

УДК 532.135:532.517

РАСТВОРЫ ПОЛИМЕРОВ В УСЛОВИЯХ ПРИСТЕНОЧНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ И МЕХАНИЗМ СНИЖЕНИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

В. Г. ПОГРЕБНЯК, А. А. ПИСАРЕНКО

*Донбасская государственная академия строительства и архитектуры, Донецк**Получено 03.02.2000*

Приведены результаты поляризационно-оптического исследования пристенного турбулентного течения растворов полиэтиленоксида (ПЭО), которое доказывает наличие сильного деформационного воздействия гидродинамического поля на макромолекулы в определенных зонах пограничного слоя. Представленные в работе экспериментальные результаты являются весьма фундаментальными в плане подтверждения идеи о том, что механизм снижения сопротивления однозначно связан с процессом сильного деформирования макромолекулярных клубков, приводящим к проявлению нелинейных эффектов упругости. Адекватное экспериментальное подтверждение разворачивания макромолекул в условиях пристенной турбулентности сделало очевидным преимущества использования нетурбулентных течений с растяжением для исследования взаимодействия макромолекул с гидродинамическим полем в связи с возможностью экспериментального изучения "аномальных" эффектов в контролируемых условиях и позволило промоделировать основные особенности турбулентного пограничного слоя. Экспериментально изучены поля скоростей и их градиентов, а также степень разворачивания макромолекул во входной области короткого капилляра (в модельных условиях пристенной турбулентности) при течении растворов ПЭО. При сходящемся течении растворов полимеров макромолекулы подвергаются весьма сильному (60%) разворачиванию под действием гидродинамического поля, что в результате приводит к перестройке структуры этого поля. Установлено, что закономерности поведения макромолекул при течении с продольным градиентом скорости и проявляющиеся при этом эффекты упругих деформаций имеют определяющее значение в понимании механизма "аномально" низкого турбулентного трения, наблюдаемого при течении растворов полимеров.

Приведені результати поляризаційно-оптичного дослідження пристінної турбулентної течії розчинів поліетиленоксида (ПЕО), які доказують наявність сильного деформаційного впливу гідродинамічного поля на макромолекули у певних зонах приграничного шару. Надані в роботі експериментальні результати є фундаментальними в плані підтвердження ідеї про те, що механізм зниження опору однозначно пов'язаний із процесом сильного деформування макромолекулярних клубків, що призводить до прояву нелінійних ефектів пружності. Адекватне експериментальне підтвердження розгортання макромолекул в умовах пристінної турбулентності зробило очевидним переваги використання нетурбулентних течій із розтягом для дослідження взаємодії макромолекул із гідродинамічним полем в зв'язку з можливістю експериментального вивчення аномальних ефектів у контрольованих умовах і дозволило промодельовувати головні особливості турбулентного приграничного шару. Експериментально вивчені поля швидкостей і їхніх градієнтів, а також ступень розгортання макромолекул у вхідній області короткого капіляра (у модельних умовах пристінної турбулентності) при течії розчинів ПЕО. При течії, що зходить, розчинів полімерів макромолекули піддаються дуже сильному (60%) розгортанню під дією гідродинамічного поля, що в результаті призводить до перебудови структури цього поля. Встановлено, що закономірності поведінки макромолекул при течії з поперечним градієнтом швидкості та з'являючихся при цьому ефектів пружних деформацій мають найголовне значення для розуміння механізму аномально низького турбулентного тертя, зафіксованого при течії розчинів полімерів.

The considered experimental data of polarizatin- optical study of wall turbulence of polymer solutions reducing turbulent friction give a convincing confirmation of a strong deformation effect of a hydrodynamic field on macromolecules under wall turbulence. The obtained results support the idea that the mechanism of drag reduction is uniquely related to the process of complete unrolling of macromolecules which cause nonlinear elasticity effects. Velocity and velocity gradient fields arising at the entrance of a small capillary during the free-converging flow (in conditions of near-the-wall turbulence) of aqueous solution of polyethyleneoxide, as well as the degree of the coil-stretch transition of the macromolecule were experimentally studied. The hydrodynamic field arising under the converging flow conditions resulted in a considerable (60%) degree of polymer stretching which, in turn, led to a readjustment of the hydrodynamic field itself. Is established, that regularities of macromolecular in case behaviour of a current with a longitudinal gradient of speed and the effects of elastic deformations have the greatest value for understanding the nature "anomalous" (from the point of view of classical hydromechanics) phenomena - Toms' effect.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что слизь рыб может действовать в качестве эффективного высокомолекулярного вещества, снижающего турбулентное трение. В связи с этим, важно знать физический механизм эффекта, заключающегося в снижении сопротивле-

ния турбулентного трения при инъекции в жидкость растворов полимеров малой концентрации. Основная задача данного исследования заключается в понимании природы эффекта Томса.

Среди попыток объяснить природу эффекта Томса особое место занимает подход, основанный на деформационном воздействии пристенной турбулентности на макромолекулы. Для обоснования

этого подхода необходимо экспериментально доказать наличие сильного деформационного воздействия гидродинамического поля на молекулярные клубки.

Доказано [4], что деформация молекулярного клубка в продольном поле будет значительно сильнее, чем в сдвиговом, так как при продольном течении возникает положительная обратная связь между увеличивающимися в результате деформации размерами молекулы и градиентом скорости, и процесс разворачивания начинается с относительно низких критических градиентов скорости, лавинообразно нарастая. Скептицизм же в отношении сильного деформационного воздействия пристенной турбулентности на макромолекулы в разбавленных растворах полимеров обусловлен тем, что, как правило, анализируется сдвиговое воздействие пристенной турбулентности, а не продольное. В сдвиговом же гидродинамическом поле возникает отрицательная, а не положительная, как в случае продольного поля, обратная связь между размерами молекулы и градиентом скорости, и, естественно, значительная деформация клубков может наблюдаться лишь при больших градиентах скорости и вязкости растворителя. Недоверие к идее, заключающейся в том, что механизм снижения сопротивления посредством полимерных добавок однозначно связан с исследованием течений с растяжением, резко уменьшилось после весьма фундаментальных измерений коэффициента двойного лучепреломления при закритических режимах течения [5–7]. Это позволило доказать возможность почти полного разворачивания макромолекул и как следствие этого, фазового перехода клубок – развернутая цепь в продольном гидродинамическом поле. Однако отсутствие адекватного экспериментального подтверждения значительного разворачивания макромолекул в условиях пристенной турбулентности, хотя все основания для такого предположения имеются, снижает их значение.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для поляризационно-оптической визуализации пристенного турбулентного течения растворов полимеров использовали экспериментальную установку, состоящую из оптической скамьи, источника света, поляризационного микроскопа, светофильтра и пластинки в четверть длины волны. Принципиальную схему установки можно найти в [8]. Источником света служила ртутно-кварцевая лампа ДРШ-250. В качестве гидродинамической

ячейки использовался прямоугольный канал, изготовленный из стекла и имеющий поперечное сечение $(4 \times 4) \cdot 10^{-3}$ м и длину 1 м. Он был закреплен на специальном координационном столике и мог перемещаться в трех взаимно перпендикулярных направлениях. Визуализацию производили в пристенной области канала, расположенной на расстоянии 0.25 м от его конца.

Опыты проводились с водными растворами полиэтиленоксида (ПЭО) молекулярной массы $4 \cdot 10^6$ и характеристической вязкостью $1.72 \text{ м}^3/\text{кг}$ для области концентраций 0.01–0.05% при числе Рейнольдса, равном $2 \cdot 10^4$. Для создания ламинарного режима течения с таким же касательным напряжением трения на стенке, как и при турбулентном течении, использовали канал с поперечным сечением $(0.5 \times 0.5) \cdot 10^{-3}$ м.

Для получения поля скоростей и их градиентов, а также степени разворачивания макромолекул при сходящемся течении использовали проточный вискозиметр с углом входа 180° , состоящий из измерительной ячейки прямоугольного сечения $(10 \times 17) \cdot 10^{-3}$ м и длиной $80 \cdot 10^{-3}$ м, сменных коротких капилляров, имеющих диаметры $0.5 \cdot 10^{-3}$ (капилляр 1), $0.37 \cdot 10^{-3}$ м (капилляр 2) и длину $0.21 \cdot 10^{-3}$ и $1.1 \cdot 10^{-3}$ м соответственно. Скорость во входной области капилляра измеряли с помощью лазерного доплеровского анемометра по методике [9]. Среднюю скорость истечения определяли по времени опорожнения фиксированного объема, которое измеряли фотоэлектронным способом. Выходящая струя была затоплена. В качестве гибкоцепного полимера использовали ПЭО, имеющего средневязкостную молекулярную массу $4 \cdot 10^6$. Растворы готовили в дистиллированной воде путем разбавления до нужной концентрации ранее приготовленного (в течение 7 суток) 0.1%-ного раствора ПЭО. В качестве стабилизатора, исключающего процесс старения ПЭО в воде при хранении, использовали 0.05%-ную добавку в растворы йодистого калия [10].

2. РАЗВОРАЧИВАНИЕ МАКРОМОЛЕКУЛ В УСЛОВИЯХ ПРИСТЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Экспериментальные данные [11, 12] свидетельствуют о том, что пристенный турбулентный поток имеет зоны, содержащие как элементы сдвигового течения, так и элементы течений (струйных выбросов) с растяжением со своеобразной динамикой во времени. Турбулентность, связанную с выбросами, считают первичной, а турбулент-

ность, обусловленную неустойчивостью и распадом струй (выбросов жидкости), – вторичной. Последнее очень важно, так как в этом случае достаточно уменьшить частоту выбросов, чтобы в итоге произошло снижение сопротивления трения.

Можно предположить, что течение в непосредственной близости к стенке, как и в случае сдвигового ламинарного течения, практически не должно изменяться; в то же время с увеличением расстояния от стенки, где начинают реализовываться струйные течения с большими продольными градиентами скорости при данном значении касательного напряжения на стенке, должно наблюдаться разворачивание макромолекул со всеми вытекающими при этом последствиями. Поэтому опыты, доказывающие разворачивание макромолекул в условиях пристенной турбулентности, носят принципиальный характер не только в плане разработки механизма эффекта Томса, но и в плане более глубокого познания природы самой пристенной турбулентности. Нами проведены именно такие опыты, основанные на наличии у линейных макромолекул полимера собственной анизотропии и анизотропии формы [13]. Причем в случае полного разворачивания макромолекул, что может реализоваться только в потоках с растяжением [1 – 4], происходит очень значительное (на 3-4 порядка больше, чем при простом сдвиге) и быстрое приращение коэффициента двойного лучепреломления при увеличении градиента скорости, действующего на молекулярные клубки, до предельно возможного Δn_{∞} [3]. Указанная особенность зависимости двулучепреломления от степени разворачивания макромолекул и позволяет надеяться на возникновение двулучепреломляющей области в зонах с большими продольными градиентами скорости пограничного слоя, несмотря на резкое понижение чувствительности поляризационно-оптического метода при малых концентрациях полимерного раствора.

На рис. 1 показан эскиз картины двулучепреломляющей зоны турбулентного пограничного слоя при тчении водного раствора ПЭО концентрации 0.05%. Большинство фотографий двулучепреломляющих зон было получено при ориентации плоскостей поляризации таким образом, чтобы ось, составляющая с ними угол 45° , образовывала с направлением основного потока угол 35° , так как в области углов $25 - 45^\circ$ интенсивность наблюдаемой картины двулучепреломления практически не изменялась. Это может быть обусловлено или низкой чувствительностью экспериментальной техники, или наличием в потоке некоторого распределения ориентаций разворачиваю-

щихся макромолекул, оси которых по отношению к потоку составляют углы, лежащие в диапазоне $25 - 45^\circ$.

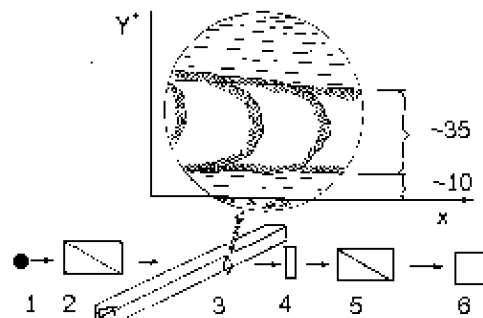


Рис. 1. Эскиз картины двулучепреломляющей зоны и схема экспериментальной установки: 1 – ртутная лампа; 2 – поляризатор; 3 – гидродинамический канал; 4 – пластинка в четверть длины волны; 5 – анализатор; 6 – фотоаппарат или кинокамера

Обращает на себя внимание отсутствие двулучепреломления в непосредственной близости к стенке ($0 \leq Y^+ < 10$),¹ где реализуются наибольшие сдвиговые градиенты скорости. Этот результат является дополнительным подтверждением незначительного деформационного воздействия сдвиговых градиентов скорости на макромолекулярные клубки. Подтверждением этого может служить и тот факт, что замена турбулентного течения на ламинарное (за счёт уменьшения поперечного сечения канала) приводит к исчезновению двулучепреломляющей зоны, несмотря на то, что касательное напряжение трения на стенке оставалось неизменным. Увеличение же концентрации ПЭО в растворе до 0.1% позволяет наблюдать двулучепреломление и в ламинарном сдвиговом потоке при достаточно больших динамических скоростях v^* . Уместно отметить, что и деградация растворов полимеров после замены турбулентного течения ламинарным сдвиговым течением прекращалась. Полученные картины (рис. 1) свидетельствуют, что двулучепреломляющая зона проявляется в области ($10 < Y^+ \leq 45$), где и реализуются продольные градиенты скорости, характер которых зависит от локальных условий. В области ядра ($Y^+ > 45$) двулучепреломление отсутствует. Этот результат вполне согласуется с имеющимися экспериментальными данными [9], показывающими, что малые полимерные добавки не влияют на

¹ $Y^+ = v^* \cdot y/\nu$, где v^* – динамическая скорость; ν – кинематическая вязкость; y – координата.

структуру турбулентного ядра, а приводят лишь к утолщению подслоя в жидкости с пониженным сопротивлением.

Таким образом, рассмотренные экспериментальные данные служат убедительным доказательством сильного деформационного воздействия гидродинамического поля на макромолекулы в условиях пристенной турбулентности. Проведенная визуализация пристенного турбулентного потока водного раствора ПЭО подтверждает имеющееся общепризнанное представление о структуре турбулентного пограничного слоя [8]. Несмотря на отсутствие количественных данных о напряженном состоянии макромолекул в условиях пристенной турбулентности, получение которых связано со значительными экспериментальными (но не принципиального характера) трудностями, можно с уверенностью говорить, что представленные в работе экспериментальные результаты являются весьма фундаментальными в плане подтверждения идеи о том, что механизм снижения сопротивления однозначно связан с процессом сильного деформирования макромолекулярных клубков, приводящим к проявлению нелинейных эффектов упругости.

Адекватное экспериментальное подтверждение разворачивания макромолекул в условиях пристенной турбулентности сделало очевидным преимущества использования нетурбулентных течений с растяжением для исследования взаимодействия макромолекул с гидродинамическим полем в связи с возможностью экспериментального изучения "аномальных" эффектов в контролируемых условиях и позволило промоделировать основные особенности турбулентного пограничного слоя.

3. ДЕФОРМАЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ ГИБКИХ МАКРОМОЛЕКУЛ ПРИ СХОДЯЩЕМСЯ ТЕЧЕНИИ

Исследование сходящихся течений показало, что генерировать зоны с преимущественно продольным градиентом скорости можно с помощью короткого капилляра. Данные работ [4, 11, 12] свидетельствуют о ряде характерных особенностей поведения растворов полимеров в сходящихся потоках. Обнаружено, что существуют некоторые пороговые характеристики потока, такие как: расходная скорость через проточный элемент, реализуемый продольный градиент скорости, время пребывания макромолекул в потоке с продольным градиентом скорости и пороговые характеристики полимерной системы - мол. масса, концентра-

ция полимера в растворе, pH среды, когда начинают проявляться "аномалии" в её гидродинамическом поведении. К таким "аномалиям" относятся - резкое увеличение (иногда более, чем на 2 порядка) эффективной вязкости, т.е. увеличение диссипации энергии в системе, неоднозначность (своеобразный гистерезис) зависимости эффективной вязкости от средней скорости истечения через гидрорезистор, появление нестабильного автоколебательного режима течения (не связанного с инерционной турбулентностью), выражаемого в возникновении пульсаций расходной скорости и интенсивности двулучепреломляющей (ДЛП) зоны.

Интерпретация полученных экспериментальных данных требует решения вопроса о структуре гидродинамического поля и степени деформационного воздействия этого поля на макромолекулы. Для этого было проведено исследование поля скоростей и их градиентов, а также степени разворачивания макромолекул во входной области капилляра при различных режимах истечения полимерного раствора.

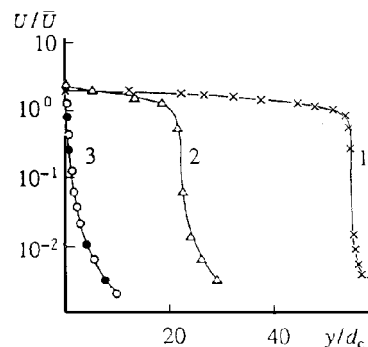


Рис. 2. Распределение скорости на оси потока: капилляр 1, $\bar{U} = 2.5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ (1); капилляр 2, $\bar{U} = 0.8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ (2); вода, $\bar{U} = 0.8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ (темные точки)

На рис. 2 представлены результаты, отражающие развитие скорости вдоль оси потока водного раствора ПЭО концентрации 0.05% в безразмерных координатах. Для полимерного раствора на докритическом режиме течения, т.е. когда ещё не наблюдается антитиксотропное увеличение эффективной вязкости, распределение (кривая 3) осевой скорости практически такое же, как и у воды (темные точки). На закритическом режиме истечения наблюдается существенная деформация кривых, характеризующих развитие осевой скорости (кривые 1 и 2). Эти кривые имеют по крайней мере два участка с линейным изменением скорости.

Следует отметить, что изменения скорости при течении полимерного раствора в закритическом режиме колебались иногда в пределах более одного порядка. Величина этих колебаний зависела от средней скорости истечения, диаметра капилляра, мол. массы полимера и его концентрации в растворе, температуры, а также от расстояния до входного отверстия капилляра. Из покадрового воспроизведения видеозаписи визуализированного течения [11] следует, что осциллирующий характер истечения полимерного раствора через капилляр обусловлен периодическим образованием и полным или частичным разрушением входной затопленной струи в виде "шнура". Изменение структуры гидродинамического поля во времени коррелирует с изменением скорости, а максимальному значению мгновенной скорости на оси потока всегда соответствует картина течения с наибольшей длиной "шнура". Интерес представляет момент времени, когда формирование "шнура" закончено, так как в этот момент должна достигаться наибольшая степень развернутости полимерных цепей. Поэтому при получении распределений скорости на оси потока использовали только максимальные значения из наборов скоростей для различных средних расходных скоростей истечения полимерного раствора через капилляр. Сопоставление распределения скорости на оси потока с картинами линий тока [11], соответствующими данному режиму течения, показывает, что участок с резким падением скорости относится к входной зоне шнура.

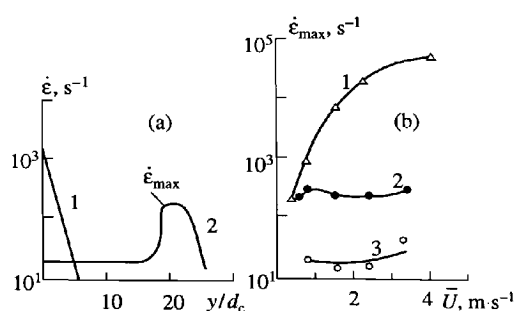


Рис. 3. Распределение градиента скорости по оси потока (а) и влияние скорости истечения на максимальный продольный градиент скорости (б): а – $\bar{U} = 0.8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$; вода (1) и 0.05% (2). б – вода (1) и 0.05% (2); $\dot{\epsilon}$ в шнуре для 0.05% раствора ПЭО (3). Капилляр 1

Используя распределение скорости на оси потока, получили распределение их градиентов, которые приведены на рис. 3. Максимальный градиент

$\dot{\epsilon}_{max}$ реализуется не на входе в капилляр, а на некотором расстоянии, равном длине шнура (рис. 3, а, кривая 2). Величина $\dot{\epsilon}_{max}$ во входной области капилляра при течении полимерного раствора существенно ниже, чем в потоке без полимерных добавок, т.е. воздействие гидродинамического поля приводит к изменениям полимерной системы, которые вызывают перестройку поля скоростей таким образом, чтобы уменьшались продольные градиенты скорости. Продольный градиент скорости на оси шнура не превышает 30 с^{-1} . Отмечается тенденция к понижению градиента скорости на оси шнура с ростом мол. массы полимера и его концентрации в растворе. Так, для водного раствора ПЭО концентрации 0.2% при течении со средней скоростью 2 м/с через капилляр 1 величина продольного градиента скорости в "шнуре" равна 10 с^{-1} .

Из рис. 3, б видно, что продольный градиент скорости в шнуре (кривая 3), как и максимальные значения градиента скорости во входной области капилляра (кривая 2), слабо зависит от средней скорости истечения через капилляр.

Рассмотренные экспериментальные данные позволяют утверждать, что обнаружена совершенно новая возможность управления структурой потока полимерного раствора. Если для ньютоновской жидкости при данной скорости истечения структура потока однозначно определяется геометрией стенок проточного элемента и средней скоростью течения, то в рассматриваемых условиях раствор полимера сам регулирует структуру своего потока, совершенно не связанную (конечно, только в классическом понимании) с конфигурацией стенок.

Обнаруженные изменения структуры гидродинамического потока раствора полимера могут быть вызваны лишь достаточно большой деформацией макромолекулярных клубков под действием гидродинамического поля, приводящей к нелинейным эффектам упругости. О степени развернутости полимерных цепей можно судить по величине деформационного фактора – отношения $\Delta n / \Delta n_{\infty}$, где Δn – измеренное ДЛП, Δn_{∞} – предельно возможное ДЛП, рассчитываемое для используемой концентрации раствора. Метод расчета Δn_{∞} и описание методики измерения даны в работе [3].

Результаты исследования воздействия гидродинамического поля на полимерный раствор представлены на рис. 4. Деформационный фактор нарастает, приближаясь ко входу капилляра в случае средней скорости истечения, равной критическому значению (кривая 1), и проходит через максимум при достаточно больших \bar{U} (кривая 2). Положе-

ние максимума $\Delta n/\Delta n_\infty$ во входной области капилляра отвечает зоне с максимальным продольным градиентом скорости (рис. 3, а, кривая 2).

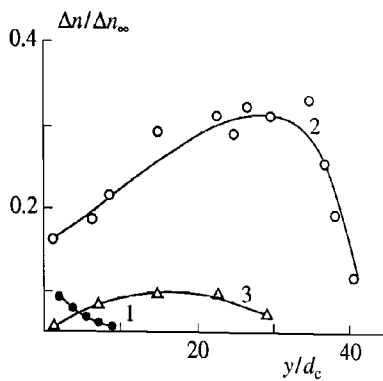


Рис. 4. Распределение информационного фактора во входной области капилляра для водного раствора ПЭО (капилляр 1): 1 – $C_{\text{пэо}} = 0.03\%$, $\bar{U} = 1 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$; 2 – $C_{\text{пэо}} = 0.03\%$, $\bar{U} = 2.5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$; 3 – $C_{\text{пэо}} = 0.1\%$, $\bar{U} = 1 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$

Выше уже отмечалось, что для закритического режима истечения имеет место нестабильный характер течения, что отчетливо видно из диаграмм изменения во времени интенсивности лазерного луча, прошедшего на расстоянии одного диаметра от входа в капилляр (рис. 5, а). (Запись пульсаций интенсивности лазерного луча проведена при наличии ДЛП во входной области капилляра). Поэтому при измерении ДЛП растворов, как и в случае с мгновенной скоростью, учитывали только максимальные значения из наборов Δn , соответствующих заданной средней скорости истечения полимерного раствора через капилляр.

Полученное распределение деформационного фактора во входной области капилляра (рис. 4) доказывает возможность перехода в сильно развернутое состояние макромолекул в условиях сходящегося потока. Отношение измеренного ДЛП к предельно возможному достигает 0.32, что соответствует 60%-ной степени развернутости макромолекул. Возрастание концентрации приводит к уменьшению деформационного фактора (кривая 3). Эксперименты, выполненные с водными растворами ПЭО концентрации 0,1% ($[\eta] \cdot C = 1,72$), дали величину отношения $\Delta n/\Delta n_\infty$, равную 0.1. Это означает, что в случае умеренно концентрированных растворов деформационное воздействие сходящегося течения на макромолекулы достигает 30%.

Данные рис. 5 позволяют выяснить деформационное поведение макромолекул при различ-

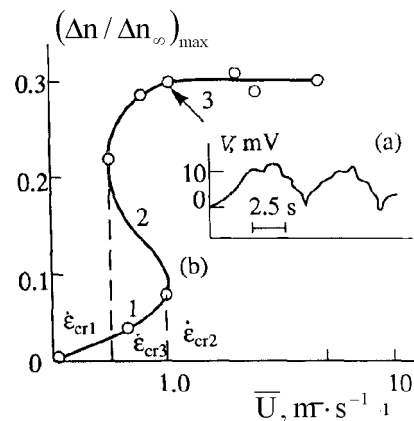


Рис. 5. Изменение во времени интенсивности лазерного излучения (а) и зависимость деформационного фактора от скорости истечения (б). Капилляр 1, $C_{\text{пэо}} = 0.03\%$. Стрелка показывает точку (режим истечения), для которой получена диаграмма пульсаций интенсивности лазерного излучения

ных скоростях течения. Видно, что зависимость $(\Delta n/\Delta n_\infty)_{\text{max}}$ от средней скорости истечения можно разделить на три области. Области 1 и 3 характеризуются монотонным увеличением размеров молекулярных клубков полимера с ростом скорости, а переходная область (область 2) – скачкообразным. Сравнительный анализ данных рис. 3 и 5 показывает, что в области 1 возрастание \bar{U} сопровождается ростом продольного градиента скорости, что и обуславливает увеличение размеров молекулярных клубков. Реализуемые при этом градиенты скорости во входной области капилляра несколько ниже, чем у воды, текущей с такой же расходной скоростью. При достижении некоторого критического градиента $\dot{\epsilon}_{kp2}$ происходит резкая трансформация размеров молекулярных клубков. Скачкообразное изменение деформационного фактора с ростом скорости истечения через капилляр свидетельствует о том, что воздействие гидродинамического поля приводит к конформационной неустойчивости макромолекулярных цепей, а переход клубок-развернутая цепь является фазовым переходом первого рода. Последнее вызывает существенную перестройку поля скоростей таким образом, чтобы понизить продольный градиент скорости до $\dot{\epsilon}_{kp3}$, но не ниже $\dot{\epsilon}_{kp1}$, с которого возникает ДЛП-зона во входной области капилляра, т.е. $\dot{\epsilon}_{kp1} < \dot{\epsilon}_{kp3} < \dot{\epsilon}_{kp2}$. Возрастание концентрации полимера в растворе сглаживает различия между величинами указанных критических градиентов скорости. Дальнейшее возрастание \bar{U} сла-

бо влияет на деформационный фактор и величину продольного градиента скорости в области 3. Тот факт, что значительное изменение скорости не приводит к сильному изменению продольного градиента скорости (рис. 3, *b*, кривая 2), свидетельствует о нелинейном влиянии степени развнутости макромолекул на реализуемые при этом градиенты скорости. По Пригожину [13], должна иметь место как минимум кубическая нелинейность.

Рассмотренные данные убедительно доказывают, что система вода–гибкоцепной полимер в условиях сходящегося потока при определенных режимах течения является саморегулирующейся с отрицательными обратными связями. Последнее проявляется в следующем: возрастающие продольные градиенты скорости приводят к деформации макромолекулярных клубков, что, в свою очередь, вызывает перестройку структуры потока таким образом, чтобы уменьшить продольные градиенты скорости. Последние не могут быть ниже некоторых критических значений, связанных с временем релаксации макромолекул θ соотношением $\theta \cdot \dot{\epsilon}_{kp} = 0.5$ [14], достаточных для разворачивания макромолекул. Если же градиенты скорости будут ниже $\dot{\epsilon}_{kp}$, то макромолекулы свернутся [14] и перестанут воздействовать на поле скоростей, при этом резко возрастет градиент скорости. Это приведет к существенной деформации макромолекулярных клубков, и все повторится заново, т.е. в системе реализуется такой минимальный градиент скорости, при котором происходит резкое разворачивание макромолекулярных клубков. Возрастание скорости течения приводит в результате нелинейных эффектов к незначительному дальнейшему увеличению деформационного фактора (рис. 5, область 3), но этого оказывается достаточно, чтобы заставить стабилизировать характерный градиент скорости (рис. 3, *b*, кривая 2) для данной полимерной системы.

Таким образом, особенности сходящегося течения растворов полимеров обусловлены возникновением обратимых процессов весьма сильного (60%) разворачивания макромолекулярных цепей под действием гидродинамического поля и влиянием разворачивающихся макромолекул на структуру этого поля.

4. ДИНАМИЧЕСКОЕ СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЕ В РАСТВОРАХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ПОЛИМЕРОВ

Рассмотрим опыты, позволяющие выявить спо-

собность гидродинамически активных полимеров к динамическому структурообразованию под действием гидродинамического поля с растяжением. Для создания гидродинамического поля с растяжением использовали поток ньютоновской жидкости (воды, ацетона, диоксана), сходящийся к малому отверстию диаметром $0.3 \cdot 10^{-3}$ м. В этот же поток на достаточном удалении от отверстия вводили струйки растворов ПЭО или гидролизованного полиакриламида (ГПАА) молекулярной массы $6 \cdot 10^6$ и $4.5 \cdot 10^6$ и характеристической вязкостью 2.42 и 3.70 м³/кг соответственно. Степень гидролиза ПАА составляла 5%. Интервал исследуемых концентраций 0.001–0.1%. Скорость раствора полимера в точках ввода совпадала со скоростью основного потока жидкости. Визуализацию течения во входной области отверстия осуществляли с помощью добавок красящего вещества в инжектируемый раствор полимера.

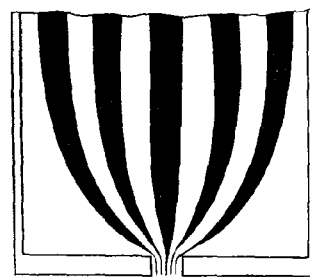


Рис. 6. Картина течения во входной области капилляра при инъекции раствора полимера в воду на докритическом режиме истечения

При небольших скоростях истечения подкрашенные струйки полимерного раствора визуализируют линии тока основного потока (рис. 6). При этом поведение струек растворов ПЭО и ГПАА ничем не отличается от поведения струек воды, инжектируемых в сходящийся поток жидкости. Достигая некоторого критического расхода жидкости через отверстие, характер течения струек раствора полимера резко изменяется. Довольно толстые полимерные струйки трансформируются в тонкие нити, длина которых со временем изменяется (рис. 7).

При наблюдении за динамикой образования и разрушения отдельных нитей (в этом заключается пульсационный характер движения затопленных полимерных струек) обнаруживается следующая закономерность. Вначале по мере приближения полимерных струек к отверстию наблюдается их плавный изгиб в сторону отверстия. При

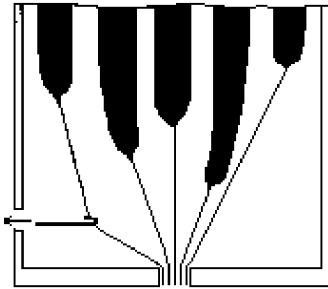


Рис. 7. Картина течения в момент воздействия проволочного зонда на прядомую гидродинамическим полем полимерную нить:

$$M_{\text{пэо}} = 6 \cdot 10^6, \quad C_{\text{пэо}} = 0.03\%, \quad \bar{U} = 2.5 \text{ м/с}$$

этом всё заметнее начинает увеличиваться их скорость вдоль этих криволинейных траекторий, о чем свидетельствует уменьшение толщины струек. Вблизи отверстия наблюдается скачкообразное (для растворов ПЭО) уменьшение толщины струек, и они трансформируются в тонкую нить. Область трансформации толстой струйки в тонкую нить начинает перемещаться вверх по струйкам, что приводит к увеличению длины нитей. Для водных растворов ГПАА изменение толщины струек происходит более плавно, чем у растворов ПЭО. Так как струйки подходят к отверстию не одновременно, то в каждый момент времени длина нитей, прядомых потоком из отдельных полимерных струек, неодинакова. В области возникновения нити наблюдается двулучепреломление.

При достижении некоторой критической длины нить в непосредственной близости от отверстия обрывается. После этого оставшаяся сверху нить теряет упругость и провисает, обозначая одну из линий тока основного потока. Когда полимерная струйка снова приблизится к отверстию, все повторится заново. Этот процесс возобновляется с периодом от долей секунды до нескольких секунд в зависимости от режима течения основного потока, молекулярной массы полимера, вида полимера, качества растворителя и температуры, а также концентрации полимера в растворе.

Возрастание скорости истечения сходящегося потока воды, а также увеличение мол. массы и концентрации полимера приводит к увеличению длины нитей и уменьшению частоты изменения их длины. Увеличение температуры приводит к противоположному эффекту. Опыты с ацетоном и диоксаном (растворители худшего термодинамического качества, чем вода) показали, что для тех же скоростей, что и в опытах с водой, частота

пульсаций длины нитей больше, а амплитуда этих изменений меньше, чем в случае инъектирования полимерного раствора в воду. Следует также отметить, что для концентрированных (по Дебаю $[\eta]_0 \cdot C > 1$) растворов полимеров существуют такие режимы истечения, когда образовавшиеся полимерные нити не разрушаются в течение всего времени наблюдения.

Было также изучено влияние начальных (невозмущенных гидродинамическим полем) размеров молекулярных клубков, которые у полиэлектролитов (ГПАА) зависят от водородного показателя среды, на характер течения инъектируемых в поток воды струек раствора ГПАА. Эксперимент показал, что при рН основного потока воды, равном 2, длина полимерной нити резко снижается (в 3-4 раза для концентрации 0.05%), а частота изменения длины нитей возрастает в 1.5-2 раза. Увеличение рН от 7 до 9.5 практически не влияет на характер течения.

Основные закономерности поведения полимерных струек при инъекции их в поток с растяжением, каким является основной поток жидкости, такие же, как и в случае истечения полимерного раствора через короткие капилляры [4, 11]. Следовательно, наблюдаемые особенности поведения затопленных полимерных струек при течении с растяжением обусловлены весьма сильным разворачиванием полимерных клубков под действием гидродинамического поля (степень развернутости которых, как было доказано выше, достигает 60%). Разворачивание макромолекулярных цепей приводит к уменьшению их гибкости, что в определенных условиях вызывает разделение фаз под действием гидродинамического поля [1], т.е. приводит к динамическому структурообразованию.

Подтверждением динамического структурообразования под действием растягивающего гидродинамического поля может служить следующий эксперимент. На докритических режимах истечения основного потока во входную область отверстия вводится тонкая проволочка с приспособлением для захвата полимерной нити. Перемещение такой проволочки в перпендикулярной струйкам плоскости не изменяет картины течения, т.е. полимерные струйки на этих режимах течения проницаемы для нее. Если же эксперимент повторить на закритическом режиме истечения жидкости, то можно захватить одну или несколько полимерных нитей в момент их роста и отвести в сторону, как это показано на рис. 7. Это возможно лишь при наличии довольно сильного взаимодействия между молекулами полимера, т.е. при возникновении надмолекулярной структуры, образующейся в дан-

ном случае под действием растягивающего гидродинамического поля. Минимальная концентрация водных растворов ПЭО, когда ещё можно было отвести в сторону прядомую гидродинамическим полем нить, была 0.008%, что соответствует области разбавленных растворов ($[\eta]_0 C < 1$).

Приведенные результаты и результаты, полученные при изучении сходящихся течений растворов полимеров, позволяют утверждать, что растворы гидродинамически активных полимеров следует разделить, по крайней мере, на три области концентраций. Это область разбавленных растворов полимеров, когда макромолекулы под действием гидродинамического поля подвергаются сильным деформационным воздействиям (разворачиванию), но они все ещё слабо взаимодействуют между собой. Вторая - область полуразбавленных растворов (промежуточная), когда на докритических режимах течения растворы являются разбавленными, а на закритических – уже концентрированными из-за образования надмолекулярных структур в результате смещения кривых фазового разделения под действием гидродинамического поля [1]. Эти динамические структуры следует отнести к классу динамических фазовых переходов, которые рассматривает теория диссипативных структур [13]. И последняя область – это область концентрированных растворов ($[\eta]_0 C > 1$), когда значительные взаимодействия между молекулами существуют и без гидродинамического поля. Следует обратить внимание на то, что первые две области относятся к концентрациям проявления эффекта Томса.

Таким образом, полученные нами результаты показывают, что в растворах гидродинамически активных полимеров при течении с растяжением могут возникать динамическое структурообразование и периодические процессы, подчиняющиеся принципам самоорганизации Пригожина.

5. РАСТВОРЫ ПОЛИМЕРОВ В МОДЕЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ ПРИСТЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Изменяя ориентацию генерируемых с помощью короткого капилляра зон с растяжением по отношению к стенке (преграде), можно промоделировать извержения микроструй полимерного раствора из пристенной области.

На рис. 8 представлены кривые, характеризующие зависимость эффективной вязкости от \bar{U} , полученные при течении водного раствора ПЭО через короткий капилляр с ориентацией зоны од-

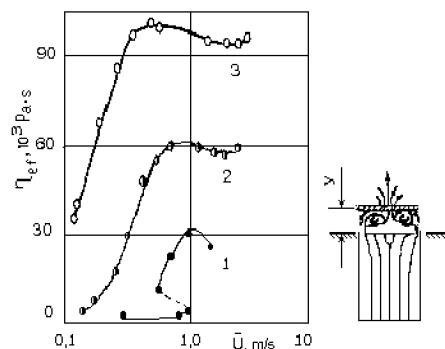


Рис. 8. Влияние расстояния до стенки, расположенной нормально по отношению к оси продольного течения, на эффективную вязкость 0.05% ПЭО, $M_{пэо} = 4 \cdot 10^6$: 1 – без стенки ($y \rightarrow \infty$), 2 – $y = 5 \cdot 10^{-3}$ м, 3 – $y = 10^{-3}$ м

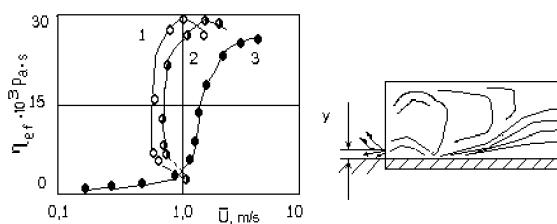


Рис. 9. Влияние расстояния до стенки, расположенной параллельно оси продольного потока, на эффективную вязкость 0.05%-ного раствора ПЭО. $M_{пэо} = 4 \cdot 10^6$: 1 – без стенки ($y \rightarrow \infty$), 2 – $y = 5 \cdot 10^{-3}$ м, 3 – $y = 5 \cdot 10^{-4}$ м

носного растяжения по нормали к поверхности "стенки". Видно, что с приближением зоны с растяжением к твердой поверхности течение становится всё более диссипативным, а критическая скорость смещается в область меньших значений. Рассмотренная ситуация может служить моделью нормальной компоненты взрывного течения вблизи стенки, а полученные данные тогда указывают на уменьшение вероятности возникновения таких "взрывов" из пристенной области при наличии полимера в жидкости. Поэтому толщина вязкого подслоя в жидкости с понижением сопротивления должна быть больше, а средняя (во времени) интенсивность поперечных пульсаций скорости меньше, чем в жидкости без полимера.

Кривые, представленные на рис. 9, отвечают режиму истечения растворов ПЭО через капилляр при размещении его оси параллельно плоскости "стенки". С приближением поверхности к оси зоны с продольным градиентом скорости максималь-

ное значение эффективной вязкости практически не изменяется, а критическое значение скорости смещается в область больших значений. Эта ситуация служит моделью продольной компоненты взрывного течения у стенки. Независимость максимального значения вязкости и незначительное увеличение $U_{кр}$ с приближением к "стенке" должно свидетельствовать о том, что средняя (во времени) интенсивность продольных выбросов, а, следовательно, и пульсаций скорости вблизи стенки такая же, как и в потоках без добавок полимера.

В потоках, имеющих зоны с растяжением, макромолекулы растворенного полимера при $\dot{\epsilon} > \dot{\epsilon}_{кр}$ подавляют большие продольные градиенты, и именно это их свойство должно приводить к снижению интенсивности пульсаций скорости вблизи стенки и существованию некоторого порогового режима течения, начиная с которого проявляется гидродинамическая активность полимерных добавок. Полученные результаты полностью согласуются с известными результатами, свидетельствующими о наличии пороговой скорости проявления эффекта Томса [9].

Одной из особенностей влияния высокомолекулярных добавок на турбулентный поток является подавление высокочастотных пульсаций скорости (давления и др.). Исходя из предполагаемого нами механизма взаимного влияния макромолекул и структуры гидродинамического поля пристенной турбулентности, можно промоделировать и этот процесс при использовании нетурбулентного течения.

В качестве модельного течения берется нестационарное продольное течение. Для реализации такого режима деформирования клубков макромолекул исследуемый раствор под действием постоянного перепада давления продавливается через проточную камеру (модуль) с двумя капиллярами, расположенными на входе и на её выходе. Камера имеет мембрану, связанную с электромагнитом, который запитывается от генератора переменного тока. Амплитуда колебаний мембраны была постоянной и выбиралась такой, чтобы расход раствора полимера через капилляры, вызванный колебаниями мембраны, был меньше расхода, обусловленного постоянным перепадом давления. Последний расход был больше критического значения. Диаметр капилляров $0.2 \cdot 10^{-3}$ м.

Результаты эксперимента представлены на рис. 10, где $\eta_{эф}$ – значение эффективной вязкости раствора в условиях стационарного истечения; $\Delta\eta_{эф}$ – добавка, возникающая в результате появления нестационарности под действием осциллирующего воздействия на основной поток; ω' – частота

колебаний мембраны. Кривые соответствуют различным скоростям основного течения через капилляры. Видно, что существует некоторая критическая частота воздействия на стационарный поток, начиная с которой течение становится диссипативным. С увеличением средней расходной скорости $\omega'_{кр}$ возрастает, а $\eta_{эф}$ снижается. На меньших концентрациях ПЭО в растворе при одной и той же расходной скорости значения критической частоты больше.

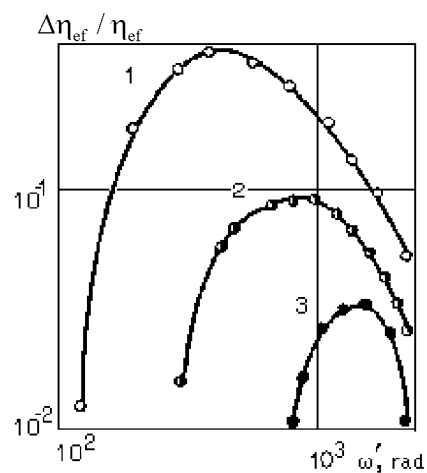


Рис. 10. Влияние частоты внешнего воздействия на изменение эффективной вязкости раствора ПЭО. Диаметр капилляра 0.2 мм. $M_{пэо} = 6 \cdot 10^6$, $C = 0.025\%$: 1 – $\bar{U} = 0.3 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, 2 – $\bar{U} = 0.5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, 3 – $\bar{U} = 0.7 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$

Для диссипативной функции можно получить следующее выражение [15]: $W = \eta_{эф}\omega'^2$. Используя данную диссипативную функцию и экспериментальные данные рис. 10, были получены зависимости, характеризующие влияние частоты внешнего воздействия на диссипацию энергии для разных скоростей течения раствора полимера. Анализ этих зависимостей показывает, что с увеличением средней скорости истечения водного раствора ПЭО через капилляры, т.е. с увеличением доли (из-за наличия молекулярно-массового распределения) макромолекул, претерпевших разворачивание, а также степени их разветвленности, что обуславливает наведение у макромолекул жесткости, диссипация энергии пульсационного течения уменьшается. Пороговое значение частоты, начиная с которого течение становится заметно диссипативным, для менее "гибких" и вытянутых молекул возрастает. С увеличением наведенной жесткости макромолекул вид диссипативной кривой приобретает более выраженный экстремальный характер.

Переходя от модели к реальному турбулентному потоку и исходя из полученных результатов, можно сделать следующие выводы: в турбулентном потоке раствора полимера существование высокочастотных пульсаций энергетически менее выгодно, чем в жидкости без полимера; повышение жёсткости макромолекул полимера (в одинаковых условиях) приводит к уменьшению их гидродинамической активности. Последний вывод лежит в основе такого факта, как снижение величины эффекта Томса при достаточно больших скоростях движения объекта в заполимеренной жидкости и течении полимерного раствора по трубам. На зависимости $\ln \lambda = f(\ln Re)$ это проявляется в загибе кривой на достаточно больших числах Рейнольдса. Полученные данные коррелируют с имеющимися экспериментальными спектральными характеристиками турбулентного течения растворов полимеров и влиянием жесткости макромолекул на их гидродинамическую активность [9].

Резюмируя, можно сказать, что рассмотренные опыты и полученные данные, позволяют подойти к решению вопроса о механизме эффекта снижения турбулентного трения посредством полимерных добавок, который рассмотрим ниже.

6. МЕХАНИЗМ ЭФФЕКТА СНИЖЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ТРЕНИЯ ПОЛИМЕРНЫМИ ДОБАВКАМИ

Полученные в представленной работе данные убедительно доказывают, что система вода – полимер (полимер гибкоцепной) в условиях пристенной турбулентности при определенных режимах течения ($v^* \cdot v_{пор}^*$) является саморегулирующейся с отрицательными обратными связями, что проявляется в следующем: возрастающие продольные градиенты скорости, реализуемые в области ($10 < Y^+ = 45$), где происходит максимальное генерирование струйных течений в результате турбулентных выбросов, приводит к деформации макромолекулярных клубков, а это в свою очередь вызывает перестройку структуры этих течений таким образом, чтобы уменьшить продольные градиенты скорости. Последние не могут быть ниже критических значений, равных $0.5\theta_c$. Если они все же окажутся ниже $\dot{\epsilon}_{кр}$, то макромолекулы начнут сворачиваться и перестанут воздействовать на поле скоростей, при этом резко возрастает градиент скорости, а это приведет к существенной деформации макромолекулярных клубков и всё повторится заново. Иными словами, система в автоколебательном режиме регулирует градиент скорости

в струйных течениях, чтобы он был относительно мал, но всё же достаточен для разворачивания макромолекулярных клубков. Сразу же можно заметить, что именно поэтому существует асимптота Вирка [9] и не наблюдается полная ламинаризация пристенного турбулентного течения.

Возрастание скорости деформации в результате нелинейных эффектов приводит к незначительному дальнейшему увеличению деформационного фактора (см. выше), но этого оказывается достаточно, чтобы заставить стабилизировать характерный градиент скорости в довольно широком интервале скоростей течения. При некоторых достаточно больших v^* , как следует из [4], увеличение скорости деформации приводит к понижению деформационного фактора за счёт уменьшения времени действия продольного градиента скорости. Последнее обусловлено мелкомасштабной турбулентностью, доля которой резко возрастает при больших v^* [8, 9]. Поэтому зависимость эффекта Томса от скорости имеет экстремальный характер. Значительный вклад в уменьшение эффекта Томса на больших скоростях начинает вносить и деградация растворов полимеров.

Таким образом, выбросы жидкости от стенки во внешнюю область пограничного слоя, почти периодически прерывающие спокойное течение, стабилизируются разворачивающимися под их действием (течений затопленных струй с продольным градиентом скорости) макромолекулами. Это приводит к уменьшению частоты этих выбросов и в конечном счёте к подавлению обусловленных струйными выбросами нормальных ньютоновских энергетических процессов и, следовательно, к снижению сопротивления трения. Наибольшему воздействию подвергается та часть цикла "взрыва", в которой реализуется градиент $\dot{\epsilon} > \dot{\epsilon}_{кр} = 0.5/\theta_c$. В каждой зоне течения с растяжением в пристенной области турбулентного потока происходит взаимодействие макромолекулярных клубков с гидродинамическим полем в автоколебательном режиме, что препятствует развитию первичной турбулентности.

Важно сопоставить макромолекулярные масштабы, характеризующие молекулы полимера в растворе, и масштабы турбулентности вблизи стенки. При этом линейные и временные масштабы должны быть однозначными. Обработка опытных данных показывает, что характерный размер λ_f и время T_f зависят от концентрации, молекулярной массы и ряда других факторов. В среднем можно принять порядок $\lambda_f \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ м, а $T_f \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ с [9]. Макромолекулы в растворе характеризуются линейным масштабом, зави-

сящим от степени их развернутости, и за его характеристику следует принять контурную длину полностью развернутой макромолекулы, а за характерное время – максимальное (фундаментальное) время релаксации.

В случае полной развернутости макромолекулы её контурная длина имеет порядок микромасштаба пристенной турбулентности. В модельных условиях пристенной турбулентности была получена степень развернутости 60%. Это указывает на то, что взаимодействие турбулентного поля скорости с макромолекулами может происходить как на уровне отдельных молекул (очень разбавленные растворы), так и на уровне надмолекулярных образований, генерируемых гидродинамическим полем (полуразбавленные и умеренно концентрированные растворы). Среднее же время релаксации растворов полимеров [16] совпадает по порядку с характерным временем пристенной турбулентности.

Сравнение концентрационной зависимости эффекта Томса и данных, свидетельствующих об образовании динамических надмолекулярных структур в полимерных растворах, позволяют утверждать, что в окрестности оптимальной концентрации ($C \geq C_{\text{опт}}$), где эффект Томса достигает максимума, в растворах начинают генерироваться анизотропные надмолекулярные образования, имеющие время жизни в 10–20 раз больше θ_c . Дальнейшее повышение концентрации приводит к тому, что создаются условия для взаимодействия между отдельными молекулами полимера даже без воздействия на них гидродинамического поля. Под действием продольного гидродинамического поля в растворе полимера начинают формироваться динамические надмолекулярные структуры со временем жизни, значительно превышающим (на несколько порядков) временные масштабы пристенной турбулентности. Поэтому, в отличие от надмолекулярных образований в полуразбавленных растворах, эти надмолекулярные образования ведут себя как "жесткие палочки". Следствием этого является уменьшение эффекта Томса при достижении высокой концентрации полимера в растворе, а также высокой динамической скорости.

На основании данных, характеризующих динамику макромолекул в нетурбулентных течениях с растяжением, и доказанного сильного деформационного воздействия на макромолекулы пристенной турбулентности, а также используя данные модельных исследований особенностей турбулентности в пограничном слое, установлен молекулярно-надмолекулярный механизм эффекта снижения со-

противления течения при введении в турбулентный поток растворимых полимерных добавок [17]. Механизм эффекта Томса заключается в возникновении автоколебательного режима обратимых процессов разворачивания макромолекул под действием квазирегулярно возникающих продольных градиентов скорости в турбулентном пограничном слое и влиянии разворачивающихся макромолекул как на молекулярном (при $C < C_{\text{опт}}$), так и на надмолекулярном (при $C > C_{\text{опт}}$) уровнях на структуру пристенной турбулентности, т.е. в результате осцилляций деформаций макромолекул и растворимости динамических надмолекулярных образований, возникающих под действием растягивающих течений. Все это приводит к увеличению периода выбросов жидкости во внешнюю часть погранслоя и, как следствие, к утолщению вязкого подслоя. В результате этого уменьшается генерация первичной турбулентности и снижается общий уровень турбулентной диссипации в потоке. При достаточно больших молекулярных массах и концентрациях растворов полимеров нарастание вязкости, обусловленное как "обычным" межмолекулярным взаимодействием, так и в результате динамического структурообразования, приводит к резкому уменьшению эффекта Томса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный подход к объяснению механизма снижения турбулентного трения хорошо укладывается в общую схему саморегулирующихся процессов, в которых доминируют отрицательные обратные связи, что характерно для систем, способных изменять свои свойства под действием внешних физических воздействий, в данном случае под действием локально возникающих в погранслое струйных течений ("взрывов") с растяжением. Рассмотренные экспериментальные данные подтверждают обоснованность переноса результатов, полученных при изучении динамики макромолекул в нетурбулентных течениях с растяжением, на струйные течения пристенных выбросов турбулентного потока, т.е. турбулентное (в макроскопическом масштабе) течение воспринимается как ламинарное (в микромасштабе) при взаимодействии гидродинамического поля с молекулами полимера.

1. Ельяшев Г.К., Френкель С.Я. Термодинамика ориентации растворов и расплавов полимеров // Ориентационные явле-

- ния в растворах и расплавах полимеров/Под ред. Малкина А.Я., Папкова С.П.– М.: "Химия".– 1980.– С. 9-90.
2. Muller A.J., Odell J.A., Keller A. Elongational flow and rheology of monodisperse polymers in solutions // Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics.– 1988.– vol. 30, No.2-3.– P. 99-118.
 3. Бресткин Ю.В., Агранова С.А., Дьякова Н.Е., Погребняк В.Г. Эффекты ДЛП полимерных растворов в продольных гидродинамических полях // Высокомолек.соед., сер.Б.– 1989.– т. 31, 11.– С. 844-846.
 4. Pogrebnyak V.G., Ivanyuta Y.F., Frenkel S.Y. The Structure of the Hydrodynamic Field and Distortions of the Molecular Shape of Flexible Polymers under Free-Converging Flow Conditions // Polymer Science USSR.– 1992.– vol. 34, No. 3.– P. 270-273.
 5. Аззам Э., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет.– М: Мир, 1981.– 583 с.
 6. Ключков В.П., Козлов Л.Ф., Потыкевич И.В., Соскин М.С. Лазерная анемометрия, дистанционная спектроскопия и интерферометрия.– Киев: , 1985.– 759 с.
 7. Погребняк В.Г., Иванюта Ю.Ф., Наумчук Н.В. Авторское свидетельство 983377, СССР // Б.И.– 1982.– 47.– С. 141.
 8. Cantwell B.J. Organized motion in turbulent flow // Ann. Rev. Fluid Mech.– 1981.– vol. 13.– P. 457-515.
 9. Пилюшенко В.Н. Влияние добавок на пристенные турбулентные течения // Итоги науки и техники.ВИНИТИ.Сер.Мех. Мех.жидкости и газа.– 1980.– т. 15.– С. 156-257.
 10. Новейшие методы исследования полимеров/ Под ред. Ки Б.М.– М.: Мир, 1966.– 571 с.
 11. Иванюта Ю.Ф., Погребняк В.Г., Наумчук Н.В., Твердохлеб С.В., Френкель С.Я. Структура течения раствора ПЭО во входной области короткого капилляра // Инж. - физич. журн.– 1985.– т. 49, No.4.– С. 614-621.
 12. Pogrebnyak, V.G., Ivanyuta, Y.F. Experimental research of the influence of conditions of polymer admission to the boundary layer on a drop of turbulent friction // Proceedings of the International Symposium on Seawater Drag Reduction.– Newport, Rhode Island.– 1998.– P. 295-297.
 13. Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах.– М.: Мир, 1979.– 512 с.
 14. Де Жен П. Идеи скейлинга в физике полимеров.– М.: Мир, 1982.– 368 с.
 15. Погребняк В.Г., Иванюта Ю.Ф., Наумчук Н.В. Водные растворы полимера в условиях нестационарного продольного течения // Газодинамика течений с теплообменом/ Под ред. Никулина В.А., Ижевск, УМИ.– 1986.– Вып.1.– С. 33-37.
 16. Погребняк В.Г., Твердохлеб С.В. Время деформационной релаксации растворов ПЭО // Газодинамика течений с теплообменом/ Под ред. Никулина В.А., Ижевск, УМИ.– 1989.– Вып. 34.– С. 143-149.
 17. Pogrebnyak V.G, Pisarenko A.A. Deformation effects in case of a flow with stretching of polymer solutions//Turbulence and Shear flow phenomena -1: September 12-15, 1999 Santa Barbara, California/S.Banerjee, J.K. Eaton, editors.-N.Y.:–Begell House Inc.–1999.– P. 1345-1350