

Г. ГУРЕВИЧ

О ЗАКОНЕ ДЕФОРМАЦИИ АМОРФНЫХ
И ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТЕЛ

(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 3 X 1946)

Обычно причину загиба кривых деформация — напряжение, получаемых при испытании жестких материалов, ищут в специфике структурных модификаций, возникающих при некоторых критических нагрузках, а не в общей закономерности деформации, определяющей весь ход кривой.

Между тем, уже обычная формула Максвелла

$$\frac{d\sigma}{ds} = k_0 - \frac{\sigma}{\tau ds/dt} \quad * \quad (1)$$

отражающая самые общие представления о движении частиц деформируемого вещества, связанных силами ближнего порядка, дает ясную качественную интерпретацию кривой деформация — напряжение как аморфных, так и поликристаллических тел, если исходить из того, что единичные молекулярные комплексы этих тел (в поликристаллах — мелкокристаллические агрегаты) всегда обладают способностью перемещаться друг относительно друга.

Действительно, большей частью, при выводе из уравнения Максвелла закона ньютоновского течения, сразу полагают $\sigma = \text{const}$ (и $\eta = k_0\tau$). Но весь смысл уравнения (1) в иллюстрации переходного, а не установившегося процесса. Сам Максвелл (1) к ньютоновскому течению приходит, полагая в (1) $ds/dt = \text{const} = v$. В результате получается зависимость между деформацией и напряжением вида:

$$\sigma = \tau k_0 v (1 - e^{-s/v\tau}), \quad (2)$$

т. е. загиб и горизонтальность верхней части кривой „обеспечены“ при всех скоростях деформации и любых τ , следовательно, — при любой величине конечных напряжений (рис. 1).

Мы видим, что, согласно физическому смыслу уравнения (1), кривая деформация — напряжение характеризует не что иное, как непрерывный

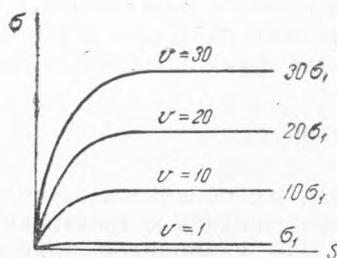


Рис. 1

* Написана для любого типа деформации; k_0 — исходный (гуковский) модуль упругости (при деформации сдвига он равен модулю сдвига G), τ — коэффициент, пропорциональный „времени релаксации“, s — относительная деформация, σ — напряжение, t — время.

переход от гуковской деформации к ньютоновскому течению, которому соответствует формула

$$\sigma_{\text{const}} = \tau k_0 v, \quad (3)$$

дающая в то же время величину „предела текучести“.

Ту же самую равновесную зависимость мы получим, „мгновенно“, прикладывая постоянную нагрузку, т. е. „сразу“ оказываясь за „пределом текучести“, как это имеет место при обычных методах измерения вязкости.

То, что уравнение Максвелла не было положено в основу исследования (даже качественного) кривых деформация — напряжение, объясняется ранней исторической традицией рассматривать τ в уравнении (1) как постоянную величину. В этом случае из уравнения (3) вытекает линейная зависимость предела текучести σ_{const} от v (рис. 1), что не соответствует действительности, особенно в случае жестких материалов, когда десятикратные (и даже стократные) изменения v не приводят к практически заметному изменению σ_{const} . Поэтому равновесное соотношение (3) ставилось в связь только с течением маловязких жидкостей при постоянной нагрузке, когда это отношение практически соблюдалось; пластическая же деформация жестких материалов считалась (и считается) ⁽³⁾ подчиняющейся особым, невыясненным, законам.

Дальнейшие исследования в области физики твердого тела привели к представлению об энергии активации, необходимой для „перескоков“ молекул аморфных тел (или перемещения мелкокристаллических агрегатов в поликристаллах), т. е. к представлению об экспоненциальной зависимости τ от температуры (а также и от σ *). Но τ рассматривалось уже не как параметр общего уравнения Максвелла, а либо как величина, пропорциональная коэффициенту вязкости в различных уравнениях деформации, строившихся по аналогии с ньютоновским законом течения **, либо как величина, непосредственно обратная скорости деформации. Между тем, можно показать, что, считая функциональную зависимость τ от σ в выражении

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{u - a\sigma}{kT}} \quad (4)$$

столь же общей и непрерывной, как и зависимость от температуры ***, и возвращаясь к трактовке τ как параметра уравнения (1), мы ликвидируем кажущееся противоречие между верностью качественной интерпретации всего процесса деформации, которую дает уравнение Максвелла, и неверностью количественных выводов о связи между σ_{const} и v , заставляющих рассматривать пластическую деформацию жестких материалов и текучесть жидкостей как явления, подчиняющиеся различным закономерностям.

Действительно, из (4) и (3) находим, что как зависимость „предела текучести“ от скорости относительной деформации (при данной темпе-

* Зависимость τ от σ постулировалась, главным образом, при попытках теоретического объяснения особенностей механизма пластической деформации жестких материалов как специфического процесса, принципиально отличного от вязкого течения простых аморфных тел (пластическая деформация металлов ⁽⁴⁾ и „пластическая деформация“ полимеров ⁽⁵⁾).

** Например, известное уравнение Александрова и Лазуркина ⁽⁶⁾ для высокоэластичной деформации полимеров получается из уравнения $\sigma = \eta ds/dt$ простой заменой σ на $\sigma - k_{\infty} s$, где $k_{\infty} s$ характеризует силы корреляции по цепям (по терминологии Александрова ⁽²⁾).

*** Это необходимо следует из тех же представлений, которые приводят к постулированию зависимости τ от T . Следует заметить, что на возможность общей зависимости τ от σ указывал уже с самого начала Максвелл ⁽¹⁾.

ратуре), так и зависимость скорости относительной деформации от величины постоянной нагрузки выражаются соотношением:

$$\lg \frac{v}{\sigma_{\text{const}}} = A\sigma_{\text{const}} - B^*, \quad (5)$$

где A и B — постоянные.

На рис. 2 дана зависимость $\lg \frac{v}{\sigma_{\text{const}}}$ от σ_{const} , полученная по кривым деформация — сила для трех сортов основы киноплёнки (нитроцеллюлоза — 1, 2 и ацетилцеллюлоза — 3), подсушенной триплексной

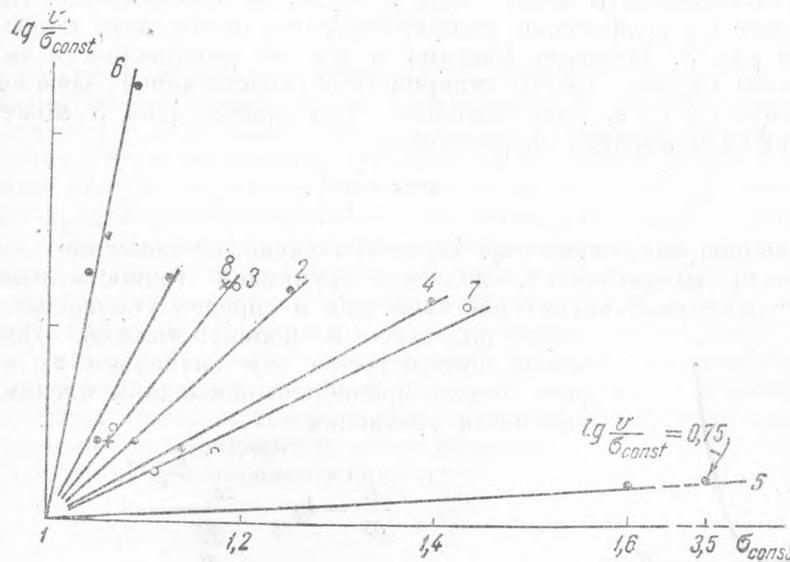


Рис. 2

плёнки — 4, бутилметакрилатной плёнки — 5, алюминия — 6, свинца — 7, испытывавшихся на динамометре Шопера при комнатных температурах, и для медной проволоки — 8, испытывавшейся при температуре красного каления нихрома **.

Мы видим, что связь между σ_{const} и v удовлетворяет соотношению (5) в весьма широком диапазоне жесткости материалов самой разнообразной структуры. У жестких высокополимерных веществ (пластиков) *** и поликристаллов большие изменения скоростей деформации вызывают сравнительно малые изменения предела текучести, тогда (5) практически совпадает с полученной для ряда материалов (7) эмпири-

* При одном и том же σ_{const} но разных T имеем $\lg \frac{v}{\sigma_{\text{const}}} = -\frac{A'}{T} + B'$,

т. е. в обычных координатах кривую зависимости удельной деформации от температуры, характеризующую наличие температурного интервала размягчения; сравнение с (5) и соответствующими кривыми (рис. 2 и 3) указывает на существование „силового интервала размягчения“, аналогичного температурному, что целиком подтверждается на практике.

** Кривые рис. 2, для удобства совместного обозрения, построены в масштабе, в котором наименьшая применявшаяся скорость относительной деформации образца и соответствующий предел текучести приняты за единицу.

*** Полимерные материалы выбраны как объект исследования ввиду их малой хрупкости по сравнению с простыми аморфными телами. Следует заметить, что поведение полимеров (как будет показано в другой статье) описывается более общим уравнением, чем (1), с учетом (4), но для нахождения „предела текучести“ не слишком мягких пластиков общее уравнение дает практически те же результаты, что и уравнение (1).

ческой зависимостью предела текучести от скорости (или, что то же, — скорости деформации от величины постоянной нагрузки) вида

$$\lg v = A + B\sigma_{\text{const}} \quad (6)$$

(область кривых, лежащих левее кривой алюминия на рис. 3) *.

Однако при повышении температуры или при переходе к более мягким телам уравнение (5) остается единственно правильным, вплоть до другого предельного случая — жидкостей малой вязкости (область кривых, лежащих много ниже кривой бутилметакрилата), когда (5) переходит в уравнение ньютоновского течения, тем самым замыкая непрерывную гамму „веера состояний“ рис. 2**. При повышении вязкости линейность между σ_{const} и v уже не соблюдается. При этом уравнение (5) графически интерпретируется (в обычных координатах) кривой рис. 3. Формула Бингама и все ее разновидности являются, в общем случае, грубо эмпирической констатацией зависимости τ уравнения (3) от σ . Действительно, ход кривой рис. 3 может быть приближенно выражен формулой:

$$v = \frac{\sigma - \sigma_0}{\eta} \quad (7)$$

Величина напряжения σ_0 , характеризующего положение „силового интервала размягчения“, является функцией точности измерений, а не структурной характеристикой, как и „предел упругости“ (у жестких пластиков и поликристаллов). Последний всегда определяется тем значением σ , до которого можно пренебречь последним членом в правой части уравнения



Рис. 3

$$\left[\frac{d\tau}{ds} = k_0 \frac{e^{-\frac{u - a\sigma}{kT}}}{\frac{ds}{dt} \tau_0} \right] \quad (8)$$

В заключение выражаю благодарность директору НИКФИ профессору П. В. Козлову за предоставление условий для проведения работы, а также заведующему механической мастерской Б. Д. Коровкину и всем лицам, снабдившим меня образцами материалов.

Научно-исследовательский
кино-фото-институт
Министерства кинематографии СССР

Поступило
3 X 1946

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ J. C. Maxwell, Phil. Trans. London, **157**, 49 (1867). ² А. П. Александров, Тр. 1-й и 2-й конфер. по высокомолек. соед., 49 (1945). ³ Я. И. Френкель, ЖЭТФ, **16**, 30 (1946). ⁴ R. Becker, Phys. Z., **26**, 919 (1925). ⁵ D. D. Eley u. D. C. Peppert, Nature, **154**, No. 3897, 52 (1944). ⁶ А. П. Александров и Ю. С. Лазуркин, ЖТФ, **9**, 1249 (1939). ⁷ L. H. Fry, Proc. ASTM, **40**, 628 (1940); R. F. Miller and oth., Trans. Am. Soc. Metals, **26**, 52 (1938); M. Manjoine u. A. Nadai, Proc. ASTM, **40**, 822 (1940); F. S. Carswell u. H. K. Nason, Symposium on Plastics, ASTM, **37**, 1944; E. G. Couzens and W. G. Wearmouth, Soc. Chem. Ind., **61**, 5, 69 (1942); W. F. Bartol, Mod. Plast., **17**, 47 (1940).

* Так как при различной величине пределов текучести у жестких материалов (при разных скоростях деформации или температурах) они при дальнейшем растяжении упрочняются приблизительно на одну и ту же сравнительно небольшую величину, то и зависимость разрывной прочности от скорости деформации в ряде случаев приближенно удовлетворяется уравнением (6).

** Практическая независимость τ от σ у жидкостей послужила основной причиной того, что τ считали зависящим только от T . В противоположном случае жестких материалов (или состояний) роль σ становится столь же существенной, как и роль T ; учет этого формулой (5) и позволяет охватить одной закономерностью всю область состояний тел — от жидкого до твердого.