

О ВИБРОПОЛЗУЧЕСТИ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

*Г. И. Баренблатт, Ю. Н. Козырев, И. И. Малинин,
Д. Я. Павлов, С. А. Шестериков*

(Москва)

В механике деформируемого твердого тела обычно предполагается, что наложение малых колебаний на статическую нагрузку не влияет на общие характеристики деформирования материала.

Эта гипотеза находит свое отражение в том, что существующие уравнения состояния в случае нагружения с наложением малых вибраций дают характеристики деформирования, мало отличающиеся от аналогичных параметров для процессов, протекающих без возмущений. В то же время для ряда материалов при определенных условиях наблюдается резкое изменение их характеристик деформирования при наличии переменных компонент малой амплитуды. Так, известны исследования ползучести металлов [1, 2], эластомеров [3], бетона [4], в которых кривые ползучести, полученные при наложении на основную нагрузку малых колебаний, идут существенно выше кривых ползучести, полученных для статической нагрузки, соответствующей максимуму переменной силы. Имеются попытки объяснения явления виброползучести с позиций молекулярно-кинетической [3] и феноменологической [5] теорий.

Ниже приводятся некоторые теоретические соображения и экспериментальные данные, показывающие, что для ряда полимеров и полимерных материалов имеет место эффект увеличения скорости ползучести при наложении на статическую нагрузку малой динамической составляющей, обусловленный главным образом разогреванием материала вследствие рассеяния энергии колебаний в нем. Это явление, по-видимому, отлично от «эффекта вибраций», наблюдавшегося для эластомеров Г. Л. Слонимским и П. И. Алексеевым [3], в котором повышение температуры материала вследствие тепловыделения при колебаниях не играет существенной роли.

Наблюдавшийся в наших опытах процесс виброползучести в полимерных материалах протекал иначе, чем в опытах Г. Л. Слонимского и П. И. Алексеева (см. фиг. 1). При наложении вибрационной составляющей, по данным работы [3], материал вел себя так, как если бы в момент, отмеченный стрелкой (фиг. 1, а), образец был догружен. В наших опытах после наложения вибраций дополнительно к действующей статической нагрузке первое время материал ползет совершенно так же, как и в отсутствие вибрации, и лишь спустя некоторое время (индукционный период) скорость ползучести $\dot{\epsilon}$ начинает медленно возрастать, так что, после того как процесс выходит на прямолинейный участок 2 (фиг. 1, б), значение $\dot{\epsilon}$ иногда на два-три порядка превышает величину $\dot{\epsilon}$ до наложения вибраций. Температура материала при этом значительно повышается. Некоторая задержка процесса ускорения ползучести обусловлена, по-видимому, тем, что в момент наложения вибраций поведение материала мало отличается от упругого, рассеяние энергии невелико и разогревание материала происходит медленно. В дальнейшем разогревание приводит к повышению рассеяния и к еще большему тепловыделению, так что происходит лавинообразное увеличение скорости процесса.

Для исследуемого процесса виброползучести полимерных материалов характерно то, что напряжения σ мало (на 1—2%) отличаются от приложенного постоянного напряжения, поэтому переменностью напряжения можно в первом приближении пренебречь. Однако в процессе вибропол-

зучести происходит интенсивный разогрев образца, так что необходимо считаться с изменением температуры. Вопрос о разогреве образца под действием одной вибрационной нагрузки был теоретически рассмотрен в работе С. Б. Ратнера и В. И. Коробова [6] в предположении, что температурный перепад внутри образца пренебрежимо мал и основное тепловое сопротивление сосредоточено на стенке образца. Здесь будет учтено и распределение температуры внутри образца.

§ 1. Как известно, упругость полимерных материалов имеет неравновесный характер, так что при циклическом нагружении происходит тепловыделение во всем объеме деформируемого образца. В первом приближении для достаточно высокочастотных колебаний можно пренебречь влиянием основной нагрузки на тепловыделение. Тогда интенсивность этого тепловыделения в единице объема цилиндрического образца, подвергаемого растяжению, за единицу времени равна [7,8]

$$W = 1/2 \omega \sigma_0^2 J'' \quad (1.1)$$

Здесь σ_0 — амплитуда вибрационной составляющей растягивающего напряжения, J'' — так называемая податливость потерь — величина, зависящая для данного материала от температуры T и частоты ω . Для аморфных полимеров эта зависимость представляется в виде универсальных кривых $J''(\omega a_T)$, где a_T — отношение времен релаксации при разных температурах — определяется уравнением Вильямса — Ландела — Ферри [8]

$$\lg a_T = - \frac{c_1 (T - T_0)}{c_2 + (T - T_0)} \quad (1.2)$$

Здесь c_1° , c_2° — постоянные параметры, T_0 — температура отсчета. Опыт показывает, что в практически интересном интервале $\lg J''$ линейно зависит от величины $\lg \omega a_T$, так что из (2.2) можно получить

$$J'' = \frac{K}{\omega^n} \exp \frac{\beta (T - T_0)}{1 + (T - T_0) / c_2^\circ}$$

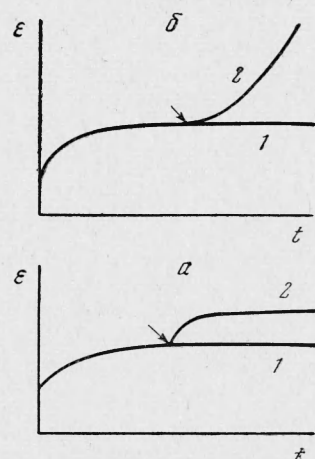
где K , n , β — постоянные параметры. При малых $(T - T_0) / c_2^\circ$ это соотношение приближенно представляется в виде

$$J'' = \frac{K}{\omega^n} \exp [\beta (T - T_0)] \quad (1.3)$$

Так, например, используя данные, приведенные в монографии [7], можно показать, что для пластифицированного поли-*n*-бутилметакрилата применимо соотношение

$$J'' = \frac{5 \cdot 10^{-6}}{\omega^{0.7}} \exp [0.26 (T - T_0)] \quad (1.4)$$

(температура — в градусах Кельвина, частота — в *гц*, J'' — в *см² / дин*, в качестве T_0 принята температура стеклования, равная 227° К). Для кристаллических полимеров, к которым относится и исследуемый в дан-



Фиг. 1. а — эффект вибраций по Г. Л. Слонимскому и П. И. Алексееву [3]; б — эффект вибраций, обусловленный тепловыделением. 1 — кривая ползучести (упругого последствия) полимерного материала в отсутствие вибраций, 2 — кривая ползучести (упругого последствия) после наложения вибрационной составляющей. Момент наложения вибраций отмечен стрелкой

ной работе капролит, уравнение Вильямса — Ландела — Ферри непосредственно неприменимо, однако есть основания полагать, что соотношение (1.3) в определенных практически интересных пределах сохраняет свою применимость и для этих материалов.

Составляя уравнение теплового баланса для цилиндрического образца в пренебрежении изменением температуры вдоль оси и используя соотношения (1.1) и (1.3), получаем

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{K}{2} \sigma_0 \omega^{1-n} \exp [\beta (T - T_0)] \quad (1.5)$$

Здесь ρ — плотность, c — теплоемкость, λ — теплопроводность материала, r — текущий радиус, отсчитываемый от оси цилиндра.

Имея в виду не принципиальное упрощение анализа задачи, пренебрежем зависимостью плотности, теплоемкости и теплопроводности от температуры, а также возможной переменностью амплитуды напряжений σ_0 по радиусу, связанной с переменностью упругих характеристик материала. Последнее пренебрежение возможно, поскольку в интересующей нас области температур модуль относительно стабилен. Таким образом, расчет изменения температуры по радиусу и во времени приводится к решению уравнения (2.5) при естественных начальных и граничных условиях

$$\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\alpha}{\lambda} (T - T_0) = 0 \quad \text{при } r = r_0, \quad T = T_0 \quad \text{при } t = 0 \quad (1.6)$$

в предположении, что на поверхности цилиндра удовлетворяется условие теплового излучения (α — коэффициент теплообмена, r_0 — радиус образца).

Исследование этой краевой задачи аналогично исследованию задачи о стационарном тепловом взрыве, впервые рассмотренной Д. А. Франк-Каменецким ([9], см. также [10]). Эта задача обладает, как известно, определенной нетривиальной особенностью, которая имеет интересное истолкование и при вибрационном разогреве. Для выяснения этой особенности удобно привести уравнение (2.5) к безразмерному виду, полагая

$$\beta (T - T_0) = u, \quad \tau = \frac{\kappa t}{r_0^2},$$

$$\xi = \frac{r}{r_0}, \quad \delta = \frac{\beta K}{2\lambda} \sigma_0^2 \omega^{1-n} r_0^2$$

Имеем

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \xi \frac{\partial u}{\partial \xi} + \delta e^u \quad (1.7)$$

Считая, что граничные условия стационарны, естественно полагать, что при $\tau \gg 1$, т. е. $t \gg r_0^2 / \kappa$, решение должно стремиться к стационарному, которое удовлетворяет уравнению

$$\frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} \xi \frac{du}{d\xi} + \delta e^u = 0 \quad (1.8)$$

и граничному условию

$$\frac{du}{d\xi} + \theta u = 0 \quad \text{при } \xi = 1 \quad (1.9)$$

Упомянутая выше особенность задачи состоит в том, что это стационарное решение существует не при всех δ , а только при $\delta \leq \delta_0$, где, как

показано в [11],

$$\delta_0 = \frac{8s}{(1+s)^2} \exp \left[-\frac{4s}{\theta(1+s)} \right], \quad s = \frac{2}{\theta} \left(\sqrt{1 + \frac{1}{4}\theta^2} - 1 \right) \quad (1.10)$$

т. е. при

$$r_0^2 \leq \frac{2\lambda\delta_0\omega^{n-1}}{\beta K\sigma_0^2} = r_*^2 \quad (1.11)$$

В частности, $\delta_0 = 2$, если на границе $r = r_0$, $T = T_0$, т. е. $\alpha = \theta = \infty$, Неравенство (1.11) показывает, что стационарные распределения температуры при радиусе образца, большем r_* , невозможны. В таких условиях температура образца будет все сильнее повышаться, пока не начнутся термическая деструкция, вязкое течение или другие процессы разрушения полимеров. При $r_0 < r_*$ возможны два стационарных решения (см., например, [10]), одно из которых (соответствующее более высокому разогреву) неустойчиво; последнее обстоятельство строго показано в работе [12]. При $r_0 = r_*$ оба решения сливаются в одно. При этом распределение приведенной температуры u по радиусу образца имеет вид

$$u = \ln(8s/\delta_0) - 2 \ln(1 + s\xi^2) \quad (1.12)$$

так что максимальная приведенная температура u_* и приведенная температура на стенке u_{**} равны соответственно

$$u_* = \ln \frac{8s}{\delta_0}$$

$$u_{**} = \ln \frac{8s}{\delta_0(1+s)^2} = \frac{4s}{\theta(1+s)} \quad (1.13)$$

Если, следуя [6], с самого начала осреднить температуру по радиусу образца и считать, что все тепловое сопротивление сосредоточено на границе, то уравнение теплового баланса для стержня имеет вид

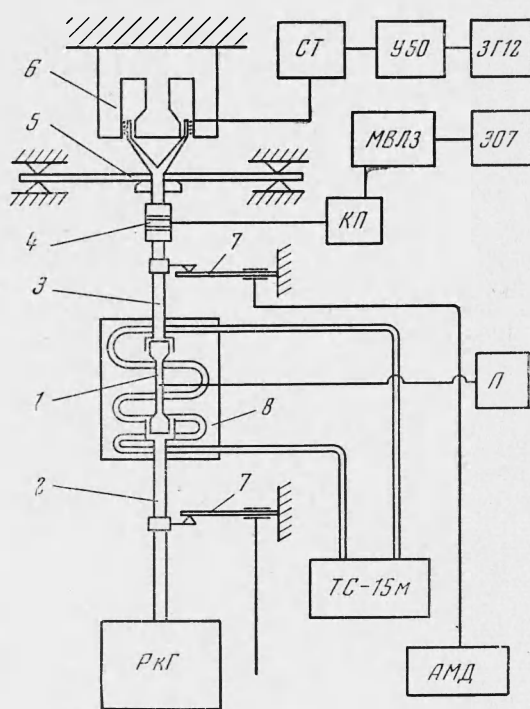
$$\frac{dT}{dt} = \frac{\sigma_0^2 \omega^{1-n} K}{2pc} \exp[\beta(T - T_0)] - \frac{2\gamma}{pc\tau_0}(T - T_0) \quad (1.14)$$

где γ — коэффициент теплообмена. Искомая температура удовлетворяет этому уравнению и начальному условию $T = T_0$. Выражение для критического радиуса образца, начиная с которого стационарное тепловое распределение невозможно, имеет вид

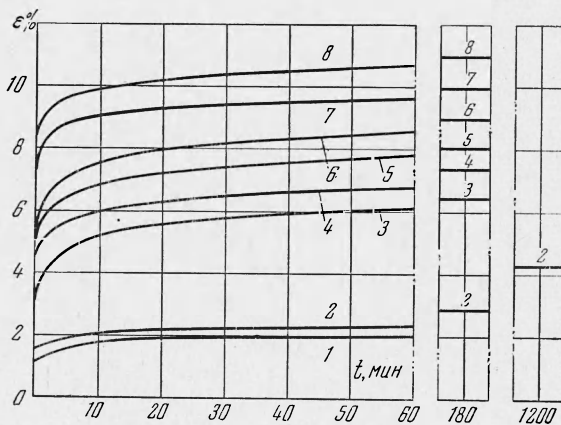
$$r_* = \frac{4e^{-1}\gamma}{\sigma_0^2 \omega^{1-n} K\beta} = \frac{1.47\gamma}{\sigma_0^2 \omega^{1-n} K\beta} \quad (1.15)$$

Отметим, что аппроксимация (1.3) для закона тепловыделения при виброползучести неприменима при слишком высоких температурах, так как кривая зависимости J'' от температуры имеет максимум. Это обстоятельство приводит к существованию второго устойчивого стационарного режима (см. также [6]), в большинстве случаев физически нереального, так как он соответствует температурам, при которых происходит интенсивная термическая деструкция материала. Как известно, аналогичная ситуация (в том числе, существование физически нереального высокотемпературного стационарного режима) имеет место и в теории теплового взрыва, где экспоненциальная зависимость скорости реакции от приращения температуры, предложенная Д. А. Франк-Каменецким, при больших температурах перестает удовлетворительно аппроксимировать аррениусовскую зависимость.

В следующих разделах представлены результаты опытов, показывающие, что для полимерных материалов действительно могут существовать ситуации, когда повышение скорости ползучести материала при наложении вибраций обусловлено главным образом разогреванием его вследствие рассеяния энергии.



Фиг. 2. Схема испытательной установки на виброползучесть



Фиг. 3. Кривые ползучести капролита при статической нагрузке ($\sigma = 3 \text{ кг/мм}^2$); 1, 2 — $T = 20^\circ\text{C}$; 3, 4 — $T = 40^\circ\text{C}$; 5, 6 — $T = 60^\circ\text{C}$; 7, 8 — $T = 80^\circ\text{C}$

На фиг. 3 представлены результаты испытаний образцов капролита на ползучесть при постоянной статической нагрузке $\sigma = 3 \text{ кг/мм}^2$ (рассчитанной на недеформированное сечение) при температурах 20, 40, 60 и 80°C . Образцы были выполнены в виде стержней диаметром 6 мм и длиной рабочей части 60 мм. На фиг. 4 представлены результаты испытаний таких же образцов капролита, когда совместно со статической $\sigma = 3 \text{ кг/мм}^2$ (40% от предела кратковременной прочности) действовала динамическая нагрузка. Частота динамической нагрузки составляла 200 гц, амплитуда 0.06 кг/мм^2 , т. е. 2% от действовавшей статической нагрузки. Температура помещения и начальная

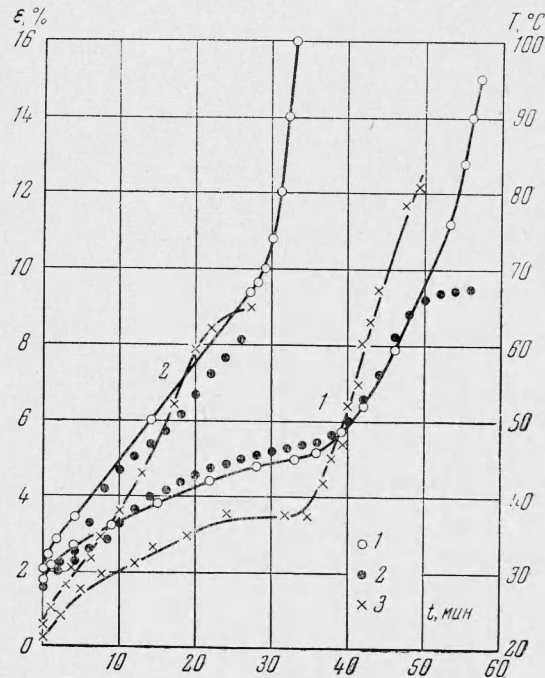
§ 2. С. Испытания проводились на установке, созданной в отделе пластичности НИИ механики МГУ. Схема установки представлена на фиг. 2. Статическая нагрузка создавалась грузом P , подвешиваемым при помощи тяги 2 к образцу 1. Далее усилие от веса груза передавалось через тягу 3 и пьезокристаллический датчик 4 на балку 5. Вибрационная составляющая нагрузки возбуждалась динамической головкой 6. Переменная э. д. с. синусоидальной формы для возбуждения колебаний формировалась звуковым генератором ЗГ-12М и через усилитель У-50 и согласующий трансформатор СТ поступала на звуковую катушку динамической головки, жестко закрепленную на балке 5.

Динамическая составляющая нагрузки измерялась при помощи пьезокристаллического дифференциального датчика 4 из титаната бария, преобразующего ее в электрический сигнал. Переменная ЭДС от пьезодатчика поступала на катодный повторитель и регистрировалась при помощи милливольтметра МВЛ-3 и осциллографа ЭО-7. Осциллограф был установлен для наблюдения за формой импульса динамических нагрузок.

Изменение деформации образца (по перемещению рабочих зажимов) осуществлялось при помощи консольных балочек 7, на которые были наклеены тензодатчики. На свободные концы балочек действовали упоры, закрепленные на тягах 2 и 3. Деформации тяг 2 и 3 были пренебрежимо малы по сравнению с деформациями образца. При перемещениях тяг прогиб балочек изменялся и сигнал от тензодатчиков поступал на автоматический мост АМД, регистрировавший на ленте разность перемещений тяг 2 и 3, т. е. деформацию образца (точнее — статическую составляющую деформации). Для проведения испытаний при повышенных температурах имелась разъемная нагревательная камера. Нагревание осуществлялось током теплоносителя, протекавшего через трубку, изогнутую в виде спирали. Теплоноситель, циркулирувавший по замкнутому кругу, поступал из термостата ТС-15М.

температура образцов, испытывавшихся в условиях вибраций, составляла 20°. При наложении одновременно статической и динамической нагрузок температура образцов (фиг. 4) изменялась так, как показано на кривых 3. Температура измерялась по середине рабочей части поверхности образца термопарами медь — константан, изготовленными из проволочек диаметром 0.03 мм. Различия в скорости разогрева образцов 1 и 2 были обусловлены главным образом различиями в их тепловой изоляции. Теплоизоляция применялась для выравнивания температурного поля как по сечению, так и по длине образца. При отсутствии изоляции неравномерность распределения температур по радиусу была бы значительно большей.

Сравнение результатов, представленных на фиг. 3 и 4, не дает ответа на вопрос о том, обусловлено ли влияние вибраций на скорость ползучести полимеров только разогреванием материала и соответствующим снижением его механических характеристик, или здесь действует иной механизм, не зависящий от температуры. В самом деле, данные, представленные на фиг. 3, получены при неизменной на протяжении опыта температуре T , а в экспериментах, приведенных на фиг. 4, T непрерывно изменялась. Чтобы высказать суждение о существовании или отсутствии собственно эффекта виброползучести, независимого от температуры, можно было бы поставить эксперименты двух типов. Во-первых, можно было бы, например, поставить эксперимент с вибрацией, обеспечив теплоотвод от образца так, чтобы его температура сохранялась постоянной. Сравнение кривых ползучести (при условии постоянства в том и другом случае статической нагрузки) с вибрацией и без нее позволило бы судить о влиянии собственно эффекта вибраций и влиянии температуры образца. Такого рода эксперименты были поставлены А. М. Локощенко и С. А. Шестериковым на образцах из дюралюмина, в которых наблюдался эффект виброползучести, не связанный с изменением температуры в образце. Во-вторых, можно было бы поставить эксперимент с постоянной статической нагрузкой, в которой температура образца изменялась бы с течением времени так же, как и в соответствующем опыте с вибрацией (статическая нагрузка также предполагается в этих опытах равной). Сравнение можно было бы провести так же, как и в опыте первого типа. К сожалению, на полимерных образцах проведение опытов как первого, так и второго типов затруднительно. Поэтому в настоящем исследовании вместо постановки опыта второго типа со статической нагрузкой ограничились построением расчетной кривой ползучести при переменных температурах (при таком же изменении T во времени, как и в опыте на виброползучесть), определенной по результатам экспериментов на ползучесть при постоянной температуре. При этом были использованы некоторые теоретические соображения, изложенные в следующем разделе.



Фиг. 4. Кривые виброползучести капролита. 1 — эксперимент, 2 — расчет по формуле (3.3), 3 — изменение температуры образца

§ 3. Перейдем к расчету процесса деформирования. Следуя известным кинетическим представлениям о деформировании [13,14], запишем выражение для скорости деформаций ползучести в виде

$$\frac{d\epsilon_c}{dt} = F(\epsilon_c) \exp \frac{-(U - \gamma\sigma)}{RT} \quad (3.1)$$

Здесь ε_c — деформация ползучести, U — энергия активации, σ — напряжение, T — температура, R — универсальная газовая постоянная, γ — константа материала, t — время. Это выражение предполагает аррениусовскую зависимость скорости деформации от температуры, линейную зависимость энергии активации от напряжения, а также некоторую зависимость скорости от накопленной деформации. В общем случае, когда σ и T зависят от времени, интеграл уравнения (3.1) записывается в виде

$$\chi(\varepsilon_c) = \int_0^{\varepsilon_c} \frac{d\varepsilon_c}{F(\varepsilon_c)} = \int_0^t \exp - \frac{(U - \gamma\sigma) dt}{RT} \quad (3.2)$$

или, в обращенном виде

$$\varepsilon_c = \Psi \left\{ \int_0^t \exp - \frac{(U - \gamma\sigma) dt}{RT} \right\} \quad (3.3)$$

Здесь Ψ — функция, обратная к χ . В частности, если σ и T постоянны в течение всего процесса деформирования, то (3.3) принимает вид

$$\varepsilon_c = \Psi \left\{ t \exp - \frac{(U - \gamma\sigma)}{RT} \right\} \quad (3.4)$$

Соотношение (3.4) было, по-видимому, впервые указано в работе [15]. На основе этих соотношений можно предложить простой способ определения функции $\Psi(x)$, а также параметров U и γ . Этот способ заключается в следующем.

Проводятся эксперименты на ползучесть при постоянной температуре $T_1, T_2, \dots$ и постоянном напряжении σ . Получаем серию кривых

$$\varepsilon_c = \varepsilon_1(t), \quad \varepsilon_c = \varepsilon_2(t), \dots \quad (3.5)$$

Если соображения, положенные в основу вывода соотношений (3.3), (3.4), правильны, то эти кривые должны получаться одна из другой подобным преобразованием оси времени, так что

$$\varepsilon_1(t) = \varepsilon_2(at) = \dots \quad (3.6)$$

Из (3.4) следует, что

$$at = \exp \frac{-(U - \gamma\sigma)}{RT_2} / \exp \frac{-(U - \gamma\sigma)}{RT_1} = \exp \frac{-(U - \gamma\sigma)(T_1 - T_2)}{RT_1 T_2} \quad (3.7)$$

так что по известному из опытов a_T величина приведенной энергии активации $U - \gamma\sigma$ легко находится из уравнения (3.7). Наконец, зная $U - \gamma\sigma$ и используя любую из кривых (3.5), получаем функцию $\Psi(x)$. После этого соотношение (3.3) позволяет построить кривую роста деформаций при переменных напряжениях и температурах.

По известной функции Ψ при помощи соотношения (3.3) строилась кривая $\varepsilon(t)$, причем закон изменения температуры со временем заимствовался из результатов опытов на виброползучесть.

Результаты расчета представлены на фиг. 4 черными кружками (кривые 2). Так должен вести себя материал, если на него будут действовать только статические нагрузки.

Из фиг. 4 можно видеть, что расчетные кривые 2, построенные описанным выше способом, незначительно уклоняются от экспериментальных кривых 1, полученных при действии вибрационных нагрузок. Отсюда можно сделать вывод, что наблюдавшееся в этих опытах повышение скорости ползучести капролита под влиянием дина-

мических нагрузок обусловлено главным образом влиянием изменения свойств материала при повышении температуры вследствие тепловыделения при вибрациях.

При определениях энергии активации $U - \gamma\sigma$ было обнаружено, что последняя зависит от температуры. Этот результат не противоречит известным из литературы (см., например, [16]) данным об изменении энергии активации релаксационных процессов с изменением T . В расчет подставлялась некоторая «эффективная энергия активации», определенная, например, по кривым ползучести при температурах 20 и 40° С, или 40 и 60° С и т. д. Отклонение этой величины от истинного значения при рассматриваемой температуре не может привести к значительным ошибкам при построении расчетной кривой.

Соотношения, использованные выше для обработки экспериментальных данных, с точки зрения феноменологической теории ползучести, представляют собой вариант теории упрочнения. Отметим, что соотношение (3.1) применимо при не слишком малых напряжениях.

В конце опытов на виброползучесть наблюдалось образование шейки, аналогичной шейке «холодного течения», описанной В. А. Каргиным и Т. И. Соголовой [17]. Так как предложенные в настоящей статье теории не претендуют на описание процессов, происходящих также и в шейке, то нет никаких оснований предполагать, что расчетная и экспериментальная кривые ползучести 1 и 2 на фиг. 4 будут согласоваться и при больших деформациях, когда шейка уже образовалась. Резкое отклонение расчетной кривой от экспериментальной для образца 2 при больших деформациях подтверждает это положение. Теория распространения шейки в полимерных материалах предложена ранее одним из авторов [18].

Авторы благодарят В. А. Володченкова, Н. И. Гальчина, Ю. С. Левшина, Ю. П. Максимачева и В. В. Тихомирова, принимавших участие в подготовке и проведении эксперимента.

Поступила 17 VI 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Kennedy A. J. Effect of fatigue stresses on creep and recovery. Proc. Internat. Conf. Fatigue Metals, London — N.-Y., 1956, p. 401.
2. Travaux du Comité pour l'étude du fluage des métaux aux températures ordinaires. Compt. rend. rech. J. R. S. J. A., 1960, № 24.
3. С л о н и м с к и й Г. Л., А л е к с е е в П. И. Исследование влияния вибрации на релаксационные процессы в резинах. Докл. АН СССР, 1956, т. 106, № 6, стр. 1053.
4. М а л м е й с т е р А. К. Упругость и неупругость бетона. Изд. АН Латв. ССР, Рига, 1957.
5. Ш е с т е р и к о в С. А. Одноосная ползучесть при переменных напряжениях. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1961, № 2, стр. 148.
6. Р а т н е р С. В., К о р о б о в В. И. Саморазогрев полимеров при многократной деформации. Докл. АН СССР, 1965, т. 161, № 4.
7. Ф е р р и Дж. Вязкоупругие свойства полимеров. Изд. иностр. лит., 1963.
8. Т о б о л с к и й А. Свойства и структура полимеров. Изд. «Химия», 1964.
9. Ф р а н к - К а м е н е ц к и й Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. Изд-во АН СССР, 1947.
10. Г е л ь ф а н д И. М. Некоторые задачи теории квазилинейных уравнений § 15, Успехи матем. наук, 1959, т. 14, № 2.
11. Б а р з ы к и н В. В. и М е р ж а н о в А. Г. Краевая задача в теории теплового взрыва. Докл. АН СССР, 1948, т. 120, № 6.
12. И с т р а т о в А. Г. и Л и б р о в и ч В. Б. Об устойчивости решений в стационарной теории теплового взрыва. ПММ, 1963, т. 27, вып. 2.
13. Ж у р к о в С. Н. и С а н ф и р о в а Т. Н. Температурная зависимость прочности чистых металлов. Докл. АН СССР, 1955, т. 101, № 2.
14. Ж у р к о в С. Н. и С а н ф и р о в а Т. Н. Связь между прочностью и ползучестью металлов. Ж. техн. физ., 1958, т. 28, № 8.
15. S h e r b y O. D., D o r n J. E. Anelastic creep of polymethyl methacrylate. Journ. Mech. Phys. Solids, 1958, vol. 6, No. 2, p. 145.
16. H i d e s h i m a T. The apparent second — order transition of high polymers with special emphasis on its manifestation in the mechanical properties. Progr. Theor. Phys., 1959, Supplement 10, p. 174.
17. К а р г и н В. А., С о г о л о в а Т. И. О деформации кристаллических полимеров в широком интервале температур. Докл. АН СССР, 1953, т. 88, № 5, стр. 867.
18. Б а р е н б л а т т Г. И. О распространении шейки при растяжении полимерных образцов. ПММ, 1964, т. 28, вып. 6, стр. 1048.