

SAJÁTFREKVENCIA-HÁNYADOS HATÁSA A SZABADREZGÉST VÉGZŐ KÖRHENGER KÖRÜLI FOLYADÉKÁRAMLÁSRA

Dorogi Dániel – Baranyi László

Absztrakt: A jelen dolgozatban a kétdimenziós, összenyomhatatlan, newtoni folyadék párhuzamos áramlásába helyezett, kétszabadságfokú szabadrezgést végző körhenger körüli áramlási folyamatokat vizsgáljuk CFD technika segítségével. A számítások során a Reynolds-számot, a tömegarányt és a dimenziótlan csillapítási tényezőt rendre 150, $8/\pi$ és 0 értékeken rögzítettük. A vizsgálatok során a henger hossz- és keresztirányú sajátfrekvenciáinak hányadosát az $FR = 1-3$ tartományban változtattuk $f_v/f_{Ny} = 0,9; 1,0$ és $1,1$ esetén, ahol f_v az álló hengernél lévő örvényleválási frekvencia és f_{Ny} a henger keresztirányú sajátfrekvenciája. Az eredmények azt mutatják, hogy az FR és f_v/f_{Ny} paraméterek jelentős hatást gyakorolnak a henger hossz- és keresztirányú rezgési amplitúdóira. A henger minden vizsgált számítási pontban torzított nyolcas alakú pályagörbét követ, amely $FR < 2$ és $FR > 2,6$ esetén szimmetrikus, míg az $FR \cong 2-2,6$ tartományban aszimmetrikus. Szimmetrikus pályagörbe esetén 2S, aszimmetrikus esetben pedig P+S örvényszerkezet figyelhető meg. A felhajtóerő-tényező frekvenciaspektrumában az $ff_{Ny} = 1$ és 3 csúcsok játszottak nagy szerepet.

Abstract: In this study two-dimensional incompressible Newtonian fluid flow around a freely vibrating circular cylinder is analyzed using a CFD approach. In these computations Reynolds number, mass ratio and structural damping coefficient values are fixed at 150, $8/\pi$ and 0, respectively. Computations are carried out at the streamwise to transverse natural frequency ratio range of $FR = 1-3$ at $f_v/f_{Ny} = 0.9, 1.0$ and 1.1 , where f_v is the vortex shedding frequency for a stationary cylinder and f_{Ny} is the natural frequency in transverse direction. It was found that both FR and f_v/f_{Ny} strongly influence the vibration amplitudes in the streamwise and transverse directions. Distorted figure-eight cylinder motion was identified in all cases investigated. Cylinder paths are asymmetrical in the domain between $FR = 2$ and 2.6 and symmetrical below and above this range. For symmetrical paths 2S vortex structures were identified and P+S vortex shedding modes were found for asymmetrical paths. In the frequency spectra of lift $ff_{Ny} = 1$ and 3 frequency peaks were found to play important roles. They affects for example the vortex structure and the cylinder trajectory.

Kulcsszavak: CFD, körhenger, örvényszerkezet, Reynolds-szám, pályagörbe, sajátfrekvencia-hányados

Keywords: CFD, circular cylinder, cylinder path, natural frequency ratio, Reynolds number, vortex structure

1. Bevezetés

A szabadrezgést végző körhenger körüli áramlási folyamatok vizsgálatával számos szakirodalom foglalkozik a téma nagy gyakorlati jelentősége miatt. Amennyiben az örvényleválás frekvenciája és a test frekvenciája közel azonos, úgy a test nagy amplitúdójú rezgésbe jöhet, amely a szerkezet meghibásodásához vezethet. Ezen áramlás által keltett rezgések (angolul *vortex-induced vibration* vagy röviden *VIV*) nagy szerepet játszottak például a kaliforniai Tacoma Narrows híd összeomlásában vagy a japán Monju atomerőműben bekövetkezett szerencsétlenségben. Bearman (1984), Williamson és Govardhan (2004) illetve Sarpkaya (2004) részletesen tárgyalják e jelenséget.

A valóságban lejátszódó szabadrezgéseket sok esetben modellezik egyszabadságfokú rezgésekkel, ahol a henger kizárólag keresztirányban (a főáramlásra merőlegesen) képes elmozdulni. E modellt használva Feng (1968) illetve Khalak és Williamson (1999) kimutatták, hogy az m^* tömegarány (a henger tömegének és a kiszorított folyadék tömegének hányadosa) illetve a ζ dimenziótlan csillapítási tényező jelentős hatással van a rezgésképre. Feng (1968) méréseket végzett nagy $m^*\zeta$ értékek esetén. Kétágú rezgésképet tapasztalt, ahol az alap- és alsóágat azonosította. Khalak és Williamson (1999) mérési eredményeiből arra következtetett, hogy kis $m^*\zeta$ értékek esetén háromágú rezgéskép alakul ki; az alap-, alsó- és felsőág jelenik meg. A szerzők a legnagyobb amplitúdójú rezgéseket a felsőághoz társították. Megfigyelték továbbá, hogy az egyes ágakhoz különböző örvényszerkezetek tartoznak. Az alsó- és felsőágon 2P struktúrát (a hengerről két örvénypár válik le minden egyes hengermozgási periódusban), míg az alapágon 2S típusú örvényszerkezetet (két egyedülálló örvény válik le) figyeltek meg.

A valóságos folyamatoknál a rezgőmozgás minden esetben kétszabadságfokú; a henger kereszt- és hosszirányban (a főáramlásra merőlegesen és azzal párhuzamosan) egyaránt képes elmozdulni. Általános esetben a henger hossz- és keresztirányú sajátfrekvenciája (f_{Nx} és f_{Ny}) különböző értékű. Moe és Wu (1999) kísérleti vizsgálatokat végzett $FR = f_{Nx}/f_{Ny} = 2,18$ sajátfrekvencia-hányados esetén. Tapasztalataik azt mutatták, hogy az egyszabadságfokú rezgéseknél korábban azonosított alap-, alsó- és felsőág különböző sajátfrekvenciájú rendszereknél nem jelenik meg. Sarpkaya (1995) és Dahl és szerzőtársai (2007) (a későbbiekben az „és szerzőtársai” helyett a latin „et al.” rövidítést fogjuk alkalmazni) részletesen vizsgálták az $FR = 1-2$ tartományt. Mérési eredményeik ugyancsak azt mutatták, hogy $FR \neq 1$ esetén az alap-, alsó- és felsőág nem jelenik meg. Jauvtis és Williamson (2004) a tömegarány hatását vizsgálta $FR = 1$ esetén kísérleti módszerek segítségével. Kimutatták, hogy az $m^* = 6-25$ tartományban a rezgéskép háromágú viselkedést mutat. A tömegarány értékét $m^* = 6$ alá csökkentve megjelenik a legfelső ág, ahol a rezgési amplitúdók értékei nagymértékben megnőnek. Ezen az ágon a szerzők 2T típusú örvényszerkezetet tapasztaltak (a hengerről két tripla örvény válik le).

Az áramlás által keltett szabadrezgések numerikus (CFD) vizsgálatát túlnyomó részt kis Reynolds-számok [$Re = U_\infty d/\nu \cong O(10^2)$, ahol U_∞ a megfúvási sebesség, ν a folyadék kinematikai viszkozitása és d a henger átmérője] esetén végzik. Ennek legfőbb oka az, hogy az áramlás közepes Reynolds-számok esetén ($Re = 10^3-10^4$) háromdimenziós (3D) viselkedést mutat. A szakirodalomban a 3D viselkedés ez által okozott megnövekedett számítási kapacitást kiküszöbölik oly módon, hogy a szisztematikus numerikus vizsgálatokat kis Reynolds-számok esetén végzik, majd a tapasztalt jelenségekből következtetnek a közepes Re esetén lévő lehetséges áramlási és rezgési folyamatokra.

Számos tudományos munka foglalkozik olyan kétszabadságfokú rezgések CFD vizsgálatával, ahol a sajátfrekvenciák a két irányban azonosak (például Singh és Mittal, 2005 vagy Prasanth és Mittal, 2008). Azonban az $FR \neq 1$ esetén végzett numerikus vizsgálatok száma meglehetősen korlátozott. Bao et al. (2012) és Wang

et al. (2017) CFD vizsgálatokat végzett rendre $Re = 150$ és 500 esetén az $FR = 1-2$ sajátfrekvencia-hányados tartományban. Megállapították, hogy a hengerre ható felhajtóerő-tényező frekvenciaspektrumában lévő harmadik felharmonikus jelentős hatással van a rezgőmozgásra.

A jelen tudományos munkában CFD számítások segítségével vizsgáljuk a sajátfrekvencia-hányadosnak a kialakuló rezgésekre gyakorolt hatását $f_v/f_{Ny} = 0,9; 1,0$ és $1,1$ értékek esetén, ahol f_v az álló henger esetén számított örvényleválási frekvencia. Az Re Reynolds-számot, az m^* tömegarányt és a ζ dimenziótlan csillapítási tényezőt rendre $150, 8/\pi$ és 0 állandó értéken tartjuk.

2. A megoldandó alapegyenletek és a számítási eljárás

A jelen dolgozatban az összenyomhatatlan, newtoni közeg kétdimenziós áramlását vizsgáljuk CFD technika segítségével. A számítások során a hengerhez kötött vonatkoztatási rendszerben felírt Navier-Stokes mozgásegyenlet két komponensét, a kontinuitási egyenletet és a folyadéknyomás számítására használt Poisson egyenletet oldjuk meg. Ezen egyenletek dimenziótlan alakban az alábbiak szerint írhatók:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - \ddot{x}_0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - \ddot{y}_0, \quad (2)$$

$$D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (3)$$

$$\nabla^2 p = 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \frac{\partial D}{\partial t}, \quad (4)$$

ahol x és y a Derékszögű Descartes Koordináta Rendszerben értelmezett koordináták, u és v a dimenziótlan áramlási sebesség x és y irányú komponense, p a dimenziótlan folyadéknyomás illetve D a sebesség divergenciája. A fenti egyenletekben $Re = U_\infty d/\nu$ a Reynolds-szám, ahol U_∞ a megfúvási sebesség, d a henger átmérője és ν a folyadék kinematikai viszkozitása. Az (1) és (2) egyenletben \ddot{x}_0 és \ddot{y}_0 a henger x és y irányú dimenziótlan gyorsulása, amelyeket az alábbi szerkezetre vonatkozó egyenletek segítségével számítunk:

$$\ddot{x}_0 + \frac{4\pi\zeta}{U^*} \dot{x}_0 + \left(\frac{2\pi}{U^*} FR \right)^2 x_0 = \frac{2C_D}{\pi m^*}, \quad (5)$$

$$\ddot{y}_0 + \frac{4\pi\zeta}{U^*} \dot{y}_0 + \left(\frac{2\pi}{U^*} \right)^2 y_0 = \frac{2C_L}{\pi m^*}. \quad (6)$$

Itt x_0 , \dot{x}_0 és \ddot{x}_0 rendre a henger hosszirányú (x) elmozdulása, sebessége és gyorsulása, míg az y_0 , \dot{y}_0 és \ddot{y}_0 ugyanazon mennyiségek keresztirányú (y) komponensei. A fenti egyenletekben C_D és C_L a hengerre ható ellenállás és felhajtóerő-tényezők, m^* a tömegarány (a henger tömegének és a kiszorított folyadék tömegének hányadosa) illetve ζ a dimenziótlan csillapítási tényező. Az (5) és (6) egyenletben $U^* = U_\infty/(f_{Ny}d)$ a redukált sebesség illetve $FR = f_{Nx}/f_{Ny}$ a sajátfrekvencia-hányados, ahol f_{Nx} és f_{Ny} a hossz- illetve keresztirányú sajátfrekvencia.

Fizikai tartományként egy körgyűrű alakú számítási teret tekintünk, amelynek dimenziótlan belső és külső sugara rendre R_1 és R_2 . Itt R_1 a körhenger felületét, míg R_2 a zavartalan áramlás helyét jelöli. Mindkét hengerfelületen a sebességre Dirichlet-típusú, míg a nyomásra Neumann-típusú peremfeltételt alkalmazunk. Ezek pontos kielégítésének érdekében peremre illesztett koordinátákat használunk. Ennek révén a fizikai tartományt egy számítási síkra képezzük le. E módszer előnye, hogy megfelelő leképző függvények alkalmazásával a számítási tartományon egyenközű háló, míg a fizikai tartományon a henger környezetében sűrű, a zavartalan áramlás helyén pedig ritka háló hozható létre.

A leképzett egyenleteket a transzformált peremfeltételekkel együtt a véges differenciák módszerének segítségével oldjuk meg (Baranyi, 2008). A térbeli deriváltakat negyedrendű differenciasémák segítségével diszkretizáljuk, kivéve a konvektív tagokat, ahol harmadrendű módosított upwind differenciasémát alkalmazunk. A Navier-Stokes mozgásegyenleteket és a szerkezeti egyenleteket explicit módon integráljuk, míg a nyomásra felírt Poisson egyenlet diszkretizációja során adódó lineáris egyenletrendszer az SOR (*successivel over-relaxation*) módszer segítségével oldjuk meg.

A számítási eljárást az R_2/R_1 sugárárány, a $\zeta_{max} \times \eta_{max}$ hálófelbontás (ahol ζ_{max} a henger felületén lévő, míg η_{max} a sugárirányú rácspontok száma) illetve Δt dimenziótlan időlépcső jellemzi. E paraméterek meghatározásához függetlenségi vizsgálatokat végeztünk, amelyek eredményeit a Dorogi és Baranyi (2018, 2019) munkákban ismertettünk. A megválasztott számítási paraméterek esetén kapott hálóra jellemző, hogy a henger melletti legkisebb cella mérete $0,0088d$, míg a testtől legtávolabbi és egyben legnagyobb cella mérete $2.766d$. A számítógépes programkód alkalmazása révén kapott eredményeket összehasonlítottuk a rendelkezésre álló irodalmi adatokkal álló illetve rezgőmozgást végző körhenger esetén. Eredményeink kiváló egyezést mutattak a szakirodalomban más szerzők által bemutatott eredményekkel. Ezek az összehasonlítások többek között a Baranyi (2008) és Dorogi és Baranyi (2018, 2019) irodalmakban található. Ezért, helytakarékosági okokból, jelen dolgozatban a függetlenségi vizsgálatot és a számítógépes programkód validálását nem kívánjuk megismételni.

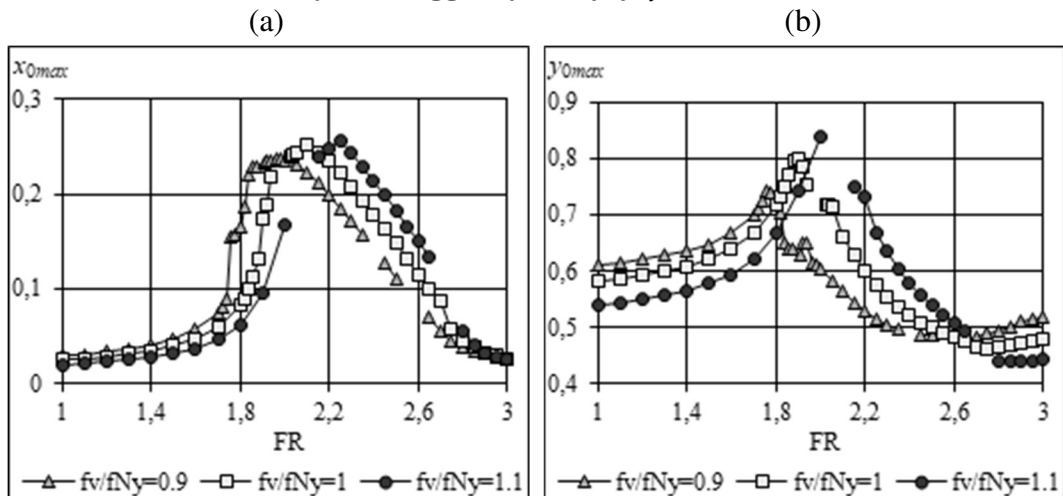
3. Az eredmények bemutatása

A jelen tudományos munkában az $FR = f_{Nx}/f_{Ny}$ sajátfrekvencia-hányados hatását vizsgáljuk a henger hossz- és keresztirányú rezgési amplitúdóra illetve a henger körüli áramlási folyamatokra vonatkozóan $f_v/f_{Ny} = 0,9; 1,0$ és $1,1$ esetén. Itt f_v az álló körhenger esetén számított örvényleválási frekvencia. A vizsgálatok során a

Reynolds-számot, a tömegarányt és a dimenziótlan csillapítási tényezőt rendre $Re = 150$, $m^* = 8/\pi$ és $\zeta = 0$ állandó értéken tartjuk.

Az 1a és b ábrán a hossz- és keresztirányú rezgési amplitúdók (x_{0max} és y_{0max}) láthatók a frekvenciahányados függvényében a vizsgált f_v/f_{Ny} értékek esetén. Megfigyelhető, hogy x_{0max} értéke minden esetben kisebb, mint y_{0max} , amely megegyezik Singh és Mittal (2005) és Prasanth és Mittal (2008) $FR = 1$ esetén kapott számítási eredményeivel. Látható továbbá, hogy a vizsgált frekvenciahányados-tartomány alapvetően három részre bontható. $FR < 2$ esetén a frekvenciahányados növelésével x_{0max} és y_{0max} növekvő tendenciát mutat, illetve a rezgési amplitúdó görbék f_v/f_{Ny} növelésével lefelé tolódnak el. Ezzel szemben az $FR \cong 2 - 2,6$ tartományban x_{0max} és y_{0max} változása teljesen ellentétes tendenciát mutat: FR növelésével a rezgési amplitúdók erőteljesen csökkennek, illetve a görbék felfelé tolódnak el f_v/f_{Ny} növelésével. Végül, a sajátfrekvencia-hányados értékét $FR = 2,6$ felett változtatva hasonló tendenciákat vélhetünk felfedezni, mint az $FR < 2$ esetben. E tartományban az f_v/f_{Ny} paramétert növelve a görbék lefelé tolódnak el. Azonban FR növelésével némi eltérést tapasztalunk az $FR < 2$ intervallumhoz képest: az x_{0max} kismértékű csökkenést, míg az y_{0max} kismértékű növekedést mutat.

1. ábra: Hosszirányú (a) és keresztirányú rezgési amplitúdók a frekvenciahányados függvényében $f_v/f_{Ny}=0,9; 1,0$ és $1,1$ esetén



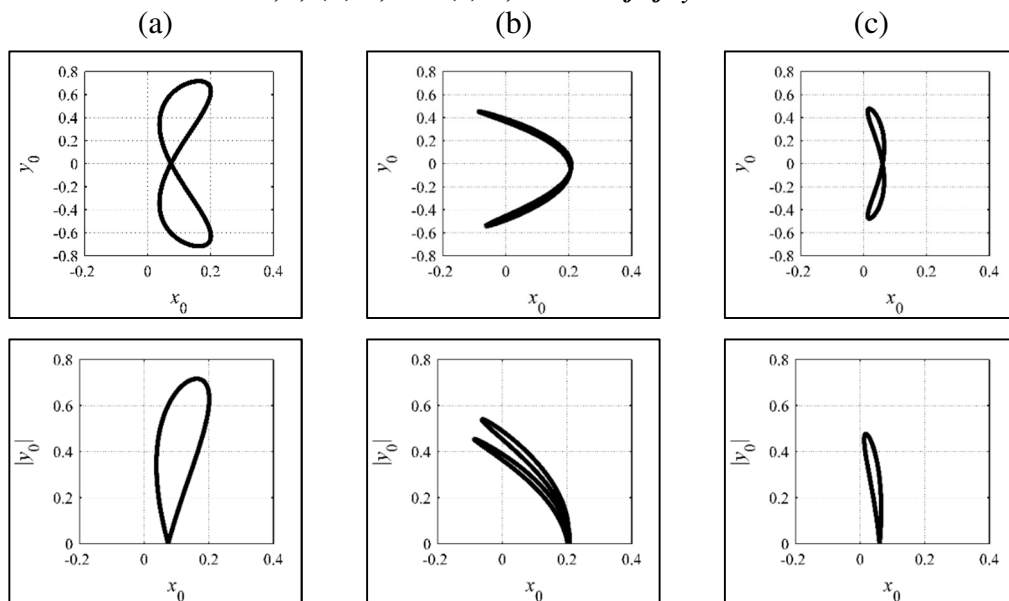
Forrás: A szerzők saját szerkesztése

Ahhoz, hogy az imént említett három tartományt részletesebben bemutassuk, először a henger pályagörbéit vizsgáljuk meg. A 2. ábra felső részén a henger (x_0 , y_0) pályagörbéi, míg az alsó részén az (x_0 , $|y_0|$) görbék láthatók három különböző FR értéknél $f_v/f_{Ny} = 1$ esetén. Megfigyelhető, hogy a henger torzított nyolcas alakú görbét követ mindhárom FR értéknél (lásd 2a, b és c ábrák felső része). Az ilyen típusú pályagörbe megjelenésére számos szakirodalmi példa van (például Dahl et al, 2007; Bao et al., 2012; Baranyi, 2012; Dorogi és Baranyi, 2019). Látható továbbá az is, hogy $FR < 2$ és $FR > 2,6$ esetén a pályagörbék szimmetrikusak, hiszen az (x_0 , $|y_0|$) síkon csak egy görbe látszik (lásd 2a és c ábra). Ez azzal magyarázható, hogy a

pályagörbék $y_0 < 0$ és $y_0 > 0$ tartományban fekvő részei egymás tükörképei. Ezzel szemben az $FR = 2-2,6$ esetén számított pályagörbék aszimmetrikusak, ugyanis az $(x_0, |y_0|)$ síkon két görbe figyelhető meg (2b ábra).

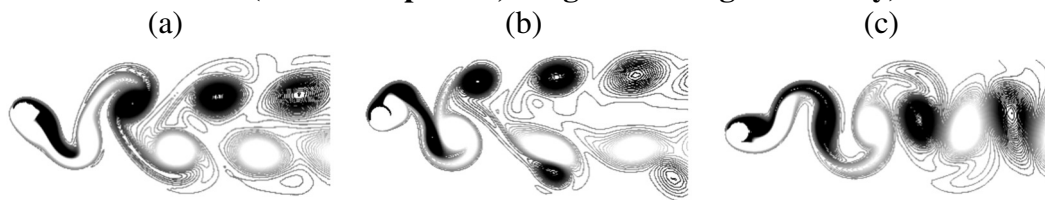
A 3. ábrán a henger mögött kialakuló örvényszerkezetek láthatók, ugyanazon paraméterkombinációknál, mint amelyeknél korábban a pályagörbét vizsgáltuk (lásd 2. ábra). A 3a és c ábrán 2S típusú örvényszerkezet szemlélhető, amely szimmetrikus terhelést jelent a hengerre nézve, így a henger pályagörbéje is szimmetrikus (lásd 2a és c ábra). Ezzel szemben, a 3b ábrán P+S örvényszerkezet figyelhető meg: a hengerről egy örvénypár és egy egyedülálló örvény válik le minden hengermozgási periódusban. Ez az örvényszerkezet a testet aszimmetrikus módon terheli, amely megmagyarázza a kialakult aszimmetrikus pályagörbét (2b ábra).

2. ábra: Az (x_0, y_0) (felső ábrák) illetve $(x_0, |y_0|)$ (alsó ábrák) pályagörbék (a) $FR=1,8$; (b) 2,5 és (c) 3,0 esetén $f_v/f_{Ny}=1$ mellett



Forrás: A szerzők saját szerkesztése

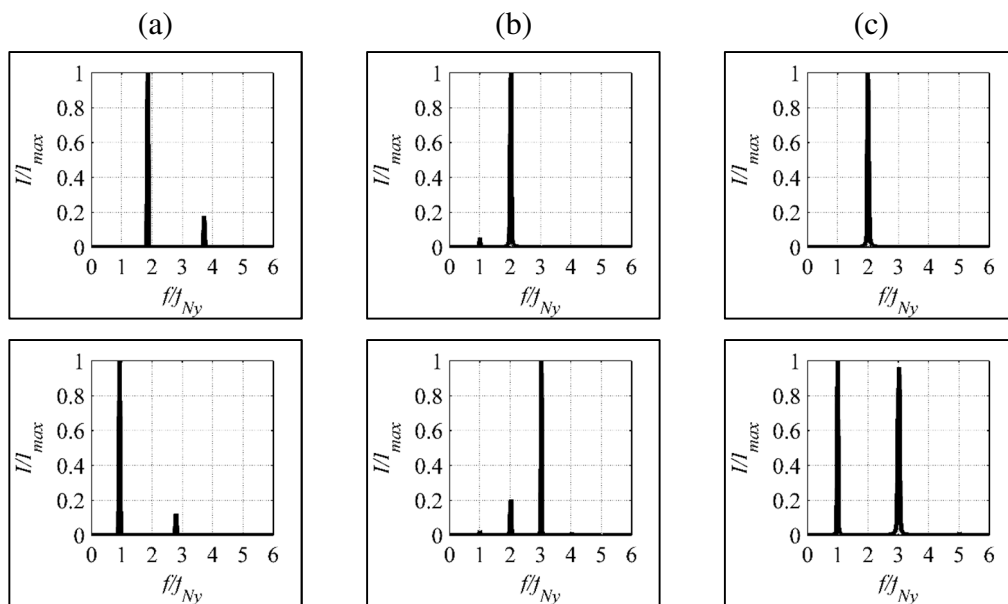
3. ábra: Örvényszerkezetek (a) $FR=1,8$; (b) 2,5 és (c) 3,0 esetén $f_v/f_{Ny}=1$ mellett (sötét szín: pozitív, világos szín: negatív örvény)



Forrás: A szerzők saját szerkesztése

A 4. ábra az ellenállástényező (felső ábrák) és felhajtóerő-tényező (alsó ábrák) frekvenciaspektrumait mutatja ugyanazon (FR; f_v/f_{Ny}) kombinációknál, mint amelyeknél korábban a pályagörbével és örvényszerkezettel kapcsolatos vizsgálatainkat mutattuk be. Az ábrák vízszintes tengelyein a keresztirányú sajátfrekvenciával normalizált frekvenciaértékek, míg a függőleges tengelyeken az I/I_{max} normalizált intenzitásértékek láthatók, ahol I az intenzitás és I_{max} a spektrumban megjelenő maximális intenzitásérték.

4. ábra: Az ellenállástényező (felső ábrák) illetve felhajtóerő-tényező (alsó ábrák) frekvenciaspektrumai FR=1,8 (a); 2,5 (b) és 3,0 (c) esetén $f_v/f_{Ny}=1$ mellett



Forrás: A szerzők saját szerkesztése

Az ellenállástényező frekvenciaspektrumában FR növelésének hatására számottevő változás nem fedezhető fel. A legjelentősebb frekvenciacsúcs mindvégig a keresztirányú sajátfrekvencia kétszerese. Ezen felül $FR < 2$ esetén $f/f_{Ny} = 4$ közelében (4a ábra), míg az $FR = 2-2,6$ tartományban az $f/f_{Ny} = 1$ helyen (4b ábra) látható egy-egy kisebb frekvenciacsúcs. Ezzel szemben a felhajtóerő-tényező frekvenciaspektrumában FR növelésével jelentős változás mutatkozik. A 4a ábra alsó részén megfigyelhető, hogy $FR < 2$ esetén a legjelentősebb frekvenciacsúcs megegyezik a keresztirányú sajátfrekvenciával. Emellett kisebb intenzitással megjelenik a harmadik felharmonikus ($f/f_{Ny} = 3$) is. E két frekvenciacsúcsról számos szakirodalomban tesznek említést. Jauvtis és Williamson (2004) a legfelső ágon azonosított $2T$ örvényszerkezet megjelenését a harmadik felharmonikkal magyarázta. Dahl et al. (2007) mérési eredményei azt mutatták, hogy az első és harmadik felharmonikus hatással van egymásra. Bao et al. (2012) CFD számításaik során ugyancsak tapasztalták e két frekvenciacsúcs megjelenését. Az $FR = 2$ és $2,6$ értékek között a harmadik felharmonikus a legintenzívebb (4b ábra), míg az $f/f_{Ny} =$

1 csúcs majdnem eltűnik a spektrumból. A 4b ábrán látható frekvenciaspektrumban felfedezhető továbbá a második felharmonikus is. Tapasztalataink azt mutatták, hogy a sajátfrekvencia-hányadost növelve az $fff_{Ny} = 2$ csúcs intenzitásértéke növekvő tendenciát mutat. Ennek oka egyelőre tisztázatlan, további vizsgálatokat igényel. Végezetül, az $FR > 2,6$ tartományban kapott számítási eredmények (4c ábra) nagymértékben hasonlítanak az $FR < 2$ esetén bemutatott eredményekhez. A 4c ábrán megfigyelhető, hogy az $fff_{Ny} = 1$ és 3 helyeken található csúcserőterek, amelyek közül az első felharmonikus bizonyul a legjelentősebbnek. Látható azonban, hogy a harmadik felharmonikus intenzitása sokkal nagyobb, mint $FR < 2$ esetén.

4. Következtetések

A jelen dolgozatban a párhuzamos áramlásba helyezett, kétszabadságfokú szabadrezgést végző körhenger körüli áramlási viszonyokat vizsgáltuk. A számítások során a henger hossz- és keresztirányú sajátfrekvenciája (f_{Nx} és f_{Ny}) különbözött; az $FR = f_{Nx}/f_{Ny}$ sajátfrekvencia-hányadost az $FR = 1-3$ tartományban változtattuk $f_v/f_{Ny} = 0,9; 1,0$ és $1,1$ értékek esetén. A vizsgálatok során a Reynolds-számot, a tömegarányt és a dimenziótlán csillapítási tényezőt rendre $Re = 150$, $m^* = 8/\pi$ és $\zeta = 0$ állandó értéken tartottuk. A legfőbb eredményeket az alábbi pontokban összegezzük:

- $FR < 2$ esetén a henger hossz- és keresztirányú rezgési amplitúdói (x_{0max} és y_{0max}) növekvő tendenciát mutatnak, illetve az amplitúdó görbék f_v/f_{Ny} növelésével lefelé tolódnak el;
- Az $FR \cong 2-2,6$ tartományban x_{0max} és y_{0max} értéke FR növelésével jelentősen csökken illetve a görbék f_v/f_{Ny} növelésével felfelé tolódnak el;
- $FR > 2,6$ esetén az amplitúdó görbék f_v/f_{Ny} növelésével lefelé tolódnak el. Emellett a sajátfrekvencia-hányadost növelve x_{0max} csökkenő, míg y_{0max} növekvő tendenciát mutat;
- A henger pályagörbéje mindhárom FR tartományban torzított nyolcas jelleget mutat. Azonban $FR < 2$ és $FR > 2,6$ esetén e görbék szimmetrikusak, míg az $FR=2-2,6$ intervallumban aszimmetrikusak. Szimmetrikus pályagörbe esetén 2S, aszimmetrikus esetben P+S örvényszerkezet alakul ki;
- A felhajtóerő-tényező frekvenciaspektruma jelentősen változik FR növelésével. $FR < 2$ és $FR > 2,6$ esetén az $fff_{Ny} = 1$ és 3 frekvenciacsúcsok játszanak nagy szerepet, amelyek közül az első felharmonikus ($fff_{Ny} = 1$) a legnagyobb intenzitású. Az $FR \cong 2-2,6$ tartományban az $fff_{Ny} = 1$ frekvencia összetevő intenzitása jelentősen lecsökken, míg az $fff_{Ny} = 3$ csúcs intenzitása nagymértékben nő. Ezek mellett a frekvenciaspektrumban megjelenik az $fff_{Ny}=2$ frekvenciacsúcs is.

Köszönetnyilvánítás

A cikkben ismertetett kutató munka az EFOP-3.6.1-16-2016-00011 jelű „Fiatalodó és Megújuló Egyetem – Innovatív Tudásváros – a Miskolci Egyetem intelligens szakosodást szolgáló intézményi fejlesztése” projekt részeként – a Széchenyi 2020 keretében – az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg.

Irodalomjegyzék

- Bao, Y., Huang, C., Zhou, D., Tu, J., Han, Z. (2012): Two-degree-of-freedom flow-induced vibrations on isolated and tandem cylinders with varying natural frequency ratios. *Journal of Fluids and Structures* 35: 50–75.
- Baranyi, L. (2008): Numerical simulation of flow around an orbiting cylinder at different ellipticity values. *Journal of Fluids and Structures* 24 (6): 883–906.
- Baranyi, L. (2012): Simulation of a low-Reynolds number flow around a cylinder following a figure-8-path. *International Review of Applied Sciences and Engineering* 3: 133–146.
- Bearman, P.W. (1984): Vortex shedding from oscillating bluff bodies. *Annual Review of Fluid Mechanics* 16: 195–222.
- Dahl, J.M., Hover, F.S., Triantafyllou, M.S. (2007): Resonant vibrations of bluff bodies cause multivortex shedding and high frequency forces. *Physical Review Letters* 99, Paper No. 144503, 4 pages
- Dorogi, D., Baranyi, L. (2018): Numerical simulation of a freely vibrating circular cylinder with different natural frequencies. *Ocean Engineering* 158: 196–207.
- Dorogi, D., Baranyi, L. (2019): Occurrence of orbital cylinder motion for flow around freely vibrating circular cylinder in uniform stream. *Journal of Fluids and Structures* (közlésre elfogadva)
- Feng, C.C. (1968): The measurement of vortex-induced effects in flow past stationary and oscillating circular and D-section cylinders. Diplomamunka, Columbia Egyetem, Vancouver, B.C., Canada
- Jauvtis, N., Williamson, C.H.K. (2004): The effect of two degrees of freedom on vortex-induced vibration at low mass and damping. *Journal of Fluid Mechanics* 509: 23–62.
- Khalak, A., Williamson, C.H.K. (1999): Motions, forces and mode transitions in vortex-induced vibrations at low mass-damping. *Journal of Fluids and Structures* 13 (7-8): 813–851.
- Moe, G., Wu, Z.-J. (1990): The lift force on a cylinder vibrating in a current. *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering* 112 (4): 297–303.
- Prasanth, T.K., Mittal, S. (2008): Vortex-induced vibrations of a circular cylinder at low Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics* 594: 463–491.
- Sarpkaya, T. (1995): Hydrodynamic damping, flow-induced oscillations, and biharmonic response. *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering* 117 (4): 232–238.
- Sarpkaya, T. (2004): A critical review of the intrinsic nature of the vortex-induced vibrations. *Journal of Fluids and Structures* 19 (4): 389–447.
- Singh, S.P., Mittal, S. (2005): Vortex-induced oscillations at low Reynolds numbers: hysteresis and vortex-shedding modes. *Journal of Fluids and Structures* 20 (8): 1085–1104.
- Wang, E., Xiao, Q., Incecik, A. (2017): Three-dimensional numerical simulation of two-degree-of-freedom VIV of a circular cylinder with varying natural frequency ratios at $Re=500$. *Journal of Fluids and Structures* 73: 162–182.
- Williamson, C.H.K., Govardhan, R. (2004): Vortex-induced vibration. *Annual Review of Fluid Mechanics* 36: 413–455.