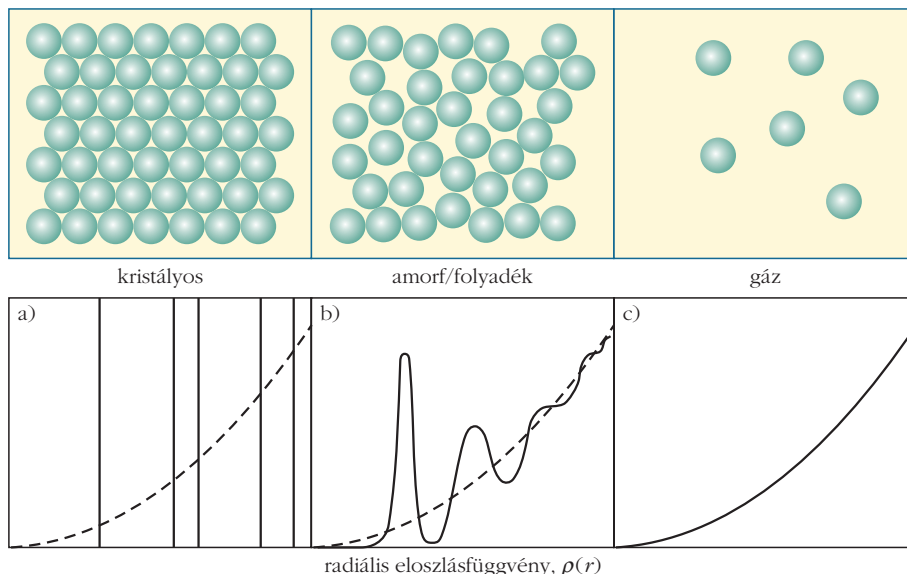


A szilárd anyagokat az őket alkotó atomok által felépített egységek szerint csoportosíthatjuk. A legtöbb szilárd halmazállapotú rendszer *polikristályos*, amelyek általában mikrométeres szemcséket tartalmaznak. Abban az esetben, ha az átlagos szemcseméret 100 nm alatti, *nanokristályos* anyagokról beszélünk. Az összes kristályos anyagra (a szemcséken belüli) *hosszú távú* rend jellemző, amiben az atomok ideális esetben a megfelelő kristályrács rácspontjaiban helyezkednek el. Az egyes kristályos szemcséket szemcsehatárok választják el egymástól. Nanokristályos anyagokban ezek a szemcsehatárok a teljes anyag térfogatának 10-30%-át is elérhetik. Az ilyen szemcsehatárokból az atomi periodicitás leromlik, a kötések torzulnak.



1. ábra. Sematikus atomi elhelyezkedés különböző halmazállapotú anyagokban, illetve a) szilárd, b) amorfn és c) gáz fázisok $\rho(r)$ radiális eloszlásfüggvényei [2].

Amorfn szerkezetek

A kondenzált anyagok egy jóval szűkebb csoportja nem rendelkezik translációs szimmetriával. Ezeket a rendszereket nevezünk *amorfn anyagoknak*, amelyekre a hosszú távú rend teljes hiánya jellemző, az atomok látszólag rendezetlenül kapcsolódnak egymáshoz (1. ábra).

A rendezetlen rendszerek szerkezeti leírására a $\rho(r)$ radiális eloszlásfüggvényt használjuk, amely az atomi elhelyezkedések közt fennálló korreláció kvantitatív jellemzésére szolgál. Ezt a következőképpen definiáljuk: $\rho(r)dr$ annak valószínűsége, hogy

A kutatás az ELTE Felsőoktatási Intézményi Kiválósági Program (1783-3/2018/FEKUTSRAT) keretében valósult meg az Emberi Erőforrások Minisztériuma támogatásával.



Kovács Zsolt fizikus Ph.D. (2002) posztdoktori kutatómunka keretében ismerkedett meg tömbi amorfn ötvözetekkel a Torinói Egyetemen, majd ezt kutatómunkát folytatta az ELTE-n OTKA posztdoktori ösztöndíjasként. Két évet ezek ipari alkalmazását kutatta az írországi UCD-n, majd idehaza Magyar és Bolyai posztdoktori ösztöndíjat nyert el. Jelenleg az ELTE Anyagfizikai Tanszékének habilitált docense. Fő kutatási területe az amorfn és nanokristályos anyagok képlékeny tulajdonságainak vizsgálata.



Révész Ádám fizikus, Ph.D. (2000) megszerzése után két éves EU-posztdoktori ösztöndíjasként Barcelonában tömbi amorfn anyagokkal foglalkozott. Hazatérve adjunktusi státuszt kapott, jelenleg az ELTE Anyagfizikai Tanszékének habilitált docense. 2006-ban HAESF ösztöndíjasként a marylandi egyetemen dolgozott. Révész Ádám az MTA kétszeres Bolyai ösztöndíjasa. Elsősorban nemegyensúlyi anyagok hidrogéntárolásával valamint amorfn szerkezetek termikus stabilitásával foglalkozik.

egy kiszemelt atomtól r és $r+dr$ távolságok között találunk-e egy másik atomot [1]. Nyilvánvaló, hogy az ideális kristályos anyagra jellemző tökéletesen szabályos atomi elhelyezkedések esetén az adott atomtól csak jól meghatározott irányokban és távolságokban találunk másik atomot, így a radiális eloszlásfüggvény is csak diszkrét helyeken különbözik nullától (1.a ábra). Az 1.b ábra tanúsága szerint az amorfn (és folyadék) fázisban nagy r távolságokban a $\rho(r)$ függvény négyzetes viselkedést mutat, ami az atomi rend teljes hiányára utal (ez megfelel annak, hogy az r sugarú dr vastagságú gömbhéjban található atomok száma arányos r^2 -tel), teljesen hasonlóan az ideális gázokhoz (1.c ábra). Ezzel szemben kis r távolságok esetén a $\rho(r)$ függvény jól meghatározott maximumokat és minimumokat mutat, ami lokális rendeződésnek a következménye (lásd később). Ez az atomi korreláció néhány atomtávolságig (~2-4 nm) jelentős, ami az első, illetve második koordinációs héjon elhelyezkedő atomok közötti *rövid távú rendnek* felel meg.

Üvegek

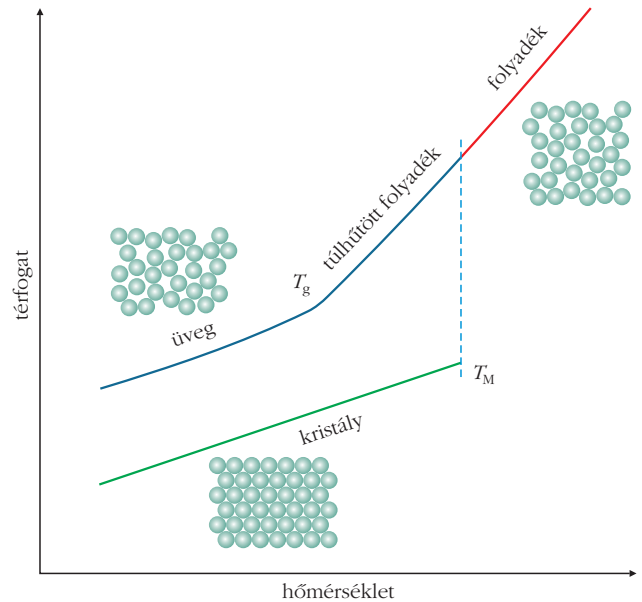
Az anyagok legkisebb szabadenergiájú állapota az olvadáspont alatt a kristályos *egyensúlyi állapot*. Ez az egyensúlyi állapot termodinamikailag stabil. Egy adott termodinamikai rendszernek azonban létezhet egy vagy több ennél magasabb lokális szabadenergia-minimuma, és ehhez tartozó nemegyensúlyi *metastabil állapot* is, ahonnan a rendszer csak valamilyen gerjesztés (hőközlés, mechanikai deformáció) hatására tud az energetikailag legalacsonyabb szabadenergiájú állapotába jutni. A nemegyensúlyi állapotú kondenzált anyagok egyik csoportját alkotják az üvegek.

Az üvegállapot létrejöttékor tulajdonképpen a magasabb hőmérsékletű folyadékállapotot fagyasztjuk be, miközben a rendszert a T_M olvadáspont alá hűtjük (túlhűtés). Ezt a folyamatot szemlélteti a 2. ábra. Hagyományos hűtési eljárások során az olvadékból történő megszilárduláshoz tartozó T_M hőmérsékleten a $V(T)$ térfogat-hőmérséklet függvény szakadást mutat, ami az *elsőrendű fázisátalakulások* sajátossága. Egy bizonyos β_C kritikus hűtési sebesség felett azonban a folyamat jellege drasztikusan megváltozik, a folyadék másképp szilárdul meg. Ekkor – mint látható – a $V(T)$ függvény semmilyen változást nem mutat a T_g hőmérsékleten, a túlhűtöttfolyadék-állapot egészen a T_g üvegátalakulási hőmérsékletig jelen van, ahol a görbe meredekségének folytonos megváltozásával jutunk szilárd fázisba. Azokat a rendszereket nevezzük *üvegnek*, amelyek rendelkeznek a

karakterisztikus T_g hőmérséklettel. Az üvegátalakulást termodinamikailag a kinetikusan kontrollált *másodrendű fázisátalakulások* körébe soroljuk. Az üvegeket minden esetben az atomi rendezetlenség jellemzi, tehát amorf szerkezetűek. (Itt jegyezzük meg, hogy léteznek olyan amorf szerkezetek, amelyek viszont nem üvegek.) A 2. ábrán azt is észrevehetjük, hogy az üvegátalakulás kisebb térfogatcsökkenést von maga után, mint a klasszikus kristályos megszilárdulás. A két eltérő végállapot közötti térfogatkülönbséget nevezzük *szabad térfogatnak*.

Fémüvegek előállítása

Az olyan többkomponensű üveget, amely fő komponense fém, *fémüvegnek* nevezzük. A hagyományos fémüvegek $\beta_C = 10^4$ – 10^6 K/s kritikus hűtési sebességgel rendelkeznek, így

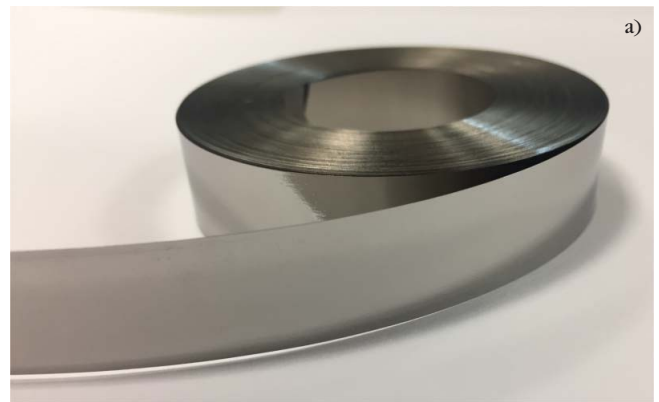
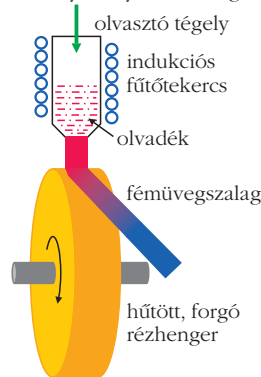


2. ábra. Az anyagot folyadék halmazállapotból szilárd fázisba hűtve két lehetséges utat járhatunk be. Hagyományos hűtés esetén a rendszer kristályos állapotba kerül, míg gyorsítással amorf szerkezetű üveget kapunk [3].

a szükséges nagyon gyors hőelvonás csak korlátozott mintaméret esetében érhető el. Az ilyen amorf fémötvezetek előállításának egyik legelterjedtebb módszere a forgódobos gyorsítás (angolul melt-spinning), lásd a 3.a ábrát. A módszer alkalmazása során nagy tiszta-

3. ábra. (a) Forgódobos gyorsító berendezés vázlatos felépítése és a módszerrel előállított fémüvegszalag. (b) Tömbi fémüveg előállítására alkalmas berendezés vázlatos rajza és a módszerrel előállított BMG minta.

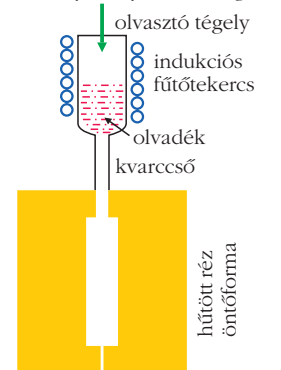
néhány Pa nyomású Ar-gáz

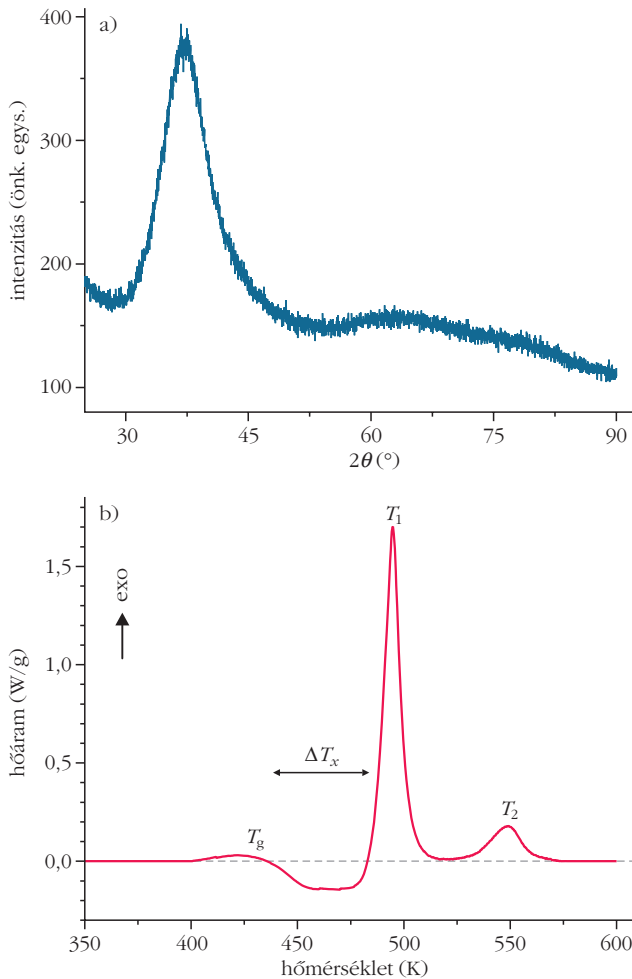


b)



néhány Pa nyomású Ar-gáz





4. ábra. $Mg_{54}Cu_{28}Ag_7Y_{11}$ összetételű BMG minta (a) röntgendiffrakciogramja és (b) termogramja [6].

ságú összetevőkből készített ötvözetet egy kvarccsőben indukciós módon olvasztanak meg, majd néhány száz mbar túlnyomással egy gyorsan forgó hűthető rézkorong palástjára lőnek. Az eljárással 5-10 mm széles, 10-200 μm vastag amorf szalagok állíthatók elő. Az elmúlt két évtizedben sikerült olyan többkomponensű fémüvegeket kifejleszteni, amelyek jóval alacsonyabb hűtési sebességet igényelnek, mint a forgódobos módszerrel előállított anyagok. Bizonyos esetekben a kritikus hűtési sebességük az $\beta_C = 1-10$ K/s-ot sem haladja meg, amely kristályosodás nélküli jóval lassabb hőelvonást is megenged, így vastagabb, tömbi amorf fémüvegek (BMG [Bulk Metallic Glass]) előállítására van lehetőségünk [4]. Az ilyen minták előállításakor a megfelelő összetételű kristályos öntecsetet először indukciós módszerrel többször megolvasztják, majd a kapott olvadékot egy jól hűtött réz öntőformában megdermesztik (3.b ábra).

A tömbi fémüvegek előállítására A. Inoue három főempirikus követelményt támasztott [5]:

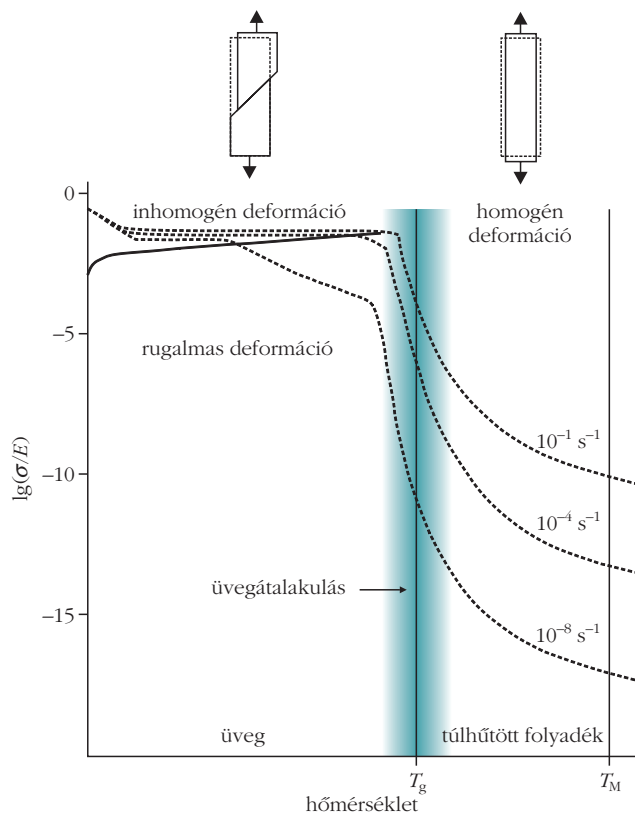
- a rendszer legalább három komponensből álljon;
 - az alkotó atomok között nagy legyen a méretbeli különbség;
 - a páronkénti keveredési entalpia legyen negatív.
- Mindezen kritériumoknak például a $Mg_{54}Cu_{28}Ag_7Y_{11}$

összetétel megfelel [6]. Az atomi méretek tartományában a nagyobb skálán homogén üvegszerkezet sajátos struktúrát mutat a véges atomi méretek és az atomokból felépülő jellegzetes atomi klaszterek miatt. E szerkezet következtében láthatunk lokális maximumokat az 1. ábrán bemutatott radiális eloszlásfüggvényen. Kísérletileg ez a rövid távú rendeződés a legegyszerűbben röntgen- vagy elektrondiffrakció segítségével mutatható ki. Az üvegszerkezet hosszú távú rendezetlensége miatt éles interferenciamaximumok helyett csak kisebb mértékű intenzitáshullámzás, úgynevezett amorf halók figyelhetők meg az üvegeken végzett diffrakciós mérésekben. A dermesztési eljárással előállított a $Mg_{54}Cu_{28}Ag_7Y_{11}$ összetételű BMG minta röntgendiffrakciós felvétele is ezt igazolja (4.a ábra). A 4.b ábrán ugyanezen amorf BMG fémüvegminta pásztázó kaloriméterrel, állandó felfűtési sebességgel felvett termogramja látható, amelyen az üvegekre jellemző T_g üvegesedési hőmérsékletet egy kétlépcsős (T_1 és T_2) kristályosodási folyamat követ, mielőtt a rendszer a metastabil üvegállapotból az egyensúlyi kristályos fázisba jut. A T_g feletti, de a kristályosodás alatti hőmérséklet-tartományt hívjuk a túlhűtött folyadék tartományának ($\Delta T_x = T_1 \pm T_g$), ahol a rendszer viszkózus folyadékként viselkedik.

Képlékeny deformáció fémüvegekben

Szilárd anyagokban terhelés hatására mechanikai feszültség alakul ki. Ez a feszültség fémüvegekben, a kristályos szilárd anyagokhoz hasonlóan, kezdetben rugalmas (reverzibilis), majd nagyobb feszültségértékeknél képlékeny (irreverzibilis) deformációt okoz. A rugalmas/képlékeny viselkedés határát az anyag σ_y folyáshatárával jellemezhetjük. A T_g üvegátalakulási hőmérséklet alatt és felett a fémüvegek képlékeny viselkedése jellegében eltérő (5. ábra).

Az üvegátalakulási hőmérséklet alatt a fémüvegek folyáshatára jellemzően magas, eléri a szilárd anyagokra meghatározható elméleti folyásfeszültség maximumát ($\sigma_y \approx 0,02E$), ahol E az anyag rugalmas viselkedését jellemző Young-modulusz. Fémüvegekben a képlékeny deformáció ebben a hőmérséklet-tartományban általában nyírási sávok formájában, lokalizáltan alakul ki és sok esetben az első nyírási sáv megjelenésével a minta töréséhez vezet. Ezért az üvegátalakulás alatti alacsony hőmérsékletek tartományában látszólag rideg viselkedést mutatnak a fémüvegek, mivel képlékeny alakíthatóságuk makroszkopikusan nem mérhető. Ezzel szemben, mint azt korábban említettük, az üvegátalakulási hőmérséklet felett a fémüvegek is viszkózus folyadékként viselkednek. Alacsonyabb és sokszor elhanyagolható folyásfeszültségük mellett η viszkozitásuk jellemzi őket. Az üvegek viszkozitása az üvegátalakulási pont alatt divergál és T_g -ben eléri a folyadékokra jellemző viszkozitás felső határát ($\eta = 10^{12}$ Pa·s). Ezért fémüvegekben – az alacsony hőmérsékleti viselkedéssel szemben – T_g felett a képlékeny deformáció az egész min-



5. ábra. Tömbi fémüvegek folyásfeszítése a Young-modulusszal normálva (σ_y/E) a hőmérséklet függvényében különböző deformációs sebességek mellett. A sematikus ábrán jól elkülöníthető a T_g üvegátalakulási hőmérséklet alatti inhomogén deformációs tartomány és a magas hőmérsékletű, a deformációs sebességtől erősen függő viszkózus viselkedés.

tára kiterjed és sok esetben jellegzetesen homogén marad, ami az üvegek úgynevezett szuperképlékenységre utal.

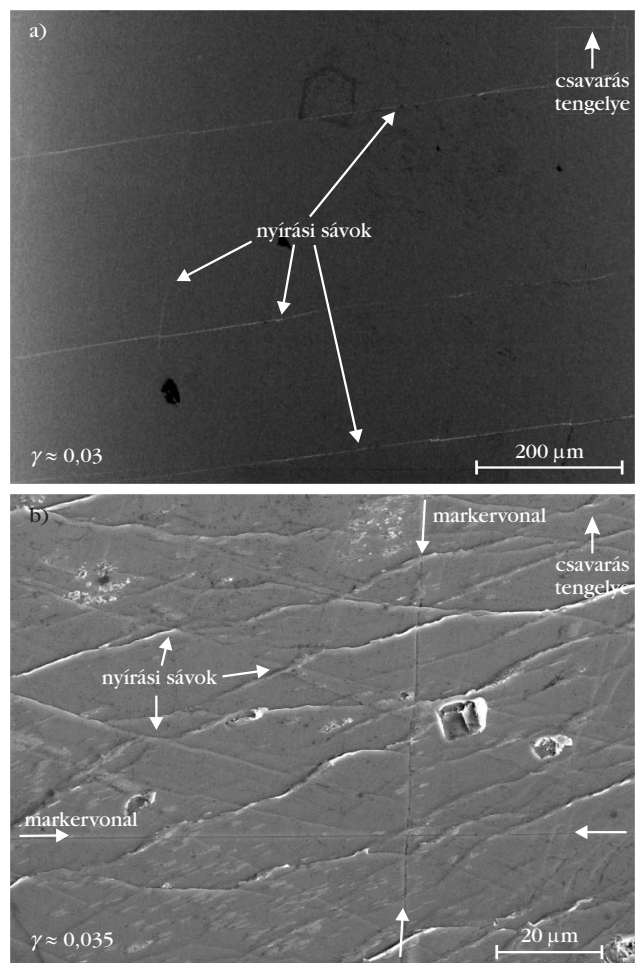
Az üvegek képlékeny deformációjának megértéséhez az amorf szerkezetet atomi skálán kell vizsgálnunk. Az üvegszerkezetben az atomi környezetek, vagy másképp atom *klaszterek*, sokféleséget mutatnak és viszonylag kis energiabefektetésre, vagy feszültség hatására egymásba tudnak alakulni. Ezért például külső feszültség hatására az üvegekben 10-100 atomot magukba foglaló lokális *nyírási transzformációs zónák* alakulnak ki. A nyírási zónák korrelált vagy korrelálatlan viselkedése felel az üvegek rugalmas és képlékeny viselkedésének jellegzetességeiért.

Deformációs sávok fémüvegekben

Fémüvegekben megfigyelhető nyírási sávokban jelentős képlékeny deformáció van jelen, azonban a képlékeny viselkedés extrém módon koncentrálódik, általában ~ 10 nm vastagságú felületeket, nyírási sávokat hozva létre [7]. A térbeli lokalizációval párhuzamosan a sávok – a T_g alatti hőmérséklet-tartomány ellenére – könnyen alakíthatóvá, kis viszkozitásúvá válnak [8]. Például egyszerű nyújtás vagy összenyomás esetén a viszkozitás lokális csökkenése egy instabil lágyulási

folyamathoz vezet, ennek következtében az első a teljes mintán átérő nyírási sávban a deformáció minden határon túl – amit csak a minta mérete korlátoz – növekedhet. Nagyméretű fémüvegmintákban – a körülbelül állandó sávvastagság miatt – a lokálisan képlékeny deformáció a sáv belsejében a mintamérettel arányosan a $\gamma \approx 10^5$ – 10^6 értéket is elérheti. Ez a képlékeny deformáció mindenféle külső kontroll nélkül, jellegzetesen igen rövid idő alatt (10^{-3} – 10^{-1} s) alakul ki. A kontrolálatlan gyors folyamat közvetve több különböző változást – jelentős sokszerű hőhatást, kristályos kiválásokat és apró üregek megjelenését – is eredményezi a nyírási sávban és a sávot körülvevő néhány tíz nanométer vastag tartományban. A sáv elcsúszásával a nagy lokális képlékeny deformáció következtében kialakuló szerkezeti változások okozzák később a minta törését. Ezért nagyméretű, tömbi fémüvegminták jellemzően nagy rugalmas deformációkat képesek tárolni és így ideálisak olyan alkalmazásokban – például rugalmas sporteszközök – ahol a

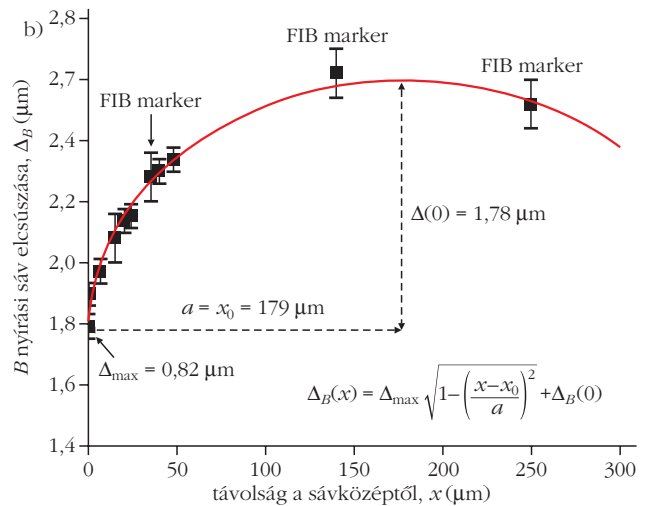
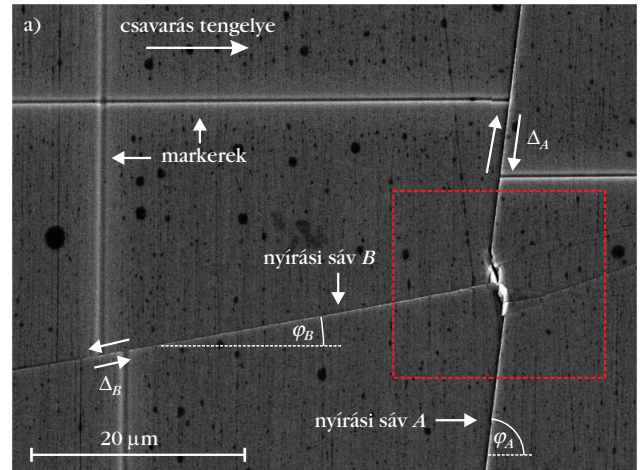
6. ábra. Pászttázó elektronmikroszkópos felvételek deformált Vitreloy 1b fémüvegekben kialakuló nyírási sávokról. A két deformációs állapot körülbelül ugyanakkora nyírási deformációnak felel meg, míg a kialakuló sávmintázat jelentősen függ az alkalmazott hidrosztatikus feszültségtől. Légköri nyomáson (a) a nyírási sávok egyenesek és jellegzetes távolságuk ~ 200 μm , míg 6 GPa hidrosztatikai nyomás mellett a sávok jellegzetes távolsága ~ 10 μm -re csökken és erősen girbe-gurba jelleget mutatnak [11].



reverzibilis rugalmas tulajdonságok meghatározók. Azonban, amint a külső feszültség eléri a fémüveg folyáshatárát a képződő deformációs sáv mentén ezek az eszközök eltörnek és a tárolt rugalmas energia egyrészt mozgási energiává, másrészt hővé alakul. Az ilyen hirtelen hő- és mozgásienergia-felszabadulással járó viselkedés sok alkalmazás esetében kerülendő, ezért a továbbiakban részletesen foglalkozunk a fémüvegek üvegátalakulási hőmérséklet alatti makroszkopikus képlékenységének kialakíthatóságával, és a képlékeny deformációt hordozó deformációs sávok viselkedésével, kölcsönhatásával.

Fémüveg mintákban makroszkopikus képlékenység kialakulásához a nyírási sávokat szabályozni, a bennük kialakuló képlékeny deformációt diszpergálni kell; elősegítve nagyszámú deformációs sáv képződését és a sávok által elválasztott két rugalmas tartomány közötti elmozdulás csökkentését. A sávok kontrollálása általában úgy lehetséges, hogy a sávokat hajtó feszültséget a minta egyes részeiben korlátozzuk. Erre alkalmas például a homogén fémüvegben kialakuló kiválási szerkezet, vagy olyan feszültségállapot létrehozása, amiben a minta egy része a folyásfeszültségnél kisebb feszültségnek van kitéve. Kutatómunkánk során a fémüvegben kialakuló deformációs sávok vizsgálatához ez utóbbi lehetőséget választottuk, és olyan deformációs technikákat (például szabadvégű csavarást [9] vagy nagynyomású csavarást [10]) alkalmaztunk, amelyekben a fémüveg minta inhomogén feszültségállapotban van. Így jelentős képlékeny deformációt alakítottunk ki makroszkopikus mintákban nagyszámú nyírási sáv létrehozásával (6. ábra).

Felmerült a kérdés, hogy a makroszkopikus minták alakítására alkalmas deformációs technikák esetében a mikroszkopikus (nanométeres) és a makroszkopikus (milliméteres) mérettartomány között mennyire tekinthető homogénnek a deformáció, vagyis a nyírási sávok milyen eloszlást és egyéb jellegzetességeket mutatnak ebben a köztes, mezoszkopikus (mikrométeres) mérettartományban. Ezért a képlékeny alakítás során kialakuló nyírási sáv szerkezetet részletesen vizsgáltuk mind szabadvégű csavarás (6.a ábra), mind nagynyomású csavarás (6.b ábra) esetén. A két deformációs állapot közötti jelentős különbséget az eltérő hidrosztatikus feszültség okozta. A hidrosztatikus feszültség általában nem játszik szerepet kristályos anyagok képlékeny alakításában, azonban az üveges szerkezetben kialakuló nyírási sávokra a 6. ábrán láthatóan jelentős hatást gyakorolt és a sávok sűrűségét, rendezettségét, kölcsönhatását, görbületét és a sávokban kialakuló elcsúszás mértékét is nagyban meghatározza. A nyírási sávokban létrejövő elcsúszások mérésére a szabadvégű csavaró minták felületén és a nagynyomású csavarásnak alávetett mintákon belül kialakított felületen fókuszált ionnyaláb (FIB) segítségével az alakítás előtt markereket hoztunk létre és ezen markerek deformációt követő elmozdulásából határoztuk meg a nyírási sávokban kialakuló elmozdulásokat. Szabadvégű csavarás esetében a sávok nagyobb távolsága (100-200 μm) miatt a markerekkel mért elmozdu-



7. ábra. (a) Pásztázó elektronmikroszkópos felvétel csavarással deformált Vitreloy 1b fémüvegek felületéről. A felületen a deformációt megelőzően fókuszált ionnyalábbal létrehozott markerek a sávok Δ_A és Δ_B elcsúszását mutatják. (b) A diszpergált B sáv elcsúszása kölcsönhatási ponttól mérve a sáv mentén a távolság függvényében és a mért értékekre illesztett analitikus kifejezés [12].

lások részletes analízisével két egymást metsző nyírási sáv kölcsönhatásának megértése is lehetővé vált.

A 7.a ábrán a markerekkel jelölt tartományban két egymást metsző nyírási sáv és kölcsönhatásuk következtében a metszéspont jobb oldalán kialakult diszpergált sáv szerkezet látható [12]. A sávok eloszlása alapján megállapíthatjuk, hogy még folytonos sávmozgás esetén is a képlékeny deformáció diszkrét sávokba áll össze, azonban ezek a sávok a két ekvivalens feszültséggel leírható irányban aszimmetrikus viselkedést mutatnak [12]. A folytonos sávelcsúszás során, a nagyobb elcsúszással rendelkező (A jelű) sáv megtartja eredeti nyomvonalát és a sávelcsúszás mértéke az egyes markereken állandó, míg a kisebb elcsúszással rendelkező (B jelű) sáv elcsúszása jelentősen változik a sáv mentén (7.b ábra) és a kölcsönhatás következtében sávokra diszpergálódik (7.a ábra). A sávelcsúszás változása alapján megállapítottuk, hogy a deformáció hatására a sávban külső feszültség hiányában is marad egy befagyott feszültségtér, ami a görbére illesztett jellegzetes függvény alapján egy, a

repedésekre jellemző feszültséglokalizációval írható le (7.b ábra). A sávok által kialakuló feszültségtér modellezésére alkotott szimuláció eredményeiből arra a következtetésre jutottunk, hogy a fémüvegekben kialakuló sávok diszkrét viselkedésének egyik fő oka az üvegszerkezetben végbemenő diffúzió.

Irodalom

1. R. Zallen: *The Physics of Amorphous Solids*. Wiley, New York (1983).
2. Baranyi A., Pusztai L.: Rendezetlenség kondenzált fázisokban. In *A kémia legújabb eredményei* sorozat. Akadémiai Kiadó, Budapest (1995).
3. S. Napolitano, E. Glynos, N. B. Tito, *Reports on Progress in Physics* 80 (2007) 036602.

4. N. Van Steenberge, S. Hóbor, S. Surinach, A. P. Zhilyaev, F. Houdellier, F. Mompiu, M. D. Baró, Á. Révész, J. Sort, *J. Alloys and Compounds* 500 (2010) 61–67.
5. A. Inoue, *Acta Mater.* 48 (2000) 279–306.
6. Á. Révész, Á. Kis-Tóth, L. K. Varga, J. L. Lábár, T. Spassov, *Int. J. Hydrogen Energy* 39 (2014) 9230–9240.
7. J. J. Lewandowski, A. L. Greer, *Nature Mater.* 5 (2006) 15–18.
8. J. Schroers, W. L. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004) 255506.
9. Zs. Kovács, M. Ezzeldien, K. Máthi, P. Ispánovity, F. Chmelík, J. Lendvai, *Acta Mater.* 70 (2014) 113–122.
10. Zs. Kovács, E. Schafner, P. Szommer, Á. Révész, *J. Alloys and Compounds* 593 (2014) 207–212.
11. Á. Révész, Zs. Kovács: Severe Plastic Deformation of Amorphous Alloys (Review). *Materials Transactions* 66 (2019) 1283–1293.
12. Zs. Kovács, Á. Révész, M. Ezzeldien, J. Lendvai, *J. Alloys and Compounds* 817 (2020) 153327

A BEPICOLOMBO ŪRMISZIÓ MÉRFÖLDKÖVEI ÉS TUDOMÁNYOS CÉLKITŪZÉSEI A MERKŪR BOLYGÓNÁL

Bebesi Zsófia, Dósa Melinda, Juhász Antal,
Kecskeméty Károly, Németh Zoltán
Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest

A BepiColombo ūrmisszió az Európai Ūrügynökség (European Space Agency; ESA) és a Japán Ūrügynökség (Japan Aerospace Exploration Agency; JAXA) közötti együttműködés keretében jött létre. A kivitelezésben az ESA első számú szerződött partnere az Airbus vállalat védelmi és világűr (Defence and Space) szegmense volt. A küldetés célja a Merkúr bolygó minden korábbinál részletesebb megismerése, mágneses terének, valamint a környezetében zajló fizikai folyamatok monitorozása, de a kutatómunka ki fog

terjedni az égitest belső szerkezetének felderítésére is (1. ábra). A szonda a hordozó platformon és a napárnyékoló pajzsán kívül két tudományos keringő egységből áll: a bolygó felszínét vizsgáló Mercury Planetary Orbiterből (MPO) és a mágneses teret feltérképező Mercury Magnetospheric Orbiterből (Mio, korábbi nevén MMO). A két keringő egység összehangolt mérései új távlatokat nyitnak a bolygó környezetének kutatásában. A BepiColombo missziót az ESA Horizon 2000+ programjának részeként 2009 novemberében



Bebesi Zsófia okleveles csillagász (2003) és fizikus (2005) – Szegei Tudományegyetem, Ph.D. (2008, ELTE). 2003 óta az MTA KFKI RMKI munkatársa, 2012-től a Wigner FK Ūrfizikai és Ūrtechnikai Osztályának tudományos főmunkatársa. Elemezte a Cassini és a Venus Express ūrszondák adatait. Kutatói érdeklődése a bolygók mágneses tere és a napszél, illetve az interplanetáris mágneses tér közötti kölcsönhatás, a Titán plazmakörnyezetének és felső atmoszférája ionizációs folyamatainak vizsgálata.



Dósa Melinda 2014-ben végzett az ELTE geofizika mesterszakán, ūrkutatás szakirányon. 2014 óta a Wigner Fizikai Kutatóközpont doktorandusza, majd 2019-től poszt-doktor kutatója. Kutatási területe a belső helioszféra ūridőjárása, különös tekintettel a napszél folyamataira és a napszél-Merkúr kölcsönhatásokra. A Merkúr exoszférájának dinamikus változásait az olasz INAF intézet munkatársaival együttműködve kutatja. A BepiColombo ūrszonda PICAM műszerének társkutatója.



Juhász Antal 1988-ban végzett az ELTE fizikus szakán, 1989 óta dolgozik a KFKI Ūrfizikai osztályán. Doktori fokozatát 1993-ban szerezte meg. Jelenleg a Wigner FK Részecske és Magfizikai Intézetének tudományos főmunkatársa. Szakterülete a Naprendszerben található kozmikus por (bolygóközi, bolygók, holdak, üstökösök körüli por-plazma-elektromágneses tér kölcsönhatása) dinamikájának, térbeli eloszlásának modellezése a különböző ūrszondák poméréseinek értelmezéséhez, előrejelzéséhez.



Kecskeméty Károly 1974-ben fizikusként végzett az ELTE-n, a Wigner Fizikai Kutatóközpont tudományos tanácsadója. Kutatási területe az ūridőjárás, szoláris kozmikus sugárzás, az üstökösök plazmakörnyezete. Társkutató többek között a SOHO, STEREO, Cluster és a BepiColombo ūrmissziókban.