МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ

УНИВЕРСИТЕТ

Кафедра автоматизации производственных процессов и электротехники

РЕФЕРАТ

по теме: "Вязкость при продольном течении"

 Выполнила: студентка 4-го курса,

 факультета ТОВ, 1 группы Дробыш М.В.

 Проверил: Овсянников А. В.

МИНСК 2003

# Введение.

Одноосное растяжение текучих полимерных систем представляет собой один из важнейших видов их деформирования. Оно широко применяется при формовании волокон, пленок, листов и часто сочетается со сдвиговым течением в различных технологических процессах. Режим растяжения может быть весьма сложным (в смысле зависимости напряжений и скорости деформации от времени) и неоднородным по длине растягиваемых образцов.

При растяжении, так же как и при сдвиге, возможна реализация установившихся режимов течения, которым отвечает сохранение определенных (иногда очень значительных) высокоэластических деформаций. С повышением скорости достижение установившегося режима течения может оказаться невозможным. При больших скоростях деформации высокомолекулярные полимеры и их концентрированные растворы переходят в состояние, которое по своим характеристикам подобно состоянию сшитых эластомеров. Это позволяет трактовать такого рода эффект как переход в вынужденное высокоэластическое состояние, когда подавлена способность материала к накоплению неограниченно больших необратимых деформаций. Деформируемость полимеров в таком состоянии ограничена, что предопределяет неизбежность их разрыва при высоких скоростях деформации по достижении некоторых критических деформации.

Для выбора реологических моделей, описывающих поведение полимерных систем, важно сопоставление данных, получаемых при изучении простого сдвига и растяжения. Некоторые модели и отвечающие, им уравнения состояния, удачно описывающие свойства полимерных систем в условиях простого сдвига, оказываются непригодными для описания их поведения при одноосном растяжении, так что необходимым оказываются поиски общих реологических моделей, инвариантных по отношению к режиму деформирования.

# 2. Кинематика растяжения

Рассмотрим кинематические соотношения, выполняющиеся при одноосном растяжении полимерного образца, имеющего форму цилиндра. Предполагается, что цилиндр достаточно длинный, поэтому концевые эффекты (влияние зажимов и неоднородность распределения напряжений и деформаций вблизи концов образца) пренебрежимо малы. Следовательно, растяжение можно считать однородным по всей длине цилиндра, и результаты измерений напряжений при заданных кинематических условиях (или скорости деформации при заданных напряжениях) не зависят от размеров образца и полностью определяются реологическими свойствами растягиваемой среды.

 Пусть левый конец цилиндра (рис. 1.1) закреплен неподвижно, а к правому концу образца приложена сила F, и он перемещается со скоростью *V.* Начальная длина образца l0 радиус Rо. В некоторый момент времени t; длина образца становится равной 1, а радиус R, причем из-за отсутствия изменений объема при деформировании выполняется равенство

 (1.1)



**Рис 1.1. Схема растяжения струи с исходной длиной l0.**

При изменении скорости во временя *V(t)*

(1.2)

частности, при V=V0=const

 (1.3)

Если в момент времени *t* снять нагрузку с правого конца образца и освободить его, то за счет накопленных при растяжении высокоэластических деформаций начнется упругое восстановление.

После завершения этого процесса длина образца становится равной lf, так что разности длин (l — lf) отвечает высокоэластическая часть удлинения, а (lf – l0)-удлинение, возникшее вследствие вязкого течения.

Одновременно с упругим восстановлением полимерных образцов может происходить изменение формы под действием сил поверхностного натяжения. Поэтому корректная оценка величины lf требует сопоставления изменений длины растянутого образца (после высвобождения его из зажимов) с деформацией контрольного образца, не растягивавшегося вообще, но находившегося в тех же условиях, что и основной испытуемый образец, и изменяющего свои размеры только под действием сил поверхностного натяжения Сравнение деформаций обоих образцов позволяет корректно оценить величину 1f. В качестве количественной меры деформации при одноосном растяжении будет использоваться относительная деформация по Генки. Это необходимо, поскольку все время происходит наложение двух составляющих деформации — обратимой и необратимой, а результат суммирования не должен зависеть от способа и порядка развития деформации.

Полная деформация растяжения ε выражается через степень удлинения x

ε = lnх = 1n(l/l0)

Аналогичным образом выражается относительная деформация вязкого течения εf

 εf=ln(lf/l0)

Высокоэластическая компонента полной деформации εе выражается как

 εe=ln(l/lf)

Существенно, что при расчете высокоэластической деформации величина 1 относится не к начальной длине образца 1о, а к величине 1f, т. е. к той длине, которую образец приобретает в результате вязкого течения, происходившего параллельно с развитием высокоэластической деформации. Указанный выбор способа определения высокоэластической деформации обеспечивает выполнение естественного условия равенства полной относительной деформации сумме необратимой и высокоэластической составляющих деформации

 ε= εf+ εe

Приведенные выше определения компонент полной деформации и самой полной деформации отвечают направлению растяжения и представляют собой компоненты тензора деформаций с индексом 11. Остальные компоненты находят из условия постоянства объема .

 **ε11 + ε22+ε33=0**

Поэтому при растяжении цилиндра тензор деформации выражается следующим образом



Аналогичный вид имеет и тензор скоростей деформаций {έ}, ибо скорость относительного изменения объема также равна нулю. Поэтому

Скорость деформации растяжения έ выражается следующим образом:



 где *V*— скорость перемещения свободного конца образца.

Если растяжение происходит по длине образца однородно

 (1.4)

где направление координаты *х* совпадает с направлением оси образца. Скорость деформации растяжения оказывается, таким образом, эквивалентной продольному градиенту скорости.

Пусть растяжение происходит в условиях постоянной скорости движения одного конца образца: *V* = *V0 = const,* а второй его конец остается неподвижным. Этот режим деформации наиболее легко осуществляется в обычных испытательных машинах. Тогда продольный градиент скорости оказывается переменным во времени

(где έ=V0/l0— начальный градиент скорости). При t«έ0^( -1 )или t«(1о/Vо) режим *V=сопзt* можно считать эквивалентным режиму έ=έ0=const. Вообще же скорость деформации снижается по гиперболическому закону, убывая при больших значениях *t* до нуля. Поэтому очень часто используемый в лабораторной практике метод *V* = *соnst* не обеспечивает постоянства скорости деформации. Следовательно, в различные моменты времени или на различных стадиях деформации образец находится в неравноценных кинематических условиях, ибо характеристикой кинематики деформации является не скорость растяжения, а скорость деформации.

Равноценность кинематических условий на различных стадиях растяжения обеспечивается выполнением условия έ=έ0=const.Тогда

 (1.5)

т. е. изменение длины образца во времени должно происходить по закону:

 (1.6)

Скорость растяжения V = dl/dt; выражается как

 (1.7)

Таким образом, кинематическая равномерность деформирования во времени обеспечивается, если экспериментально осуществляется режим растяжения по закону, представленному формулой (1.7)

Основная кинематическая особенность эксперимента, выполняемого в условиях растяжения, — изменение длины и сечения образца, что усложняет измерения при задании динамического режима испытаний. Так, если к образцу приложено постоянное усилие Fо, то истинное напряжение растяжения *σ* изменяется по закону:



 (1.8)

где — начальное напряжение, отвечающее условию (1-1о)/1о«1

По мере утончения образца напряжения в сильной степени возрастают, что, соответственно, обусловливает ускорение деформации. Поэтому для того, чтобы обеспечить режим одноосного растяжения при постоянном истинном напряжении необходимо выполнять измерения с изменяющимся во времени усилии. Согласно (1.8) для обеспечения условия σ0=σ=const необходимо, чтобы усилие во времени F (t) изменялось по закону:

 (1.9)

При осуществлении рассмотренных выше режимов растяжения можно найти полную деформацию образцов. Но для количественной оценки их вязкостных и высокоэластических свойств необходимо разделить полную деформацию на необратимую и обратимую составляющие.После завершения предстационарного режима деформирования, когда высокоэластическая деформация достигнет равновесного значения, вся натекающая в дальнейшем деформация обусловлена вязким течением. Тогда вязкость материала можно оценить по скорости развития полной деформации (равной скорости необратимого течения), не прибегая к разделению деформации на компоненты . Это возможно только при растяжении в режимах σ=const или έ=const, поскольку в противном случае из-за непостоянства условий деформации непрерывно изменяется высокоэластическая\* деформация и, следовательно, полная скорость деформации не равна скорости деформации вязкого течения.

**3. Реологические соотношения для одноосного растяжения**

Для чисто вязкой жидкости, у которой вязкость зависит от второго инварианта тензора скоростей деформаций в эффективная вязкость при сдвиге уменьшается с ростом скорости сдвига, вязкость при растяжении, оцененная как σ11/ε, также должна уменьшаться с повышением продольного градиента скорости. Этот вывод противоречит тому, что известно о растяжении полимерных систем, вязкость которых может возрастать при растяжении. Поэтому основные закономерности растяжения полимеров обусловлены их вязкоупругими свойствами, т. е. тем, что при растяжении происходит наложение необратимых и высоко-эластических деформаций. Важнейшее значение имеет также ориентационный эффект, усиливающийся с возрастанием продольного градиента скорости. Это изменяет реологические свойства материала из-за влияния ориентации на характер межмолекулярного взаимодействия.

**3.1. Растяжение полимеров в области линейной**

**вязкоупругости.**

При достаточно малых напряжениях и скоростях деформации поведение полимерных систем описывается соотношениями линейной теории вязкоупругости, и все особенности поведения материала в любых режимах деформирования могут быть определены, если известен его релаксационный спектр. Понятие о линейной вязкоупругости — это асимптотическое представление реальных свойств материала при предельно низких напряжениях. Экспериментально, в пределах погрешности измерений, «линейная область» охватывает более или менее широкий диапазон условий деформирования. Граница« линейного» поведения зависит от природы материала: она может находиться в области очень низких напряжений (например, для полимеров, содержащих активный наполнитель) или быть смещенной в сторону очень больших напряжений, охватывая практически всю область доступных режимов деформирования (для гибкоцепных полимеров с узким молекулярно-массовым распределением).

Судить о том, отвечает ли поведение материала теории линейной вязкоупругости можно по его интегральным характеристикам, пример вязкости или модулю высокоэластичности. Постоянство таких параметров является необходимым, но недостаточным критерием «линейности», так как различные нелинейные эффекты могут при этом проявиться в переходных режимах деформирования. Поэтому, чтобы судить о том, является ли поведение материала «линейным», в общем случае необходимо подтверждение независимости какой-либо характеристики вязкоупругих свойств системы, например функций релаксации или ползучести, от режима деформирования.

Пусть реологические свойства среды описываются соотношениями линейной теории вязкоупругости и характеризуются функцией ползучести ψ(t) или функцией релаксации φ(t). Тогда при деформировании в режиме έ=έ0=const изменение напряжений во времени описывается формулой:



Скорость натекания необратимой деформации έf выражается при этом следующим образом:

а изменение обратимой деформации во времени εe(t) происходит (пренебрегая мгновенной составляющей) в соответствии с формулой:



При t—> ∞ получается ряд очевидных соотношений



где λ — продольная вязкость, определяемая как отношение напряжения и скорости натекания необратимой продольной деформации; *Е* — модуль высокоэластичности при одноосном растяжении; η и *G*— значения вязкости и модуля высокоэластичности, измеренные при низких напряжениях (в линейной области) в условиях сдвиговых деформаций.

Таким образом, в рамках линейной теории вязкоупругости для вязкоупругой жидкости продольная вязкость равна утроенной вязкости, измеренной при сдвиге (λ=*Зη),* и модуль высокоэластичности при растяжении равен утроенному модулю сдвига *(Е = 3G).* В предстационарном режиме деформации вязкость остается постоянной и равной λ. Поэтому линейная теория вязкоупругости не предсказывает никаких новых результатов (по сравнению с теорией вязкой ньютоновской жидкости и упругого гуковского тела) по отношению к установившимся режимам деформации.

В переходной (предстационарной) стадии деформирования при задании режима έ= const изменение напряжений во времени описывается формулой:



или



где *F* (θ) — релаксационный спектр; *η* — вязкость в установившемся сдвиговом течении.

Из последней формулы видно, что зависимость с σ(t)/έλ от *t* получается одной и той же для различных скоростей деформации и может быть вычислена, если известна функция F(θ), а время нормируется по вязкости при данной температуре.

Другие режимы деформирования вязкоупругой жидкости, реологические свойства которой описываются соотношениями линейной теории вязкоупругости, также могут быть проанализированы на основании общих соотношений теории. Так, при деформировании в режиме *V=Vo=const* изменение напряжений скорости натекания необратимой деформации описываются формулами :



где έ0 = Vo/lo. *В* этом случае продольная вязкость остается равной Зη и не изменяется от начала деформирования до достижения режима установившегося течения. Напряжения в этом случае вначале увеличения деформации возрастают, а затем при t→∞ убывают до нуля, поскольку при t→∞ уменьшается до нуля скорость деформации и соответственно έа.Такой же характер носит изменение высокоэластических деформаций, накапливаемых материалом, ибо при низких деформациях εe возрастает, а при высоких, из-за уменьшения напряжения, снижается и при t→∞ значение εe→0.

***3.2.* Растяжение вязкоупругой жидкости в нелинейной области.**

Для того, чтобы количественно описать зависимость продольной вязкости от градиента скорости растяжения необходимо использовать какую-либо модель вязкоупругого тела. Типичным примером является поведение вязкоупругой жидкости с одним временем релаксации О (максвелловская модель) при одноосном растяжении, в которой возможность больших деформаций учитывается так же, как и при рассмотрении влияния больших деформаций на напряжения, возникающие при установившемся сдвиговом течении, заменой частной производной по времени теми или иными дифференциальными операторами, описывающими перемещение точки и связанной с ней системы координат при деформациях в пространстве.

Итак, пусть реологическое уравнение состояния вязкоупругой жидкости записывается в виде операторного уравнения:

 (1.10)

где *D* — некий дифференциальный оператор; σ’ij — компоненты девиатора тензора напряжений; γ’ij — компоненты тензора скоростей деформаций (тензор *{γ’}* представляет собой девиатор, ибо его первый инвариант равен нулю).

В установившемся течении при растяжении с постоянным продольным градиентом скорости έ0 диагональные компоненты тензора {у’} равны у’11 =έ0,y’22 = у’33 = -έ0/2 , а все недиагональные компоненты -нулю.

Пусть *D* — это линейный оператор Олдройда. Тогда для режима установившегося течения, при *dσ11/dt=0,* уравнение состояния (1.10) распадается на три следующие равенства:

 (1.11)

Для того, чтобы получить отсюда значение напряжения σ11 надо воспользоваться равенством σii=-p+σ’i и, пренебрегая силами поверхностного натяжения, записать, что



Исходя из первого уравнения системы (1.11) следует,что гидростатическое давление (отнюдь не равное внешнему) выражается через градиент скорости



Исходя из первого уравнения системы (1.11), можно получить



Отсюда следует, что продольная вязкость при растяжении выражается как функция градиента скорости

 (1.12)

Теория предсказывает, что при низких продольных градиентах скорости растяжения (при έ0«1/θ) значение λ=Зη=λ0, но при возрастании градиента скорости продольная вязкость монотонно увеличивается, и при έ0—> θ/2 продольная вязкость неограниченно возрастает: λ—>∞. При градиентах скорости, больших θ/2,установившееся течение при растяжении вообще оказывается невозможным.

Рассмотрим случай одноосного сжатия, по кинематике обратный одноосному растяжению. Для обычной вязкой жидкости при замене растяжения сжатием все реологические характеристики среды (с точностью до знака) остаются неизменными. Но для вязкоупругой среды сжатие не является процессом, обратным растяжению. Это видно из приведенных ниже соотношений. Сжатию отвечает тензор скоростей деформации



поэтому уравнения (1.11) заменяются следующей системой:



 (1.13)

Повторяя все вычисления, проделанные для деформации одноосного растяжения, и определяя вязкость при сжатии λ точно так же, как при любых других режимах деформации отношением (σ11/έ0) можно найти, что

 (1.14)

Таким образом, для модели (1.10), обобщенной на большие деформации по Олдройду, вязкость при растяжении λ, оказывается не равной вязкости при сжатии λ,. Этот результат показывает, что в принципе для вязкоупругой жидкости с произвольными реологическими свойствами, несмотря на кинематическую обратимость растяжения и сжатия, может иметь место неравенство: λ=λ,.

Вязкоупругая жидкость, реологические свойства которой описываются уравнением (1.10) с производной в смысле Олдройда, не проявляет аномалии вязкости при сдвиге, то общая картина изменения «вязкостей» этой жидкости в зависимости от градиента скорости при трех рассмотренных схемах деформации в режиме установившегося течения оказывается такой, как показано на рис. 1.2.

Таким образом, жидкость, не проявляющая аномалии вязкости при сдвиговом течении, обнаруживает эффект возрастания вязкости

**Рис 1.2. Изменение вязкости вязкоупругои**

**"олдройдовской" жидкости с одним временем**

**релаксации в зависимости от скорости**

**деформации:**

1. - продольная вязкость при растяжении λ/3η0;
2. - продольная вязкость при сжатии λ/3η0;
3. - вязкость при сдвиговом течении η/η0.

при растяжении вследствие развивающихся высокоэластических деформаций.

Эффект аномалии вязкости при сдвиговом течении естественным образом описывается при использовании реологического уравнения (1.9), обобщенного на случай больших деформаций с помощью яуманновской производной. Но для одноосного растяжения эта модель не предсказывает возникновения каких-либо новых эффектов, отличных от тех, которые известны для чисто вязкой жидкости, т. е. для такой вязкоупругой среды

Этот вывод физически обусловлен тем, что эффект аномалии вязкости в яуманновской модели возникает из-за вращения координатной системы, связанной с данной точкой, при деформировании среды. При однородном одноосном растяжении вращение элементов тела отсутствует, и поэтому вязкоупругая среда ведет себя как ньютоновская жидкость.

Таким образом, использование яуманновской производной не дает возможности высказать какие-либо правдоподобные суждения о характере реологического поведения вязкоупругой среды при растяжении. Поскольку олдройдовская производная не позволяет сделать этого относительно сдвигового течения, то очевидно, что обе эти модели не могут одновременно правильно описать реологические свойства вязкоупругой жидкости и при растяжении и при сдвиге, и поэтому в общем случае они оказываются неадекватными реальным свойствам вязкоупругой среды.

Из более сложных моделей вязкоупругих сред целесообразно остановиться на модели Сприггса, представляющей собой модель вязкоупругой жидкости с известным релаксационным спектром, обобщенную на случай больших деформаций с помощью дифференциального оператора довольно сложного строения.

При кинематике движения, отвечающей одноосному растяжению продольная вязкость λ оказывается равной :

 (1.15)

где α—показатель, характеризующий частоту распределения времен релаксации в спектре; *θт* — максимальное время релаксации; ζ(α) — дэета-функция Римана.

Из этой модели непосредственно вытекают некоторые частные случаи, представляющие интерес. Если ε=-1, что отвечает модели де-Уитта,то λ*=3η* как это уже было получено выше. Если ε*=*0, что отвечает обобщенной (нелинейной) модели Олдройда, то формула (1.15) предсказывает рост продольной вязкости при увеличении градиента скорости, по характеру такой же, как это имело место и при использовании линейного оператора Олдройда. Однако в этой модели рост продольной вязкости сопровождается снижением эффективной вязкости при сдвиговом течении. Это показывает, что существуют такие способы обобщения реологических уравнений состояния линейных вязкоупругих сред, которые правильно описывают поведение жидкости и при растяжении в при сдвиге одновременно.

Изложенные выше результаты применения реологических моделей вязкоупругих сред для анализа продольного течения относились к системам, у которых релаксационный спектр и, следовательно, их вязкоупругие свойства не зависят от интенсивности деформирования. Между тем, как это хорошо известно для сдвигового деформирования, возрастание интенсивности воздействия приводит к изменению релаксационных свойств системы. Этот же эффект должен наблюдаться и при растяжении, поскольку коэффициент вязкости, входящий во все формулы для продольной вязкости, уменьшается ври возрастании интенсивности механического воздействия на систему.

Количественной характеристикой влияния интенсивности воздействия на коэффициент η является его зависимость от второго инварианта Т2 тензора скоростей деформаций. При растяжении



и при сдвиге

Поэтому условие эквивалентности интенсивности воздействия на материал при сдвиге и растяжении выполняется, если

 (1.16)

Тогда в общем случае зависимость продольной вязкости при растяжении λ от градиента скорости έо должна представляться в виде :

 (1.17)

где f(έo) — возрастающая функция.

Эта функция отражает влияние ориентации полимера, приводящей к усилению межмолекулярного взаимодействия, на вязкость. Некоторые примеры этой функции, следующие из различных реологических моделей, приводились выше.

Функция η(έ0,) входящая в выражение для продольной вязкости, является аналогом зависимости эффективной вязкости при сдвиге от скорости деформации с учетом указанного различия между зависимостью T2 от γ’ или έ [см. формулу (1.16)]. Эта функция отражает влияние деформаций на разрушение структурных связей, приводящее к частичному подавлению медленных релаксационных процессов (усечению спектра со стороны больших времен релаксации) и, как следствие этого, к снижению эффективной вязкости по мере возрастания скорости деформации.

Экспериментально наблюдаемая зависимость эффективной вязкости при растяжении от продольного градиента скорости λ(έ0) определяется наложением двух процессов — ориентации и частичного изменения релаксационного спектра материала. По-видимому, совершенно аналогичные явления происходят и при сдвиге. Но при растяжении, как общее правило, доминирует процесс ориентации, что приводит к возрастанию (см. ниже) функции λ(έо), в то время как при сдвиге обычно доминирует эффект, который можно трактовать как разрушение структуры системы. Это обусловлено тем, что при сдвиге направления ориентации и деформации не совпадают, а при растяжении — совпадают.

Предельные значения рассматриваемых функций равны:

Поэтому в области низких скоростей сдвига выполняется «закон Трутона», согласно которому



Величину называют начальной (трутоновской) вязкостью системы.

**3.3. Продольная вязкость растворов (молекулярные**

**модели).**

Рассмотрение теории продольного течения разбавленных растворов полимеров (хотя такой режим течения очень трудно реализовать практически) позволяет судить о том, в какой мере собственные вязкоупругие свойства макромолекулы могут явиться первопричиной особенностей поведения полимерных систем при одноосном растяжении. Этот вопрос аналогичен тому, который рассматривался при анализе вязкоупругих свойств индивидуальных полимерных цепочек при сдвиговом деформировании, когда реологические свойства системы объяснялись, исходя из релаксационного спектра отдельных макромолекул, движение которых складывается из независимых смещений. Этот подход состоит по существу, в построении физической модели полимерной системы и рассмотрении того, как такая модель ведет себя при сдвиге и при растяжении.

Простейшей формой частиц, которые могут ориентироваться в потоке, являются эллипсоиды. Поэтому поведение суспензии жестких эллипсоидов при течении в поле скоростей с продольным или поперечным градиентом позволяет установить влияние фактора ориентации на характер зависимостей η(у’) и λ(έ). На каждую частицу в потоке действуют силы вязкого трения окружающей среды и силы, обусловленные броуновским движением самой частицы. Под действием градиента скорости частицы стремятся ориентироваться в потоке строго определенным образом, броуновское движение служит дезориентирующим фактором. В результате в стационарном потоке устанавливается некоторое равновесное распределение ориентации осей частиц, которое зависит как от собственных свойств частиц (их размеров, формы и коэффициента диффузии), так и от градиента скорости. Совокупность вязких потерь при деформировании такой суспензии определяется распределением ориентации осей частиц относительно направления градиента скорости. Различие в распределении ориентации возможно только, если частицы обладают анизодиаметричностъю формы; в суспензии сферических частиц все направления скорости не изменяет структуры системы.

Существенно, что равновесное распределение ориентации эллипсоидов в потоке зависит от геометрий потока . При этом функция *η*(έ0) — убывающая, но функция λ(έ0) оказывается возрастающей, и ее вид зависит от соотношения между свойствами частиц и градиентом скорости. Этот теоретический результат показывает, что система, реологические свойства которой при сдвиге характеризуются аномалией вязкости (эффективная вязкость уменьшается с возрастанием скорости деформации), может при растяжении вести себя так, что с увеличением градиента скорости продольная вязкость возрастает.

Таким образом, даже простейшая модель суспензии жестких эллипсоидов позволяет качественно предсказать принципиальное различие в поведении полимерной системы при сдвиговом течении при растяжении и показывает, что связь между эффективной вязкостью при сдвиге и при растяжении может быть в достаточной мере сложной и неоднозначной.

В более реалистической модели полимерной системы макромолекула представляется в виде вязкоупругой нити или пористого клубка со статистическим распределением сегментов относительно центра масс. Эффективная вязкость модели в рамках линейной теории вязкоупругости не зависит от скорости сдвига. Если проанализировать реологические свойства молекулярной модели при одноосном растяжении, то оказывается, что следует ожидать возрастания продольной вязкости с увеличением градиента скорости. Точный вид зависимости λ(ε) определяется числовыми значениями параметров модели.

Возрастание продольной вязкости при увеличении градиента скорости при растяжении вязкоупругого пористого клубка является следствием двух факторов — ориентационного механизма, аналогичного описанному выше для суспензии жестких эллипсоидов (но с той разницей, что анизотропия молекулярного клубка — вынужденная, создаваемая самим градиентом скорости и являющаяся в этом смысле «деформационной анизотропией»), и релаксационного механизма, связанного с большими деформациями вязкоупругой среды и аналогичного тому, который приводит к возрастанию вязкости максвелловской жидкости с одним временем релаксации при больших деформациях. Количественные предсказания теории продольного течения суспензии вязкоупругих статистических клубков зависят от выбора модели самого клубка и от способа учета больших упругих деформаций. Поэтому теоретические результаты оказываются неоднозначными, хотя, в принципе, они позволяют объяснить и описать наблюдаемый характер функции λ(έ), исходя из представлений о релаксационном спектре среды.

Молекулярные модели типа моделей КСР и КРЗ — это модели вязкоупругих сред с дискретным распределением времен релаксации θР. Характер изменения продольной вязкости λ при растяжении для среды с одним временем релаксации, с учетом больших деформаций по Олдройду, предсказывается формулой (1.14). Наложение различных релаксационных механизмов приводит к суммированию вкладов каждого из них в продольную вязкость. Поэтому для модели пористого клубка с релаксационным спектром θР (при учете больших деформаций с помощью оператора Олдройда) зависимость λ(έ) имеет вид (по Р.Берду с соавторами)

 (1.18)

где *N0* — число цепей в единице объема; k— постоянная Больцмана; *Т* — лютная температура; η0 — наибольшая (начальная) ньютоновская вязкость при сдвиговом течении.

Аналогия структуры формул (1.14) и (1.18) очевидна. Однако эта модель не предсказывает эффекта аномалии вязкости при сдвиговом течении, хотя при простом сдвиге этой модели отвечает возникновение нормальных напряжений, пропорциональных ў2.

Молекулярные модели приводят практически к тем же количественным результатам, что и собственно феноменологические модели с той лишь разницей, что константам, входящим в итоговые формулы придается определенный физический смысл. Этот результат естественен, поскольку молекулярные модели оперируют теми же исходными понятиями и представлениями, что и феноменологические модели. Важнейшими из них являются: во-первых, понятие о релаксационном спектре системы и влиянии интенсивности деформирования на релаксационные свойства системы и, во-вторых, способ перехода от конвективной системы координат к неподвижной. Первое учитывает специфику реакции полимерной системы на внешнее воздействие как вязкоупругой релаксаций; второе — геометрические эффекты, обусловленные большими упругими деформациями среды Сочетанием этих факторов определяются практически все наблюдаемые или теоретически рассматриваемые особенности реологических свойств полимерных систем в любых режимах деформирования. В зависимости от геометрии деформации (например, при растяжении или при сдвиге) взаимное влияние этих факторов может быть различным, что приводит к различиям в проявлении реологических свойств системы в зависимости от схемы деформирования.

**СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Виноградов Г. В., Малкин А. Я. Реология полимеров. М., "Химия", 1977
2. Торнер Р. В. Теоретические основы переработки полимеров (механика
процессов). М., "Химия", 1977.