

нием темп-ры  $T$  скорость П. м. растёт, что ограничивает долговечность конструкций, работающих при пост. нагрузках и повыш. темп-рах. Малая скорость П. м. — гл. требование, предъявляемое к жаропрочным материалам. Сущест. техн. значение имеет ползучесть металлич. материалов и керамики при повыш. темп-рах и давлениях.

Зависимость величины деформации  $\epsilon$  от времени  $t$  при пост. темп-ре  $T$  и напряжении  $\sigma$  описывают т. н. кривой ползучести (рис. 1). Процесс П. м. условно разбивают на стадии: I — неустановившаяся П. м., когда скорость деформации  $\dot{\epsilon}$  непрерывно понижается (происходит упрочнение); II — установившаяся П. м.  $\dot{\epsilon}_{уст} = \text{const}$ ; III — стадия ускоренной П. м., к-рая заканчивается разрушением. Относит. протяжённость каждой стадии зависит от условий испытания или эксплуатации

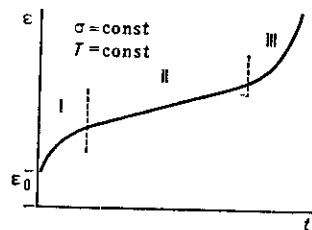


Рис. 1. Кривая ползучести.

(от  $T$  и  $\sigma$ ), свойств материала и его структуры (предварит. обработки).

Стадия I предшествует т. н. мгновенная деформация  $\epsilon_0$ , к-рая возникает при приложении к испытываемому образцу (или в конструкции — к деталям) механич. нагрузки. При низких  $T$  величина соизмерима с деформацией, к-рая накапливается в течение всей последующей ползучести ( $\epsilon \approx \epsilon_0$ ). При высоких  $T$  накапливаемая деформация  $\epsilon \gg \epsilon_0$ .

Неустановившаяся стадия ползучести. При повышенных  $T$  неустановившаяся стадия П. м. наблюдается только в тех случаях, когда  $\sigma$  вызывает появление  $\epsilon_0$ . Если  $\epsilon_0$  очень мала, то участок, соответствующий стадии I, тоже весьма мал.

Скорость деформации  $\dot{\epsilon}$  на стадии I меняется со временем  $t$  по закону

$$\dot{\epsilon} = At^{-m}, \quad (1)$$

где  $A$  — постоянная, зависящая от  $\sigma$  и  $T$ ;  $0 < m \leq 1$ . При  $m = 1$

$$\epsilon = \alpha \ln t + \text{const}, \quad (2)$$

т. н. логарифмич. закон П. м. ( $\alpha$  — постоянная, не зависящая от времени). Такая кинетика наблюдается при абс. темп-рах  $T$  от 0,05 до 0,3  $T_{пл}$  (темп-ры плавления материала) и  $\epsilon < 0,3\%$ . Согласно физ. модели, в недеформиров. материале имеется нек-рое кол-во источников дислокаций, к-рые активируются под влиянием приложенных  $\sigma$  и тепловых флуктуаций. Со временем их число исощается. При повышении  $\sigma$  и  $T$  значение  $\alpha$  и постоянная в ур-нии (2) увеличиваются, а величина  $m$  в (1) уменьшается. При  $m = 2/3$

$$\epsilon = \beta t^{1/3} + \text{const}. \quad (3)$$

На многих металлич. материалах наблюдают параболич. ползучесть (или  $\beta$ -ползучесть). Величина  $\beta$  растёт с повышением  $T$  и  $\sigma$ .

Имеются эксперим. данные, полученные при повыш. темп-рах, к-рые не описываются ни логарифмической, ни параболич. зависимостями. Поэтому предложен ряд эмпирич. ур-ний, описывающих кинетику неустановившейся П. м., — степенные ряды, экспоненциальные ф-ции, комбинация разл. ф-ций.

Установившаяся ползучесть. Установившуюся П. м. рассматривают как динамич. равновесие процессов деформад. упрочнения и термич. возврата. Напряжения течения при этом не изменяются со временем. Это записывается следующим образом:

$$d\sigma = \left( \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} \right) d\epsilon + \left( \frac{\partial \sigma}{\partial t} \right) dt = 0, \quad (4)$$

где  $\partial \sigma / \partial \epsilon = \chi$  — деформад. упрочнение,  $\partial \sigma / \partial t = -r$  — термич. возврат, к-рый оценивают по уменьшению

напряжений текучести при отжиге. Из (4) следует

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \dot{\epsilon} = r/\chi.$$

Эксперименты, проведённые на металлах и сплавах, показывают, что  $\dot{\epsilon}_{уст}$  и  $r$  (с учётом влияния на возврат приложенных напряжений) совпадают. Непосредств. измерение  $\dot{\epsilon}_{уст}$  и её оценки по эксперим. значениям  $\chi$  и  $r$  для одного и того же металла дают хорошее совпадение.

Экспериментально установлено два осн. вида зависимости  $\dot{\epsilon}_{уст}$  от  $\sigma$ . В первом случае  $\sigma/E \geq 10^{-4}$  ( $E$  — модуль упругости) и  $T < 0,5 T_{пл}$  справедливо соотношение

$$\dot{\epsilon}_{уст} = A_1 \exp(B\sigma), \quad (5)$$

где  $A_1$  и  $B$  постоянные, не зависящие от  $\sigma$ . Соотношение (5) справедливо для мн. материалов (металлы и сплавы, керамика, полимеры, ионные кристаллы, полупроводники) в интервале  $\sigma$ , в к-ром  $\dot{\epsilon}_{уст}$  изменялось на 10 порядков. Во втором случае  $\sigma/E = 10^{-4} - 10^{-6}$  и  $T > 0,5 T_{пл}$  справедливо соотношение

$$\dot{\epsilon}_{уст} = A_2 \sigma^n, \quad (6)$$

где  $A_2$  и  $n$  — постоянные, не зависящие от  $\sigma$ ; для металлов  $n \approx 4-5$ , а для металлич. твёрдых растворов  $n \approx 3$ .

С зависимостью  $\dot{\epsilon}$  от  $\sigma$  связано понятие предела ползучести — напряжения, при к-ром скорость П. м. имеет нек-рую заданную величину. При малых  $\sigma$ , когда  $\dot{\epsilon}$  и накапливаемая деформация  $\epsilon$  весьма малы, отсутствие определённости относительно того, какая измеряется скорость, связанная со стадиями I и II или только со стадией II. Поэтому иногда под пределом ползучести понимают напряжение, к-рое вызывает заданную скорость П. м. через заранее установленный промежуток времени.

С темп-рой  $T$  скорость  $\dot{\epsilon}_{уст}$  связана экспоненц. зависимостью

$$\dot{\epsilon}_{уст} \propto \exp(-C/T). \quad (7)$$

Величину  $C$  обычно представляют как  $\Delta H/k$ , где  $k$  — постоянная Больцмана, а  $\Delta H$  — т. н. энергия активации ползучести.  $\Delta H$  является частью свободной Гиббса энергии  $\Delta G = \Delta H - T\Delta S$ ,  $\Delta S$  — изменение энтропии ползучести.

С учётом эмпирич. зависимостей  $\dot{\epsilon}_{уст}$  от  $\sigma$  для относительно низких  $T$  и высоких  $\sigma$

$$\dot{\epsilon}_{уст} = A_1 \exp\left(-\frac{\Delta H - \alpha\sigma}{kT}\right) \quad (8)$$

( $\alpha$  — активац. объём), а при  $T > 0,5 T_{пл}$

$$\dot{\epsilon}_{уст} = A_2 \exp\left(-\frac{\Delta H}{kT}\right) \sigma^n. \quad (9)$$

Характер зависимости  $\dot{\epsilon}_{уст}$  от  $T$  указывает на то, что П. м. является термически активируемым процессом, конкретный механизм к-рого зависит от свойств материала, темп-ры и напряжений. При низких  $T$ , когда диффузия подавлена, одним из таких процессов в кристаллич. материалах (прежде всего, в металлических и керамических) может быть преодоление сопротивления движению дислокаций со стороны периодич. потенц. поля кристаллич. решётки (т. н. внутр. напряжений  $\sigma_{вн}$  Пайерлса — Набарро). Перемещение дислокаций в этом случае из одного положения в другое осуществляется не одновременно по всей её длине, а путём образования перегибов и их движения вдоль дислокации. При термич. активации перемещение дислокаций происходит при  $\sigma$ , меньших чем  $\sigma_{вн}$ . П. м. с таким механизмом наблюдают при  $T < 0,2 T_{пл}$ . Величина  $\Delta H$  для металлов составляет 20—75 кДж/моль, т. е.  $\dot{\epsilon}$  заменяется с темп-рой незначительно.

При  $T$  от 0,2 до 0,5  $T_{пл}$   $\dot{\epsilon}_{уст}$  определяется тем, что скольжение дислокаций тормозится др. дислокациями, к-рые пронизывают плоскости скольжения. Пересече-