

FIZYCZNE KONCEPCJE RÓWNAŃ KONSTITUTYWNYCH I TERMICZNIE AKTYWOWANE PROCESY DYSLOKACYJNE W METALACH

JANUSZ KLEPACZKO (WARSZAWA)

1. Wstęp. Założenia podstawowe

Obecnie uznaje się powszechnie, że natura deformacji plastycznej w metalach posiada charakter dynamiczny. Przejawem dynamicznych cech deformacji plastycznej są takie zjawiska, jak pełzanie i wrażliwość metali na prędkość odkształcenia oraz wpływ temperatury na krzywą umocnienia.

Zjawisko pełzania, które obserwuje się jako wydłużanie się próbki z czasem po przyłożeniu stałego naprężenia, jest w zasadzie zjawiskiem wysoko temperaturowym, jednak można je zaobserwować w całym zakresie temperatur począwszy od 0°K aż do temperatury topnienia danego metalu.

Innym przejawem jest zależność krzywych umocnienia metali od prędkości odkształcenia i temperatury.

Wszystkie wymienione zjawiska są ze sobą ściśle związane, a ich wzajemny związek może być wyjaśniony w oparciu o termicznie aktywowane procesy dyslokacyjne.

Porównując gazy i ciecze z ciałami stałymi, a w szczególności z metalami, dochodzi się do wniosku, że czasy relaksacji procesów molekularnych w gazach i w większości cieczy są zwykle tak krótkie, iż ośrodek znajduje się prawie zawsze w wyraźnym stanie równowagi. W tym przypadku molekularna struktura gazów i cieczy nie zależy od historii ośrodka. Przeciwnie, w strukturach krystalicznych czasy relaksacji procesów fizycznych związanych z deformacją plastyczną są tak długie, że stan równowagi nie zostaje nigdy praktycznie osiągnięty. Na przykład, wynikiem takiego zachowania się jest zjawisko umocnienia, gdzie dany metal zostaje wytrącony ze stanu bliskiego stanowi równowagi, tj. ze stanu wyżarzonego, poprzez deformację plastyczną.

Jeżeli założyć, że czasy relaksacji zmian strukturalnych wywołanych deformacją plastyczną są nieskończenie długie, wówczas naprężenie tnące τ jest jednoznacznie funkcją odkształcenia φ , prędkości odkształcenia η i temperatury T ,

$$(1.1) \quad \tau = \tau(\varphi, \eta, T).$$

Związek (1.1) stanowi więc znaną koncepcję mechanicznego równania stanu [1, 2, 3]. Należy się zatem spodziewać, że prawdopodobieństwo spełnienia związku (1.1) będzie większe w niskich temperaturach, tj. w otoczeniu 0°K. W zakresie wyższych temperatur mogą występować pewne procesy relaksacyjne, które prowadzą do niejednoznaczności

związku (1.1) i, jak to stwierdzono doświadczalnie, pojawiają się efekty historii prędkości odkształcenia [4, 5] i efekty historii temperatury [6, 7].

W obecnym stanie wiedzy wiele przytoczonych uprzednio faktów z makroskopowego zachowania się metali, znajdujących się w stanie plastycznym, można wyjaśnić na gruncie teorii dyslokacji. Wiadomo, że plastyczne odkształcenia są wynikiem przemieszczania się dyslokacji wewnątrz sieci krystalicznej, a więc proces ten jest związany z dynamiką dyslokacji. Ruchowi dyslokacji, która na swej drodze napotyka różne przeszkody towarzyszą oprócz przyłożonego naprężenia, wywołującego ruch, drgania termiczne atomów w sieci krystalicznej. Drgania te dostarczają dodatkowej niezbędnej energii na pokonanie przez dyslokację przeszkody i jej dalszy ruch. W ten sposób proces deformacji plastycznej może być uważany za proces termicznie aktywowany. Ponieważ jednocześnie może zachodzić więcej niż jeden typ procesu, przeto ogólnie procesy termicznie aktywowane można opisać zależnością

$$(1.2) \quad \eta_i = \nu_i(\tau, s, T) \exp - \left[\frac{U_i(\tau, s, T)}{kT} \right],$$

gdzie i odnosi się do i -tego rodzaju procesu, η jest prędkością odkształcenia przy czystym ścinaniu, ν oznacza współczynnik częstotliwości związany z częstotliwością drgań atomów w sieci krystalicznej, U oznacza średnią energię aktywacji, natomiast τ, s, T oraz k oznaczają odpowiednio naprężenie tnące, parametr strukturalny, temperaturę w skali absolutnej i stałą Boltzmanna.

Na uwagę zasługuje fakt, że strukturę określa się za pomocą pewnego parametru, który opisuje plastyczne zachowanie się polikryształu. Parametrem takim nie jest w tym przypadku miara odkształcenia. Jedynie w przypadku procesów, dla których s jest jednoznaczna funkcją φ , równanie (1.1) może być spełnione.

Z założenia energia aktywacji U_i jest malejącą, z reguły nieliniową funkcją naprężenia, gdyż naprężenie powoduje zmniejszenie dostarczanej przez fluktuacje cieplne energii, która jest niezbędna do pokonania przeszkód na drodze ruchu dyslokacji.

Z formalnego punktu widzenia funkcję $U_i(\tau, s, T)$ można rozłożyć w szereg Taylora w otoczeniu pewnej wartości naprężenia τ_G dla $s = \text{const}$ i $T = \text{const}$, jak to zrobiono w pracy [8], aby następnie znaleźć współczynniki szeregu na podstawie odpowiednio przeprowadzonych doświadczeń

$$(1.3) \quad [U_i(\tau, s, T)]_{s, T} = [U_i(\tau_G, s, T)]_{s, T} + \frac{d[U_i(\tau, s, T)]_{s, T}}{d\tau} (\tau - \tau_G) + \\ + \frac{1}{2} \frac{d^2[U_i(\tau, s, T)]_{s, T}}{d\tau^2} (\tau - \tau_G)^2 + \dots,$$

gdzie τ_G stanowi atermiczną wartość pola naprężeń dalekiego oddziaływania, które musi zostać pokonane podczas ruchu dyslokacji. Równocześnie energia aktywacji U_i jest rosnącą funkcją temperatury T , gdyż w niskich temperaturach mogą jedynie zachodzić procesy charakteryzujące się niskimi wartościami energii aktywacji. W obszarze wyższych temperatur procesy o niskich wartościach U_i będą zachodzić prawie natychmiast, a zjawisko wpływu prędkości odkształcenia będzie zależeć od termicznej aktywacji procesów

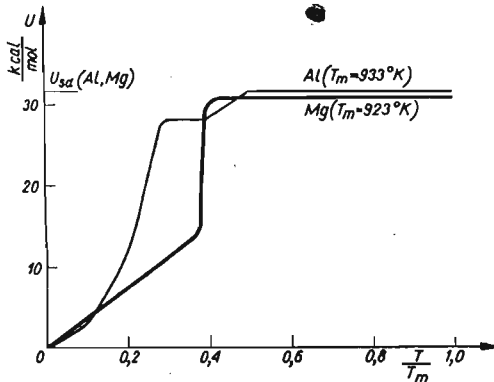
o większych wartościach energii aktywacji. W obszarze wysoko temperaturowym, tj. $T \geq \frac{1}{2} T_m$, gdzie T_m oznacza temperaturę topnienia, energia aktywacji U_i osiąga zazwyczaj najwyższe wartości i jest równa energii aktywacji samodyfuzji U_{sd} .

Reasumując

$$\lim_{T \rightarrow 0^\circ K} [U_i(\tau, s, T)]_{s, T} = 0,$$

$$\lim_{T \rightarrow \frac{T_m}{2}} [U_i(\tau, s, T)]_{s, T} = U_{sd}.$$

Przy czym funkcja $[U_i(\tau, s, T)]_{s, T}$ nie zawsze wykazuje cechy funkcji ciągłej w pochodnej względem T . Jak stwierdzono doświadczalnie, funkcja U_i w mniejszym stopniu zależy od parametru struktury s [10, 11]. Doświadczalnie wyznaczone kształty funkcji energii aktywacji dla Al oraz Mg wg [9, 10, 11] przedstawiono na rys. 1.



Rys. 1

Funkcja ν_i natomiast zależy głównie, jak się wydaje, od parametru struktury s . Jednak ogólne zachowanie się tej funkcji jest dotychczas zbadane mniej dokładnie.

Z ogólnego punktu widzenia, podczas deformacji plastycznej może operować więcej niż jeden termicznie aktywowany mechanizm. Gdy poszczególne rodzaje mechanizmów są niezależne, wówczas wynikowa prędkość odkształcenia stanowi następującą sumę

$$(1.4) \quad \eta = \sum_{i=1}^n \eta_i.$$

Ponieważ, jak stwierdzono, deformacja plastyczna metali zachodzi wskutek ruchu defektów budowy krystalicznej, tj. dyslokacji, w ostatnich latach zwrócono szczególną uwagę na identyfikację poszczególnych termicznie aktywowanych mechanizmów związanych z ruchem dyslokacji.

2. Klasyfikacja mechanizmów dyslokacyjnych

Fakt, że poruszające się dyslokacje są liniowymi tworami geometrycznymi, przemieszczającymi się wzdłuż płaszczyzn poślizgu w trójwymiarowej sieci krystalicznej powoduje, że napotymane przeszkody oddziałują z dyslokacjami w zależności od ich

geometrycznych charakterystyk. Zgodnie z takim poglądem wszystkie przeszkody można podzielić na trzy klasy [12].

1. Przeszkody zlokalizowane, które oddziałują z dyslokacjami na ograniczonych odcinkach. Między odcinkami, gdzie dyslokacje są zakotwiczone, pętle dyslokacyjne wyginają się pod wpływem przyłożonego naprężenia na kształt łuku. Jednym z przykładów przeszkód tego typu mogą być lokalne pola naprężeń wywołane atomami domieszek.

2. Przeszkody liniowe, które zakotwiczą dyslokacje odcinkowo, a więc na przykład pola naprężeń samej sieci, tzw. bariery naprężenia Peierlsa-Nabarro.

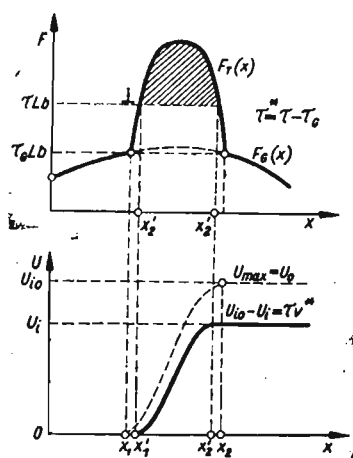
3. Przeszkody objętościowe, które wywołują pojawienie się mechanizmów dysypujących energię wskutek wzajemnej reakcji pól naprężenia poruszających się dyslokacji z różnymi oddziaływaniami w dużych objętościach sieci krystalicznej. Na przykład lepkość elektronowa pojawiająca się podczas ruchu superszybkich dyslokacji.

Niezależnie od wymienionego podziału, wszystkie przeszkody można sklasyfikować w zależności od zasięgu oddziaływania pola naprężeń, jakie wywołują w kryształach [13], a mianowicie:

A. Dalekiego oddziaływania, pole naprężeń większe niż 10 odstępów międzyatomowych.

B. Bliskiego oddziaływania, pole naprężeń mniejsze niż 10 odstępów międzyatomowych.

Energia, która musi być dostarczona do pokonania przez dyslokację pola dalekiego oddziaływania, jest zwykle tak duża, że drgania termiczne sieci nie są w stanie w jakikol-



Rys. 2

wiek sposób ułatwić pokonania takiej przeszkody. A więc przeszkody dalekiego oddziaływania są przeszkodami atermicznymi w dyskutowanym zakresie temperatur, tj. $T \leq 1/2 T_m$. Również przeszkody objętościowe są przeszkodami atermicznymi. Oczywiście określenie atermiczny nie oznacza, że krzywa umocnienia podczas dominacji procesu atermicznego jest niezależna od temperatury.

Natomiast wszystkie przeszkody bliskiego oddziaływania są termicznie aktywowane i są przeszkodami zlokalizowanymi, bądź liniowymi.

W oparciu o przedstawioną klasyfikację można wprowadzić podstawowe założenie, zwane założeniem superpozycji. Według tego założenia poruszająca się dyslokacja musi

pokonać pole sił, które stanowi superpozycję pól bliskiego i dalekiego oddziaływania. Sytuacja taka została przedstawiona schematycznie na rys. 2. Niech oś x oznacza kierunek ruchu dyslokacji, a dyslokacja znajduje się początkowo w punkcie $x = x'_1$. Oś rzędnych przedstawia siłę F , która działa na segment dyslokacji o długości L przeciwstawiając się jej ruchowi

$$(2.1) \quad F = \tau Lb,$$

gdzie τ oznacza przyłożone naprężenie tnące w płaszczyźnie ruchu dyslokacji, a b jest wektorem Burgersa.

Siłę będącą wynikiem pola naprężeń dalekiego oddziaływania oznaczono przez $F_G(x)$, natomiast charakterystykę siła–przemieszczenie dla pola bliskiego oddziaływania oznaczono przez $F_T(x)$. Jeżeli siła F wzrasta pod wpływem przyłożonego naprężenia, to w pewnym momencie osiągnie tak dużą wartość, że drgania termiczne sieci będą w stanie dostarczyć niezbędną dodatkową część energii i dyslokacja pokona przeszkodę. Dostarczona dodatkowo energia, która stanowi zakreskowane pole pod krzywą $F_T(x)$ jest właśnie energią aktywacji danego procesu U_i . Tak więc

$$(2.2) \quad U_i = \int_{x'_1}^{x'_2} F_T(x) dx,$$

lub

$$(2.3) \quad U_i = U_{i0} - \tau^* Lb(x'_2 - x'_1),$$

gdzie

$$(2.4) \quad U_{i0} = \int_{x_1}^{x_2} F_T(x) dx.$$

Energia U_{i0} stanowi maksymalną energię, która musi zostać dostarczona dla pokonania przeszkody i nosi nazwę energii przeszkody bliskiego oddziaływania. Wyrażenie $Lb(x'_2 - x'_1)$ nosi nazwę aktywowanej objętości i równanie (2.3) można napisać w postaci

$$(2.5) \quad U_i = U_{i0} - \tau^* v,$$

lub

$$(2.6) \quad U_i = U_{i0} - v(\tau - \tau_0).$$

Gdy ograniczyć się do wyrazu z pierwszą pochodną w szeregu (1.3), to wówczas

$$(2.7) \quad v = - \frac{d[U_i(\tau, s, T)]_{s, T}}{d\tau}.$$

Z przedstawionych rozważań wynika, że zależność siła–przemieszczenie stanowi podstawową charakterystykę metalu dla aktualnie dominującego termicznie aktywowanego mechanizmu. Kształt tej charakterystyki dla wybranego modelu procesu wpływa na określone zachowanie się metalu. Dotychczas zaproponowano kilka podstawowych modeli termicznie aktywowanych procesów, a tym samym i odpowiednie kształty charakterystyki siła–przemieszczenie, jednak szczegółowe omówienie tych modeli wykracza poza ramy niniejszego opracowania.

Jeżeli zaniedbać wpływ struktury na kształt charakterystyki siła–przeszczenie i podstawić (2.6) do (1.2) równocześnie pomijając wpływ naprężenia na funkcję częstotliwości ν_i , wówczas otrzymuje się

$$(2.8) \quad \tau = \tau_G + \frac{1}{\nu} \left(U_{i0} + kT \ln \frac{\eta_i}{\nu_i(s, T)} \right),$$

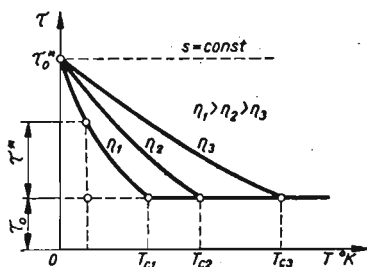
oznaczając

$$\tau^*(s, T, \eta) = \frac{kT}{\nu} \ln \frac{\eta_i}{\nu_i(s, T)}, \quad \tau_0(s) = \tau_G + \frac{U_{i0}}{\nu},$$

mamy

$$(2.9) \quad \tau = \tau_0(s) + \tau^*(s, T, \eta_i).$$

Tak więc, naprężenie plastycznego płynięcia τ składa się w tym przypadku z dwóch składowych, składowej atermicznej τ_0 , która jest zależna od temperatury jedynie poprzez moduł ścinania G i składowej termicznej τ^* , która zależy od temperatury i prędkości odkształcenia [13]. W ogólnym przypadku obydwie składowe są zależne od struktury.



Rys. 3

Rezultat ten został przedstawiony schematycznie na rys. 3. Przez τ_0 oraz τ^* oznaczono atermiczną i termicznie aktywowaną składową naprężenia. Składowa termicznie aktywowana zwiększa się przy wzroście prędkości odkształcenia. Przy wzroście temperatury osiąga się dla danej prędkości odkształcenia temperaturę krytyczną T_c , gdy całkowita energia na pokonanie przeszkody dostarczana jest przez fluktuacje cieplne, wówczas $\tau = \tau_0$ z zależności (2.8) mamy

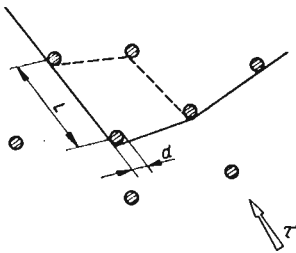
$$(2.10) \quad \eta_{ic} = \nu_i(s, T_c) \exp \left(- \frac{U_{i0}}{kT_c} \right).$$

W momencie osiągnięcia temperatury $T = 0^\circ\text{K}$ całkowita energia niezbędna na pokonanie przeszkody jest dostarczana przez odpowiednio duże naprężenie τ_0^* . Oczywiście jest wyobrażalne przekroczenie wartości naprężenia τ_0^* dla $T > 0^\circ\text{K}$, przy czym, w miarę wzrostu temperatury dla przekroczenia τ_0^* niezbędna jest coraz większa prędkość odkształcenia η_0 . Teoretycznie wyznaczone prędkości odkształcenia η_0 wynoszą około $\eta_0 \approx 10^3 \text{ sek}^{-1}$ dla $T \approx 290^\circ\text{K}$. Przy większych prędkościach odkształcenia, rzędu $10^4 \sim 10^6 \text{ sek}^{-1}$, sporych podczas propagacji fal uderzeniowych, musi zachodzić jakościowa zmiana mechanizmu pokonywania przeszkód przez dyslokacje.

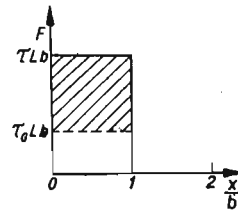
Należy również podkreślić, że otrzymane równanie konstytutywne (2.9) wykazuje analogiczną budowę jak równanie zaproponowane na drodze fenomenologicznej przez MALVERNA [14], z tą jednak różnicą, że w pracy [14] parametrem struktury jest odkształcenie. Analogia w budowie tych równań została wykazana na nieco innej drodze w pracy [15].

3. Mechanizm wzajemnych przecięć dyslokacji

Mechanizm wzajemnych przecięć poruszających się i zakotwiczonych dyslokacji został przedyskutowany przez SEEGERA [16] oraz przez wielu innych badaczy np. [17]. Na rys. 4 przedstawiono schemat tego mechanizmu, a na rys. 5 przyjętą charakterystykę siła–przesunięcie. W przypadku tego modelu przyjmuje się, że ruchoma dyslokacja przecina



Rys. 4



Rys. 5

las prostopadłych zakotwiczonych dyslokacji, a średnia odległość pomiędzy zakotwiczonymi dyslokacjami wynosi L . Funkcję częstotliwości przyjmuje się w formie niezależnej od naprężenia

$$(3.1) \quad v_i(s, T) = NAb^2 \frac{v_0}{L},$$

gdzie N oznacza liczbę przeszkód na jednostkę objętości, w punktach tych ruchome dyslokacje są w danej chwili zatrzymane, A oznacza powierzchnię, która zostaje pokryta podczas jednego przejścia dyslokacji przez przeszkodę, b jest wektorem Burgersa, v_0 oznacza częstotliwość Debye'a.

Równocześnie dzięki przyjęciu najprostszego wykresu siła–przesunięcie, rys. 5, aktywowana objętość wynosi

$$(3.2) \quad v = Lb^2.$$

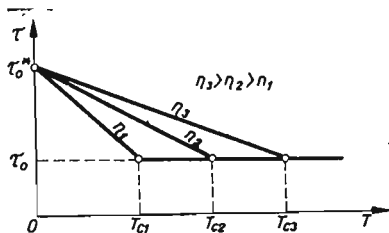
Stąd zgodnie z (2.8)

$$(3.3) \quad \tau = \tau_0 + \frac{1}{Lb^2} \left(U_0 + kT \ln \frac{\eta L}{NAb^2 v_0} \right), \quad T \leq T_c$$

$$\tau = \tau_0 \quad T \geq T_c.$$

Otrzymany wynik przedstawiono na rys. 6. W tym przypadku otrzymano liniową zależność naprężenia od temperatury oraz logarytmiczną od prędkości odkształcenia. Występują również dwa parametry strukturalne, mianowicie τ_0 oraz L .

Zależność (3.3) była wielokrotnie sprawdzana na drodze doświadczalnej wykazując zadowalającą zgodność. Przegląd wyników doświadczeń przeprowadzonych w tym celu zamieszczono na przykład w pracach [12, 17].



Rys. 6

4. Metodyka przeprowadzania doświadczeń

Celem przeprowadzania doświadczeń jest dostarczenie informacji o zachowaniu się poszczególnych parametrów wchodzących do uzyskanych równań konstytutywnych. Przede wszystkim należy poznać wartości energii aktywacji dla poszczególnych procesów i równocześnie zbadać ewentualne jej zmiany w funkcji temperatury, naprężenia i struktury.

Dla ilustracji problemu zostanie założona następująca postać równania konstytutywnego

$$(4.1) \quad \eta = v(v, T) \exp \left[- \frac{U_0 - v(\tau - \tau_G)}{kT} \right].$$

Niech poszukiwanymi doświadczalnie parametrami będą energia aktywacji U oraz aktywowana objętość v , wówczas na podstawie (4.1)

$$(4.2) \quad U = -k \left(\frac{\partial \ln \eta}{\partial \frac{1}{T}} \right)_{\tau, v}$$

oraz

$$(4.3) \quad v = -kT \left(\frac{\partial \ln \eta}{\partial \tau} \right)_T.$$

Pochodne w zależnościach (4.2) i (4.3) można otrzymać na drodze doświadczalnej zastępując przyrosty różnicami skończonymi.

Wszystkie możliwe pochodne, które można wyznaczyć doświadczalnie dają się sklasyfikować w zależności od typu doświadczenia.

A. Próba pełzania ze zmianą temperatury, $\tau = \text{const}$.

W przypadku tej próby zmienia się możliwie nagle, w pewnym wybranym momencie, temperaturę o ΔT rejestrując wywołaną zmianę prędkości odkształcenia. Wynikiem jest doświadczalnie wyznaczona pochodna

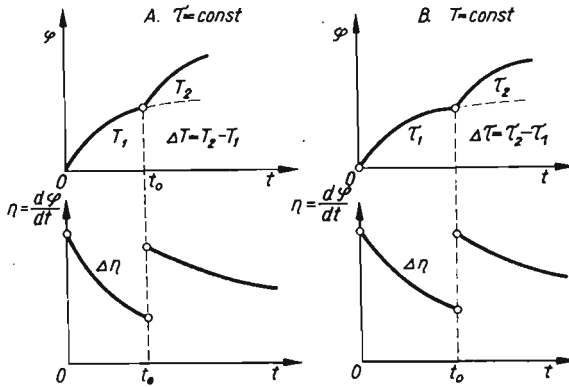
$$\left(\frac{\partial \ln \eta}{\partial \frac{1}{T}} \right)_{\tau} = \frac{\ln \frac{\eta_2}{\eta_1}}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}}, \quad \Delta T = T_2 - T_1.$$

B. Próba pełzania ze zmianą naprężenia, $T = \text{const}$.

W przypadku tej próby mierzy się przyrost prędkości odkształcenia spowodowany nagłym przyrostem naprężenia. Jako wynik otrzymuje się pochodną

$$\left(\frac{\partial \ln \eta}{\partial \tau}\right)_T = \frac{\ln \frac{\eta_2}{\eta_1}}{\tau_2 - \tau_1}, \quad \Delta \tau = \tau_2 - \tau_1.$$

Schemat prób A. oraz B. przedstawiono na rys. 7.



Rys. 7

C. Próba w jednoosiowym stanie naprężenia (rozciąganie, ściskanie, skręcanie) ze zmianą temperatury, $\eta = \text{const}$.

Podczas próby przeprowadzanej przy stałej prędkości odkształcenia zmienia się nagle temperaturę przy wybranej wartości odkształcenia φ . Mierzone przyrosty wyznaczają następującą pochodną

$$\left(\frac{\partial \tau}{\partial T}\right)_{\eta, \varphi} = -\frac{\tau_2 - \tau_1}{T_2 - T_1}, \quad \begin{aligned} -\Delta \tau &= \tau_2 - \tau_1, \\ \Delta T &= T_2 - T_1. \end{aligned}$$

D. Próba w jednoosiowym stanie naprężenia ze zmianą prędkości odkształcenia, $T = \text{const}$.

Podczas próby przeprowadzanej w stałej temperaturze zmienia się skokowo prędkość odkształcenia, w ten sposób można wyznaczyć pochodną

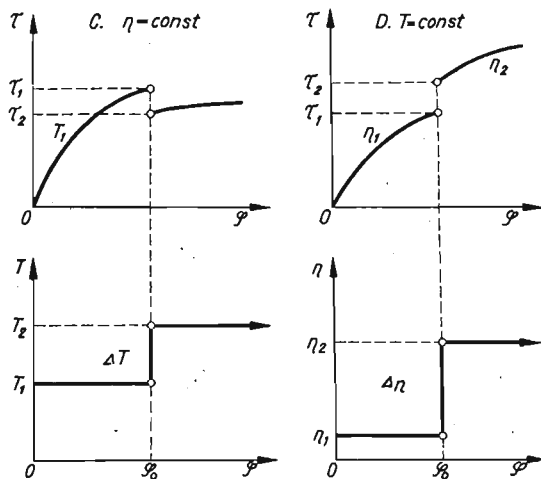
$$\left(\frac{\partial \tau}{\partial \ln \eta}\right)_{T, \varphi} = \frac{\tau_2 - \tau_1}{\ln \frac{\eta_2}{\eta_1}}, \quad \begin{aligned} \Delta \tau &= \tau_2 - \tau_1, \\ \Delta \ln \eta &= \ln \eta_2 - \ln \eta_1. \end{aligned}$$

Schemat prób C. oraz D. został przedstawiony na rys. 8. Wszystkie cztery przedstawione schematy pozwalają na doświadczalne wyznaczenie odpowiednich pochodnych, które z kolei służą za podstawę do wyznaczenia szukanych parametrów w otrzymanych równaniach konstytutywnych.

W świetle naszkicowanej teorii wyłania się możliwość uzyskiwania informacji o zachowaniu się poszczególnych mechanizmów dyslokacyjnych na podstawie odpowiednio przeprowadzanych doświadczeń w skali makroskopowej. Wiele z uzyskanych w ten sposób

информации zostało potwierdzonych na drodze bezpośredniej obserwacji z użyciem mikroskopii elektronowej.

Wydaje się, że w ten sposób mogą w przyszłości zostać stworzone fizyczne podstawy dla poprawnego konstruowania równań konstytutywnych w teorii plastyczności.



Rys. 8

Literatura cytowana w tekście

1. P. LUDWIK, *Elemente der Technologischen Mechanik*, J. Springer, 1909.
2. J. H. HOLLOMON, *Trans. AIME*, **171** (1947), 535.
3. J. KLEPACZKO, *Rozprawy Inżynierskie*, **3**, 13 (1965), 561.
4. J. KLEPACZKO, *Arch. Mech. Stosowanej*, **2**, 19 (1967), 211.
5. J. KLEPACZKO, *Journ. Mech. Phys. of Solids*, **4**, 16 (1968), 255.
6. T. A. TROZERA, O. D. SHERBY, J. E. DORN, *Trans. ASM*, **49** (1956).
7. T. E. TIETZ, J. E. DORN, *Trans. ASM*, **41A** (1949), 163.
8. U. S. LINDHOLM, *Behavior of Materials Under Dynamic Loading*, Ed. ASME, (1965).
9. O. D. SHERBY, J. L. LYTTON, J. E. DORN, *Acta Met.*, **5** (1957), 219.
10. H. CONRAD, L. HAYS, G. SCHOECK, H. WIEDERSICH, *Acta Met.*, **9** (1961), 367.
11. H. CONRAD, R. ARMSTRONG, H. WIEDERSICH, G. SCHOECK, *Phil. Mag.*, **6** (1961), 177.
12. J. E. DORN, Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley, California, Report UCRL — 17521.
13. H. CONRAD, *Journ. of Metals*, **7**, 16 (1964), 582.
14. L. E. MALVERN, *Journ. Appl. Mech.*, **18** (1951), 203.
15. U. S. LINDHOLM, *Journ. Mech. Phys. of Solids*, **12** (1964), 317.
16. A. SEEGER, *Phil. Mag.*, **46** (1955), 1194.
17. J. E. DORN, J. MITCHELL, F. HAUSER, *Experimental Mech.*, **11**, 5 (1965).

Резюме

ФИЗИЧЕСКАЯ КОНЦЕПЦИЯ ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ УРАВНЕНИЙ И ТЕРМИЧЕСКИ АКТИВИРОВАННЫЕ ДИСЛОКАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В МЕТАЛЛАХ

Темой работы является обсуждение термически активированных дислокационных процессов в металлах и их соотношение с влиянием скорости деформации и температуры на кривую упрочнения.

Обсуждаются основные предположения принятые в этого рода теории, а также и модель взаимных сечений подвижных дислокаций с закрепленными.

В заключение, даются типовые схемы экспериментов, которые можно использовать для проверки обсуждаемой теории.

S u m m a r y

PHYSICAL CONCEPTS IN THE CONSTITUTIVE EQUATION AND THERMALLY ACTIVATED PROCESSES IN METALS

The aim of this work is to discuss up-to-date knowledge of the thermally activated dislocation processes in metals and involved interrelation between temperature and strain-rate effects.

In addition, the fundamentals have been discussed for the theory of this kind and, as an example, the Seeger's model of intersections of forest dislocations has been shown.

Finally, the experimentally possible situations are introduced which should be useful in verification of the theory.

INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI PAN

Praca została złożona w Redakcji 21 listopada 1968 r.
