

В. Г. БАРЬЯХТАР, академик АН УССР А. А. ГАЛКИН
**О ПЕРЕХОДЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ИЗ ХРУПКОГО
В ПЛАСТИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ**

1. Как известно (^{1, 2}), под влиянием внешнего давления или нагревания происходит изменение таких механических характеристик твердых тел, как пластичность, микротвердость, предел текучести и др. Эти изменения в ряде материалов происходят весьма резко, так что существуют некоторые критические значения давления P_k и температуры T_k , ниже которых вещество ведет себя как хрупкое, а выше — как пластичное. Исследование влияния давления на пластичность было начато Бриджменом (³), а затем это направление получило существенное развитие в работах (⁴), в которых и было установлено существование критического давления P_k на примере цинка и ряда других металлов.

Существование критической температуры выявляется, например, на графиках зависимости микротвердости от температуры (см. рис. 2 работы (⁵)).

2. В соответствии с современными представлениями неупругие свойства материалов определяются плотностью и характером имеющихся в теле дислокаций. В частности, большой пластичностью обладают тела, в которых имеется большое количество подвижных дислокаций. Обозначим плотность подвижных дислокаций через n . Тогда к хрупкому состоянию можно отнести такое состояние тела, когда $n=0$, а пластичному — состояние с $n \neq 0$. Другими словами, плотность подвижных дислокаций ведет себя при переходе хрупкость — пластичность аналогично параметру упорядочения при фазовых переходах второго рода. Существенное отличие от параметра упорядочения связано с тем, что величина n принимает только положительные значения. Поэтому разложение термодинамического потенциала Φ в окрестности перехода имеет вид

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{1}{2}an^2 + \frac{1}{3}bn^3 + \frac{1}{4}cn^4, \quad (1)$$

где a, b, c — некоторые функции давления и температуры и Φ_0 — термодинамический потенциал хрупкой фазы. Коэффициент c в этом разложении, очевидно, положителен, так как пластическому состоянию вблизи линии перехода должны соответствовать малые плотности подвижных дислокаций.

Равновесные значения n определяются из уравнения

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = n(a + bn + cn^2) = 0. \quad (2)$$

Решение $n=0$ соответствует хрупкому состоянию, а решение

$$n = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2c} \quad (3)$$

пластическому состоянию*.

Если $b(P, T) > 0$, то переход из хрупкого в пластичное состояние происходит как фазовый переход третьего рода, причем в пластичной фазе плот-

* Хрупкая фаза устойчива при $a > 0$, пластическая — при $a < 0$.

плотность дислокаций равна

$$n \simeq -a/b, \quad (4)$$

а условием фазового перехода является условие

$$a(P, T) = 0$$

или

$$P = P_K(T). \quad (5)$$

Формула, определяющая плотность подвижных дислокаций в зависимости от давления (температуры) в окрестности линии перехода, имеет вид

$$a = \begin{cases} |a_T/b| (T - T_K), & P = \text{const}, \\ |a_P/b| (P - P_K), & T = \text{const}, \end{cases} \quad (6)$$

где a_T и a_P — соответственно производные от a по температуре и давлению, взятые в той точке кривой фазового перехода P_K, T_K , которая получается при пересечении с прямыми $P = \text{const}$ или $T = \text{const}$ соответственно.

Приведем выражение для термодинамического потенциала Φ в окрестности линии фазовых переходов. Используя (1), (4), получим

$$\Phi = \Phi_0 + a^2/(6b).$$

Отсюда мы видим, что если функции $a(P, T)$ имеет конечные производные по P и T , то фазовый переход хрупкость — пластичность должен быть фазовым переходом третьего рода, так как на линии фазовых переходов $a(P, T) = 0$.

3. Если $b < 0, a > 0$, то фазовый переход хрупкость — пластичность происходит как фазовый переход первого рода при тех давлениях и температурах, когда выполняется условие

$$2b^2 = 9ac.$$

Плотность дислокаций в пластической фазе определяется формулой

$$n = n_0(P, T) = -2b/(3c).$$

Итак, фазовый переход хрупкость — пластичность либо происходит как фазовый переход первого рода, либо как фазовый переход третьего рода. Первый случай может реализоваться в образцах, в которых ансамбль дислокаций характеризуется высокой степенью однородности, т. е. дислокации имеют одинаковые длины вектора Бюргерса, барьеры Пайерлса. Если же распределение дислокаций в теле по параметрам плавное, то, по-видимому, будет реализовываться второй случай. Другими словами, поликристалличность, примеси и т. д. сглаживают фазовый переход и переводят его в фазовый переход третьего рода. Если этот переход будет происходить как фазовый переход первого рода, то при переходе конечный скачок должны испытывать такие величины, как скорость пластического течения, микротвердость; если же реализуется второй случай, то эти же величины будут меняться плавно. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные для Zn и Bi свидетельствуют в пользу перехода третьего рода, однако для окончательного решения этого вопроса требуются дополнительные исследования.

В то же время эксперименты со сложными структурами (молибден, полученный порошковой металлургией) дают для $T = T(P)$ более сложную зависимость. Это может быть связано с порами, микротрещинами, имеющимися в образце, или кинетикой превращения.

Эксперименты на чистых металлах, предпринятые в последнее время нами, по-видимому, позволяют выяснить характер перехода.

5. Рассмотренный фазовый переход является фазовым переходом в ансамбле дислокаций. Основываясь на представлениях Пайерлса — Набарро, можно связать значение производной (dP_K/dP) на фазовой кривой с акти-

вационной энергией дислокации

$$H = U - \frac{1}{2} \hbar \omega_0,$$

где U — величина барьера Пайерлса, ω_0 — частота нулевых колебаний. Под влиянием давления величина H уменьшается как в результате понижения величины барьера (если превалируют силы притяжения между атомами в окрестности дислокационного ядра), так и увеличения энергии нулевых колебаний. Разлагая величину H в ряд по P , получим

$$H = H_0 - H_p P.$$

Подставляя это выражение в формулу из работы (2)

$$(T_K/T_m) = \frac{1}{\sqrt{3c_0}} (H/kT_m)^{1/2},$$

где T_m — температура плавления, а c_0 — численная постоянная порядка десяти, получим

$$T_K(P) = T_K(0) \left[1 - \frac{1}{2} \frac{H_p}{H_0} P \right].$$

Линейная зависимость T_K от давления экспериментально наблюдалась в работе (4) (см. также (1), рис. 30). Согласно этой работе, для цинка величина $dT_K/dP = 10^{-3}$ град/атм. Используя это значение, найдем, что

$$H_p = dH/dP \approx 10^{-19} \text{ эрг/атм.}$$

Эта величина на порядок больше, чем увеличение энергии нулевых колебаний под давлением в цинке. Поэтому следует считать, что основная причина изменения H — уменьшение величины барьера Пайерлса — Набарро.

Донецкий физико-технический институт
Академии наук УССР

Поступило
4 XI 1975

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ М. Брандес, В сб.: Механические свойства материалов под высоким давлением, М., «Мир», 1973. ² I. Gridneva, Yu. Milman, V. Trefilov, Phys. Stat. Solidi, v. 36, 59 (1969). ³ П. Бриджмен, Исследование больших пластических деформаций и разрыва, М., 1955. ⁴ H. Push, Symposium of Irreversible Effects of High Pressure and Temperatures on Materials ASPM, Febr. 1964, Spec. Techn. Publ., p. 374; Б. Береснев, Л. Верецагин и др., Некоторые проблемы больших пластических деформаций металлов при большом давлении, М., Изд-во АН СССР, 1960. ⁵ В. Трефилов, Ю. Мильман, С. Фирсов, Физические основы прочности тугоплавких материалов, Киев, «Наукова думка», 1975. ⁶ H. Push, Recent Development in Cold Forming, v. 3, B. Bulleid Memorial Lectures, Univ. of Nottingham, 1965.