдвига.

В уравнении (14) принимается, что значение $\eta_\infty = 0$, что физически некорректно, но допустимо в процедуре аппроксимации. Таким образом, имеются четыре подгоноч-

ных коэффициента ($\eta(0)$, a , τ^* , n), которые не имеют ясного физического смысла и, в общем, не описываются независимыми уравнениями.

Уравнение (14) сводится к известной модели Кросса (с учётом условия $\eta_\infty = 0$), если $a = 1 - n$; к модели Карро (также с учётом условия $\eta_\infty = 0$), если $a = 2$; к модифицированной модели Карро, если $a = 1$. Во всех этих случаях получаются трёхпараметрические реологические уравнения. Более грубое приближение позволяет разбить кривую вязкости $\eta(\dot{\gamma})$ на два участка: при низких скоростях сдвига для участка ньютоновского течения $\eta \approx \eta(0)$; при высоких скоростях сдвига уравнение (14) сводится к степенному закону $\eta \approx \eta(0)^n \tau^{*(1-n)} / \dot{\gamma}^{(1-n)}$. Таким образом, появляются ньютоновское и неньютоновское асимптотические приближения.

Уравнение (14) можно преобразовать к виду, пригодному для получения обобщённой кривой вязкости в приведённых координатах, а именно, приведённое значение вязкости $\eta / \eta(0)$ как функция от приведённой скорости сдвига ($\eta(0)\dot{\gamma} / \tau^*$):

$$\eta / \eta(0) = \frac{1}{[1 + (\dot{\gamma} \eta(0) / \tau^*)^a]^{1-n/a}}. \quad (15)$$

Обобщённая кривая (master curve) возникает только при условии одинаковости коэффициентов (a , n) для сравниваемых образцов полимеров (или для одного полимера при разных температурах, давлениях или разной молекулярной массы). Такое достаточно жёсткое требование, по-видимому, соблюдается в расплавах многих полимеров, что видно по примерам удачного построения обобщённых кривых вязкости [27]. При этом часто величина $\eta(0)$ выбирается равной экспериментальному значению вязкости при наименьшей скорости сдвига. Иногда обобщённая кривая вязкости суммирует экспериментальные данные в координатных осях $\eta / \eta(0)$ и $(\eta(0)\dot{\gamma})$, что соответствует постоянной величине τ^* для разных образцов.

Ясно, что такое хорошее соответствие с экспериментом различных вариантов уравнений (14) и (15) не может быть случайным. Мы полагаем, что причиной этого является математическое сходство указанных уравнений с обобщённым уравнением течения [28]. Действительно, при $\eta_\infty = 0$, обобщённое уравнение течения (13) приобретает вид:

$$\eta^{1/2} \approx \frac{\eta^{1/2}(0)}{1 + \eta^{1/2}(0) \dot{\gamma}^{1/2} / \tau_c^{1/2}} \quad (16)$$

или

$$\eta / \eta(0) \approx \frac{1}{[1 + (\dot{\gamma} \eta(0) / \tau_c)^{1/2}]^2}. \quad (17)$$

Подстановка в уравнение (14) или (15) значений коэффициентов $a=1/2$, $n=0$ приводит к выражению, тождественному уравнению (17), а именно

$$\eta / \eta(0) \approx \frac{1}{[1 + (\dot{\gamma} \eta(0) / \tau^*)^{1/2}]^2}. \quad (18)$$

Таким образом, уравнения (14), (15) и (17) имеют сходную математическую форму, что обеспечивает их успешное применение для описания сходных кривых вязкости. Однако все эти реологические уравнения не могут достаточно точно описать реальный участок кривой течения, где вязкость постоянна. Поэтому мы считаем, что использование и сравнение уравнений (15) и (18) необходимо проводить только на участке видимого падения вязкости со скоростью сдвига и только при условии $\eta \gg \eta_\infty$. Уравнение (18) позволяет получить обобщённую кривую течения без каких-либо дополнительных условий помимо естественного условия малости величины η_∞ .

3. Выбор реологического уравнения для описания псевдопластичного течения

Рассмотрим аппроксимацию реологических данных некоторыми из вышеописанных реологических уравнений. Используем таблицу 1 из работы [29] для водного раствора карбоксиметилцеллюлозы (0,4 мас. %). Для аппроксимации экспериментальных данных обобщённое уравнение течения (ОУТ) представим в виде:

$$\tau^{1/2} = \tau_c^{1/2} \dot{\gamma}^{1/2} / (\chi + \dot{\gamma}^{1/2}) + \eta_c^{1/2} \dot{\gamma}^{1/2}. \quad (19)$$

Используем следующее выражение суммы квадратов разностей: $СКР = \sum (\tau^{1/2} - \tau_{расч}^{1/2})^2$, которое обеспечивает наибольшее сходство теоретических и экспериментальных величин в области высоких скоростей сдвига (рис. 1, а и б, сплошная линия).

Таблица 1

Зависимость вязкости от скорости сдвига 0,4 % водного раствора карбоксиметилцеллюлозы [29]

$\dot{\gamma}, c^{-1}$	0,1	0,5	1	5	10	50	100	500
η Па·с	0,33872	0,3063	0,28551	0,22106	0,18869	0,11598	0,089791	0,04586

Рассчитанные коэффициенты ОУТ имеют следующие значения: $\tau_c^{1/2} = 3,37$, $\eta_c^{1/2} = 0,0987$, $\chi = 6,83$. Сравним характерные реологические параметры, полученные с помощью уравнений Кросса, Карро и ОУТ (табл. 2).

Нужно отметить, что крайне низкие значения η_∞ , полученные для уравнений Кросса и Карро, практически равны вязкости дисперсионной среды (воды).

Достаточно высокое значение η_∞ , полученное из ОУТ, не позволяет провести надёжную аппроксимацию по приближённой форме ОУТ, а именно по уравнению (16). Значения предельной вязкости $\eta(0)$ близки для всех трёх уравнений, что следует из схождения математической формы этих уравнений.

Изучение обширного экспериментального материала (около 150 различных дисперсных и полимерных систем) позволяет утверждать, что если кривая течения на участке спада вязкости аппроксимируется известными уравнениями Кросса, Карро, Кригера—Догерти или Гершеля—Балкли, то оно обязательно будет описываться обобщённым уравнением течения с той же или более высокой точностью.

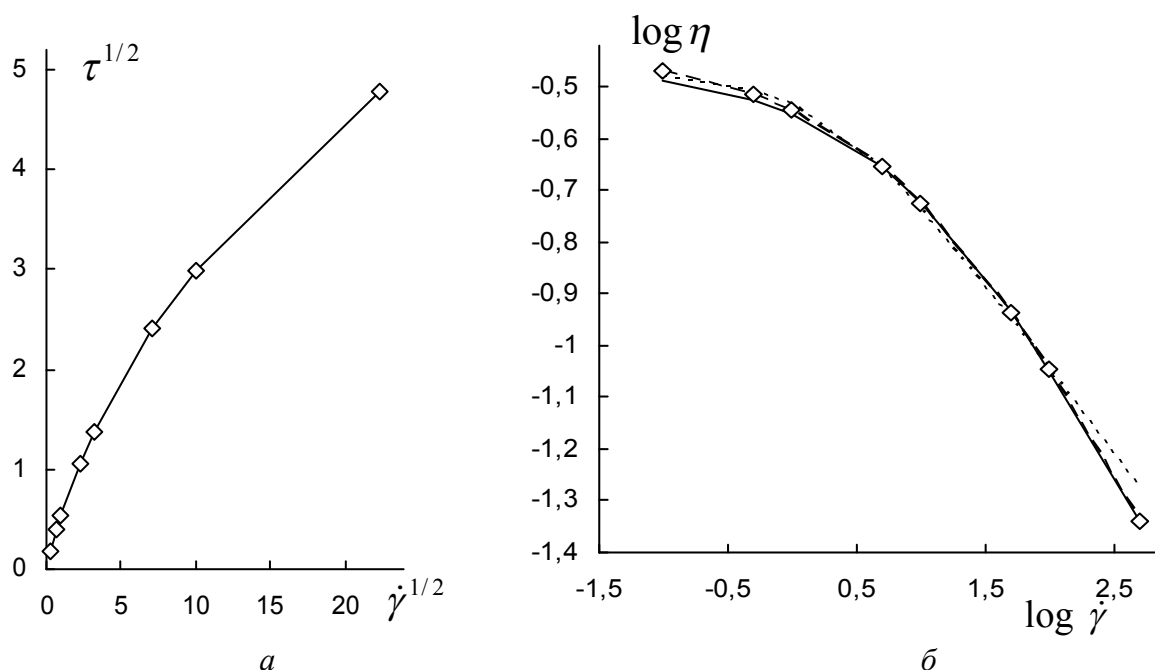


Рис. 1. Реологическое поведение 0,4 % водного раствора карбоксиметилцеллюлозы: кривая течения в корневых координатах (а); зависимость вязкости от скорости сдвига в двойных логарифмических координатах (б). Сплошная линия соответствует ОУТ, штриховая линия соответствует аппроксимации уравнением Кросса (7), пунктирная линия получена при аппроксимации уравнением Карро (8) при $n = 2$. Из работы [29]

Таблица 2

Значения вязкости при нулевой скорости сдвига $\eta(0)$ и при бесконечно большой скорости сдвига η_∞ , рассчитанные по трёхпараметрическому обобщённому уравнению течения и по четырёхпараметрическим уравнениям Кросса и Карро для 0,4 % водного раствора карбоксиметилцеллюлозы

	ОУТ	Кросс	Карро
$\eta(0)$ Па·с	0,351	0,368	0,335
η_∞ Па·с	0,00974	0,00101	0,001

Дополнительным преимуществом обобщённого уравнения течения является минимальное количество подгоночных коэффициентов (три), его теоретическое обоснование в рамках микрореологической модели, предсказуемое поведение реологических коэффициентов при изменении физико-химических характеристик системы [30].

Ранее [31] рассматривалась проблема надёжной экстраполяции теоретической кривой на участки кривой течения за пределами интервала скоростей сдвига, где производились измерения. Утверждалось, что знание реального механизма течения и адекватного реологического уравнения для определённого режима течения позволяет осуществить надёжную экстраполяцию на соседние интервалы скоростей сдвига.

Покажем здесь, что обобщённое уравнение течения позволяет проводить экстраполяцию на участок более низких скоростей сдвига. На рисунке 2, а показаны кривые вязкости двух образцов расплава полидисперсного полистирола [32]. Аппроксимация проводилась по уравнению (19) только в области высоких скоростей сдвига. Расчётная кривая, продолженная на область низких скоростей сдвига, также хорошо описывает экспериментальные значения. Небольшие отклонения наблюдаются при переходе к району ньютоновского течения в образце PS4 (нижняя кривая на рис. 2).

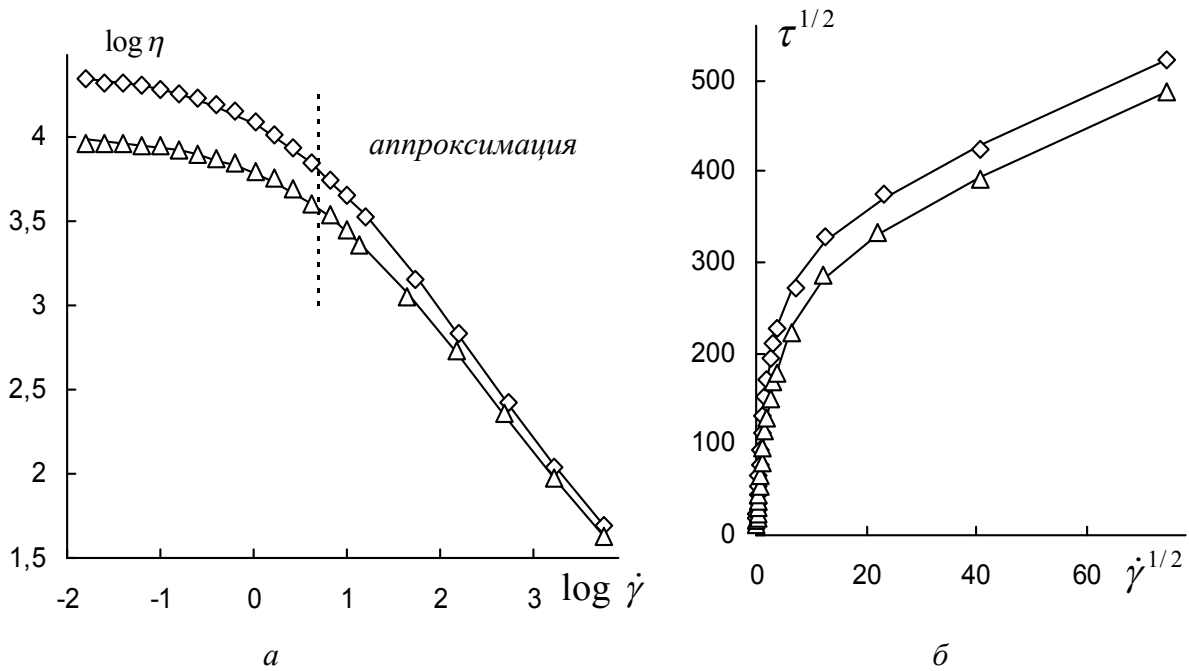


Рис. 2. Реологическое поведение расплава полидисперсного полистирола: зависимость вязкости от скорости сдвига в двойных логарифмических координатах (а); кривая течения в корневых координатах (б). Коэффициенты обобщённого уравнения течения представлены в табл. 3. Указан интервал скоростей сдвига, где проводилась аппроксимация. Экспериментальные данные взяты из работы [32]

В оригинальной статье [32] экспериментальные кривые аппроксимируются реологическим уравнением с пятью модельными параметрами.

Таблица 3

Реологические характеристики расплавов полидисперсного полистирола

Образец полистирола	M_w	Полидисперность	$\tau_c^{1/2}$	$\eta_c^{1/2}$	χ	$\eta^{1/2}(0)$	кривая
PS2	274636	2,43	341,4	2,56	2,19	158,3	ромб
PS4	242741	2,81	315,1	2,48	3,15	102,4	треугол.

Список использованной литературы

1. *Виноградов Г. В., Малкин А. Я.* Реология полимеров. М. : Химия, 1977. 440 с.
2. *Фройштетер Г. Б., Трилский К. К., Ицук Ю. Л., Ступак П. М.* Реологические и теплофизические свойства пластичных смазок / под ред. Г. В. Виноградова. М. : Химия, 1980. 176 с.
3. *Бибик Е. Е.* Реология дисперсных систем. Л. : Изд-во ЛГУ, 1981. 171 с.
4. *Урьев Н. Б., Потанин А. А.* Текучесть суспензий и порошков. М. : Химия, 1992. 264 с.
5. *Barnes H. A.* A Handbook of Elementary Rheology. Institute of Non-Newtonian Fluid Mechanics, University of Wales, Aberystwyth, 2000.
6. *Шрамм Г.* Основы практической реологии и реометрии : пер. с англ. / под ред. В. Г. Куличихина. М. : КолосС, 2003. 312 с.
7. *Малкин А. Я., Исаев А. И.* Реология : концепции, методы, приложения : пер. с англ. СПб. : Профессия, 2007. 560 с.
8. *Абдурагимова Л. А., Ребиндер П. А., Серб-Сербина Н. Н.* // Колл. журн. 1955. Т. 17, № 2. С. 184—190.
9. *Урьев Н.Б.* Физико-химические основы технологии дисперсных систем и материалов. М.: Химия, 1988. 256 с.
10. *Матвеев В.Н., Курсанов Е.А., Ремизов С.В.* // Колл. журн. 1994. Т. 56, № 3. С. 393—399.
11. *Cross M.* // J. Colloid Sci. 1965. Vol. 20. P. 417—437.
12. *Cheng D. C.-H.* // Br. Soc. Rheol. Bull. 1989. Vol. 32, № 1. P. 1—21.
13. *Ostwald W., Auerbach R.* // Kolloid Zeitschrift. 1926. Bd. 38. S. 261—264.
14. *Sisko A. W.* // Ind. Eng. Chem. 1958. Vol. 50, № 12. P. 1789—1792.
15. *Bingham E. C.* Fluidity and plasticity. New-York, 1922.
16. *Hershell W. H., Bulkey R.* // Kolloid Zeitschrift. 1926. Bd. 39. S. 291—298.
17. *Williamson R. V.* // Ind. Eng. Chem. 1929. Vol. 21. P. 1108—1111.
18. *Gillespie T.* // J. Colloid Sci. 1960. Vol. 15. P. 219—231.
19. *Hunter R. J.* Foundations of colloid science. Chapter 18 : Rheology of colloidal dispersions. Oxford, Clarendon Press, 1995. Vol. 2. P. 922—1052.
20. *Casson N.* // Rheology of disperse systems / ed. C. C. Mill. London: Pergamon Press, 1959. P. 84—104.
21. *Смольский Б. П., Шульман З. П., Гориславец В. Н.* Реодинамика и теплообмен нелинейно вязкопластичных материалов. Минск : Наука и техника, 1975. 446 с.
22. *Buscall R.* // Colloids and Surf. A. 1994. Vol. 83. P. 33—42.
23. *Wolfe M. S., Scopazzi C.* // J. Colloid Interface Sci. 1989. Vol. 133, № 1. P. 265—277.
24. *Krieger I. M., Dougherty T. J.* // Trans. Soc. Rheol. 1959. № 3. P. 137—152.
25. Эмульсии : пер. с англ. / под ред. Ф. Шермана. Л. : Химия, 1972. 448 с.
26. *Курсанов Е. А.* // Жидкие кристаллы и их практическое использование. 2006. Вып. 1/2. С. 21—30.
27. *Hieber C. A., Chiang H. H.* // Rheol. Acta. 1989. Vol. 28. P. 451—457.
28. *Курсанов Е. А., Тимошин Ю. Н.* // Жидкие кристаллы и их практическое использование. 2010. Вып. 4 (34). С. 38—47.
29. *Escudier M. P., Gouldson I. W., Pereira A. S., Pinho F. T., Poole R. J.* // J. Non-Newtonian Fluid Mech. 2001. Vol. 97. P. 99—124.
30. *Тимошин Ю. Н., Курсанов Е. А.* // Жидкие кристаллы и их практическое использование. 2012. Вып. 1 (39). С. 21—30.
31. *Курсанов Е. А., Тимошин Ю. Н.* // Жидкие кристаллы и их практическое использование. 2011. Вып. 3 (37). С. 30—40.
32. *Nichetti D., Manas-Zloczower I.* // J. Rheol. 1980. Vol. 42, № 4. P. 951—969.

Поступила в редакцию 18.09.2012 г.