MTA doktori értekezés tézisei

Képlékeny és kúszási alakváltozás modellezése a szintézis elmélet keretében

Dr. Ruszinkó Endre

Budapest, 2017

Tartalomjegyzék

BEVEZETÉS: Kutatási célkitűzések

A rohamosan fejlődő ipari ágazatok, főleg a járművek (repülőgép, gépkocsi) előállítása egyre újabb igényeket támaszt a felhasználandó anyagokkal szemben. Elsősorban a felhasznált fémek szilárdsági paramétereinek növekedését célozzák meg a gyártók. Ezzel együtt a gazdasági és környezetvédelmi szempontoknak megfelelően az alkalmazható alapanyagok skálájának szélesítését is elvárják. Ez az egyik fontos oka annak, hogy az utóbbi évtizedekben óriási kutatómunka folyt annak érdekében, hogy újabb és újabb, a kitűzött céloknak jobban megfelelő anyagokat állítsanak elő, valamint jobban és részletesebben megismerjük azokat a folyamatokat, amelyek a fémek szilárdságnövelő mechanizmusaival kapcsolatosak.
Napjainkra jelentős mértékben megnőtt a képlékeny és kúszás alakváltozás speciális feladatai iránti érdeklődés. A feladatok kutatásának egyik fontos témaköre a képlékeny és kúszási alakváltozás kölcsönhatása, valamint irreverzibilis deformáció fejlődése az ultrahang, illetve kombinált, termikus- és mechanikai terhelés hatására. Számos érdekes eredmény született ezen a területen, amelyek klasszikus elképzelésekkel szemben gyakran elvi ellenmondást mutatnak.

<u>Vizsgálatom középpontjában a következő feladatok állnak:</u>

- ✓ Kúszás fejlődése a változó terheléskor, amikor ún. *negatív kúszás*, *kúszási késedelem* (creep delay), ill. *inverz kúszás* tapasztalható.
- ✓ Előzetes *mechanikai-termikus kezelés* (MTK) hatása a szekunder kúszás sebességére.
- ✓ Képlékeny és kúszási alakváltozás a vibrációs, ultrahang frekvenciájú terhelés alatt: (a) ultrahang hatása a fémek folyási határára, (b) képlékeny alakítás az együttes, statikus és ultrahangos terhelés alatt, (c) fémek szekunder kúszássebessége az előzetes *ultrahangos kezelés* (UK) függvényében.

Azért választottam megoldandó feladatként a felsorolt témák matematikai modellezését, mert a képlékeny és kúszási alakváltozás klasszikus elméletei nem bizonyultak hatásosnak ebben a feladatkörben.
Matematikai apparátusként a felsorolt feladatok analitikai leírásához a ***szintézis elméletet*** választottam, amely a Batdorf-Budiansky-féle csúszási koncepciót és Sanders-féle folyási elméletet egyesíti magában. A választásomat a szintézis elméletnek a következő előnyei indokolják.

1. A szintézis elmélet kétszintű, fizikai modell: a makroszkopikus alakváltozás kialakulása a mikroszkopikus szinten lejátszódó folyamatokhoz vezethető vissza.
2. A szintézis elmélet keretében, a képlékeny alakváltozás, primer és szekunder kúszás leírásához szükséges összefüggések az egyetlen konstitutív egyenletből levezethetők.
3. Egyetlen fogalmat – nem megfordítható/irreverzibilis (irrecoverable) deformáció – használunk, amely, a terhelési módtól függően, mind az azonnali (képlékeny), mind az időbeli (kuszás) komponenseket tartalmazza meghatározott arányban.
4. A szintézis elmélet alapján kapott eredmények jó egyezést mutatnak a kísérleti adatokkal.
5. Tenzoranalizis helyett a vektoralgebrát használjuk, ami komoly egyszerűsítést nyújt a deformáció számításához és elemzéséhez.
6. A kihirdetett vizsgálati körön kívül, a szintézis elmélet egy hatásos, analitikai eszköznek bizonyult a nem-klasszikus problémák modellezésénél [26,27,29,30,35,36,39].

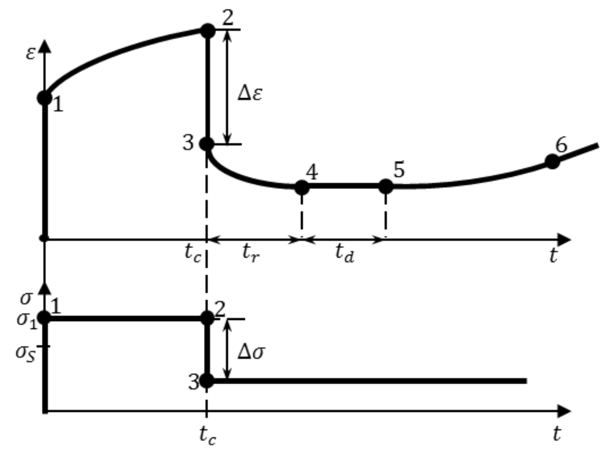
I. A kutatási témák ismertetése

A kitűzött kutatási céljaimnak megfelelően a következő jelenségekkel foglalkozom.

A. Kúszási alakváltozás változó terhelésnél

A modellezendő jelenségek az alábbi kísérletben nyilvánulnak meg (1. ábra). Ennek az igénybevitelnek megfelelő deformáció számos különleges jelenséget mutat [Radovic et al. (2003), Mitra, & McLean (1966), Davies, & Wilshire (1977), Csadek (1987), Poirier (1977), Kassner et al. (2009), Borbély et al. (2000)].

1. A $\sigma_1 - \Delta\sigma$ feszültségcsökkenés hatására a munkadarab **képlékeny összenyomódást** szenved ($\Delta\varepsilon$) és a $t \in [t_c, t_c + t_r]$ időintervallumban **negatív előjelű kuszás** fejlődik. Ezek a jenségek direkt ellenmondásban vannak a klasszikus elképzelésekkel. Íme, közismert, hogyha képlékeny/kúszás alakváltozás folyamán csökkentjük a terhelést, akkor a terheléscsökkentés pillanatáig felhalmozódott irreverzibilis deformáció változatlanul fog maradni, nem beszélve arról, hogy a terheléscsökkentést követő deformáció a terhelés ellenkező irányában fejlődne. Az 1. ábra szerint azonban $\Delta\varepsilon < 0$ a $t = t_c$ pontban, $\partial\varepsilon/\partial t < 0$ és $\partial^2\varepsilon/\partial t^2 > 0$ a t_r időintervallumon belül.



1. ábra. Lépcsőszerű terhelésnek megfelelő alakváltozás (vázlatosan); Radovic et al., (2003).

2. Amikor a negatív kúszás véget ér, a pozitív irányú deformáció (nyúlás) nem egyből indul, hanem bizonyos időszakasz elteltével, amelynek a neve ***kúszási késedelem*** (creep delay, t_d).

3. A kúszási késedelmet követően ($t > t_c + t_r + t_d$) a kuszás nem szokásos módon fejlődik, hanem növekvő időszerinti deriváltjával – $\partial\varepsilon/\partial t > 0$ és $\partial^2\varepsilon/\partial t^2 > 0$ – azaz ún. ***inverz kúszást*** tapasztalunk.

A negatív $\Delta\varepsilon$ növekmény megjelenése azzal magyarázható meg, hogy bizonyos irányú terhelésnek megfelelő képlékeny alakváltozás folyamán a diszlokáció erdőben keletkező taszítási erők csökkentik az ellentétes irányú terhelést, amely a képlékeny alakváltozás indításához szükséges.

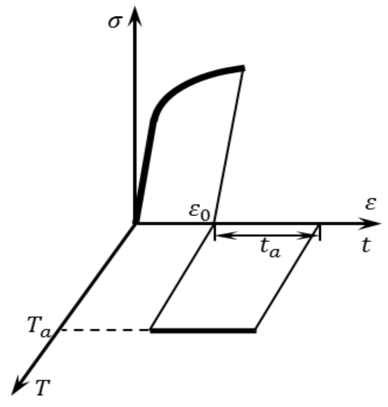
A 3-4 szakasz az anyagnak a kúszás jellegű reakciója a $\sigma_1 - \Delta\sigma$ időben állandó feszültségre: a t_r idő alatt a negatív $\Delta\sigma$ okozta diszlokációk torlódásának és csomópontjainak, valamint a rácsszerkezet-eltorzulásnak fokozatos feloldódása megy végbe. Ez a kúszás azonban csökkenő lefutású, mert a próbapálca feszültségállapota húzás. Tehát, a negatív kuszás a $\Delta\sigma$-val bevitt energia kimerüléséig tart.

A t_d szakasz egy inkubációs időintervallum, amelyen belül az anyag rácsszerkezete a pozitív előjelű deformáció fejlődésére „felkészül". Abban az időpillanatban, amikor egy csúszásrendszer kedvező állapotba kerül, pozitív irányú kúszás indul el ($t > t_c + t_r + t_d$). Mivel a kedvező orientációjú csúszásrendszerek száma nő az időben, a növekvő sebességű, inverz kúszás fejlődik. Bizonyos idő elteltével az inverz kúszás állandó sebességű kúszássá alakul át.

B. Előzetes mechanikai-termikus kezelés (MTK) és hatása a rákövetkező kúszásra

Mechanikai-termikus kezelés két műveletből áll (2. ábra):

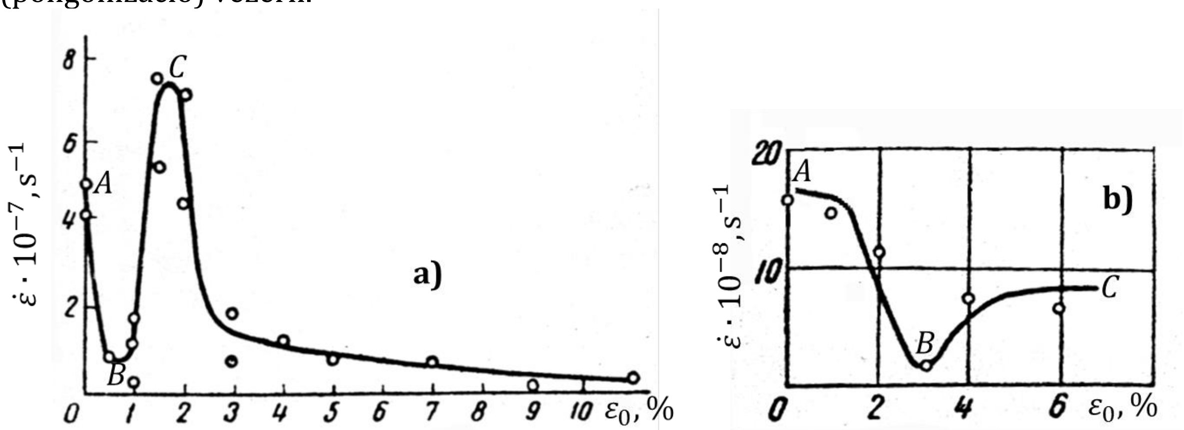
a) képlékeny alakítás: egy próbapálcát egytengelyű húzó igénybevételnek vetünk alá, ami a képlékeny alakváltozását (ε_0) eredményezi; b) lágyító hőkezelés, amelynek hőmérséklete és időtartama rendre T_a és t_a; $T_a < T_0$, ahol T_0 az újrakristályosodási hőmérséklet.



2. ábra. A mechanikai-termikus kezelés vázlata.

A kísérletben a próbapálcák készlete vesz részt. Minden próbapálca különböző értékű képlékeny alakváltozást (ε_0) kap az MTK folyamán (T_a és t_a változatlan az egész készletre). Az MTK-t követően a próbapálcák kúszásvizsgálatát végzik; a kúszás hőmérséklete és feszültsége azonos az egész készletre. A próbapálcák szekunder kúszássebessége az ε_0 függvényében a 3. ábra szerint viselkedik. Az $\dot{\varepsilon}{\sim}\varepsilon_0$ görbe nem monotonos alakja az MTK és kúszás folyamán lejátszódó folyamatokra vezethető vissza. Közismert, hogy képlékeny alakváltozás a kristályrácshibák számának drasztikus növekedésén megy keresztül. A felhalmozott kristályrácshibák (főleg diszlokációk és ponthibák) a hőkezelés folyamán az energetikai kedvezőbb konfiguráció felé igyekeznek – a diszlokációk egymás alá, szubszemcsehatárokká rendeződnek, mozaikblokkok jönnek létre, a ponthibák rögzítik a diszlokációkat [Buerger (1979), Cottrell (1953), McLean (1957,1977)]. Az MTK folyamán létrehozott rácshibák struktúrája (MTK-struktúra) jelentősen fékezi a kúszásra jellemző folyamatokat (csökken a diszlokációk szabad úthossza, mászása, stb.) (AB szakasz a 3. ábrán, ε_{0B} – optimális deformáció). Ugyanakkor, ha az $\varepsilon_0 > \varepsilon_{0B}$ az MTK pozitív hatása fokozatosan csökken (BC szakasz), ami a kúszássebesség növekedésében nyilvánul meg. Ennek az oka az, hogy az MTK-struktúra veszíti a kúszással szembeni ellenálló képességét. Ha az MTK-struktúrát alkotó diszlokációk energiája túllép egy meghatározott kritikus értéket, akkor a kuszás folyamán a MTK-struktúra instabillá válik: a szubszemcsehatárok szétesnek, vagy az újrakristályosodás (rekrisztallizáció) központjává[1] válnak [Buerger (1979), Cottrell (1953), McLean (1957,1977)]. Mind a két folyamat a 3. ábrán látható BC szakaszt okozza.

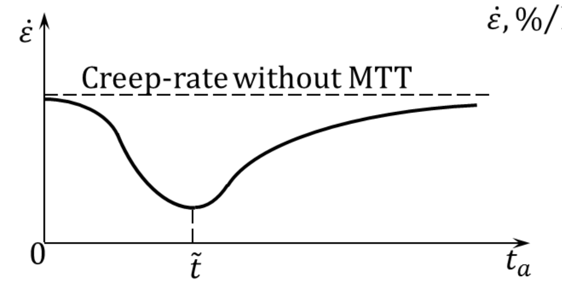
A 3a. és 3b. ábrák közötti különbség – az $\dot{\varepsilon}$ újra csökken a C ponttól kezdve a 3a. ábrán – az anyag rétegződési hibájának energiájára (γ) (Stacking Fault Energy), valamint a ponthibák pozitív hatására vezethető vissza. Alacsony γ-értékű anyagoknál a szekunder kuszás megújulási folyamata, – amely egyensúlyt tart a keményedéssel, – az újrakristályosodás. A magasabb γ-vál bíró anyagok esetében pedig szekunder kuszást sokszögesedés (poligonizáció) vezérli.



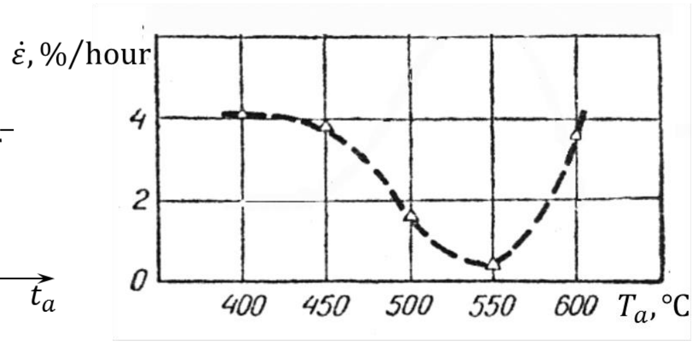
3. ábra. Szekunder kúszássebesség az előzetes MTK keretében létrehozott képlékeny alakváltozás függvényében (feszültségállapot – egytengelyű húzás): a) alumínium: kuszás paraméterei $\sigma = 9{,}6$ MPa, $T = 260$°C; a hőkezelés hőmérséklete és időtartama $T_a = 260$°C, $t_a = 1$ óra; b) réz $\sigma = 15$ MPa, $T = 500$°C, $T_a = 500$°C, $t_a = 1$ óra. (Bazelyuk et al., 1970,1971).

[1] A rekrisztallizáció diszlokáció-szegény szerkezetet alkot, ezért ennek alakíthatósága jobb, mint a deformált anyag.

Nagyobb értékű előzetes képlékeny deformációtól kezdve (nagyobb, mint 4%; 3a. ábra), a ponthibák száma annyira magas, hogy nagyon aktívan tartják rögzítve a diszlokációkat és az MTK-struktúrát különösen stabillá teszik. A ponthibákkal rögzített diszlokációs szerkezet jelentős ellenállást fejt ki a szekunder kúszást vezérlő poligonizációval szemben. Ugyanakkor, ha szekunder kúszás rekrisztallizáció réven fejlődik, amikor hibamentes szemcsék keletkeznek, a ponthibák további, pozitív hatása nem nyilvánul meg (3b. ábra).
Hasonló, nem-monoton alakú $\dot{\varepsilon}\sim t_a|_{\varepsilon_0,T_a=áll}$ és $\dot{\varepsilon}\sim T_a|_{\varepsilon_0,t_a=áll}$ görbéket mutatnak a 4. és 5. ábrák.



4. ábra. Az $\dot{\varepsilon}\sim t_a$ vázlatos görbe: t_a az előzetes MTK hőkezelés időtartama; az MTK többi paraméterei – a képlékeny deformációja és a hőkezelés hőmérséklete – állandóak; $\tilde{t}$ – optimális hőkezelésidő. (Ivanova et al., 1964).

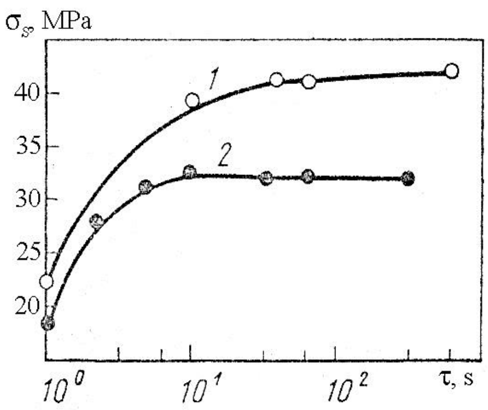


5. ábra. Armko-vas $\dot{\varepsilon}\sim T_a$ függvénye (kúszás paraméterei: egytengelyű húzás, $\sigma = 20\,MPa$, $T = 400°C$): T_a az előzetes MTK hőkezelési hőmérséklete; az MTK képlékeny deformációja és hőkezelésideje rendre 5% és 25 óra. (Ivanova et al., 1967).

C. Ultrahang és maradó alakváltozás

Az ultrahang – egy nagyfrekvenciás hanghullám ($f > 20\ kHz$) – igen használhatónak bizonyult az orvosi, a műszaki gyakorlatban, a kémiában. Aktív ultrahangokat a műszaki életben megmunkálásra (forgácsolás, vágás, hegesztés, forrasztás, hőfejlesztés, gáztalanítás, tisztítás, stb.) alkalmaznak. Ilyenkor a mechanikus rezgés munkavégző képességét használják ki.
A vizsgálati darabba bevezetett ultrahang jelentős változásokat idéz elő az anyag kristályos szerkezetében [Severdenko (1973,1979), Mordyuk (1975), Kulemin (1978), Peslo (1984), Kirchner et al. (1988), Yao et al. (2005), Daud et al. (2007), Blagoveshchenskii & Panin (2007), Huang et al. (2009), Cravotto & Cintás (2012) Siu & Ngan (2012)]. A cink-, kadmium-, alumínium-, réz- és acélokból készült darabokon végzett számos kísérletek igazolják, hogy az akusztikai energia a kristályrács hibáinak (diszlokációk, ponthibák, stb.) számottevő növekedését eredményezi. Egyirányú (statikus) terheléssel ellentétben, a vibrációs terhelés okozta diszlokációs struktúra kifejezetten lokális jellegű: diszlokációk koncentrálódnak a csúszósávokban, míg a többi anyag érintetlennek marad. Ez a tény abból adódik, hogy az ultrahang rendkívül magas terheléssebessége miatt az anyag dinamikus folyáshatára emelkedik és a csúszásrendszerek túlnyomó többsége aktiválatlannak marad és csak kevés, kedvezőirányú csúszásrendszerek képlékeny folyásra képesek. Statikus igénybevételnél a csúszósávok a terhelés növekedésével szélesednek, vibrációs igénybevétel esetén pedig szélességük nem változik és a képlékeny mikrodeformáció kizárólag ezeken belül zajlik. Tehát a darab makroszkóposan

tekintve képlékeny alakváltozást nem szenved. Ez a tény nagy fontosságú, hiszen a mechanikai tulajdonosságok jelentős változása a darab változatlan méreteivel párosul. A diszlokációkon kívül a ponthibák száma is jelentősen nő az akusztikai mezőben; az ultrahang okozta pont hibák rögzítik a diszlokációkat. Még egy előnye van az ultrahang nagy frekvenciájának, a jelentős akusztikai energia bevezetése viszonylag rövid idő alatt zajlik le.



6. ábra. Folyáshatár növekedése az ultrahang kezelési idő (τ) függvényében: 1 –réz, $\sigma_m = 67$ MPa; 2 – alumínium, $\sigma_m = 164$ MPa (Kulemin, 1978).

Az ultrahang okozta diszlokációk jelentős szaporodása csak az ultrahanghatás kezdeti fázisában tapasztalható, bizonyos időponttól kezdve ($\tau > \tau^*$) a diszlokációk sűrűsége állandó szinten marad. Ennek az oka (a) a Frank-Read források működésének fokozatos apadása, amelyet az előző ciklusokon keletkezett diszlokációk okoznak és (b) a párhuzamos kristálysíkon kibocsátott diszlokációk megsemmisülése (annihilációja). A τ további növekedése fáradt töréshez vezet. Megjegyezendő, hogy a τ^* értéke csökken a hőmérséklet növekedésével, továbbá minél nagyobb a vizsgált anyag statikus folyáshatára annál hosszabb τ^* idő telik el a telített állapotig.

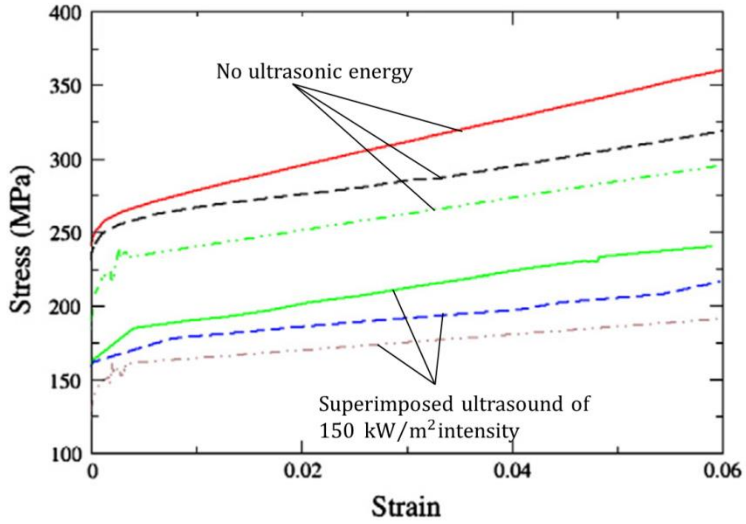
Az ultrahang okozta diszlokációk növekedése összhangban van az ultrahangnak kitett anyag statikus folyáshatárával (6. ábra). A folyáshatár növekedésének oka az ultrahanggal létrehozott kristályrács hibainak hálózata, amely a statikus terhelés esetében akadályozza és fékezi a diszlokációk forrásainak működését és a testben lévő diszlokációk mozgását.

Összefoglalva, az ultrahang frekvenciájú rezgések az anyag keményedését okozzák, amely az anyag folyáshatárának emelkedésében nyilvánul meg. Ezt a jelenséget *ultrahangos keményedésnek* nevezik.

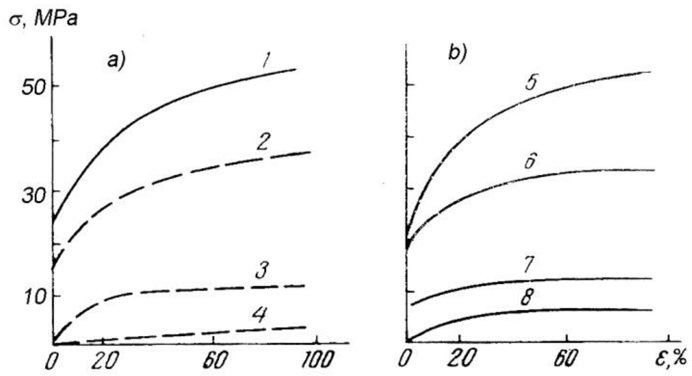
Abban az esetben, amikor egy munkadarabot (próbapálcát) statikus és vibrációs egyidejű terhelésnek teszünk ki (pl. egytengelyű statikus húzás + longitudinális rezgések), a $\sigma \sim \varepsilon$ diagramra két jellegzetesség a jellemző (7. ábra): **a**) képlékeny alakváltozás a statikus folyáshatárnál kisebb feszültség alatt indul; **b**) a $\sigma \sim \varepsilon$ diagram laposabb, mint csak a statikus igénybevételnél, azaz a képlékeny alakváltozás fejlődése kisebb feszültségnövekedést igényel. Ebből az következik, hogy az akusztikai energia elősegíti és intenzívebbé teszi a képlékeny alakváltozásért felelős folyamatokat (a diszlokációk szaporodása és mozgása fokozódik). A statikus terhelésszükséglet csökkenése a berendezés energiafogyasztásának és hatásosságának javítását jelenti, továbbá olyan anyagokat lehet deformálni, amelyek rendes (statikus) terhelésnél eltörnek.

Az a) és b) pontban felsorolt jelenséget *ultrahangos lágyulásnak* nevezzük, amelynek a hatása az ultrahang intenzitásával ($\mathrm{I, W/m^2}$) arányosan nő. Ezen kívül, számos kísérlet szerint, az ultrahangos lágyulás nem reagál a frekvencia változására a 15-80 kHz tartományban, valamint nem függ a 16%-nál kisebb előzetes képlékeny nyúlástól 30 és 500°C között.

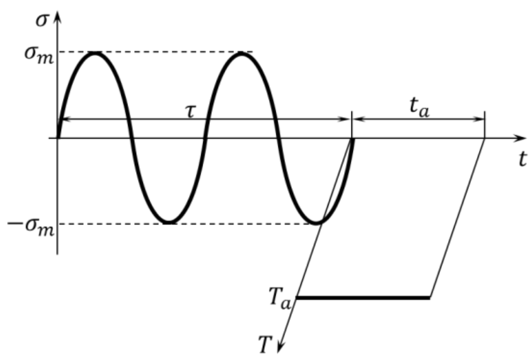
A 8a. ábrán látható diagramok magas hőmérsékletű statikus húzás esetében is kaphatók (8b. ábra), de a hőenergia-szükséglet több nagyságrenddel magasabb, mint a statikus és vibrációs terhelés szuperpozíciójánál. Ez a tény azzal magyarázható, hogy az akusztikai energiát főleg az anyagban lévő diszlokációk veszik fel, míg a hőenergia egyenletes eloszlású.



7. ábra. Stress–strain response of three different orientations of single crystalline aluminum with no ultrasonic energy and with ultrasound (Siddiq, & Sayed, 2011).



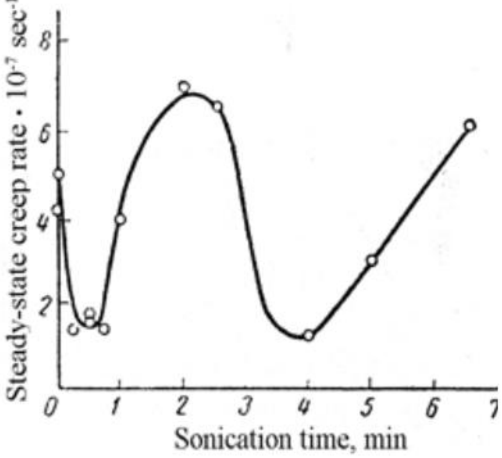
8. ábra. $\sigma \sim \varepsilon$ diagram a statikus + vibrációs együttes hatás alatt; alumínium: 1 – $I = 0\ \mathrm{W/cm^2}$, 2 – $I = 15\ \mathrm{W/cm^2}$ 3 – $I = 35\ \mathrm{W/cm^2}$, 4 – $I = 50\ \mathrm{W/cm^2}$; statikus $\sigma \sim \varepsilon$ diagramok a különböző hőmérsékleteknél: 5 – 18°C, 6 – 200°C, 7 – 400°C, 8 – 600°C (Mordyuk, 1970).



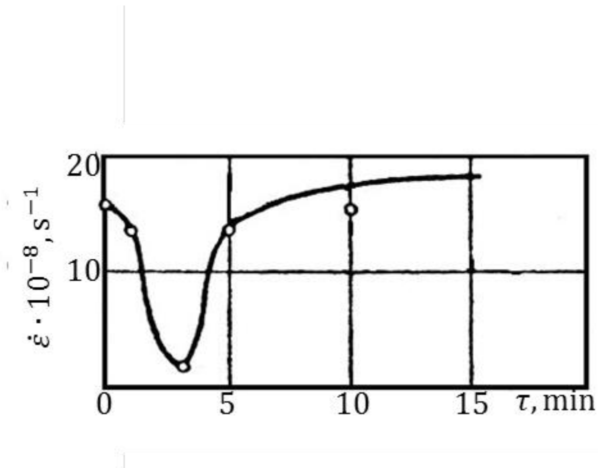
9. ábra. Az ultrahangos kezelés sémája.

Számos kísérlet szerint előzetes ultrahangos kezelés (UK), amelynek a menetét a 9. ábra szemlélteti, jelentős hatású a rákövetkező kúszásnak a sebességére, $\dot{\varepsilon}_U$. Az $\dot{\varepsilon}_U$ az előzetes ultrahang időtartama (τ) függvényében a 10. és 11. ábrán látható (az ultrahang-feszültség nagysága, valamint a kúszás és hőkezelés paraméterei (t_a és T_a) változatlanok). Könnyű belátni, hogy az $\dot{\varepsilon}_U \sim \tau$ görbék viselkednek úgy, mint az MTK-hoz tartozó $\dot{\varepsilon}_M \sim \varepsilon_0$ grafikonok mind magas, mind alacsony rétegződési hiba energiájánál (γ). A 10. és 3a. ábra közötti különbség csak abban áll, hogy a τ növekedésével

($\tau > 3$ min) a kúszássebesség újra nő, ami az ultrahang okozta mikrorepedések keletkezésével magyarázható. Az $\dot{\varepsilon}_U \sim \tau$ és $\dot{\varepsilon}_M \sim \varepsilon_0$ görbék hasonlósága miatt ugyanazok az érvek hozható fel, mint az MTK elemzésekor.



10. ábra. Az alumínium szekunder kúszássebessége (260°C, $\sigma = 9.6$ MPa) az UK időtartamának függvényében (τ); az ultrahang frekvenciája $f = 20$ kHz, a rezgés amplitúdója $A = 15\ \mu$m; a hőkezelés hőmérséklet és időtartama rendre $T_a = 260$°C és $t_a = 1\ óra$ (Bazelyuk et al., 1971).



11. ábra. A réz szekunder kúszássebessége (500°C, $\sigma = 15$ MPa) az UK időtartamának függvényében (τ); az ultrahang frekvenciája $f = 20$ kHz, a rezgés amplitúdója $A = 25\ \mu$m; a hőkezelés hőmérséklet és időtartama rendre $T_a = 500$°C és $t_a = 1\ óra$ (Bazelyuk et al., 1970).

II. A kitűzött célok megvalósítása: a szintézis elmélet alapjai

A szintézis elmélet alkotói a Lemberg Műszaki Egyetem munkatársai Prof. Ruszinkó Konstantin és Dr. Andruszik Jaroszlav (Andrusik, & Rusinko, K., 1993). A szintézis elmélet első verzióját csak a képlékeny alakváltozás modellezésére alkalmaztak.
E pont áttekintést ad a szintézis elmélet legfontosabb összefüggéseiről, bemutatja a folyási és keményedési feltételét, valamint elemzi a feszültségek és alakváltozások közötti kapcsolatot teremtő összefüggéseket [1,18-20]. Első sorban, meg kell jegyeznem, hogy a szintézis elmélet a keményedő polikristályos anyagok kis maradó (képlékeny/kúszási) alakváltozás leírásához alkalmazható.
I) Irreverzibilis (képlékeny vagy kúszási) alakváltozás modellezése az Ilyushin ötdimenziós feszültség-deviátor térnek ($\mathcal{S}^5$) a háromdimenziós alterében $\mathcal{S}^3$ megy végbe [Ilyushin (1963), Béda, & Kozák (1987)]. Terhelést az $\mathcal{S}^3$-ban a *feszültség vektor* reprezentál:

$$S_1 = \sqrt{3/2}\, S_{xx}, \quad S_2 = S_{xx}/\sqrt{2} + \sqrt{2} S_{yy}, \quad S_3 = \sqrt{2} S_{xz}, \tag{A}$$

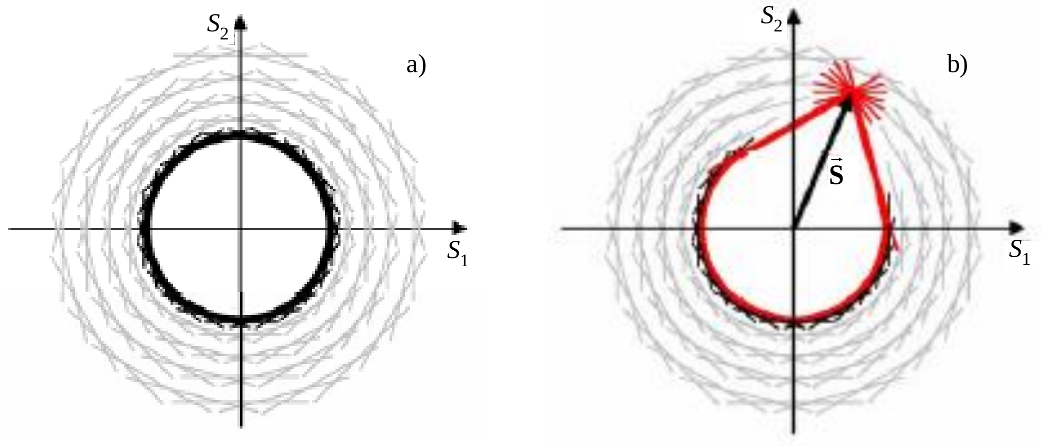
ahol S_{ij} $(i, j = x, y, z)$ a feszültség-deviátor-tezor komponensei.
II) A szintézis elmélet **kétszintű modell**.
A vizsgálandó test minden pontját (makroszint) egy elemi térfogatnak $\mathbb{V}$ tartjuk, amely végtelen számú, minden lehetséges orientációjú mikro-térfogatokból $\mathbb{V}_0$ tevődik össze. A $\mathbb{V}_0$ elem (mikroszint) egy csúszási rendszert jelent, ahol a csúsztató feszültség (resolved shear stress) hatására a részei elcsúsznak egymáson. Budyiansky feltevése szerint, a csúszási rendszerekben kialakuló feszültségállapot egyezik meg a makro-feszültségállapottal. Annak ellenére, hogy minden $\mathbb{V}_0$ azonos feszültségállapot alatt deformálódik, a benne végbemenő csúszás mérete erősen függ a csúszási rendszer térbeli orientációjától és a külső feszültség irányától.
Makro-deformáció a mikro-csúszások összegeként határozható meg.
III) Folyási feltétel és felület.
Új folyási felületet használunk, amely az $\mathcal{S}^5$-ben sem a Tresca-féle, sem von-Mises-féle folyási feltételével sem egyezik meg. Ugyanakkor, ennek a felültnek a vetülete az $\mathcal{S}^3$-ban szféra:

$$S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = 2\tau_S^2, \tag{B}$$

ami von-Mises-féle kritériumnak felel meg (τ_S tiszta nyíráshoz tartozó folyáshatár). Sanders ötletet követve, az <u>ötdimenziós</u> folyásfelület minden pontjában érintőt húzunk, így a folyásfelületet az érintő síkok belső burkolatfelületének tekinthető. Ezeknek a síkoknak a vetületeik az $\mathcal{S}^3$ térben a következő képet adják: a (B) szféra minden pontján áthaladó érintő + vele párhuzamos síkok végtelen halmaza, amelyek folytonosan kitöltik az $\mathcal{S}^3$ teret a szférán kívül (12. ábra). Egy sík állását a sík normálvektora ($\vec{\boldsymbol{N}}$) és az origó és a sík közötti távolság (H_N) adja meg.
A síkok fizikai értelmezése az, hogy a mindegyik síkhoz meghatározott csúszási rendszer $\mathbb{V}_0$ rendelhető hozzá. Ezen a tényen a képlékeny alakváltozás modellezése alapul. Feszültségvektor $\vec{\boldsymbol{S}}$ párhuzamosan eltolja végpontján azokat a síkokat, amelyeket elér a terhelés folyamán. A feszültségvektor végpontján lévő egy sík elmozdulása a megfelelő csúszási rendszer aktivizálódását jelenti. A síkok elhelyezkedését és burkolatfelületüket (keményedési felület) a 12. ábra szemlélteti a terheletlen állapotban (a), ill. képlékeny alakításkor (b). Feltételét annak, hogy a feszültség vektor egy síkot elér/eltol (a megfelelő csúsztató feszültség eléri/átlépi az ún. kritikus értékét az adott csúszási rendszeren) az alábbi képlet fejezi ki:

$$H_N = \vec{\boldsymbol{S}} \cdot \vec{\boldsymbol{N}}. \tag{C}$$

Tehát $\vec{\boldsymbol{S}} \cdot \vec{\boldsymbol{N}}$ egy csúszási rendszerben ható csúsztató feszültséget határozza meg.



12. ábra. A folyásfelület a) és a keményedési felület b).

IV) Keményedési feltétel mikroszinten

Teljesen világos, hogy a H_N távolság az anyag keményedésének mértékét szimbolizálja, mert minél nagyobb egy sík távolsága az origótól, annál nagyobb feszültségvektor szükséges ahhoz, hogy elérje a síkot és a képlékeny alakváltozást indítsa el. Ennek megfelelően, az alakítási keményedés egy csúszási rendszerben az alábbi (lineáris vagy kvadratikus) módon definiáljuk:

$$H_N = S_P + I_N + \psi_N \quad \text{vagy} \quad H_N^2 = S_P^2 + I_N^2 + \psi_N. \tag{D}$$

A fenti képletben álló mennyiségeket, ψ_N és I_N rendre hibaintenzitásnak és sebesség-integrálnak hívják; S_P a nullához tartó terhelés sebességének megfelelő folyáshatár (un. kúszáshatár), $S_P = \sqrt{2}\tau_P$.

Közismert, hogy képlékeny/kúszási alakváltozás folyamán drasztikusan nő a kristályrácshibák (diszlokációk, ponthibák, stb.) száma. Diszlokációk megsokszorozódnak, emiatt gátolják egymás mozgását. Egy csúszás rendszeren lévő blokkolt diszlokációk számának átlagos mértékét ψ_N határozza meg. Megjegyezendő, hogy a fenti képletben ψ_N csak akkor pozitív, ha $H_N = \vec{\boldsymbol{S}} \cdot \vec{\boldsymbol{N}}$, azaz ha egy adott sík a feszültségvektor végpontján helyezkedik el. Az ellenkező esetben ($H_N > \vec{\boldsymbol{S}} \cdot \vec{\boldsymbol{N}}$) a ψ_N-t nullává tesszük.

A (D) egyenletben álló I_N sebesség-integrál a következő módon definiáljuk:

$$I_N(t) = B \int_0^t \frac{d\vec{\boldsymbol{S}}}{ds} \cdot \vec{\boldsymbol{N}} \exp\big(-p(t-s)\big) ds, \tag{E}$$

ahol B és p modelállandók. Az I_N szintén növeli a (D) képletben álló alakítási keményedést. Ugyanakkor, ψ_N-nek ellenére, I_N függ nem a hibák sűrűségétől, hanem konfigurációjuktól. Főleg a diszlokációk környékén keletkezett jelentős rácstorzulásról van szó, amely nő a terhelési sebességgel $\dot{\vec{\boldsymbol{S}}}$.

V) Alakváltozás a mikroszinten

Egy csúszási rendszeren fejlődő irreverzibilis alakváltozás átlag mértéke az un. alakváltozás-intenzitással fejezhető ki (φ_N), amely a hiba-intenzitással és az idővel a következő kapcsolatban van:

$$d\psi_N = r d\varphi_N - K\psi_N dt, \tag{F}$$

ahol r az anyagállandó, K pedig az $\vec{\boldsymbol{S}}$-hossz és a hőmérséklet függvénye.

Ahogy látszik az (F) kifejezésből, az irreverzibilis alakváltozás során az anyag keményedésnövekménye $d\psi_N$ két párhuzamos, konkurenciás folyamat függvénye: a) az alakváltozás fejlődéséből ($d\varphi_N$-ből) eredő keményedés (a kristályrácshibák szaporodása/kölcsönhatása) és b) az időbeli lágyulás (relaxáció) ($-K\psi_N dt$) (a kristályrácshibák megsemmisülése, diszlokációk mászása, sokszögesedés, dinamikai újrakristályosodás, a diszlokáció feszültségmező és a kristályrács eltorzulásának relaxációja, stb.).

VI) Makrodeformáció

Makro-deformáció az irreverzibilis alakváltozás vektorral ($\vec{\boldsymbol{e}}$) fejezhető ki, amelynek a komponensei az alakváltozás-intenzitás integrálásából adódnak:

$$e_k = \iiint_V \varphi_N N_k dV \qquad k = 1,2,3. \tag{G}$$

Az integrálási határok a $\varphi_N = 0$ feltételből meghatározhatók. Az $\vec{\boldsymbol{e}}$ vektor komponensei az

$$e_1 = \sqrt{3/2}\, e_{xx}, \quad e_2 = e_{xx}/\sqrt{2} + \sqrt{2} e_{yy}, \quad e_3 = \sqrt{2} e_{xz} \tag{H}$$

összefüggések alapján a deformáció-deviátor-tenzor komponenseivé (e_{ij}) konvertálhatok.

Különleges hangsúlyt kell fektetni arra a tényre, hogy a fenti képletek alkalmazható mind a képlékeny, mind a kúszási alakváltozás számítására, valamint a relaxációs folyamatok modellezésére is.

Az alábbi táblázat a szintézis elmélet összefüggéseit foglalja össze:

$S_1 = \sqrt{3/2}\, S_{xx}, \quad S_2 = S_{xx}/\sqrt{2} + \sqrt{2} S_{yy}, \quad S_3 = \sqrt{2} S_{xz},$	(A)
$S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = S_P^2,$	(B)
$H_N = \vec{\boldsymbol{S}} \cdot \vec{\boldsymbol{N}},$	(C)
$\psi_N = H_N - I_N - S_P \quad \text{vagy} \quad \psi_N = H_N^2 - I_N^2 - S_P^2,$	(D)
$I_N(t) = B \int_0^t \frac{d\vec{\boldsymbol{S}}}{ds} \cdot \vec{\boldsymbol{N}} \exp\big(-p(t-s)\big) ds,$	(E)
$d\psi_N = r d\varphi_N - K\psi_N dt,$	(F)
$\vec{\boldsymbol{e}} = \iiint_V \varphi_N \vec{\boldsymbol{N}} dV,$	(G)
$e_1 = \sqrt{3/2}\, e_{xx}, \quad e_2 = e_{xx}/\sqrt{2} + \sqrt{2} e_{yy}, \quad e_3 = \sqrt{2} e_{xz}.$	(H)

III. Új tudományos eredmények

<u>1. Tézis:</u>, A lépcsőszerűen változó feszültség alatti alakváltozás leírására egy modellt fejlesztettem ki a szintézis elmélet keretében. Kiszámítottam a *negatív képlékeny alakváltozás növekményét*, *negatív kúszást* és a *kúszási késedelem* időtartamát, kidolgoztam az *inverz kúszást* meghatározó összefüggéseket. A számításokat a keményedési felület részletes elemzésével támasztottam alá.

<u>Az eredmények részletezése:</u>
A felsorolt jelenségek modellezésére a (D) képlet lineáris esetét az alábbi összefüggéssel kiegészítettem:

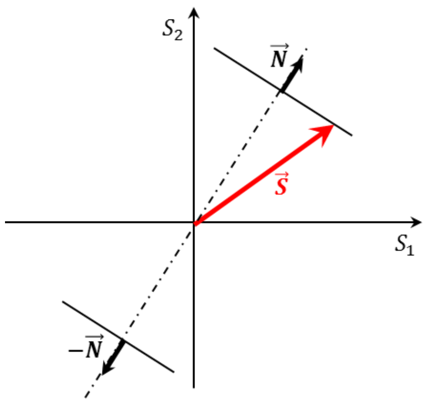
$$H_{-N} = S_P + \psi_{-N} + I_{-N}. \tag{1.1}$$

ahol $S_P = \sqrt{2/3}\,\sigma_P$; index $-N$ ahhoz a síkhoz tartozik, amelynek a normálisa tompaszöget zár be az $\vec{\boldsymbol{S}}$ vektorral (13. ábra), azaz minden síkhoz az ellenkező irányú normálisával rendelkező sík rendelhető hozzá. A H_{-N} síktávolság egy adott terhelésnek megfelelő ellenkező irányú keményedési mérték. Az I_{-N} sebesség-integrálra

$$I_{-N} = B\int_0^t \frac{d\vec{\boldsymbol{S}}}{ds}\cdot\left(-\vec{\boldsymbol{N}}\right)\exp[-p(t-s)]ds = -B\int_0^t \frac{d\vec{\boldsymbol{S}}}{ds}\cdot\vec{\boldsymbol{N}}\exp[-p(t-s)]ds = -I_N \tag{1.2}$$

összefüggés felírható. Továbbá, adjuk meg az I_N és I_{-N} közötti kapcsolatot:

$$\begin{aligned}&\text{Ha } I_N > 0, \text{ akkor } I_{-N} = 0;\\ &\text{ha } I_{-N} > 0, \text{ akkor } I_N = 0.\end{aligned} \tag{1.3}$$



13. ábra. Az $\vec{\boldsymbol{N}}$ és $-\vec{\boldsymbol{N}}$ normális értelmezése.

A ψ_{-N} és ψ_N az alábbi képlet szerint viszonyulnak egymáshoz:

$$\psi_{-N} = -\psi_N. \tag{1.4}$$

Egytengelyű húzás esetében az (1.1) képlet alapján megmutattam, hogy a pillanatnyi terhelés ellenkező irányában alakult folyáshatárt (S_S^-)

$$S_S^- = S_1 - \frac{2S_P}{1-B}. \tag{1.5}$$

A fenti képlet szerint a jobb oldalán álló mennyiségek meghatározott értékek mellett az S_S^- negatívvá válhat, ami a következőt jelenti: egy húzó feszültség csökkenéskor, annak ellenére, hogy a $\sigma_1 - \Delta\sigma$ pozitív, ***képlékeny összenyomódás*** (Δe) indulhat. Ez a deformáció az alábbi képlettel kiszámítható:

$$\Delta e = \frac{1}{r}\int_{\pi-\alpha_2}^{\pi+\alpha_2} \cos\alpha\, d\alpha \int_{\pi-\beta_2}^{\pi+\beta_2} \cos^2\beta d\beta \int_0^{\lambda_2} \Delta\varphi_{-N} \cos\lambda\, d\lambda = \frac{\sqrt{2}\pi\sigma_P}{3\sqrt{3}r}\Phi(a), \qquad a = \frac{2\sigma_P}{\Delta\sigma(1-B)},$$
$$\Phi(a) = \frac{\operatorname{arccos} a}{a} - 2\sqrt{1-a^2} + a^2 \ln\frac{1+\sqrt{1-a^2}}{a}, \tag{1.6}$$

ahol α_2, β_2 és λ_2 $-\vec{\boldsymbol{N}}$ normálvektor határszögei, amelyek a $\Delta\vec{\boldsymbol{S}}$ által eltolt határsíkok állását határozzák meg.

A képlékeny rövidülést követően ***negatív előjelű kuszást*** tapasztalnak. Ezt a jelenséget az alábbi képlet írja le:

$$\dot{e}^R = \int_{\pi-\alpha_3}^{\pi+\alpha_3} \cos\alpha\, d\alpha \int_{\pi-\beta_3}^{\pi+\beta_3} \cos^2\beta d\beta \int_0^{\lambda_3} \dot{\varphi}_{-N} \cos\lambda\, d\lambda = a_0 K \Phi(a),$$
$$a = \frac{KS_P}{B(p-K)[\Delta S \exp(pt_c) - S_1]\exp(-pt) - K(S_1 - \Delta S)}, \qquad (t \geq t_c) \tag{1.7}$$

ahol α_3, β_3 és λ_3 $-\vec{\boldsymbol{N}}$ normálvektor határszögei, amelyek a $\vec{\boldsymbol{S}} - \Delta\vec{\boldsymbol{S}} =$ áll. vektor végpontján lévő határsíkok állását határozzák meg. Az (1.7) képlet elemzéséből látjuk, hogy a negatív kúszássebesség az idő függvényében csökkenő tendenciájú és addig tart, amíg $a < 1$. Abban a pillanatban (jelöljük t_r-rel), amikor $a = 1$, a negatív kúszás megszűnik. Tehát az $a = 1$ feltételből a negatív kúszás időtartama meghatározható:

$$t_r = \frac{1}{p}\ln\frac{B(p-K)[\Delta S - S_1 \exp(-pt_c)]}{K(S_1 - \Delta S + S_P)}. \tag{1.8}$$

Ahogy látjuk a fenti képletből, a t_r értékét az összes megelőző folyamat paraméterei ($S_1, \Delta S, t_c$) szabják meg. A $t_r \sim t_c$ és $t_r \sim \Delta S$ növekvő jellege úgy értelmezhető, hogy az előzetes kúszás deformáció és a feszültség csökkenés miatt a testbe bevitt energia a negatív kúszást segíti elő.

A $t_c + t_r \leq t \leq t_c + t_r + t_d$ időtartományban a kúszási alakváltozás fejlődése szűnik meg (ún. kúszás-késedelemről beszélünk), amelynek az időtartamát a

$$t_d = \frac{1}{K}\ln\frac{p(S_P - \Delta S + S_1)}{(p-K)(S_1 - \Delta S - S_P)} \tag{1.9}$$

összefüggés határozza meg. Megint látjuk, hogy a t_d az előzetes folyamatok függvénye.

A kúszás késedelem után ($t > t_c + t_r + t_d$), pozitív irányú kúszás indul, amelynek a sebessége az alábbi képletek szerint meghatározható:

$$\dot{e}^i = \frac{K}{r}\iiint_{\Omega^t} \dot{\varphi}_N \cos\alpha \cos^2\beta \cos\lambda\, d\alpha d\beta d\lambda = K a_0 \Psi(a, \Omega^t), \quad a = \frac{\sigma_P}{\sigma_1 - \Delta\sigma},$$
$$\Psi(a, \Omega^t) = \frac{\arccos(\Omega^t)}{a} - \left(3 - \frac{\Omega^t}{a}\right)\sqrt{1-(\Omega^t)^2} - \left(3 - \frac{2\Omega^t}{a}\right)(\Omega^t)^2 \ln\frac{1+\sqrt{1-(\Omega^t)^2}}{\Omega^t}, \tag{1.10}$$

ahol Ω^t az alábbi képletből meghatározható:

$$\frac{(p-K)\left(\frac{S_1-\Delta S}{S_P}\Omega^t-1\right)}{p\exp[K(t_c+t_r^{\Omega})]\left(1+\frac{S_1-\Delta S}{S_P}\Omega^t\right)}=\exp(-Kt). \tag{1.11}$$

A fenti képlet elemzéséből látszik, hogy az $\dot{e}^i$ növekszik az idő függvényében (inverz kúszás) és a (1.11) jobb oldalán álló $\exp(-Kt)$ nullához való tartása az állandósult kúszás bekövetkezését jelenti.

A tézishez kapcsolódó publikációk: [1], [18]-[20], [22], [32]-[34].

<u>2. Tézis:</u> Általánosítottam a szintézis elméletet a szekunder kúszássebesség modellezésre, amelyet mechanikai-termikus kezelés (MTK) előz meg. Az MTK paraméterei kúszássebességre gyakorolt hatását tárgyaltam.

<u>Az eredmények részletezése:</u>
A szintézis elmélet keretében, egy csúszási rendszerben fejlődő szekunder kúszást az alábbi egyenlet írja le:

$$\dot{\varphi}_N=\frac{K}{r}\psi_N, \tag{2.1}$$

amely az (F) képletből következik, ha $\dot{\vec{\boldsymbol{S}}}=0$. Ebből kifolyólag, a szintézis elmélet módosítása a (D) képletet érinti, íme, a kúszáshatár helyett az előzetes mechanikai-termikus kezelés utáni síktávolságokat (H_{NM}) használjuk:

$$\psi_N=H_N^2-H_{NM}^2. \tag{2.2}$$

A H_{NM} a kúszással szembeni ellenálló képességét jellemzi, hiszen, ahogy a fenti egyenletből látszik, minél nagyobb a H_{NM}, annál kisebb a ψ_N értéke és végül, a (2.1) és (G) képleteken keresztül, a szekunder kúszás sebessége is. Más szavakkal, H_{NM} azt tükrözi, hogy termikusan stabil-e az MTK hatására kialakult diszlokációs szerkezet, hogy csökkenthesse a kúszás fejlődéséért felelős hibák számát (ψ_N), ill. apaszthassa a kúszás sebességét. A H_{NM} távolságot az alábbi képlet adja meg:

$$H_{NM}^2=\psi_{N0}\exp(-K_M t_a)+2\tau_P^2=\left[\left(\vec{\boldsymbol{S}}_0\cdot\vec{\boldsymbol{N}}\right)^2-2\tau_S^2\right]\exp(-K_M t_a)+2\tau_P^2, \tag{2.3}$$

ahol $\psi_{N0}=\psi_{N0}\left(\vec{\boldsymbol{S}}_0\right)$ a képlékeny alakváltozás folyamán keletkezett hibák intenzitása, τ_S és τ_P rendre a folyás- és kúszáshatár; t_a a hőkezelési idő. Minthogy $\psi_{N0}=\psi_{N0}\left(\vec{\boldsymbol{S}}_0\right)$ monoton növekvő funkció, a K_M kitevő olyan formában definiálandó, hogy a (2.3) képlet nem monoton függvényt biztosítson. Az $\dot{\varepsilon}_M=\dot{\varepsilon}_M(\varepsilon_0,\gamma)$, $\dot{\varepsilon}_M=\dot{\varepsilon}_M(T_a)$ és $\dot{\varepsilon}_M=\dot{\varepsilon}_M(t_a)$ analitikai leírásához az alábbi K_M funkciókat használom:

$\dot{\varepsilon}_M = \dot{\varepsilon}_M(\varepsilon_0, \gamma)$:

$$K_M = K + \frac{H_{Nmax} - |\vec{\boldsymbol{S}}|}{H_{Nmax}} Q_1 \left[f_1(\widetilde{H}_{Nmax}) + \frac{\gamma}{\Gamma} f_2(\widetilde{H}_{Nmax}) \right],$$
$$\widetilde{H}_{Nmax} = \frac{H_{Nmax} - \sigma_S}{\sigma_S}, \qquad f_1 = Q_2 \sqrt{\widetilde{H}_{Nmax}}, \qquad f_2 = \exp\left\{ -\left[Q_3 (\widetilde{H}_{Nmax} + Q_4)^2 \right] \right\}. \tag{2.4}$$

………………………………………..

$\dot{\varepsilon}_M = \dot{\varepsilon}_M(T_a)$:

$$K_M = K - \frac{H_{Nmax} - |\vec{\boldsymbol{S}}|}{H_{Nmax}} k G(T_a), \qquad G(T_a) = \frac{C_1}{(T_a - T_{min}) \exp[-C_2 (T_a - T_{min})]}, T_a > T_{min} \tag{2.5}$$

………………………………………..

$\dot{\varepsilon}_M = \dot{\varepsilon}_M(t_a)$:

$$K_M = K + \frac{H_{Nmax} - |\vec{\boldsymbol{S}}|}{H_{Nmax}} \left[A - \frac{B}{t} \right], \ \ t > t_0 \tag{2.6}$$

ahol H_{Nmax} maximális síktávolság, amely az előzetes képlékeny alakváltozás méretét tükrözi; T_a a termikus kezelés hőmérséklete, T_{min} a T_a minimális értéke, amelynél stabil diszlokáció-szubstruktúra kialakul; Q_i, C_i, k, A és B a modellálandók.

Az MTK-t követő szekunder kúszássebesség ($\dot{\vec{\boldsymbol{e}}}_M$ vektor), a (G), (2.1) és (2.2-2.6) képletek alapján, az alábbi képlet szerint meghatározható:

$$\dot{\vec{\boldsymbol{e}}}_M = \iiint_V \dot{\varphi}_N \vec{\boldsymbol{N}} dV = \frac{K}{r} \iiint_V \psi_N \vec{\boldsymbol{N}} dV$$
$$= \frac{K}{r} \iiint_V \left[(\vec{\boldsymbol{S}} \cdot \vec{\boldsymbol{N}})^2 - \left[(\vec{\boldsymbol{S}}_0 \cdot \vec{\boldsymbol{N}})^2 - 2\tau_S^2 \right] \exp(-K_M t_a) - 2\tau_P^2 \right] \vec{\boldsymbol{N}} dV, \tag{2.7}$$

ahol $\vec{\boldsymbol{S}}$ a kúszás-feszültségvektor ($\dot{\vec{\boldsymbol{S}}} = 0$).

Egytengelyű húzás esetén, a fenti képlet az

$$\dot{e}_M = \dot{e} - K \frac{r_0}{r} \exp(-K_M t_a) e_0 \tag{2.8}$$

összefüggéshez vezet, ahol e_0 képlékeny nyúlása az MTK keretében; $\dot{e}$ szokásos, az előzetes MTK nélküli szekunder kúszás sebessége. Ahogy látjuk, az $\exp(-K_M t_a)$ és e_0 szorzata az MTK utáni kúszássebességet határozza meg.

A tézishez kapcsolódó publikációk: [1], [5]-[7], [9], [10], [14-17], [23-25].

---

3. Tézis: A szintézis elmélet keretében, kidolgoztam egy modellt, amelynek segítségével leírtam a) az ultrahang okozta anyag keményedését és lágyulását, b) az előzetes ultrahangkezelés hatását az anyag szekunder kúszására.

Az eredmények részletezése:
Az ultrahang jelenlétét és az anyag mechanikai tulajdonságaira való hatását új funkció – az ultrahang okozta kristályrács hibáinak intenzitása ψ_{Nu} – bevezetésével modellezhető:

$$\psi_{Nu} = U^2 \vec{\boldsymbol{u}} \cdot \vec{\boldsymbol{N}}, \qquad \vec{\boldsymbol{u}} = \frac{\vec{\boldsymbol{S}}_u}{|\vec{\boldsymbol{S}}_u|}, \qquad U = V_1 \left[\frac{|\vec{\boldsymbol{S}}_u| - |\vec{\boldsymbol{S}}_{u0}|}{\sigma_S}\right]^{V_2} \left\{1 - \exp\left(-\frac{V_3 |\vec{\boldsymbol{S}}_u| \Theta}{\sigma_S} \tau\right)\right\}, \tag{3.1}$$

ahol $\vec{\boldsymbol{S}}_u$ az ultrahang-feszültség vektor, amelynek a komponenseit (S_{u1}, S_{u2}, S_{u3}) a változó feszültségek amplitúdóik képezik; $\vec{\boldsymbol{S}}_{u0}$ az $\vec{\boldsymbol{S}}_u$-nak az minimális értéke, amelynél az akusztikai energia a kristályrács hibáinak fejlődését indítja: az $\vec{\boldsymbol{S}}_{u0}$ amplitúdója $\approx (0{,}3 \div 0{,}5)\sigma_S$; τ az ultrahanghatás időtartama, V_i $(i = 1,2,3)$ modellálandók. Ha $|\vec{\boldsymbol{S}}_u| < |\vec{\boldsymbol{S}}_{u0}|$, $U = 0$.
Az ultrahangos kristályrács-hibák intenzitásának figyelembevételével, általánosított összefüggést állítottam fel a (D) egyenlet helyett, ahol statikus terhelés okozta rácshibák (ψ_N) mellett az akusztikus energia révén keletkezett hibák (ψ_{Nu}) szerepelnek:

$$H_N^2 = \psi_N + S_S^2 + F\psi_{Nu}, \qquad F = 1 - 2h(|\vec{\boldsymbol{S}}|), \tag{3.2}$$

ahol h Heaviside funkció, $h(0) = 0$, $\vec{\boldsymbol{S}}$ pedig a statikus feszültségvektor. Tehát

$$F = \begin{cases} 1, & |\vec{\boldsymbol{S}}| = 0 \\ -1, & |\vec{\boldsymbol{S}}| \neq 0 \end{cases} \tag{3.3}$$

Az ultrahang okozta anyagkeményedést, amikor $\vec{\boldsymbol{S}} = 0 \Rightarrow \psi_N = 0$, a

$$H_N^2 = S_S^2 + \psi_{Nu} \tag{3.4}$$

összefüggés fejezi ki. Longitudinális rezgések estében $\vec{\boldsymbol{S}}_u\left(\sqrt{2/3}\,\sigma_m, 0{,}0\right)$, ahol σ_m a húzás-kompresszió feszültség amplitúdója, az anyag folyáshatár növekedését az alábbi képletek írják le:

$$(\sigma_S^u)^2 = \sigma_S^2 + \frac{3}{2}U^2, \qquad U = V_1 \left[\frac{\sqrt{2/3}\,(\sigma_m - \sigma_{m0})}{\sigma_S}\right]^{V_2} \left\{1 - \exp\left(-\frac{V_3\sqrt{2/3}\,\sigma_m \Theta}{\sigma_S} \tau\right)\right\}. \tag{3.5}$$

A fenti képletből látjuk, hogy a keményedés időbeli viselkedést az $\exp\left(-\frac{V_3\sqrt{2/3}\sigma_m\Theta}{\sigma_S}\tau\right)$ tag szabja meg, amely bizonyos időtől kezdve nullához tart és az U funkció állandóságát eredményezi, ami a kísérleti eredményeknek felel meg.
Statikus és vibrációs feszültség együttes hatása esetében, az ultrahang által keltett energia az alábbi eredményeket vonja maga után: a) képlékeny alakváltozás kisebb feszültségértékről indul a statikusterheléshez képest; b) a szakító diagram lefutása laposabb a statikus $\sigma \sim \varepsilon$ diagramnál.
A fenti tények analitikai kifejezését az egytengelyű húzás $(S_1 = \sqrt{2/3}\,\sigma)$ + longitudinális rezgés terhelés $(S_{1u} = \sqrt{2/3}\,\sigma_m)$ esetében a (3.2) és (3.3) képletekből nyerjük:

$$\sigma_{Su}^2 = \sigma_S^2 - \frac{3}{2}U^2. \tag{3.6}$$

$$\begin{gathered} e_u = \frac{\pi\sigma_S^2}{9r}\Phi\left(\sigma_S \Big/ \sqrt{\sigma^2 + \frac{3}{2}U^2}\right), \\ \Phi(a) = \frac{1}{a^2}\left[2\sqrt{1-a^2} - 5a^2\sqrt{1-a^2} + 3a^4 \ln\frac{1+\sqrt{1-a^2}}{a}\right], \end{gathered} \tag{3.7}$$

ahol σ_{Su} az a feszültség, amely plasztikus deformációt indít a statikus és vibrációs egyidejű terheléskor. Megjegyezendő, hogy a fenti képlet a rendes képlékeny alakváltozás (e) leírására szolgál, ha benne tegyük $U = 0$. A Φ funkció csökkenő jellegének figyelembevételével, az $e_u > e$ eredményhez jutunk. Ebből a tényből az következik, hogy $\sigma \sim \varepsilon$ diagram az ultrahang jelenlétével laposabb, mint csak a statikus igénybevétel esetében és ez a tendencia az ultrahangfeszültség intenzitásával fokozódik.

Különleges fontosságú az a tény, hogy mind az ultrahangos keményedést, mind az ultrahangos lágyítást modellező képletek, (3.5) és (3.6-7), az egyetlen képletből (3.2) levezethetők.

Az előzetese ultrahangkezelésének (UK) hatása a kuszás sebességre ugyanazon az elven alapszik, mint az előzetes MTK elemzésénél: az anyag kúszáshatárát az ultrahangos kezelés okozta keményedést kifejező mennyiséggel helyettesítendő, azaz a (D)[2] egyenlet helyett

$$\psi_N = H_N^2 - H_{Nu}^2 \tag{3.8}$$

összefüggést használom, ahol H_{Nu} az UK utáni síktávolságok, azaz az anyag keményedési mértéke:

$$(H_{Nu})^2 = \frac{2}{3}\sigma_P^2 + \psi_{Nu}\exp(-K_U t_a) = \frac{2}{3}\sigma_P^2 + U(\tau)^2(\vec{\boldsymbol{u}} \cdot \vec{\boldsymbol{N}})\exp(-K_U(\tau) t_a), \tag{3.9}$$

ahol ψ_{Nu} a (3.1) képlettel definiált az ultrahangmezőben keletkezett rácshibák intenzitása; $t_a =$ áll. hőkezelési idő. A (G) egyenletből látszik, hogy a H_{Nu} viselkedése direkt módon befolyásolja az UK utáni kúszásnak a sebességét ($\dot{\vec{\boldsymbol{e}}}_U$):

$$\dot{\vec{\boldsymbol{e}}}_U = \iiint_V \dot{\varphi}_N \vec{\boldsymbol{N}} dV = \frac{K}{r}\iiint_V \psi_N \vec{\boldsymbol{N}} dV = \frac{K}{r}\iiint_V \left[\left(\vec{\boldsymbol{S}} \cdot \vec{\boldsymbol{N}}\right)^2 - \frac{2}{3}\sigma_P^2 - \psi_{Nu}\exp(-K_U t_a)\right]\vec{\boldsymbol{N}} dV, \tag{3.10}$$

ahol $\vec{\boldsymbol{S}}$ a kúszás feszültségvektora. Ha a fenti képletben $\psi_{Nu} = 0$, akkor a rendes szekunder kúszást leíró kifejezéshez jutunk.

A (3.9) képletben álló $K_U = K_U(\tau, \gamma)$ funkció

$$\begin{gathered} K_U = K + \left\{1 - h\left(\left|\vec{\boldsymbol{S}}\right|\right)\right\}\{A_1 \cdot f_1 + A_2 \cdot \exp[-(f_2)^{A_3}]\}, \\ f_1 = \left(\frac{dU}{d\tau}\right)^{-1}, \qquad f_2 = A_4 \frac{\sqrt{(A_5 U)^2 + \sigma_S^2} - \sigma_S}{\sigma_S} + A_6, \end{gathered} \tag{3.11}$$

ahol A_i modellállandók ($A_2 > 0$ és $A_2 = 0$ rendre magas és alacsony γ-értékű anyagok esetében kell használni), h – Heaviside funkció, $h(0) = 0$. Az, hogy mind a ψ_{Nu}, mind a K_U az előzetes ultrahang hatásidőtartamának (τ) függvénye, az $\dot{\vec{\boldsymbol{e}}}_U = \dot{\vec{\boldsymbol{e}}}_U(\tau)$ következtetéshez vezet.

Elvégezve integrálást a (3.10)-ban, az UK utáni szekunder kúszássebességet ($\dot{e}_U$) kapjuk meg a longitudinális rezgések (UK) és egytengelyű húzás (kúszás) esetében:

$$\dot{e}_U = a_0 \Phi(a_U), \qquad a_0 = \frac{\pi K \sigma_P^2}{9r}, \qquad a_U = \frac{\sigma_P}{\sqrt{\sigma^2 - \frac{3}{2}U^2\exp(-K_U t_a)}}. \tag{3.12}$$

A fenti képletben álló $U^2\exp(-K_U t_a)$ tag az $\dot{e}_U \sim \tau$ görbe nem monotonos jellegét (egy vagy kettő minimummal) biztosítja.

A tézishez kapcsolódó publikációk: [1-4], [11-13], [21], [28], [37], [38].

[2] A (D) képlet kvadratikus verzióját használjuk, ahol $I_N = 0$, ami a szekunder kúszásra jellemző.

IV. Irodalmi hivatkozások listája

Andrusik, J., & Rusinko, K. (1993). Plastic strain of work-hardening materials under loading in three-dimensional subspace of five-dimensional stress-deviator space, (in Russian). *Proceedings of Russian Academy of Sciences, Mekhanika Tverdogo Tela,* **2**: 92-101. (in Russian)

Batdorf, S. and Budiansky, B. (1949). Mathematical theory of plasticity based on the concept of slip, *NACA, Tech. note*, 871.

Bazelyuk, G., Kozyrskij, G., Petrunin, G., Polotskii, I. (1970). Influence of preliminary ultrasonic irradiation on the high-temperature creep and microhardness of copper, *Fiz. Metal. Metalloved.,* **29**: 508–511. (in Russian)

Bazelyuk, G., Kozyrskij, G., Petrunin, G., Polotskii, I. (1971). Influence of preliminary ultrasonic irradiation and mechanical and thermal treatment on the creep resistance of aluminum, *Fiz. Metal. Metalloved.,* **32**: 145-151. (in Russian)

Béda Gy., & Kozák I. (1987) *Rugalmas testek mechanikája*, Műszaki Könyvkiadó, Budapest.

Blagoveshchenskii, V., & Panin, I. (2007). An increase in the rate of plastic deformation under the effect of ultrasound, *The Physics of Metals and Metallography*, **103**: 424–426.

Borbély, A., Blum, W., & Ungar, T. (2000). On the relaxation of the long-range internal stresses of deformed copper upon unloading. *Materials Science and Engineering: A*, **276**: 186-194.

Budiansky, B. (1959). A reassessment of deformation theories of plasticity, *J Appl. Mech.,* **26**: 259-264.

Buerger, M. (1979). *Crystal-Structure Analysis*, Krieger Pub Co, 668p.

Cadek, J. (1987). The back stress concept in power law creep of metals: a review. *Materials Science and Engineering*, **94**: 79-92.

Chen, W. and Han, D. (1988). *Plasticity for structural engineers*, Springer, New York.

Cottrell, A., (1953). *Dislocations* and Plastic Flow in Crystals, Oxford University Press, London.

Cravotto, G. and Cintás, P. (2012). Harnessing mechanochemical effects with ultrasound-induced reactions, *Chem. Sci.*, **3**: 295-307.

Daud, Y., Lucas, M., Huang, Z. (2007). Modelling the effects of superimposed ultrasonic 486 vibrations on tension and compression tests of aluminium, *Journal of Materials Processing Technology*, **186**: 179–190.

Davies, P. W., & Wilshire, B. (1971). On internal stress measurement and the mechanism of high temperature creep. *Scripta Metallurgica*, **5**: 475-478.

Gordienko, L. (1973). *Substructural Hardening of Metals and Alloys*, Nauka, Moscow. (in Russian)

Hill, R. (1950). *The Mathematical Theory of Plasticity*, Oxford University Press, New York.

Huang, H., Pequegnat, A., Chang, B., Mayer, M., Du, D., Zhou Y. (2009). Influence of superimposed ultrasound on deformability of Cu, *Journal of Applied Physics*, **106**.

Ilyushin, A. (1963). *Plasticity,* Moscow. (in Russian)

Ivanova, V. S., & Gordienko, L. K. (1964). *New Ways of Increasing the Strength of Metals*. Iron and Steel Institute, Moscow.

Ivanova, V. S., Gordienko, L. K., Fritsman, Z. G., & Zubarev, P. V. (1967). Mechanico-thermal treatment as an effective method of increasing the high-temperature strength of metals and alloys. *Materials Science*, **2**: 88-93.

Kassner, M. E., Geantil, P., Levine, L. E., & Larson, B. C. (2009). Backstress, the Bauschinger effect and cyclic deformation. In *Materials Science Forum*, **604**: 39-51. Trans Tech Publications.

Kirchner, H., Kromp, W., Prinz, F., Trimmel, P. (1985). Plastic deformation under simultaneous cyclic and unidirectional loading at low and ultrasonic 478 frequencies, *Materials Science and Engineering*, **68**: 197-206.

Kulemin, A. (1978). *Ultrasound and Diffusion in Metals*, Metallurgy, Moscow. (in Russian).

Mitra, S. K., & McLean, D. (1966). Work hardening and recovery in creep. In *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* (**295**: 288-299). The Royal Society.

McLean, D. (1957). *Grain Boundaries in Metals,* Clarendon Press, Oxford.

McLean, D. (1977). *Mechanical Properties of Metals and Alloys,* John Wiley, New York and London.

Mordyuk, N. (1975). *Influence of Ultrasonic Oscillations on the Physical Properties of Metals and Alloys*, Kiev.

Osipiuk, W. (1990). Zastosowanie teorii poślizgov do opisu pełzania wstencznego (The description of reverse creep in terms of slip concept), *Rozprawy Inżynierskie*, 30, 2, pp. 259-271. (in Polish)

Osipyuk, V. (1991). Explanation and analytical description of delayed creep, *International Applied Mechanics,* **27**: 374-378.

Peslo, A. (1984). Ultrasonic hardening of aluminium alloys, *Ultrasonics*, **22**: 37-41.
Poirier, J. P. (1977). Microscopic creep models and the interpretation of stress-drop tests during creep. *Acta Metallurgica*, **25**: 913-917.
Rabotnov, Yu. (1966). *Creep Problems in Structural Members*, North-Holland, Amsterdam/London.
Radovic, M., Barsoum, M.W., El-Raghy, T. and Wiederhorn, S.M. (2003). Tensile creep of coarse-grained Ti_3SiC_2 in the 1000-1200°C temperature range. *Journal of Alloys and Compounds*, **361**: 299-312.
Sanders, I. (1954). Plastic stress-strain relations based on linear loading function. *Proc. 2nd U.S. Nat. Congr. Appl. Mech.*, pp. 455-460.
Severdenko, V., & Klubovich, V. (1973). *Metal Processing Working under Pressure with Ultrasound*, Minsk. (in Russian)
Severdenko, V. (1979). *Ultrasound and Strength*, Minsk (in Russian).
Siu, K. W. and Ngan, A. H. W. (2011). Understanding acoustoplasticity through dislocation dynamics simulations, *Philosophical Magazine*, **91**: 4367-4387.
Siddiq, A. and Ghassemieh, E. (2008). Thermomechanical analyses of ultrasonic welding process using thermal and acoustic softening effects, *Mechanics of Materials* **40**: 982–1000.
Siddiq, A., and Tamer El Sayed (2011). Ultrasonic-assisted manufacturing processes: variational model and numerical simulations, *Ultrasonics*, **52**: 521-529.
Yao, Zh., Kim, G., Wang, Zh., Faidley, L., Zou, Q., Mei, D., Chen, Z. (2012). Acoustic softening and residual hardening in aluminum: modeling and experiments. *International Journal of Plasticity*, **39**: 75–87.

V. A szerzőnek a tézispontokhoz kapcsolódó tudományos közleményei

Könyvek:

[1] Rusinko, A. and Rusinko, K. (2011). *Plasticity and Creep of Metals*. Springer Science & Business Media, 434 p.

[2] Rusinko, A. (2012). *Ultrasound and Irrecoverable Deformation in Metals*. LAP LAMBERT Academic Publishing, 168 p.

Folyóiratcikkek:

[3] Rusinko, A. (1999). Mathematical Description of Metal Plastic Strain under Ultrasonic Irradiation. *Mashinoznavstvo (Mechanical Enginnering)*, No 12, pp. 16-18 (in Ukrainian).

[4] Rusynko, A. (2001). Mathematical description of ultrasonic softening of metals within the framework of synthetic theory. *Materials Science*, **37**: 671-676.

[5] Rusinko, A. (2002). Analytic dependence of the rate of stationary creep of metals on the level of plastic prestrain. *Strength of Metals*, **34**: 381-389.

[6] Rusynko, A. (2002). Effect of preliminary mechanical and thermal treatment on the unsteady creep of metals. *Materials Science*, **38**: 824-832.

[7] Rusinko, A. (2002). Kinetics of loading surface under mechanical-thermal treatment and unsteady-state creep of metals. *Mashinoznavstvo (Mechanical Enginnering)*, No 8, pp. 42-48 (in Ukrainian).

[8] Rusinko, A. (2003). Influence of ultrasound on plastic deformation of metals. *Bulletin of National University of Kyiv, Series: Physics and Mathematics,* **10**: 157-162 (in Ukrainian).

[9] Rusynko, A. (2004). Influence of preliminary mechanical and thermal treatment on the steady-state creep of metals, *Materials Science*, **40**: 223-231.

[10] Rusinko, A. (2004). Creep deformation and mechanic-thermal processing, *Mashinoznavstvo (Mechanical Enginnering)*, No. 3, pp. 24-29 (in Ukrainian).

[11] Rusinko, A. (2004). Influence of ultrasound on steady-state creep deformation. *Tekhnicheskaya Mekhanika,* **1**: 124-130 (in Russian).

[12] Rusinko, A. (2004). Ultrasound hardening of metals. *Mathematical Methods and Physicomechanical Fields*, **47**: 129-133 (in Ukrainian).

[13] Rusinko, A. (2005). Kinetics of loading surface at ultrasound irradiation. *Bulletin of Donyetsk National University,* **1**: 144-148 (in Russian).

[14] Rusynko, A. (2005). Analytic description of the effect of duration of the procedure of annealing performed after deformation on the steady-state creep of metals. *Materials Science*, **41**: 280-283.

[15] Rusinko, A. (2006). Analytical description of unsteady-state creep of metals after mechanics-thermal treatment. *Mathematical Methods and Physics-Chemical Fields*, **49**: 163-170 (in Ukrainian).

[16] Rusinko, A., Ginsztler, J. and Dévényi, L. (2007). Analytic description of the formation of pores under conditions of steady-state creep of metals. *Strength of Materials*, **39**: 74-79.

[17] Ruszinko, E. (2009). The Influence of Preliminary Mechanical-thermal Treatment on the Plastic and Creep Deformation of Turbine Disks. *Meccanica*, **44**: 13-25.

[18] Rusinko, A., & Rusinko, K. (2009). Synthetic theory of irreversible deformation in the context of fundamental bases of plasticity. *Mechanics of Materials*,**41:** 106-120.

[19] Rusinko, A. (2010). Creep deformation in terms of synthetic theory. *Advances and Applications in Mechanical Engineering and Technology*, **1**: 69-108.

[20] Rusinko, A. (2010). Non-Classical Problems of Irreversible Deformation in Terms of the Synthetic Theory, *Acta Polytechnica Hungarica*, **7**: 25-62.

[21] Rusinko, A. (2011). Analytical description of ultrasonic hardening and softening, *Ultrasonics*, **51**: 709-714.

[22] Rusinko, A. (2012). Peculiarities of irreversible straining in step-wise loading, reverse and inverse creep. *Acta Mechanica Solida Sinica*, **25**: 152-167.

[23] Ruszinkó, E. (2013). Loading Surface in the Course of Mechanical-Thermal Treatment and Steady-State Creep of Metals. *Acta Polytechnica Hungarica*, **10**: 153-164.
[24] Rusinko, A. (2013). Influence of Annealing Temperature in the Course of Mechanical-Thermal Treatment upon the Steady-State Creep Rate of Metals. *Journal of Mechanics*, **29**: 535-538.
[25] Ruszinkó, E. (2013). Képlékeny alakváltozás nem arányos terhelés alatt. A Miskolci Egyetem közleményei. Multidiszciplináris tudományok, 3. kötet. 1. sz. pp. 9-20.
[26] Rusinko, A., & Fenyvesi, D. (2014). On the Advantages of the Theories of Plasticity with Singular Loading Surface. *Journal of Materials Science and Chemical Engineering*, **2**: 14.
[27] Rusinko, A. (2014). Feigen's Phenomenon in Terms of the Synthetic Theory. *International Journal of Engineering Research and Applications*, *4*: 172-180.
[28] Rusinko, A. (2014). Influence of preliminary ultrasonic treatment upon the steady-state creep of metals of different stacking fault energies. *Ultrasonics*, **54**: 90-98.
[29] Rusinko, A. (2015). Irrecoverable deformation of tin in terms of the synthetic theory. *Materials Science and Engineering: A*, **631**: 97-103.
[30] Rusinko, A. (2016). Modeling the effect of DC on the creep of metals in terms of the synthetic theory of irrecoverable deformation. *Mechanics of Materials*, **93***:* 163-167.

Konferenciák:

[31] Ruszinkó, E. (2007). Az előzetes mechanikai-termikus és ultrahangos megmunkálások hatása a képlékeny és kúszás alakváltozásra. *Nemzetközi Gépész és Biztonságtechnikai Szimpózium, Budapesti Műszaki Főiskola, Bánki Donát Gépész és Biztonságtechnikai Mérnöki Kar, 2007. November 14.*, 7 ó.
[32] Rusinko, A. (2008). Bases and advances of the synthetic theory of irreversible deformation. *XXII International Congress of Theoretical and Applied Mechanics (ICTAM) 25-29 August 2008, Adelaide, Australia*.
[33] Rusinko, A. (2009). Plastic-creep deformation interrelation. *7th EUROMECH Solid Mechanics Conference 7-11 September 2009, Lisbon, Portugal*, pp. 49-50.
[34] Ruszinkó, E. (2010). Képlékeny és kúszás alakváltozás kölcsönhatása. *Gépész, Mechatronikai és Biztonságtechnikai Szimpózium, Bánki Donát Gépész és Biztonságtechnikai Mérnöki Kar Óbudai Egyetem, 2010 November 11., 2010, Budapest, Hungary*.
[35] Rusinko, A. (2011). The modeling of Haazen-Kelly's effect in terms of the synthetic theory of irreversible deformation. In *9th International Congress on Thermal Stresses, June 5-9, 2011, Budapest, Hungary, paper TS2011_1295597075*
[36] Rusinko, A. (2011). Phase transformation strain in terms of the synthetic theory. In *2011 World Congress on Engineering and Technology (CET2011), 2011 International Conference on Material Sciences and Technology (MST2011), Oct. 28. - Nov. 2, 2011, Shanghai, China,* pp. 161-164.
[37] Ruszinkó, E. (2012). Ultrasound treatment and steady-state creep of metals. In *Proceedings of Inter-Academia 11th International Conference on Global Research and Education*, *27-30 August, Budapest, Hungary*, pp. 141-150.
[38] Rusinko, A. (2012). Effects of Ultrasound on Plastic and Creep Deformation of Metals. *ASME 2012 International Mechanical Engineering Congress, November 9-15, 2012, Houston, USA*.
[39] Rusinko, A. (2015). Peculiarities of permanent deformation of tin: ordinary loading conditions and effect of DC. *9th European Solid Mechanics Conference, July 6-10, 2015, Madrid, Spain.*