

абсолютное значение модуля сдвига и тангенса угла механических потерь

$$|G| = \rho |c|^2 = \frac{\rho_0 \omega^2 l_0^2}{N^2}; \quad \eta = \operatorname{tg} \psi$$

Таким образом, насадка диска на стержень понижает резонансную частоту стержня, а формулы для определения G и η полностью совпадают с формулами Гутина, полученными им для случая колебаний стержня без диска.

Теперь вернемся к анализу решения уравнения (9) $\beta = 1/2 \arcsin 2\alpha$, в котором величина α связана с отношением моментов инерции диска и стержня. Если менять момент инерции диска, то можно добиться изменения резонансной частоты вибратора не более чем в два раза. Размеры диска должны выбираться из условия отсутствия в нем упругих волн, т. е. стержень с диском должны колебаться как единое целое. При этом радиус диска должен удовлетворять условию $r \ll \lambda_{изг}$, где $\lambda_{изг} = 970 \sqrt{h/f}$ (где h — толщина диска, а f — рабочая частота стержня с диском). Для толщины диска должно выполняться условие $h \ll \lambda_{сдв}$, где $\lambda_{сдв} = c/f$.

Четвертьволновый вибратор, используемый для измерения вязкоупругих параметров полимерных материалов, представляет собой металлический стержень круглого сечения с инерционной массой на конце в виде диска (рис. 3). Крутильные колебания в нем возбуждаются и принимаются с помощью кристаллов сегнетовой соли. Узел колебаний лежит на основе стержня в основании диска, поэтому в случае стержня с зажатым концом закрепить его можно только у основания диска. Для рассматриваемого случая с диском на конце необходимо обеспечить крепление, которое не нарушило бы граничных условий задачи. Крепление стержня с диском осуществляется с помощью подшипника качения, насаженного на стержень. При этом стержень остается свободным по отношению к крутящему моменту M и может легко поворачиваться относительно своей оси.

Таким образом, с использованием диска стержень из полуволнового превращается в четвертьволновый вибратор. Применение четвертьволнового вибратора в сочетании с полуволновым расширяет частотный диапазон измерений установки «резонансные стержни» [1]. Результаты изменений $\operatorname{tg} \delta$ одной и той же саженаполненной резины на четвертьволновом и полуволновом вибраторе представлены на рис. 4. Совпадения результатов в рассматриваемом диапазоне температур на частотах 2,2 и 4,1 кГц можно считать вполне удовлетворительными.

Московский государственный
педагогический институт
им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию
3 IV 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. О. И. Гроссман, Л. М. Электрова, Ю. В. Зеленев, Заводск. лаб., 35, 863, 1969.
2. И. И. Клюкин, А. Е. Колесников, Акустические измерения в судостроении, «Судостроение», 1966.

О МЕТОДАХ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕОЛОГИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ РАСТВОРОВ ПОЛИМЕРОВ В РОТАЦИОННЫХ ПРИБОРАХ С ЗАЗОРОМ КОНУС — ДИСК В СВЯЗИ С НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ ПОТОКА

А. А. Трапезников, Г. В. Федотов

Исследована неустойчивость потока растворов двух полизобутиленов и нафтената алюминия разных концентраций в эластовискозиметре с рабочей парой конус — диск. Неустойчивость регистрировалась по тангенциальному напряжению и визуально через прозрачные детали прибора. Показано, что в зависимости от молекулярного веса и концентрации полимера в растворе неустойчивость потока может сопровождаться или не сопровождаться деградацией полимера; при этом градиент скорости и сдвиговое напряжение, при которых появляется неустойчивость, в одних случаях близки к области наибольшей ньютоновской вязкости, в других — далеки от нее.

Для измерений реологических характеристик концентрированных растворов полимеров применяются ротационные приборы, среди которых широкое распространение получили приборы с рабочей парой конус — диск (вискозиметры, реогониометры). Конструктивные особенности приборов во многих случаях не позволяют наблюдать за потоком в зазоре конус — диск.

Неустойчивость потока полимерных систем впервые была описана при изучении

экструзии расплавов полимеров через капилляр [1, 2]. При применении зазора конус — диск отдельные наблюдения неустойчивости потока, выражавшиеся в выдавливании исследуемой системы из зазора, были сделаны для паст [3, 4], расплава полизобутилена (ПИБ) (П-20) [4], раствора высокомолекулярного ПИБ [5, 6], растворов сополимеров [7]. Появление «трещины», видимой в зазоре сбоку, при течении силиконовой жидкости было описано в [8], а скольжение расплава полиэтилена — в [9]. Концентрированные растворы полимеров считаются достаточно липкими и их скольжение по твердой стенке не рассматривают.

В данной работе был применен эластовискозиметр с рабочей парой конус — диск, схема расположения которой показана на рис. 1. Конус 1, связанный с жестким динамометром, был изготовлен из металла как радиально рифленый, так и гладкий (диаметр 3,0 см, угол $2^{\circ}12'$), диск 2 — из металла (рифленый или гладкий) и из стекла. Стакан 3 (вращающийся) из плексигласа, прозрачный. Разные исследователи заполняют конические зазоры по-разному, поэтому мы применяли разные варианты заполнения: I — с охранным кольцом 4 и заполнением до верхней кромки конуса 5; II — без кольца с таким же заполнением; III — без кольца с заполнением зазора точно до края конуса; IV — с заполнением до $\sim \frac{2}{3}$ радиуса конуса. Деформирование проводили при постоянной скорости сдвига $\dot{\gamma}$.

В связи с тем, что мы обнаружили неустойчивость потока и появление ложных максимумов напряжения в таких условиях деформации и в таких растворах, в которых ранее предполагать их было трудно, вначале был подвергнут проверке вопрос о существовании максимумов прочности структуры вообще. Был выбран 6%-ный раствор ПИБ с $M=2,3 \cdot 10^6$ в вазелиновом масле, один из наиболее эластичных. Выяснилось, что при $\dot{\gamma} \leq 31 \text{ сек}^{-1}$ (заполнение по варианту I) поток в зазоре конус — диск (наблюдаемый визуально через стеклянный диск) устойчив в течение неограниченного времени. При этом кривые зависимости напряжения сдвига P от времени τ в интервале $\dot{\gamma} > \dot{\gamma}_{P_{r_0}}$, соответствующей появлению максимумов прочности структуры P_r на кривой $P(\tau)$, плавно проходят через P_r к стационарному течению при P_s . В таких случаях $P=3I/2\pi R^3$ (где I — крутящий момент, R — радиус конуса), а также эффективная вязкость $\eta=P/\dot{\gamma}$ и разность $\Delta P=P_r-P_s$, характеризующая тиксотропию, имеют реальный физический смысл.

В интервале $\dot{\gamma} \geq 63 \text{ сек}^{-1}$ на кривых $P(\tau)$ после первого острого пика P_r появляется второй широкий и более высокий максимум P_{r_2} , но при этом появляются сильные колебания I , постепенно поникающиеся в течение длительного времени $\tau=\tau_s^*$, после которого I становится постоянным [10]. Наблюдение показывает, что колебания I связаны с нарушением однородности потока, раствор перемещается по зазору в виде сплошного «многоугольника», непрерывно меняющего свою форму (заполнение по варианту IV). При τ_s^* поток становится вполне устойчивым. Повторное измерение с той же порцией раствора после длительного отдыха дает кривую с заниженным первым максимумом, без второго [10]. Это доказывает, что полимер претерпевает деградацию, которая сопровождает неустойчивость потока.

Следовательно, до критической скорости наступления неустойчивости $\dot{\gamma}_1$, которая в данном случае совпадает с критической скоростью деградации $\dot{\gamma}_d$ [5], раствор течет устойчиво и в этих условиях обнаруживается истинный P_r и стационарное P_s [11, 12]. Поэтому кривые течения $\dot{\gamma}(P)$ (рис. 2, a) в интервале $\dot{\gamma} < 31 \text{ сек}^{-1}$ обратны и правильны. Ветвь же для $\dot{\gamma} \geq 63 \text{ сек}^{-1}$ (рис. 2, a) отделена от нижней ветви, так как она относится к деградированному полимеру. Деградация создает петлю гистерезиса при понижении $\dot{\gamma}$ от $\dot{\gamma} > \dot{\gamma}_d$ даже после длительного отдыха. Возможно именно эта причина объясняет петлю гистерезиса, оставшуюся не объясненной при рассмотрении процесса неустойчивости течения в [13]. Характерные параметры данного раствора: $\dot{\gamma}_k=0,01 \text{ сек}^{-1}$ и соответствующее $P_k=100 \text{ дин}/\text{см}^2$, ниже которых $\eta_{\max}=\text{const} \approx 10000 \text{ ньют}$, $\dot{\gamma}_{P_{r_0}}=0,025 \text{ сек}^{-1}$, $P_{r_0}/P_k=1,9$. Кривые $\dot{\gamma}(P_r)$ и $\dot{\gamma}(P_{r_2})$ выше $\dot{\gamma}=31 \text{ сек}^{-1}$ (рис. 2, a) имеют реальный физический смысл, если каждое измерение сделано для свежих порций раствора.

Другой тип растворов представлен 30%-ным раствором ПИБ с $M=1,55 \cdot 10^5$ (марка П-20) в вазелиновом масле. На рис. 2, б показаны кривые течения $\dot{\gamma}(P)$, для которых P вычисляли формально так же, как и выше. В этом случае в интервале $\dot{\gamma} < \dot{\gamma}_k=0,629 \text{ сек}^{-1}$ и $P < P_k=1800 \text{ дин}/\text{см}^2$ зависимость $\dot{\gamma}(P)$ линейна и $\eta_{\max}=\text{const}=-2860 \text{ ньют}$. До $\dot{\gamma}=\dot{\gamma}_k \approx 7,78 \text{ сек}^{-1}$ поток устойчивый, кривые $P(\tau)$ монотонные без максимума, P_s достигается быстро. При $\dot{\gamma}=7,78 \text{ сек}^{-1}$ появляется неустойчивость

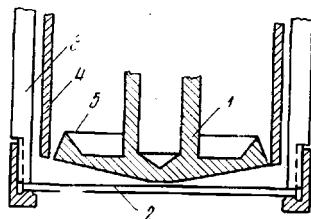


Рис. 1. Схема рабочей пары конус — диск эластовискозиметра. Пояснения см. текст

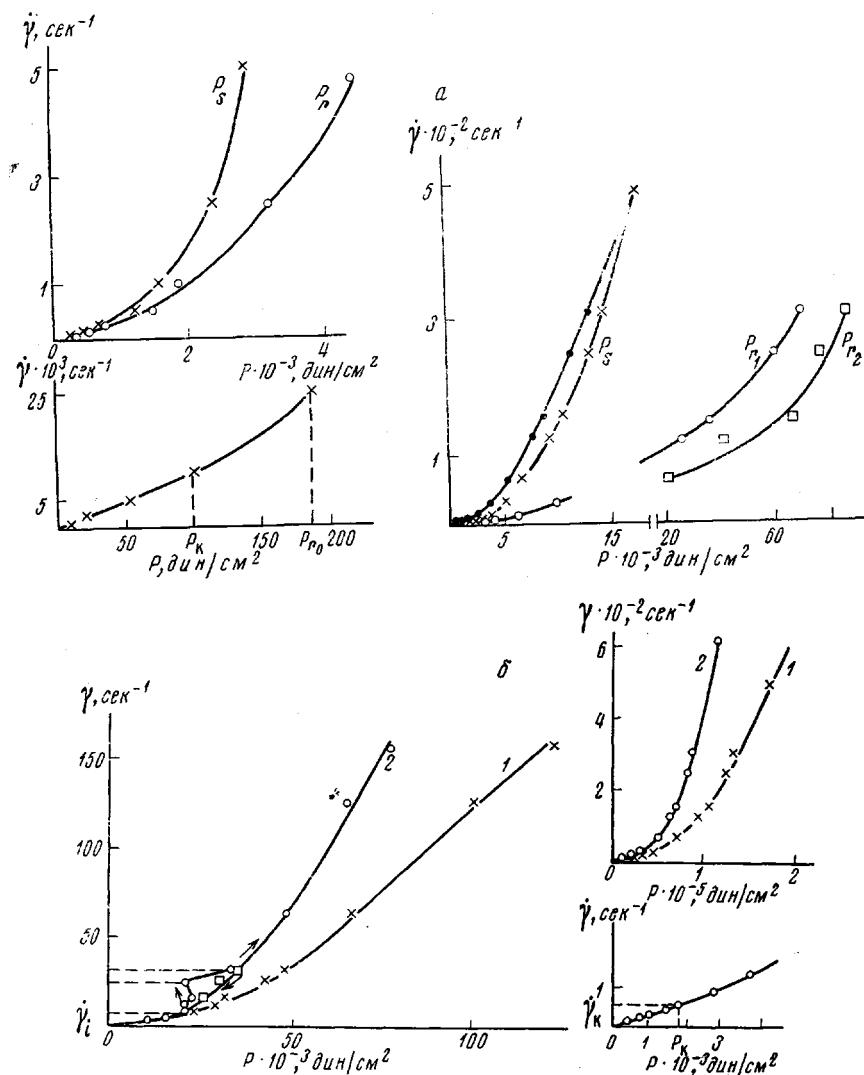


Рис. 2. Кривые $\dot{\gamma}(P)$ в разных масштабах для 6%-ного раствора ПИБ ($M=2,3 \cdot 10^6$) (а) и 30%-ного раствора ПИБ ($M=1,55 \cdot 10^5$) (б) в медицинском вазелиновом масле; пояснения кривых см. текст

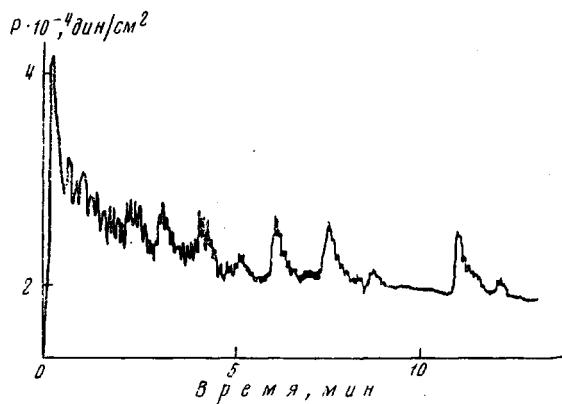


Рис. 3. Кривая $P(t)$ для 30%-ного раствора ПИБ ($M=1,55 \cdot 10^5$) в медицинском вазелиновом масле, $\dot{\gamma}=25 \text{ сек}^{-1}$

потока. После начала вращения I растет до предельной величины, затем удерживается в течение 30–40 сек. на постоянном уровне, после чего постепенно понижается. При этом раствор в рабочем зазоре течет спокойно, но во внешней части раствора за краем конуса (при заполнении по варианту I) после начала снижения I образуются разрывы сплошности и через 10–15 мин. они проникают в конический рабочий зазор. Образующиеся «пузырьки» сливаются в сплошное кольцо на краю зазора, образуя зону неустойчивого течения, в которой раствор местами непрерывно прилипает и отрывается. Заполнение зазора раствором по вариантам III и IV ускоряет развитие отрыва, не увеличивая его площадь. При более высоких γ процесс развития отрыва ускоряется и при 63 сек^{-1} устойчивое течение продолжается 1,5–2 сек. При каждой γ кривые имеют сильные максимумы, за которыми P круто спадает, но и в некоторые моменты времени сопровождается острыми подъемами, связанными с времененным увеличением площади прилипания в зоне отрыва (рис. 3). При $\gamma=25 \text{ сек}^{-1}$ ширина кольца отрыва наибольшая (рис. 4). Следовательно, в данном случае максимум P и последующее понижение P при каждой γ связаны с отрывом раствора и уменьшением площади заполнения зазора. Увеличение ширины кольца отрыва в интервале γ от 7,78 до 25 сек^{-1} определяет приблизительное постоянство и «вертикальную» часть кривой 2 рис. 2, б. При $\gamma=31 \text{ сек}^{-1}$, если конус рифленый, ширина кольца отрыва несколько уменьшается, что приводит к повышению P на кривой 2 рис. 2, б. Отрыв раствора сохраняется и при $\gamma=500 \text{ сек}^{-1}$, но площадь его невелика, а разрывы залечиваются после прекращения вращения за несколько секунд. В таких случаях, если разобрать кювету, можно не заметить имевшего место отрыва раствора. Если конус гладкий, то при $\gamma>25 \text{ сек}^{-1}$ уменьшения площади отрыва не наблюдается, а при высоких γ раствор полностью срывается с рабочих поверхностей. При возвращении без отдыха от высоких γ к средним обратная кривая идет правее, согласно стрелке, показанной вниз. Это создает кажущееся повышение вязкости по сравнению с ветвью подъема, т. е. аномальную петлю гистерезиса (напоминающую антикотропную петлю по некоторым работам). Такое ослабление отрыва может быть следствием разрушения структуры раствора при высоких γ , уменьшения времени его релаксации, а также некоторого разогрева раствора при более высоких γ . Данный раствор не претерпевает деградации даже при $\gamma=1200 \text{ сек}^{-1}$, поэтому неустойчивость потока с ней не связана, и после отдыха системы кривые $\gamma(P)$ воспроизводятся.

Раствор, содержащий 50% того же ПИБ, обладает аналогичными свойствами, но величина γ : у него не превышает $0,2 \text{ сек}^{-1}$. Следовательно, в более структурированном растворе, которому свойственно большее время релаксации и более высокие нормальные напряжения, неустойчивость возникает легче.

В этом смысле очень интересен 50%-ный раствор ПИБ с $M=1,55 \cdot 10^5$ в *n*-октане, в ~200 раз менее вязким растворителем, чем вазелиновое масло ($\eta \approx 1,2 \text{ пуз}$). У этого раствора $\gamma_k=66 \text{ сек}^{-1}$, $P_k=11\,200 \text{ дин}/\text{см}^2$, но η_{\max} всего только 170 пуз . До $\gamma=160 \text{ сек}^{-1}$ поток равномерный, вполне устойчивый, кривые $P(\tau)$ монотонные. При γ появляется очень слабый максимум на кривой $P(\tau)$ и возникает слабозаметная неустойчивость потока на краю конуса. Однако при более высоких γ максимум и неустойчивость выражены очень сильно, что приводит к появлению «стационарной» ветви 2 на рис. 5, а, лежащей много левее кривой 1, относящейся к «максимумам».

В 45%-ном растворе полистирола с $M=2 \cdot 10^5$ в маловязком растворителе (рис. 5, в, г) неустойчивость потока возникает уже при γ около $2-3 \text{ сек}^{-1}$ и растет

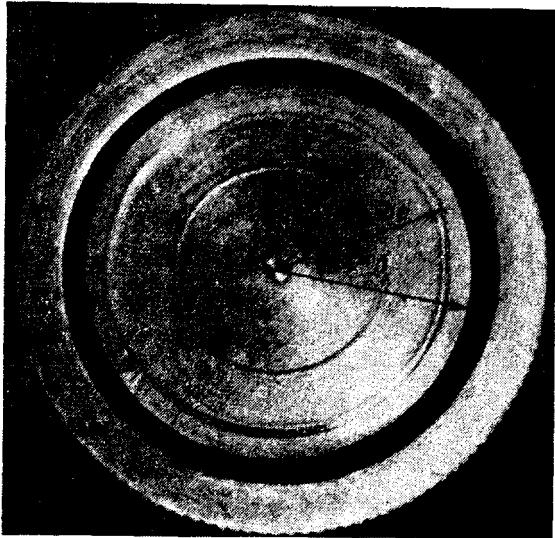


Рис. 4. Фотография рабочего зазора через стекло:
 D_1 — диаметр конуса, D_2 — заполнение раствором рабочего зазора, D_3 — зона устойчивого течения, $\gamma = 25 \text{ сек}^{-1}$. Конус гладкий. Несосность конуса и стакана на фото вызвана несосностью с прибором объектива фотоаппарата

при повышении $\dot{\gamma}$, причем при $\dot{\gamma}=3125 \text{ сек}^{-1}$ раствор насыщается пузырьками и «кипит» в зазоре.

Для последних двух растворов кривые 2 $P(\dot{\gamma})$ имеют вид типичных «сверхнормальных», описанных в [9]. Можно предположить, что сверхнормальность фактически связана с неустойчивостью потока. В этих случаях вполне отчетлива ветвь линейного возрастания $P(\dot{\gamma})$ при наиболее высоких $\dot{\gamma}$ после минимумов на кривых 2 рис. 5, а, в, которая в [10] не была получена.

Несмотря на то, что неустойчивость потока выражается в выдавливании раствора из зазора наружу и оголении зазора по краям, результирующая нормальные напряжения направлена, согласно теории [14], к оси конуса. Это подтверждается тем, что при высоких $\dot{\gamma}$ раствор неоднократно продавливал стеклянный диск в центре и вытекал через отверстие.

С точки зрения разнообразных проявлений неустойчивости потока и характера получаемых результатов при реологических исследованиях представляют интерес

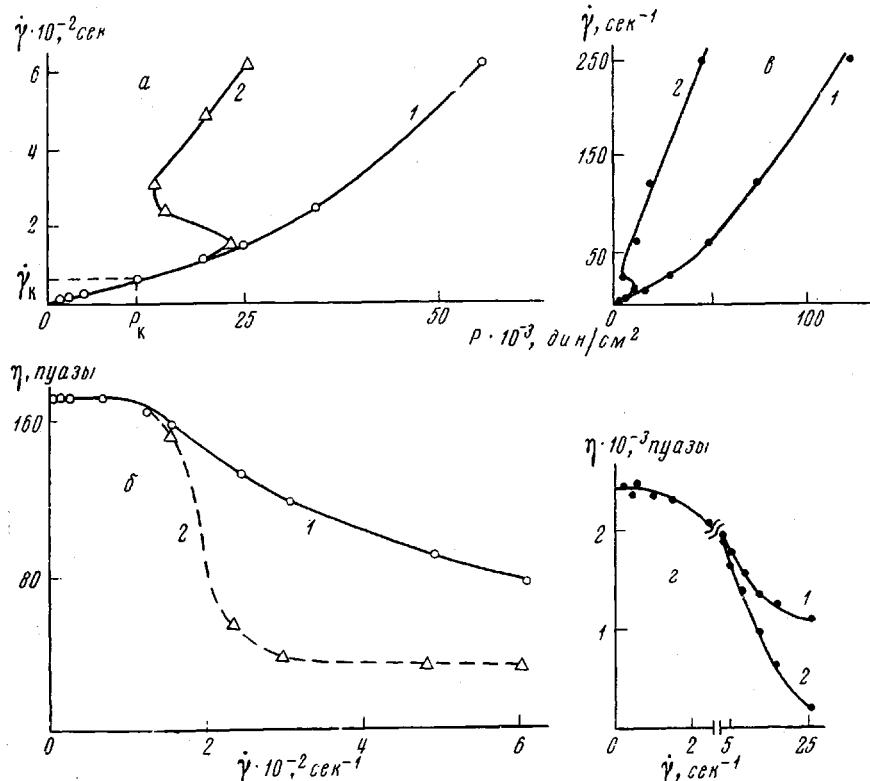


Рис. 5. Кривые $P(\dot{\gamma})$ (а, в) и $\eta(\dot{\gamma})$ (б, г) для 50%-ного раствора ПИБ ($M=1,5 \cdot 10^5$) в н-октане (а, б) и 45%-ного раствора полистирола ($M=2 \cdot 10^5$) в маловязком растворителе (в, г); пояснения кривых см. текст

наблюдения с растворами нафтената алюминия (НА), образующего благодаря координационным связям цепи с молекулярным весом в несколько миллионов [15]. В 4%-ном растворе НА в толуоле в интервале $\dot{\gamma}_k < \dot{\gamma} < \dot{\gamma}_c$ деформирование идет без нарушений потока, и на кривых имеются отчетливые максимумы P_r . Однако при $\dot{\gamma} > \dot{\gamma}_c$ после достижения на кривой $P(\tau)$ некоторого максимума напряжение сразу падает практически до нуля. Так как при этом зазор остается заполненным и выдавливания раствора не видно, надо предположить, что происходит отрыв раствора сразу по всей поверхности диска (или конуса) и дальнейшее проскальзывание. После отдыха раствор снова прилипает к поверхности, и кривая $P(\tau)$ может быть получена вновь.

Аналогичный раствор НА, но с добавкой гексилцеллозольва уже при низкой $\dot{\gamma}$ разрывается на части и выдавливается кусками из зазора (заполнение зазора по варианту III), вследствие чего отдых системы не приводит к восстановлению ее свойств. Такое поведение присуще студнеобразным системам. Однако, если для отдохнувшего раствора сразу задать $\dot{\gamma} \geq 500 \text{ сек}^{-1}$, то после нормального перехода через P_r к P_s происходит нормальный вязкий поток при заполненном зазоре. По-видимому, истинное разрушение структуры в таком растворе протекает столь быстро

и интенсивно, что разрушенный и разжиженный раствор теряет свои структурные свойства и перестает выдавливаться. После такого деформирования можно было понизить γ на несколько ступеней и получить устойчивые значения P при полностью заполненном зазоре при тех γ , при которых в опытах повышения γ происходило выдавливание. Однако снизиться до самых низких значений γ , мало превышающих γ_i , не удавалось.

Были проверены дополнительные методические вопросы, например влияние рифления поверхности. Металлические пары конус — диск рифленые или гладкие дают, в общем, сходные кривые $\gamma(P)$ и одинаковые значения γ_i . Отличия заключаются в том, что при $\gamma \gg \gamma_i$ рифленые поверхности создают несколько меньшее выдавливание (более высокие P). Возможно это объясняется более сильным когезионным сплелением жидкости по местам углублений между рифами, в которые жидкость задавливается нормальными напряжениями. Некоторая несосность конуса и диска приводит к «синусоидальной» форме кривой $P(\tau)$ при низких γ , но без отрыва. Синусоидальность кривой в [9] приписывалась только периодическим отрывам и прилипаниям. Отклонение (менее 1°) оси конуса от нормали к диску приводит к появлению ложного максимума P на кривых $P(\tau)$ при пониженных γ . Наличие пузырьков в растворе может привести к ложному максимуму при $\gamma < \gamma_i$.

На рис. 5, б, г показаны кривые $\gamma(\gamma)$ 1 и 2, построенные соответственно значениям P кривых 1 и 2 рис. 5, а, в. Видно, что разница в величинах γ велика. Согласно кривой 2 вязкость падает круто, и система должна была бы рассматриваться как претерпевающая сильное разрушение структуры, тогда как согласно кривой 1 вязкость понижается слабо, так как в действительности разрушение структуры слабое.

Отметим, что нормальные напряжения принято вычислять именно для стационарного потока, поэтому рассмотренные здесь осложнения с выдавливанием раствора могут влиять и на величины нормальных давлений. Наблюдения, проведенные на реогониометре с 30%-ным раствором бутилкаучука в трансформаторном масле, показали, что уже при $\gamma \geq 6 \text{ сек}^{-1}$ раствор начинает выдавливаться и вытекать из конического зазора, в результате чего на кривой $P_n(\tau)$ появляется ложный максимум [16]. В работах других авторов по бутилкаучуку и другим сходным полимерам максимумы и стационарные величины нормальных напряжений рассматривались только как истинные, структурные.

В обзорной статье [13], посвященной неустойчивости потока, рассматриваются соотношения величин γ_i и γ_k в расплавах полимеров. В исследованных нами растворах, содержащих полимеры в высоких концентрациях, γ_i близка к γ_k , тогда как в системах, содержащих полимер в низких концентрациях, γ_i может сильно превышать γ_k (в 6%-ном растворе, как это показано на рис. 2, а, на три порядка).

Не рассматривая здесь механизм возникновения неустойчивости потока, отметим, что он в значительной степени связан с отрывом раствора от поверхности диска или конуса, имеющим адгезионный характер [47]. Нельзя сказать вполне надежно (как, впрочем, и во многих специальных работах по адгезии), сохраняется ли мономолекулярный или тонкий слой жидкости на поверхности, т. е. является ли отрыв истинно адгезионным, когезионным или смешанным. Совокупность данных показывает, что чем резче выражен отрыв и выдавливание раствора, тем ближе отрыв к адгезионному. Повышение времени релаксации, упругости и нормальных напряжений усиливает появление неустойчивости и снижает γ_i . В целом отрыв раствора возможен тогда, когда система приобретает некоторую «жесткость», т. е. когда в ней в значительной степени подавлена релаксация и когда действуют значительные упругие силы. Это соответствует и условиям появления предела прочности структуры P , при γ , превышающих критические γ_k , относящиеся к значительной группе связей [18]. Иными словами, для появления неустойчивости в принципе необходимы те же условия, что и для появления P , определенной величины.

Отрыв и выдавливание раствора из зазора препятствуют вычислениям вязкости «стационарного» потока. Такой вывод делался и в [9] по отношению к расплавам. Однако в [9] не была рассмотрена возможность применения максимумов напряжения для вычисления вязкости. В тех случаях, когда поток неустойчив (рис. 2, б и 5), кривые 1 можно рассматривать в качестве кривых течения. Это особенно справедливо, когда молекулярный вес полимера невелик, а число и прочность переплетений молекул мало. В этих случаях число разрушающихся связей мало и истинная разность $\Delta P = P_r - P_s$ была бы малой. Иными словами истинная кривая течения слабо отличалась бы от кривой 1 рис. 2, б и 5, а может быть и совпадала бы с ней. Во всяком случае при таком способе расчета вязкости ошибка будет намного меньшей, чем при вычислении по экспериментальным «стационарным» напряжениям.

В тех случаях, когда поток устойчивый при наличии истинных P_r и P_s (как в случае рис. 2, а), вычисление вязкости надо проводить по P_s . Предстационарная стадия деформации полимерных систем [5, 11] приобретает в настоящее время дополнительное значение для оценки вязкости системы в случаях неустойчивости потока.

Институт физической химии
АН СССР

Поступила в редакцию
13 IV 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. J. P. Tordella, Reol. Acta, 1, 216, 1958; J. Appl. Polymer Sci., 7, 215, 1963.
2. E. B. Bagley, H. P. Schreiber, Trans. Soc. Rheol., 5, 341, 1961.
3. E. Vantoft, Rheology of disperse systems, ed. C.C. Mill., London, 1959.
4. А. А. Трапезников, Г. Н. Лесина, Т. И. Коротина, Ж. физ. химии, 46, 1380, 1972.
5. А. А. Трапезников, Докл. АН СССР, 155, 430, 1964.
6. А. А. Трапезников, Т. И. Коротина, Докл. АН СССР, 201, 1402, 1971.
7. J. F. Hutton, Proceedings of V International Congress Rheology, v. 4, Tokyo, 1970.
8. J. F. Hutton, Proc. Roy. Soc., A287, 222, 1965.
9. Г. В. Виноградов, А. Я. Малкин, Rheol. Acta, 5, 188, 1966.
10. А. А. Трапезников, Г. В. Федотов, Коллоидн. ж., 34, 642, 1972.
11. А. А. Трапезников, Ж. физ. химии, 41, 1247, 1967.
12. А. А. Трапезников, А. Т. Пылаева, Высокомолек. соед., А12, 1294, 1970.
13. А. Я. Малкин, А. И. Леонов, Успехи реологии полимеров, «Химия», 1970, стр. 98.
14. А. С. Лодж, Эластичные жидкости, «Наука», 1969.
15. А. А. Трапезников, Коллоидн. ж., 28, 666, 1966.
16. А. А. Трапезников, Г. Н. Лесина, Коллоидн. ж., 35, 416, 1973.
17. А. А. Трапезников, Г. В. Федотов, Ж. физ. химии, 46, 1028, 1972.
18. А. А. Трапезников, Докл. АН СССР, 102, 1177, 1955; Коллоидн. ж., 3, 98, 1958.