NĚKTERÉ VÝSLEDKY VÝZKUMU DYNAMICKÉ PLASTICITY KOVŮ V PRŮBĚHU ZATĚŽOVÁNÍ RÁZOVÝMI VLNAMI I

Ing. František Dušek CSc
Ústav fyzikální metalurgie ČSAV, Brno

1. Reakce materiálu vůči vlnám napětí

Pro řešení odezvy materiálu vůči silovým vlnám napětí existují obecně dva přístupy.

1. Mechanický, kdy reálný materiál je nahrazen představou kontinua a jsou řešeny vlnové rovnice vzhledem k různým okrajovým podmínkám /1,2/.
2. Fyzikálně-metalurgický, vycházející z dynamiky pohybu dislokací v reálném materiálu /3/.

V prvém případě je řešení založeno na systému hyperbolických rovnic, které pro jednorozměrný případ mají tvar

(1) $$\frac{\partial \sigma}{\partial x} = \rho \frac{\partial u}{\partial t}$$ (pohybová rovnice)

(2) $$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$$ (rovnice kontinuity)

(3) $$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = f(\sigma,\varepsilon)\frac{\partial \sigma}{\partial t} + g(\sigma,\varepsilon)$$ (stavová rovnice)

kde σ je napětí, ε - deformace, u - rychlost
ρ - hustota materiálu, f,g - odezvové funkce.
Útlum amplitudy napěťové vlny ve směru x je dán vztahem

(4) $$\frac{d\sigma}{dx} = - \frac{g(\sigma,\varepsilon)}{2c}$$, kde c je rychlost šíření elastické vlny.

Ve druhém případě, kde odezvu kovových materiálů formulujeme na základě dynamiky dislokačního pohybu, můžeme relaxační funkci $g(\sigma,\varepsilon)$ vyjádřit pomocí Orowanovy rovnice ve tvaru

(5) $$g(\sigma,\varepsilon) = \frac{4}{3} N b v$$

kde je hustota pohyblivých dislokací, b je Burgersův vektor a v je rychlost dislokace.
Stavová rovnice (3) má pak tvar

(6) $$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{1}{E}\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{4}{3} b N(\varepsilon)\, v(\sigma)$$

Další významný faktor, který lze předvídat a vysvětlit pomocí dislokační teorie, tzv. čas zpoždění plastické

deformace /4/. Tento efekt se projevuje tím, že k plastické deformaci dochází až po určité době od přiložení dostatečně vysokého napětí. Jeho mikrofyzikální interpretace používá teorie dislokačního množení /5/. Příslušná rovnice má tvar

$$\dot{N} = \frac{Nv}{\lambda} \tag{7}$$

kde λ je volná dráha pro dislokační množení.

Jestliže jako možnou závislost rychlosti v na σ uvážíme funkci.

$$v = v_0 \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^n \tag{8}$$

lze odvodit, že čas zpoždění plastické deformace

$$t_0 = \frac{a\,n}{1-n} \left(\frac{\sigma-\sigma_0}{a}\right)^{\frac{n-1}{n}} \tag{9}$$

kde σ_0, v_0, a - jsou normalizační konstanty a n je mírou citlivosti materiálu.

2. Experimentální výsledky a jejich diskuse

Z teoretického rozboru je zřejmé, že k vysvětlení fyzikální podstaty mechanismu plastické deformace v průběhu zatěžování vlnami napětí je nutno získat následující experimentální data:

- soubor mechanických charakteristik $\tau_{0,1}(\dot{\gamma}_{0,1})$ a
- příslušné údaje o hustotě a uspořádání dislokací (N,b).

- Přesné měření mechanických charakteristik v průběhu zatěžování vlnami napětí bylo provedeno na experimentálním zařízení postaveném autorem na ÚFM ČSAV v Brně. Zařízení vychází z principu Hopkinsonovy dělené měrné tyče. Příklad experimentálního stanovení závislosti $\tau_{0,1}(\dot{\gamma}_{0,1})$ pro monokrystaly Al a Cu je uveden na obr. 1. Z obrázku je zřejmé, že závislost v daném oboru deformačních rychlostí má lineární charakter, který lze vyjádřit vztahem $\tau = \tau_0 + \omega\dot{\gamma}$, kde ω je koeficient rychlostní citlivosti materiálu. Pro model viskozního tlumení platí vztah /3/ $v = \tau b/B$, z kterého je zřejmé, že síla na jednotku dislokace $\tau b = Bv$. S uvážením Orovanovy rovnice (5) pak pro koeficient viskozního tlumení B lze odvodit vztah $B = \omega N b^2$

- Příslušné údaje o hustotě dislokací N a jejich uspo-

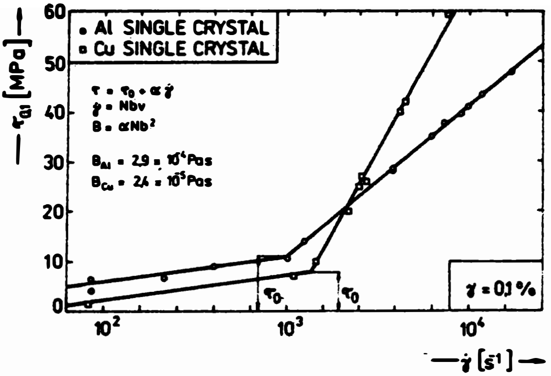
řádání-Burgersova vektoru b, byly stanoveny pomocí transmisní elektronové mikroskopie /3,4/. Fólie pro toto zkoumání byly odebrány ze vzorku pro stanovení mechanických veličin jednak pro výchozí stav, jednak pro danou deformaci. Na dalších obrázcích jsou vybrány jen některé experimentální výsledky šíření napěťových vln v kovech. Na obr. 2 je průběh útlumu napěťové vlny 6_m ve směru šíření v monokrystalu Al. Na obr. 3 jsou profily napěťových vln v jednotlivých řezech vzorku monokrystalu Al ve směru šíření. Z obr. je zřejmý vývoj dvojvlnné struktury. Obr. 4 znázorňuje vliv amplitudy napěťové vlny na zpoždění plastické deformace.

3. Závěr

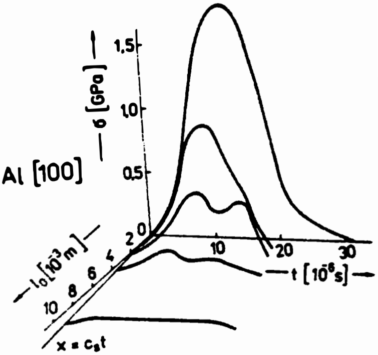
V průběhu řešení úkolů badatelského plánu ČSAV byla získána řada výsledků na monokrystalech kovů Al, Cu, Sb, Si, Fe-Si, které umožnily precizaci dislokačního modelu uvedeného typu plastické deformace. Výsledky byly dále ověřeny a zobecněny i na reálných kovových soustavách - konstrukčních ocelích a lehkých slitinách i na keramických materiálech a horninách, které pak sloužily pro praktickou aplikaci v průmyslu.

4. Literatura

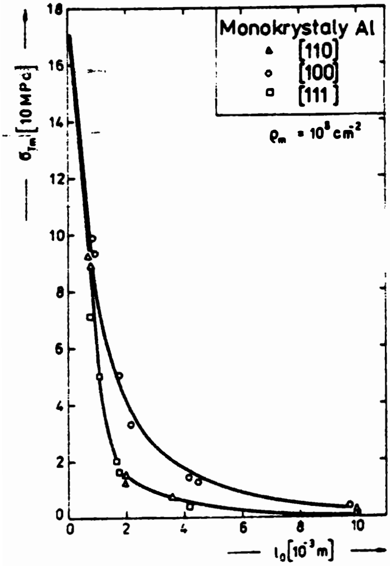
1. Brepta R., Prokopec M.: Šíření napěťových vln a rázy v tělesech. NČSAV Praha (1972).
2. Herrmann W., Hicks D.L.: Metallurgical Effects at High Strain Rates. Plenum Press, N. York-London (1973).
3. Dušek F.: Response of Materials to High Loading Rates. Ossolineum PAN, Warsaw-Wroclaw (1974).
4. Dušek F. a kol.: Studium tlumicích mechanismů při plastické deformaci kovů vysokými rychlostmi zatěžování. VZ ÚFM ČSAV (1975).
5. Gilman J.J.: Proc. Fifth. US Nat. Congr. Appl. Mech. (1966).



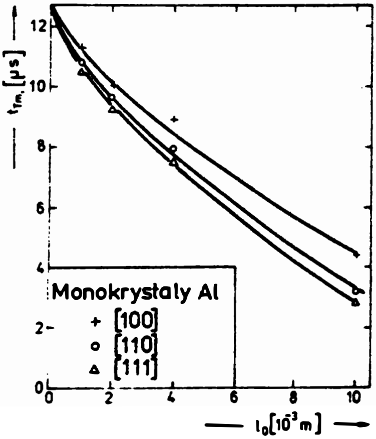
Obr. 1



Obr. 3



Obr. 2



Obr. 4