

# A lamináris/turbulens áramlás átmenet feltételeinek meghatározása nyomáskompenzációs módszerrel RMF által kevert Ga75In25 ötvözet esetében

RÓNAFÖLDI ARNOLD<sup>1,2</sup>, VERES ZSOLT<sup>1,2,\*</sup>, ROÓSZ ANDRÁS<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>HUN-REN – Miskolci Egyetem Anyagtudományi Kutatócsoport

<sup>2</sup>Miskolci Egyetem Fémtechnológiai, Képlékenyalakítási és Nanotechnológia Intézet

\*E-mail: femvezso@uni-miskolc.hu

*Másodközlés – Eredeti közlemény:*

## Determination of the conditions of laminar/turbulent flow transition using pressure compensation method in the case of Ga75In25 alloy stirred by RMF

Journal of Crystal Growth, 564 (2021) 126078

<https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2021.126078>

Az olvadáráramlás mikroszerkezetre gyakorolt hatását számos egyirányú kristályosodási kísérlettel vizsgáltuk, ahol az olvadékot forgó mágneses mezővel kevertük. Jól ismert tény, hogy az olvadékhenger körfrekvenciája mindig eltér a mágneses mező körfrekvenciájától. A kísérletek során azonban nagyon nehéz az olvadékhenger körfrekvenciáját meghatározni. Jelen kísérletekben a mágneses Taylor-számot és a Reynolds-számot az olvadékhenger sugarának, a mágneses indukciónak és a mágneses tér körfrekvenciájának függvényében határoztuk meg a Ga75In25 ötvözet esetében korábban kifejlesztett úgynevezett nyomáskompenzációs módszerrel. A kapott mérési eredmények felhasználásával ellenőrizhetők a hasonló kísérletek elvégzésére kifejlesztett szimulációk, valamint a különböző kísérletek helyesen összehasonlíthatók. A lamináris/turbulens áramlási átmenethez tartozó kritikus Reynolds-szám ismeretében az átmenethez tartozó kritikus mágneses indukció értékét az olvadékhenger sugarának függvényében határoztuk meg.

**Kulcsszavak:** olvadáráramlás, mágneses mező, keverés, mágneses Taylor-szám, Reynold-szám, Ga75In25 ötvözet

### 1. Bevezetés

A kialakuló mikroszerkezetet (primer és szekunder dendritágtávolság, mikro- és makrodúsulás) és ezáltal a szilárd anyag mechanikai tulajdonságait jelentősen befolyásolja a fémes olvadék megszilárdulása során a kevert (ún. *mushy*) zónában végbemenő olvadáráramlás. Számos kutatócsoport foglalkozik az olvadáráramlás szimulációjával és az olvadáráramlás hatására kialakuló mikroszerkezet (és mechanikai tulajdonságok) számításával. Az ipari megszilárdulási folyamatok során (folyamatos és félfolytonos acél- és alumíniumöntés stb., különböző formaöntési módszerek, nyomásos öntési módszerek) az olvadáráramlás sebességét pusztán becsléssel lehet megállapítani a kevert zónában, így a szimulációk összehasonlításával nem validálhatók pontosan.

A validáláshoz használt kísérletek többsége során az olvadékot egyirányú hőelvonással kristályosították, és forgó mágneses mezővel (*Rotation Magnetic*

*Field*, RMF) keverték [1–9]. A kísérleteket elsősorban a mágneses Taylor-szám ( $Ta_m$ ) jellemzi [4, 5].

$$Ta_m = \frac{1}{2} \frac{\sigma B^2 R^4 \omega_0}{\rho \nu^2}, \quad (1)$$

ahol

$\sigma$  [S/m] – az olvadék fajlagos elektromos vezetőképessége,

$B$  [T] – mágneses indukció,

$\omega_0$  [rad/s] – a mágneses tér körfrekvenciája,

$R$  [m] – a minta sugara,

$\rho$  [kg/m<sup>3</sup>] – olvadék sűrűsége,

$\nu$  [m<sup>2</sup>/s] – az olvadék kinematikai viszkozitása.

Az áramlásszimulációk jelentős része feltételezi, hogy az áramlás lamináris (az egyszerűsítés miatt). A Reynolds-szám alapján eldönthető, hogy az áramlás lamináris vagy turbulens-e. A hengersizmetrikus olvadék áramlása esetén az áramlást jellemző Reynolds-szám az alábbi:

$$Re = \frac{\omega_0 R^2}{\nu}. \quad (2)$$

Az irodalom alapján:

„Ha a Reynolds-szám 0 és 2320 között van, akkor az áramlást laminárisnak tekintjük. A Reynolds-szám 2320–4000 között van, instabil áramlási állapotot jelez, a lamináristól a turbulensig. A 4000-nél nagyobb Reynolds-szám turbulens áramlást jelez.” [10]

„Az áramlás teljesen turbulenssé vált 4200-nál. A csőáramlás-átmenet elfogadott tervezési értéke jelenleg 2300. Ez pontos a csöveknél.” [11]

„A Reynolds-szám segítségével könnyen meghatározható, hogy a folyadékáramlás lamináris vagy turbulens-e. Az alábbiakban bemutatjuk egy kör alakú cső határértékeit, amelyek felhasználhatók az áramlás típusának a meghatározására [12]:

1. Ha  $Re > 2300$ , akkor az áramlás lamináris.
2. Ha  $2300 < Re < 4000$ , akkor az áramlást átmenetinek mondják.
3. Ha  $Re > 4000$ , akkor az áramlás turbulensnek mondható.”

Tehát a két kritikus Reynolds-szám ( $Re_{cr}$ ) 2320 és 4000.

Helytelen értéket kapunk mind a Taylor-szám, mind a Reynolds-szám esetén akkor, ha a mágneses tér szinkron fordulatszámából számított  $\omega$  értéket helyettesítjük az (1) és (2) egyenletbe, mivel az olvadék nem forog ezzel a fordulatszámmal. Ennek oka az olvadék belső súrlódása, amely a viszkozitás eredménye. Tapasztalataink szerint az olvadék fordulatszáma csak rendkívül magas  $B$  értéken közelíti meg a mágneses tér szinkron fordulatszámát, de nem éri el azt. Ezt a tényt figyelembe kell venni a kísérletek jellemzésére szolgáló mágneses Taylor-szám vagy Reynolds-szám, valamint a lamináris/turbulens átmenet meghatározásakor.

Tehát a kísérletet helyesen jellemző mágneses Taylor-szám a következő (lásd a *Függelékben*):

$$Ta_m^* = \frac{1}{2} \frac{\sigma B^2 R^4 (\omega_0 - \omega)}{\rho \nu^2} \quad (3)$$

és a Reynolds-szám:

$$Re^* = \frac{\omega R^2}{\nu}, \quad (4)$$

ahol  $\omega$  a forgó olvadék valós körfrekvenciája.

A fent említett tényekből arra lehet következtetni, hogy rendkívül fontos tudni az olvadékban egy adott  $B$  és  $\omega_0$  értéknél kialakuló valós körfrekvencia ( $\omega$ ) értékét, hogy értékelhessük a kristályosodási kísérleteket. Ennek az értéknek a meghatározására számos különböző számítási és modellezési módszer létezik, de a valós körfrekvencia értékét kísérletekkel kell meghatározni e módszerek validálása céljából.

Alacsony olvadáspontú fémek és ötvözetek esetében az áramlási sebesség az olvadékba merülő, kis tehetetlenségű turbinák fordulatszámának meghatározásával határozható meg [13]. Egy másik lehetséges módszer – amely elsősorban bármely olvadáspont esetén alkalmazható – a forgás hatására kialakuló szabad felület alakjának meghatározása és a kerületi sebesség kiszámítása. Az első esetben az olvadék áramlását csökkenti a turbina tehetetlensége és súrlódása által okozott nyomaték, ráadásul a turbina nem éri el az olvadék fordulatszámát. A második esetben rendkívül nehéz pontosan meghatározni a szabad felület alakját, különösen akkor, ha viszonylag magas hőmérsékleten szeretnénk meghatározni (pl. Al-ötvözetek esetében 550–700 °C hőmérséklet-tartományban).

Jelen munkánk célja azoknak a kísérleti paramétereknek ( $B$ ,  $R$ ) a meghatározása volt, amelyeknél a Ga75In25 ötvözet olvadékáramlása laminárisról instabilra és instabilból turbulensre változik. A forgó mágneses tér felhasználásával keverés hatására kialakuló valós körfrekvenciát a mágneses indukció függvényében határoztuk meg egy korábban különböző mintaátmérők alkalmazásával kifejlesztett úgynevezett nyomáskompensációs módszerrel (PCM) [14]. A fenti hibákat és nehézségeket a PCM módszerrel működő berendezés kiküszöböli, ezért az alkalmas a számításokkal kapott eredmények validálására és a lamináris/turbulens átmenethez tartozó mágneses indukció meghatározására.

## 2. Kísérletek

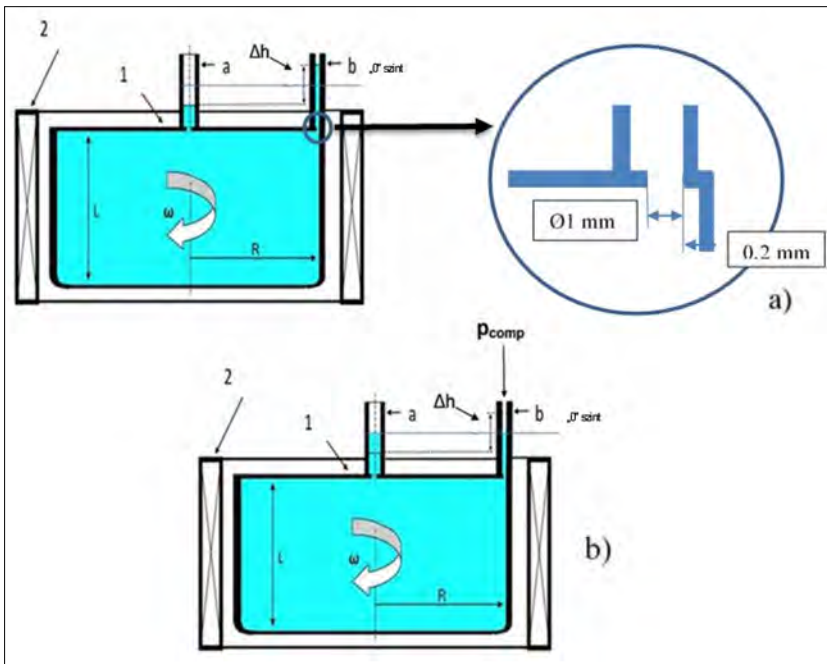
### 2.1. A valós körfrekvencia meghatározásának elve

Jól ismert tény, hogy a forgó folyadékoszlopban a sugár mentén változik a nyomás, mivel a folyékony részek különböző sebességgel mozognak a különböző sugarú helyeken. A fenti tény szerint a szabad felület alakja paraboloid.

A nyomásváltozás a sugár mentén mérhető abban az esetben, ha a folyadékot szabad felület nélkül, azaz zárt tartályban forgatják. A nagyobb nyomásérték nagyobb sugárhoz tartozik. Ez a jelenség felhasználható a forgó folyadék átlagos fordulatszámának meghatározására, például a forgó mágneses mező (RMF) által kevert fémolvadék fordulatszámának meghatározására is. A forgástengelyben uralkodó nyomáshoz viszonyított  $\Delta p$  nyomáskülönbség kiszámítható a zárt tartály bármely pontján és bármely  $r$  sugarú helyen jelen lévő olvadékrészek sebességkülönbségeinek ismeretében. A kerületi sebesség nulla a forgástengelyben, így:

$$\Delta p = \frac{\rho [v(r)]^2}{2} = \frac{\rho \omega^2 r^2}{2}, \quad (5)$$

ahol  $v(r)$  az  $r$  sugarú körben kialakuló kerületi sebesség.



**1. ábra.** a) Az olvadákszint a mérőcsövekben a mágneses indukció bekapcsolása előtt (1), zárt tartály, (2) RMF induktor, „a” és „b” a mérőcsövek. b) Az olvadákszint a mérőcsövekben a mágneses indukció bekapcsolása után a nyomáskompensáció előtt

Az  $\omega$  körfrekvencia a mért nyomásból számítható ki:

$$\omega = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}} \quad (6)$$

## 2.2. A mérőegység felépítésének alapelve

Nagyon nehéz mérni az olvadékban kialakuló nyomást a zárt tartályban az olvadék áramlásának megzavarása nélkül, ezért a nyomást nem közvetlenül a zárt tartályban mértük. Abban az esetben, ha a nyomásmérést az  $r = R$  helyen akarjuk elvégezni, akkor a zárt tartályt 2 mérőcsővel kell kiegészíteni. Az egyiket az 1a. ábrán az „a”-val jelölt tégely tengelyén ( $r = 0$ ), a másikat („b”-vel jelölve) pedig a tartály peremén ( $r = R$ ). Tehát a két mérőcsatlakozás és a tégely



**2. ábra.** Fénykép a forgó gallium szabad felszínéről [13]

„közlekedő edényt” hoz létre. Az olvadákszint azonos a mérőcsövekben abban az esetben, ha az RMF induktor nem működik, és a légköri nyomás azonos a mérőműszer-csatlakozásokban. Ez a „0” szint.

A nyomás mérésére az  $r = R - 0,2$  mm pozíciót választottuk, mert ott van a maximális nyomáskülönbség, és így ott van a mért nyomás minimális relatív hibája.

Egy másik kísérletben [13] a forgó Ga szabad felületének alakjára gyakorolt falhatást vizsgáltuk. Az alak forgási paraboloid volt (ahogy ez az elméletből következik), kivéve a falhoz közel, ahol a szabad felület magassága csökkent. A képen látható fehér öv a szabad felület maximális magasságát mutatja  $\sim 0,2$  mm-re a faltól. A PCM módszerrel ezen a helyen mértünk. A mérőcső belső átmérője 1 mm volt (2. ábra),

és 0,2 mm-re volt a tartály falától. A szabad felület vizsgálata alapján arra következtetünk, hogy a falhatás nagyon kicsi, és ezzel a beállítással kis hibával megmérhető a maximális nyomáskülönbség. A tartály anyaga nagyon sima falú teflon volt. Egy kísérlet ideje csak 30 másodperc volt, és a két kísérlet közötti idő 15 perc volt, így az ötvözetet nem melegítettük az indukcióval. Az olvadék hőmérséklete minden kísérletben  $22 \pm 1$  °C volt.

Az „a” és „b” mérőcsövekben az olvadék szintjei között  $\Delta h$  értékű szintkülönbség alakul ki abban az esetben, ha az olvadékot az RMF induktor forgatja (keveri) (lásd az 1b. ábrát). Az olvadékoszlop  $\rho g \Delta h$  metalosztikus nyomása egyensúlyban van a tartály tengelye és a tartály kerülete között kialakuló nyomáskülönbséggel ( $\Delta p_{\max}$ ), ha az olvadék szabad felülete a mérő csövekben légköri nyomásán van, azaz:

$$\Delta p_{\max} = \frac{\rho [v(R)]^2}{2} = \frac{\rho \omega^2 R^2}{2} = \rho g \Delta h, \quad (7)$$

$$\omega = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{2\Delta p_{\max}}{\rho}}, \quad (8)$$

ahol  $v(R) = R$  sugarú körben kialakuló kerületi sebesség.

A  $\Delta h$  magasságkülönbség közvetlenül is mérhető, így a kialakuló  $\Delta p_{\max}$  nyomáskülönbség kiszámítható ennek felhasználásával. Mivel a  $\Delta h$  értéke nagy (néhány 100 mm-nél is nagyobb) lehet, (pl.  $\Delta h$  értéke

37 500 Pa esetén ( $37\,500/[6350 \times 9,81] = 0,6$  m), ezért más megoldást választottunk.

A nyomáskülönbséget úgy határoztuk meg, hogy az olvadékfelületet magasságát a két mérőcsőben a „b” mérőműszerben levő levegő  $p_{\text{comp}}$  nyomásával visszaállítottuk a „0” szintre (1b. ábra). A megfelelő levegőnyomást egy precíziós pneumatikus rendszerrel hoztuk létre. A nyomásmérés pontossága 20 Pa volt, ami lényegesen kevesebb relatív hibát eredményezett, mint a közvetlen távolságmérés. A mérés és a berendezés részleteit [14] tartalmazza.

### 3. Kísérletek

A kísérleteket szobahőmérsékleten végeztük, ezért a Ga75wt%In25wt% ötvözetet választottuk a kísérletek anyagához. Az ötvözet fizikai paramétereit az 1. táblázat mutatja be.

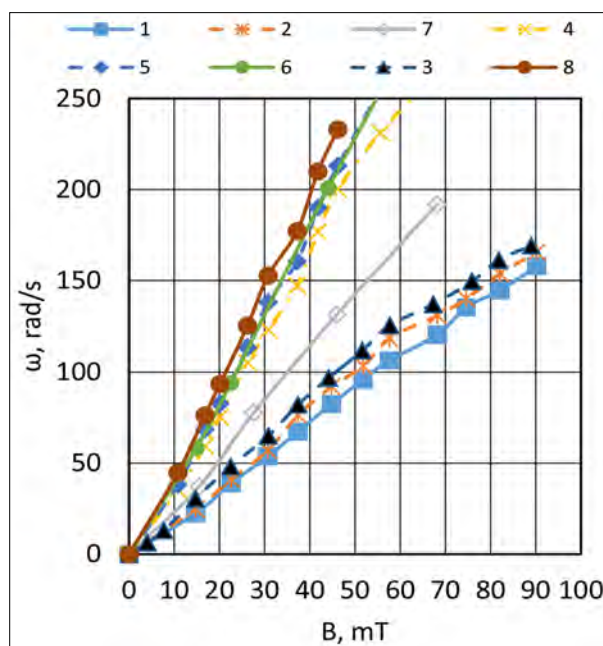
1. táblázat. A Ga75wt%In25wt% ötvözet fizikai paramétereit

Olvasáspont [°C]	15,7
Sűrűség – Ga [kg/m <sup>3</sup> ]	6350
Sűrűség – In [kg/m <sup>3</sup> ]	7020
Sűrűség* – Ga75In25 [kg/m <sup>3</sup> ]	6517,5
Kinematikai viszkozitás [m <sup>2</sup> /s]	$3,41 \cdot 10^{-7}$
Fajlagos elektromos vezetőképesség [MS/m]	3,58
Relatív mágneses permeabilitás	1
Behatolási távolság**, 50/100/150/200 Hz-en, mm	36/26/21/18
* $\rho_{\text{GaIn}} = 0,75\rho_{\text{Ga}} + 0,25\rho_{\text{In}}$	
** $\delta = [1/(\sigma\pi f 4\pi \cdot 10^{-7})]^{0,5}$ , ahol $f$ a mágneses tér frekvenciája	

A kísérleteket 5, 7,5 és 12,5 mm sugarú olvadékhengerekkel végeztük 50, 100, 150 és 200 Hz frekvencián 0 és 90 mT közötti mágneses indukciós tartományban (2. táblázat). A zárt tartály mérete és így az olvadékhenger (2R) átmérője minden esetben kisebb volt, mint a behatolási távolság, kivéve a 200 Hz és 2R = 25 mm eseteket. Az olvadékhenger (L) magassága 100 mm volt. A legnagyobb átmérő (25 mm) esetén négyszer nagyobb volt, mint az olvadékhenger átmérője, így a behatolási távolság és a „véghatás” a mérési eredményekre elhanyagolható volt.

A legalacsonyabb nyomásérték, amely jól mérhető a berendezéssel, 20 Pa. A fenti tények alapján a körfrekvencia ( $\omega$ ) biztonságosan mérhető legalacsonyabb értéke 15,85 rad/s  $R = 5$  mm-es, 10,57 rad/s  $R = 7,5$  mm-es és 6,32 rad/s  $R = 12,5$  mm-es olvadékhenger esetében. A mért nyomás relatív hibája 2%-nál kisebb volt.

A 3. ábra a mért kompenzációs nyomást bemutatja a mágneses indukció függvényében 50 és 150 Hz-en 3 különböző olvadékhenger-sugár, valamint



3. ábra. Mért kompenzációs nyomás ( $P_{\text{comp}}$ ) a mágneses indukció függvényében ( $B$ )

100 és 200 Hz esetén 5 mm-es olvadékhenger-sugár esetében.

### 4. Eredmények

A (8) egyenlet segítségével az olvadékhenger ( $\omega$ ) valós körfrekvenciája kiszámítható a  $P_{\text{comp}}$  értékéből. A számított értékeket a 4. ábra mutatja a  $B$  mágneses indukció függvényében. Gyakorlatilag a valós körfrekvencia a mágneses indukció lineáris függvénye a vizsgált tartományban. Értéke az olvadékhenger sugarával növekszik, és azt a tényt követi, hogy az áramlást okozó Lorentz-erő arányos az olvadékhenger sugarával.

A (3) egyenlet segítségével kiszámítható az olvadékhenger valós körfrekvenciáját ( $\omega$ ) figyelembe vevő valós  $Ta_m^*$  (5. ábra).

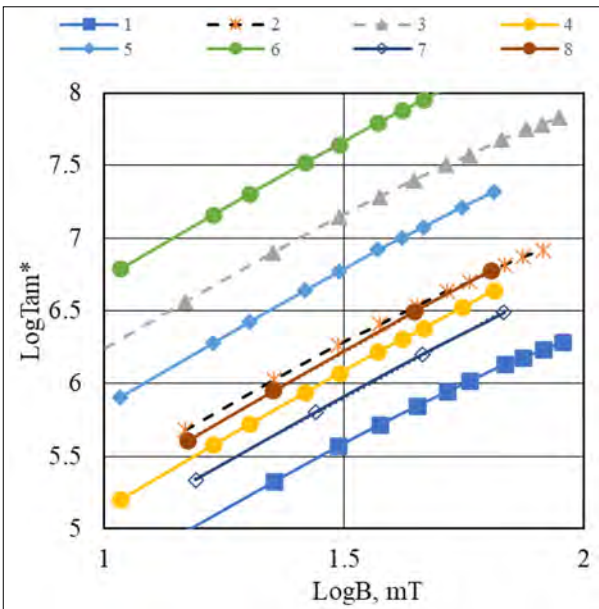
Az irodalomban a kísérletet gyakran a  $Ta_m$  értéke jellemzi, amelyet csak a mágneses mező körfrekvenciája alapján számítanak ki. A (3) egyenlet alapján nyilvánvaló, hogy ez csak a kísérlet kezdetekor igaz, amikor az olvadékhenger körfrekvenciája nulla. A 6a. ábrán a  $Ta_m/Ta_m^*$  értékét  $\omega/\omega_0$  függvényében ábrázoljuk; a  $Ta_m$  értéke 1,25-ször nagyobb, mint a  $Ta_m^*$   $\omega/\omega_0 = 20\%$ -nál, és 10-szer nagyobb  $\omega/\omega_0 = 90\%$ -nál. A 6b. ábrán látható, hogy kísérleti körülményeink között  $\sim 30$  mT mellett 1,25-szöröst kapunk  $f = 50$  Hz esetén. A  $Ta_m$  kétszer nagyobb, mint a  $Ta_m^*$   $\omega/\omega_0 = 50\%$  esetén (90 mT-nál).

A fentiek alapján nyilvánvaló, hogy a  $Ta_m$  érték kiszámítása a mágneses tér körfrekvenciájával csak viszonylag alacsony mágneses tér esetén engedhető meg, mivel a mágneses indukció növelésével egyre

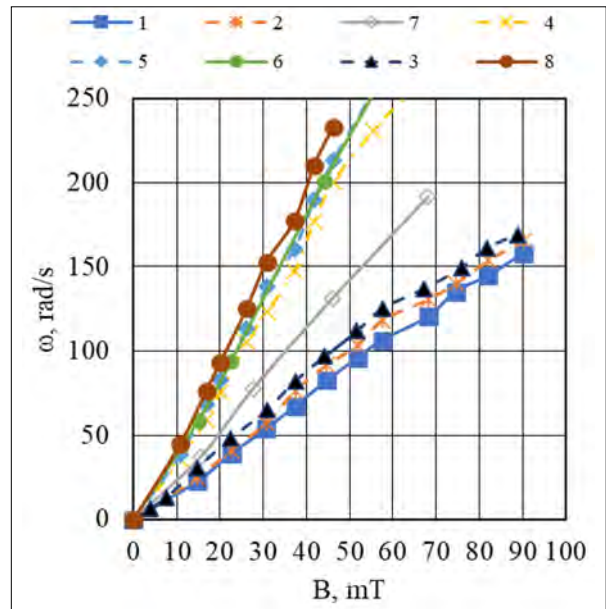


2. táblázat. Számított értékek

No. exp.	R [mm]	C(R) ld. (9)	$\omega_{cr}$ [rad/s] $Re = 2320$	$\omega_{cr}$ [rad/s] $Re = 4000$	$B_{cr}$ [mT] $Re = 2320$	$B_{cr}$ [mT] $Re = 4000$	$Ta_{m cr}^*$ $Re = 2320$	$Ta_{m cr}^*$ $Re = 4000$
50 Hz								
1	5,0	131	3,16E+01	5,46E+01	17,71	30,53	2,57E+05	1,38E+06
2	7,5	318	1,41E+01	2,42E+01	7,30	12,58	8,34E+04	6,56E+06
3	12,5	927	5,06E+00	8,73E+00	2,50	4,31	3,46E+03	3,97E+04
150 Hz								
4	5,0	301	3,16E+01	5,46E+01	7,71	13,29	6,1E+04	3,73E+05
5	7,5	742	1,41E+01	2,42E+01	3,13	5,39	6,64E+03	6,03E+05
6	12,5	2250	5,06E+00	8,73E+00	1,03	1,78	7,70E+01	1,13E+03
100 Hz								
7	5,0	206	3,16E+01	5,46E+01	11,26	19,42	1,47E+05	8,04E+06
200 Hz								
8	5,0	330	3,16E+01	5,46E+01	7,03	12,12	5,84E+04	7,21E+04



4. ábra. Az olvadék körfrekvenciája ( $\omega$ ) a mágneses indukció függvényében ( $B$ )



5. ábra. Valós mágneses Taylor-szám ( $\text{Log } Ta_m^*$ ) a mágneses indukció függvényében ( $\text{Log } B$ )

nagyobb hibaértéket kapunk, ezért ezt a  $Ta_m$ -ot használva a különböző kísérleteket nem lehet összehasonlítani.

A (4) egyenlet segítségével kiszámítható a valós Reynolds-szám ( $Re^*$ ), ha az olvadékhenger valós (mért) körfrekvenciája ismert. A számított értékeket a 7. ábra szemlélteti. a mágneses indukció függvényében. A  $Re^*$  a  $B$  függvényeként a következőképpen írható le:

$$Re^* = C(R)B, \quad (9)$$

ahol  $C$  az  $R$  függvénye (2. táblázat), amelyet regresszió analízissel számítottak ki a 7. ábra adatait használva.

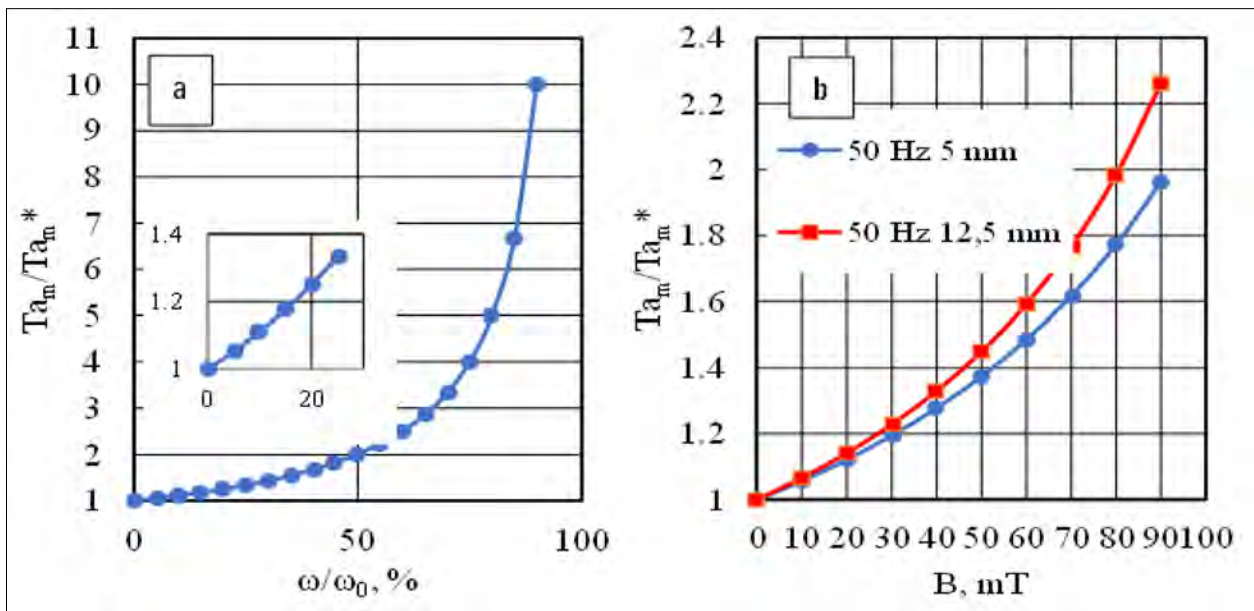
A  $Re^*$  alapján eldönthető, hogy az áramlás tisztán lamináris, instabil vagy tisztán turbulens. Mint koráb-

ban említettük, az olvadékáramlás tisztán lamináris, ha a  $Re^* < 2320$ , ha  $2320 < Re^* < 4000$ , akkor instabil áramlás van, ahol az örvények fejlődni kezdenek, és ha  $Re^* > 4000$ , az áramlás turbulens lesz. A két  $Re_{cr}$ -hez tartozó kritikus körfrekvencia a következő:

$$\omega_{cr} = \frac{Re_{cr}v}{R^2}. \quad (10)$$

A két határértékhez tartozó kritikus mágneses indukció ( $B_{cr}$ ) kiszámítható a (9) egyenlet segítségével:

$$\begin{aligned} B_{cr}(Re = 2320) &= 2320/C(R), \\ B_{cr}(Re = 4000) &= 4000/C(R). \end{aligned} \quad (11)$$



6. ábra. a) A szakirodalomban használt mágneses Taylor-szám ( $Ta_m$ ) és a valós ( $Ta_m^*$ ) aránya az olvadék körfrekvenciájának ( $\omega$ ) a mágneses tér körfrekvenciájának ( $\omega_0$ ) függvényében. b) Az irodalomban használt mágneses Taylor-szám ( $Ta_m$ ) és a valós ( $Ta_m^*$ ) függvény mágneses indukció ( $B$ ) aránya

Az  $\omega_{cr}$  és  $B_{cr}$  értékek kiszámítása a 2. táblázatban található.

A kritikus mágneses indukció ( $B_{cr}$ ) értékeinek az olvadékhenger sugarának függvényében történő ábrázolásával meghatározhatók a kísérleti körülmények – azaz az olvadékhenger sugara ( $R$ ), a mágneses indukció ( $B$ ) – abban az esetben, ha az áramlás tisztán lamináris, tisztán turbulens vagy instabil (a tisztán lamináris és turbulens között) lesz az olvadékban. A 8a. és 8b. ábra ezeket az eredményeket mutatják 50 és 150 Hz esetén. Ebből a két ábrából egyértelmű, hogy ezek az átmenetek a mágneses mező frekvenciájától ( $f$ ) függenek. A 9a. ábra a frekvencia hatását mutatja a lamináris/instabil áramlás átmenetére, míg

a 9b. ábra az instabil/turbulens áramlás átmenetére gyakorolt hatást. Látható, hogy a mágneses mező körfrekvenciája jelentős hatással van a  $B_{cr}$ -re nagy sugár esetén.

A  $C(R, f)$  értéke alapján (2. táblázat) a kritikus mágneses indukció az olvadékhenger sugarának ( $R$ ) és a mágneses indukció frekvenciájának ( $f$ ) függvényében a következő függvénnyel adható meg:

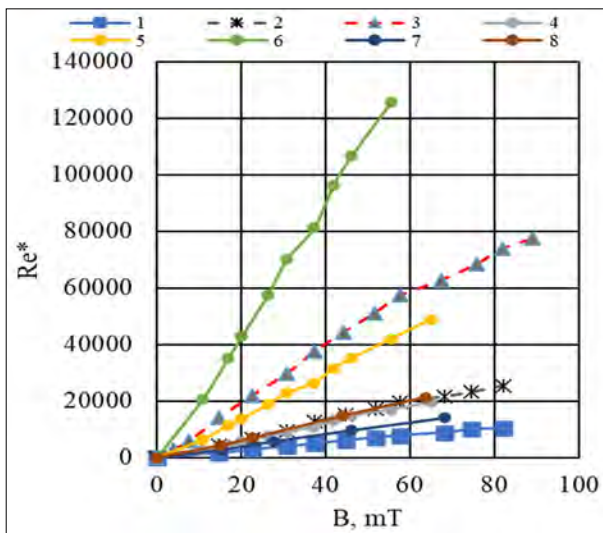
$$B_{cr} = Af^n R^{-2}, \quad (12)$$

ahol  $A = 7769$ ,  $n = -0,628$   $Re = 2320$ -nál és  $A = 16591$ ,  $n = -0,695$   $Re = 4000$ -nél  $C(R)$  értékeinek többszörös regressziós analízisével számították ki. A mért és (12) alapján számított  $B_{cr}$  korrelációját a 10. ábra mutatja.

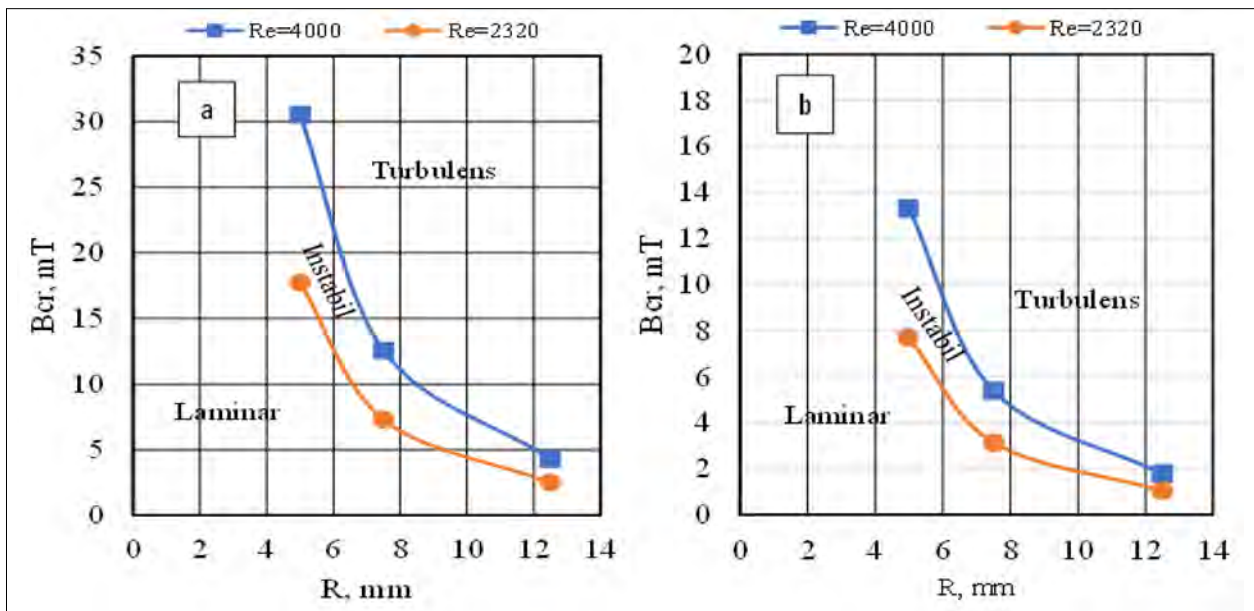
A meghatározott  $B_{cr}$  értékek felhasználásával a  $Ta_{m,cr}^*$  értékek kiszámíthatók a (9) egyenlet segítségével a lamináris/instabil és instabil/turbulens átmenet-höz tartozó sugár függvényében. A  $Ta_{m,cr}^*$  számított értékeit a sugár függvényében a 11a. és 11b. ábra mutatja 50, illetve 150 Hz-en. Ugyanígy a  $B_{cr}$  értékeihez hasonlóan a  $Ta_{m,cr}^*$  a mágneses mező frekvenciájától is függ. A 12a. ábra a frekvencia hatását mutatja a lamináris/instabil áramlás tranziensére, míg a 12b. ábra az instabil/turbulens áramlás tranziensére gyakorolt hatását mutatja  $R$  függvényében. Ezek a  $Ta_{m,cr}^*$  értékek hasonlóak a szakirodalomban található értékekhez [15].

#### 4. Összefoglalás és következtetések

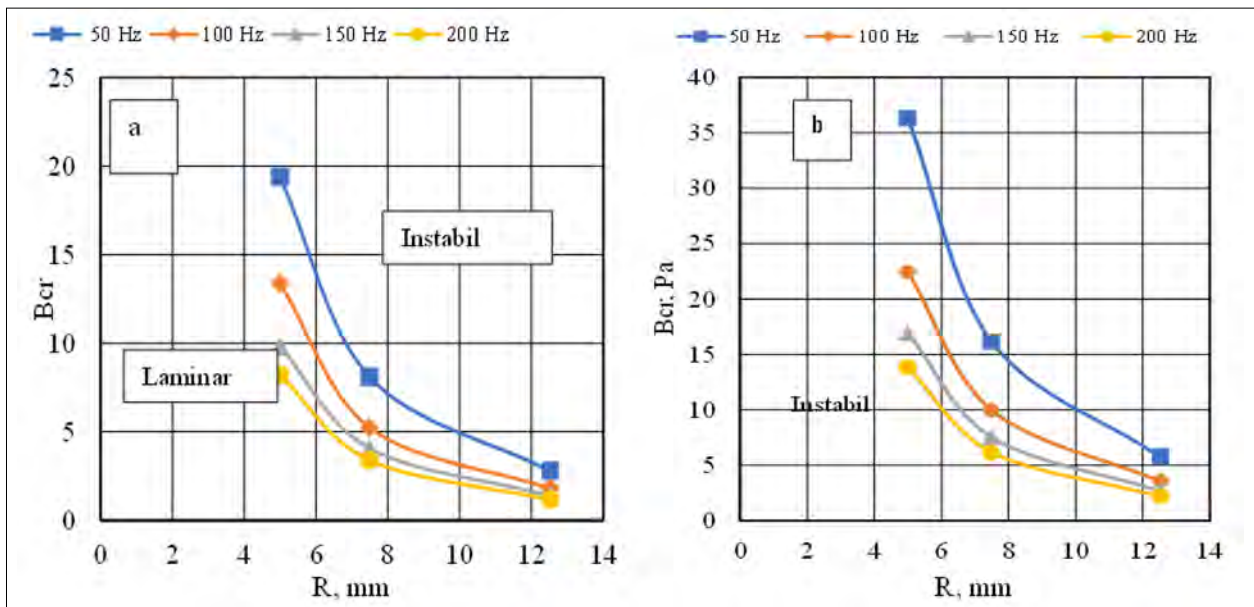
Számos esetben az olvadékáramlásnak a megszilárdulási folyamat során kialakuló mikroszerkezetre gyakorolt hatását hengeres geometriájú olvadékok (olvadékhengerek) egyirányú kristályosításával vizs-



7. ábra. A valós Reynolds-szám ( $Re^*$ ) a mágneses indukció függvényében ( $B$ )



8. ábra. a) A kritikus mágneses indukció ( $B_{cr}$ ) a minta sugarának ( $R$ ) függvényében  $f = 50$  Hz esetén. b) A kritikus mágneses indukció ( $B_{cr}$ ) a minta sugarának ( $R$ ) függvényében  $f = 150$  Hz esetén



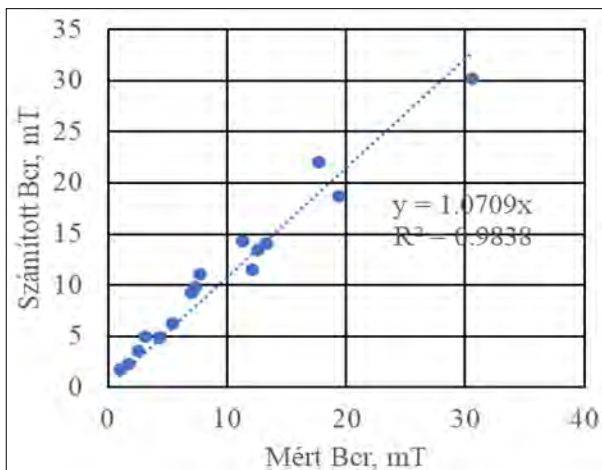
9. ábra. a) A kritikus mágneses indukció ( $B_{cr}$ ) a minta sugarának ( $R$ ) függvényében lamináris/instabil átmenet esetén 4 különböző mágneses térfrekvencián. b) A kritikus mágneses indukció ( $B_{cr}$ ) a minta sugarának ( $R$ ) függvényében instabil/turbulens átmenet esetén 4 különböző mágneses térfrekvencián

gáljuk, amikor az olvadékarámlást forgó mágneses mező (RMF) hozza létre. A kísérleteknek kettős célja van: egyrészt közvetlen információt kell szerezni az olvadékarámlásnak a kristályosodott mikroszerkezetre gyakorolt hatásáról, másrészt ellenőrizni kell a szimulációs módszerrel kapott eredményeket. Mindkét esetben nagyon fontos tudni az olvadék valós áramlási sebességét (ebben az esetben a forgó olvadékhenger körfrekvenciáját), amelyet nem lehet közvetlenül kiszámítani a mágneses mező körfrekvenciájából. Hasonlóképpen nagyon fontos tudni, hogy az áramlás lamináris vagy turbulens-e az adott kísérleti paramétereknél (ú.m. az olvadékhenger sugara ( $R$ ), a

mágneses indukció ( $B$ ) és a mágneses tér körfrekvenciája ( $\omega$ )). A mágneses Taylor-szám által jellemzett különböző kísérletek összehasonlításához ismernünk kell annak valós értékét, amely figyelembe veszi az olvadék valós körfrekvenciáját.

Egy viszonylag egyszerű, úgynevezett nyomáskompensációs módszert (PCM) ismertettünk egy korábbi tanulmányunkban [12]. Ezzel a módszerrel az olvadék Ga75In25 ötvözet olvadékhengerének körfrekvenciáját (fordulatszámát) a mágneses indukció, a mágneses mező körfrekvenciája és az olvadékhenger sugara szobahőmérsékleten ( $22 \pm 1$  °C) függvényében határoztuk meg.





10. ábra. Mért és számított  $B_{cr}$  összehasonlítása

A közzétett eredmények felhasználásával és kiegészítésével:

- az olvadékáram valós körfrekvenciáját a mért nyomásértékekből számítottuk ki;
- a valós mágneses Taylor-számot a valós körfrekvencia ismeretében határoztuk meg; ez a szám felhasználható a különböző kísérletek eredményeinek összehasonlításakor,
- bebizonyosodott, hogy az irodalomban található mágneses Taylor-szám, amely nem veszi figyelembe az olvadék-henger valós körfrekvenciáját, felhasználható a kísérlet jellemzésére abban az esetben, ha a mágneses indukció értéke viszonylag kicsi, és az olvadék-henger körfrekvenciája nem haladja meg a mágneses tér körfrekvenciájának 20%-át,
- a valós Reynolds-számot a valós körfrekvencia ismeretében határoztuk meg,
- két kritikus mágneses indukció ( $B_{cr}$ ) értékét, amelyek alatt az áramlás tiszta lamináris és tiszta tur-

bulens feletti, az olvadék-henger átmérőjének függvényében határoztuk meg a valós Reynolds-szám felhasználásával,

- két  $B_{cr}$  értéke az olvadék-henger  $R$  sugarának és a mágneses tér frekvenciájának függvényében adható meg a következő függvénnyel:

$$B_{cr} = \frac{Af^n}{R^2},$$

ahol  $A = 7769$ ,  $n = -0,628$   $Re = 2320$ -nál és  $A = 16591$ ,  $n = -0,695$   $Re = 4000$ -nél kísérletekkel határozhatók meg, és  $R$  [mm] az olvadék-henger sugara.

## FÜGGELÉK

$$Ta_m^* = (Ha^2)Re, \quad (F1)$$

ahol  $Ha$  a Hartman-szám,  $Re$  a Reynolds-szám,

$$Ha = (\text{Lorentz-erő/súrlódási erő})^{1/2}. \quad (F2)$$

A Lorentz-erő ( $F_L$ ) a mágneses mező ( $\omega_0$ ) és az olvadék ( $\omega$ ) körfrekvenciája közötti különbségtől függ, és a súrlódási erő az olvadék körfrekvenciájától függ:

$$F_L = (1/2) \sigma \omega_0 B^2 R S \quad \text{és} \quad \omega_0 = 2\pi f. \quad (F3)$$

Az  $S$  csúszás (*slip*) az aszinkron motornál (az RMF aszinkron motor)  $S = (\omega_0 - \omega)/\omega_0$ , tehát

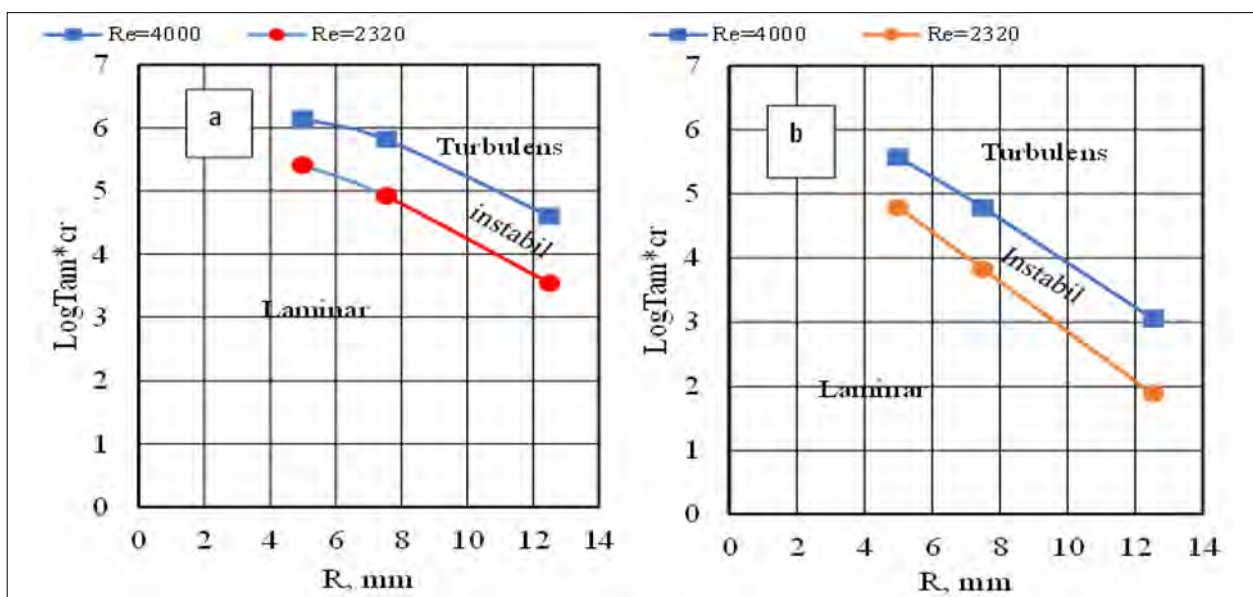
$$F_L = (1/2) \sigma B^2 R (\omega_0 - \omega). \quad (F4)$$

A súrlódási erő ( $F_F$ ) az olvadék körfrekvenciájától függ:

$$F_F = \nu \rho \omega / R. \quad (F5)$$

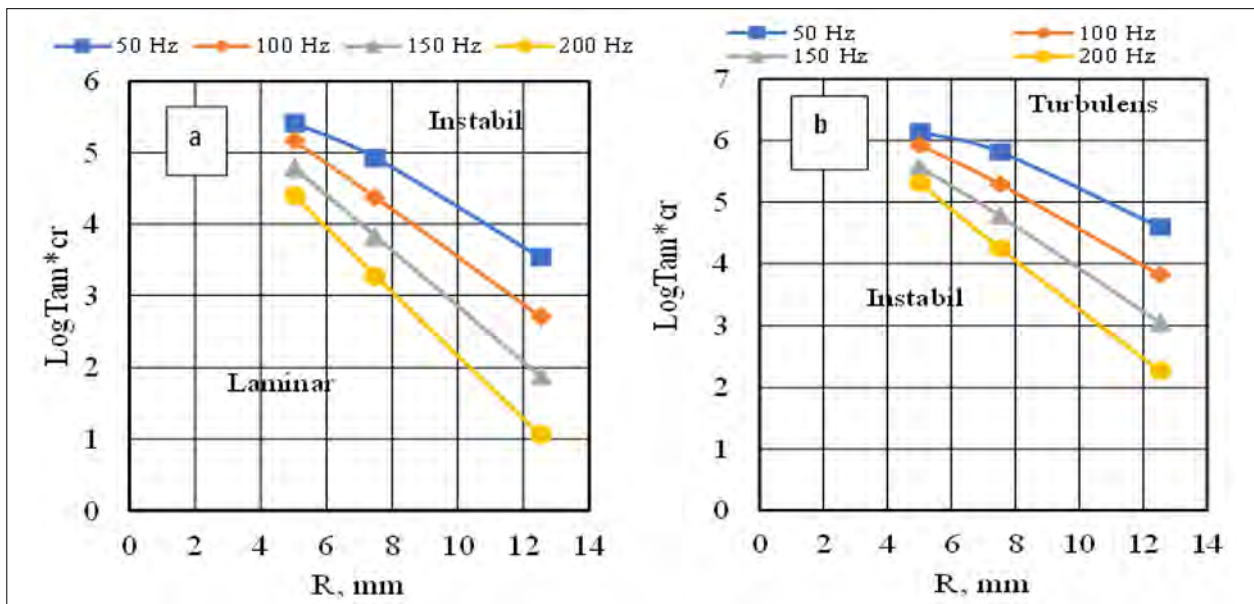
A Reynolds-szám az olvadék körfrekvenciájától függ:

$$Re = \omega R^2 / \nu. \quad (F6)$$



11. ábra. a) A kritikus valós mágneses Taylor-szám ( $\text{Log } Ta_m^* cr$ ) mint a minta sugarának ( $R$ ) függvényeként  $f = 50$  Hz esetén. b) A kritikus valós mágneses Taylor-szám ( $\text{Log } Ta_m^* cr$ ) a minta sugarának ( $R$ ) függvényében  $f = 150$  Hz esetén





12. ábra. a) A valós kritikus mágneses Taylor-szám ( $\text{Log} Ta_m^* cr$ ) a minta sugarának ( $R$ ) függvényében lamináris/instabil átmenet esetén 4 különböző mágneses térfrekvencián. b) A valódi kritikus mágneses Taylor-szám ( $\text{Log} Ta_m^* cr$ ) a minta sugarának ( $R$ ) függvényében instabil/turbulens átmenet esetén 4 különböző mágneses térfrekvencián

A módosított (helyes)  $Ta_m^*$  szám:

$$Ta_m^* = (1/2) [\sigma B^2 R (\omega_0 - \omega)] / (v\rho\omega/R) \cdot (\omega R^2/v) \quad (F7)$$

$$= (1/2) [\sigma B^2 R^4 (\omega_0 - \omega)] / (v^2\rho).$$

Ha  $\omega$  nagyon kicsi ( $\omega \ll \omega_0$ ), akkor visszkapjuk az eredeti Taylor-számot:

$$Ta_m^* = (1/2) \sigma B^2 R^4 \omega_0 / (v^2\rho). \quad (F8)$$

### Köszönetnyilvánítás

A szerzők köszönettel tartoznak a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Hivatalnak a „Kristályosodott szerkezet és makrodúsulás kialakulása egyirányú kristályosítás során szabályozott áramlási körülmények között” című, ANN 130946 számú támogatásért

### IRODALOM

- [1] B. Frago, H. Santos: Effect of a rotating magnetic field at the microstructure of an A354. *Journal of Materials Research and Technology*, 2 (2013), 100–109.
- [2] S. Nafisi, D. Emadi, M. T. Shehat, R. Ghomashchi: Effects of electromagnetic stirring and superheat on the microstructural characteristics of Al–Si–Fe alloy. *Materials Science and Engineering, A* 432 (2006) 71–83.
- [3] S. S. C. Lim, E. P. Yoon: The effect of electromagnetic stirring on the microstructure of Al-7wt%Si alloy. *Journal of Materials Letters*, 16 (1997) 104–109.
- [4] J. C. Jie, et al.: Separation mechanism of the primary Si phase from the hypereutectic Al–Si alloy using a rotating magnetic field during solidification. *Acta Materialia*, 72 (2014) 57–66.
- [5] B. Willers, et al.: The columnar-to-equiaxed transition in Pb–Sn alloys affected by electromagnetically driven convection. *Materials Science and Engineering, A* 402 (2005) 55–65.
- [6] J. Kovács, et al.: Quantitative Characterisation of Macroseggregation Produced by Forced Melt Flow. *Trans. Indian Inst. Met.* 60 (2007) pp. 149–154
- [7] J. Kovács, A. Rónaföldi, Á. Kovács, A. Roósz: Effect of the rotating magnetic field on the unidirectionally solidified macrostructure of Al6Si4Cu alloy. *Trans. Indian Inst. Metals*, 62 (2009) 461–464.
- [8] A. Rónaföldi, J. Kovács, A. Roósz: A suggested effective method for unidirectional solidification under rotating magnetic field in the space experiments. *Trans. Indian Inst. Metals*, 62 (2009) 475–477.
- [9] O. Budenkova, et al.: Simulation of a directional solidification of a binary Al-7wt%Si and a ternary alloy Al-7wt%Si-1wt%Fe under the action of a rotating magnetic field. *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering*, 33 (2012) 012046.
- [10] H. Song: *Engineering Fluid Mechanics*. Jointly published with Metallurgical Industry Press, Beijing, China
- [11] F. M. White: *Fluid Mechanics*, 4th edition. McGraw-Hill Higher Education, 2002, ISBN: 0-07-228192-8
- [12] <https://byjus.com/physics/derivation-of-reynolds-number/>
- [13] A. Rónaföldi, J. Kovács, A. Roósz: Investigation and visualisation of melt flow under rotating magnetic field. *Trans. Indian Inst. Met.*, 60 (2007) 213–218.
- [14] A. Rónaföldi, J. Kovács, A. Roósz: Revolution number (RPM) measurement of molten alloy by pressure compensation method. *Materials Science Forum Online*, 649 (2010) 275–280.
- [15] J. S. Walker, L. M. Witkowski: Linear stability analysis for a rotating cylinder with a rotating magnetic field. *Physics of Fluids*, 16 (2004) 2294–2299.