
2.4 A hajó menettulajdonságainak tervezése

Az előző fejezetekben láthattuk, milyen egyedi alakot vesz fel a hajótest, és mennyire bonyolult annak a felületnek a definiálása, amely a hajó héjazatát jelenti. Ez a nem mindennapi forma évezredek fejlődésének eredménye, amelynek során minden követelményt, amelyet a hajóval szemben annak felhasználója támaszt, egyenlő mértékben lehetőleg maximálisan ki kell elégíteni. Egyik sem mehet a többi rovására, a sebesség nem veszélyeztetheti sem a stabilitást, sem a hossz-szilárdságot. A gazdaságosság, hogy minél több hasznos terhet lehessen adott vízkiszorítású hajóba berakni, tehát az minél kisebb önsúllyal bírjon, nem veszélyeztetheti a hosszú-távú gazdaságosságot, tehát pl. a hajózási körzet korlátozását vagy a karbantartási költségek túlzott mértékét.

Amikor ezekkel a kérdésekkel foglalkozik a hajótervező és építő, általában az elméleti hajó a vizsgálat tárgya. A hajónak azonban valóságos környezetben kell üzemelnie, valóságos folyamatokon vagy tengereken kell közlekednie. A valóságos körülmények veszélyeket hordoznak, és a hajónak ezeket a veszélyeket le kell győznie.

A következőkben azzal foglalkozunk, hogy azoknak a berendezéseknek a tervezése, amelyek az elméleti hajót leginkább valóságos használható eszközzé teszik, milyen módon végezhető el, milyen további tudást kell ahhoz még az eddigieken kívül megszerezni, hogy a tervezési munka alapos és lelkiismeretes lehessen.

Ez a három terület, amely az elméleti tudáson kívül alapos gyakorlati ismereteket is szükségessé tesz, a főgépüzem, a kormányberendezés és a fedélzeti berendezések területe.

Mielőtt azonban magukat a területeket érintenénk, meg kell ismerkedni a tengerrel, azzal a tereppel, ahol a hajónak bizonyítania kell saját és tervezőinek illetve építőinek rátermettségét, és el kell végeznie a kijelölt feladatokat.

2.4.1 A valóságos hajózási környezet

2.4.1.1 A mozgásban levő víz

A nyílt tengeren és a véges vízfelületeken kialakuló *hullámmozgás* bonyolult törvényeket követ. Az ilyen mozgásformák analitikus leírása rendkívül nehéz, és leginkább csak statisztikai módszerekkel lehetséges. Ugyanakkor meglehetősen jó eredményeket lehet felmutatni a *periodikus hullámok* geometriai és matematikai elemzésének elméleténél, ennek fejlődése lehetővé teszi, hogy a *valóságos óceáni hullámok* jelenségét jól meg lehessen közelíteni.

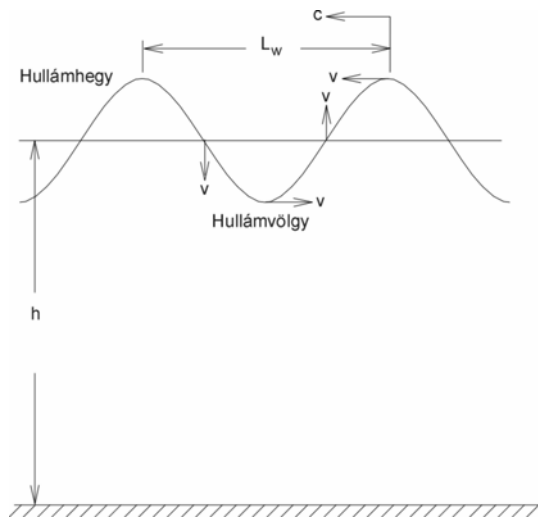
Az óceán hullámai hozzák létre a leghatalmasabb erőket az összes létező természeti jelenség közül. Mivel azonban hatalmas az erejük, és a hajók szerkezetére és mozgására összetett hatást gyakorolnak, ezeket az erőket ugyanakkor nagyon nehéz is mennyiségi alapon elemezni. Ennek ellenére bemutatunk olyan eljárásokat, amelyek az óceáni hullámok eredetét és azok hatásait többé-kevésbé mennyiségi alapon írják le.

2.4.1.1.1 Periodikus hullámok

A gravitáció szabályait követő hullámok közül egyes típusok periodikusak, és így lehetőség van *matematikai elemzésükre*. A hajó haladása közben a vízfelszínen létrehozott *hullámrendszer* alapján periodikus hullámsor jól definiálható *haladási sebességgel*. Ilyen periodikus jellegűek azok hullámok is, amelyeket modellkísérleti vontatásnál és *hullámvizsgáló medencékben* hoznak létre a modellek és a *hullámok partra gyakorolt hatásának* tanulmányozása érdekében. Óceánokon azok a hullámok, amelyeket több száz mérföld távolságban hozott létre valamilyen hatás, majdnem teljesen periodikusnak mutatkoznak, kis eltéréssel az átlagos periódusidőtől. A periodikus hullám legegyszerűbb esete a monokromatikus fény *egyszerű szinuszhulláma*, vagy a hanghullámok, de a kis amplitúdójú gravitációs hullámok is ilyenek. Ilyen hullámok szinte sohasem jönnek létre természetes módon, mégis széles körben tanulmányozzák a matematikai elmélet és a kísérletek jó egyezése miatt. A víz felszínén kialakuló egyszerű harmonikus, széles (kétdimenziós), kis amplitúdójú *gravitációs hullámok* esetében az alábbi egyenletet írhatjuk fel:

$$c^2 = (gL_w/2\pi)\tanh(2\pi h/L_w)$$

ahol L_w = hullámhossz (láb vagy méter)
 h = vízmélység (láb vagy méter)
 g = gravitációs gyorsulás
 c = a hullám haladási sebessége láb/sec vagy m/sec egységben (ez nem egyenlő a vízrészecskék sebességével)
 $\tanh(x)$ = hiperbolikus tangens x független változóval = $(e^x - e^{-x})/(e^x + e^{-x})$



2.4.1.1.1 ábra Szinuszhullám

A szinuszhullám T periódusideje az egy hullámhossz megtételéhez szükséges időtartam, azaz

$$T = L_w/c$$

Az ilyen hullám periódusideje állandó.

2.4.1.1.2 Klasszikus hullámelmélet

A következő gondolatmenet D. W. Taylor amerikai tengernagy munkájából származik, aki a klasszikussá vált első átfogó *sorozatmodell kísérletet* végezte a *hajók ellenállásának kiszámíthatósága* érdekében. A 2.2 fejezet tartalmazza az általa kidolgozott diagramokat és ellenállás-számítási módszerét.

Trochoidális hullámok a víz felületén

2.4 MENETTULAJDONSÁGOK

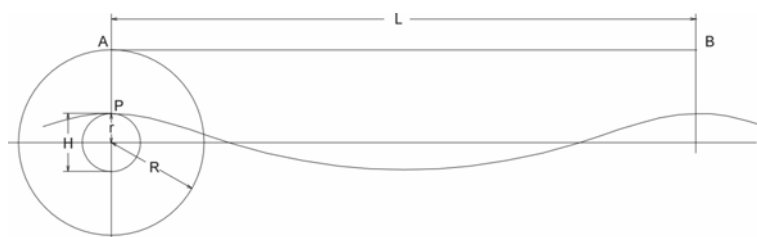
2. kiadás 2009.

2.4.1 A VALÓSÁGOS ...

Matematikai hullámok. A tenger hullámainak végtelen sok változata létezik. Vihar idején, amikor a legnagyobbak, ezek a hullámok egyáltalán nem szabályosak. Magasságuk és hosszuk nem egyforma két hullámhegy között, a *hullámhegyek és hullámvölgyek* pedig nagyon rövid lefutásúak. Valójában a viharos tenger nagyban ugyanazt mutatja, mint egy közepes szélben kialakuló *tarajos hullámrendszer*. Amikor azonban a viharok vége van, a rendszertelen tengerfelszín meglehetősen *egységes és szabályos hullámrendszer* alakját veszi fel, amelynek mozgástörvényei közel állnak a matematikai hullámokéihoz. A *matematikai hullámsort* úgy definiálhatjuk, mint végtelen sorát a párhuzamos, végtelenül széles, azonosságig hasonló bemélyedéseknek, amelyek egyenlő sebességgel haladnak olyan irányban, amely merőleges a hullámrendszer párhuzamos kiemelkedéseinek (hullámhegyek) és bemélyedéseinek (hullámvölgy) irányára. A matematikai hullámok a *kétdimenziós mozgás* tipikus esetei, mivel a mozgás azonos minden síkban, amely merőleges a hullámhegyek irányára.

Trochoidális hullámelmélet. Az ideális folyadék felszínén kialakuló matematikai hullámok elméletét, amely a legjobban megfelel a mi céljainknak, „trochoidális elméletnek” nevezzük.

Ez nem felel meg minden fizikai követelménynek, de elegendően jó megközelítést jelent gyakorlatilag minden esetben. Anélkül, hogy belemerülnénk ennek az elméletnek a matematikájába, a mozgást, a képleteket annak megfelelően fogadjuk el, ahogy az eredményeket sok évvel ezelőtt *W. J. M. Rankine* és a többi matematikus kidolgozta. A trochoidális hullámmozgásnál, amikor a víz mélysége nincs korlátozva, minden egyes vízcsepekszeke ugyanolyan *körmozgást* ír le, egy teljes *hullámperiódus* alatt teljes fordulatot tesz meg. A *körpálya* sugara a felületen elhelyezkedő részecskénél maximális, és gyorsan csökken a felülettől lefelé haladva annak ellenére, hogy elméletileg csak *végtelen vízmélységben* éri el a nulla értéket.



2.4.1.1.2.1 ábra
Trochoidális hullám alakja és a *legördülő kör*

A 2.4.1.1.2.1 ábrát figyelembe véve, legyen két hullámhegy között a

hullám hossza L , a *hullám magasságát* pedig a hullámvölgy legalsó és a hullámhegy legfelső pontja között jelöljük H -val.

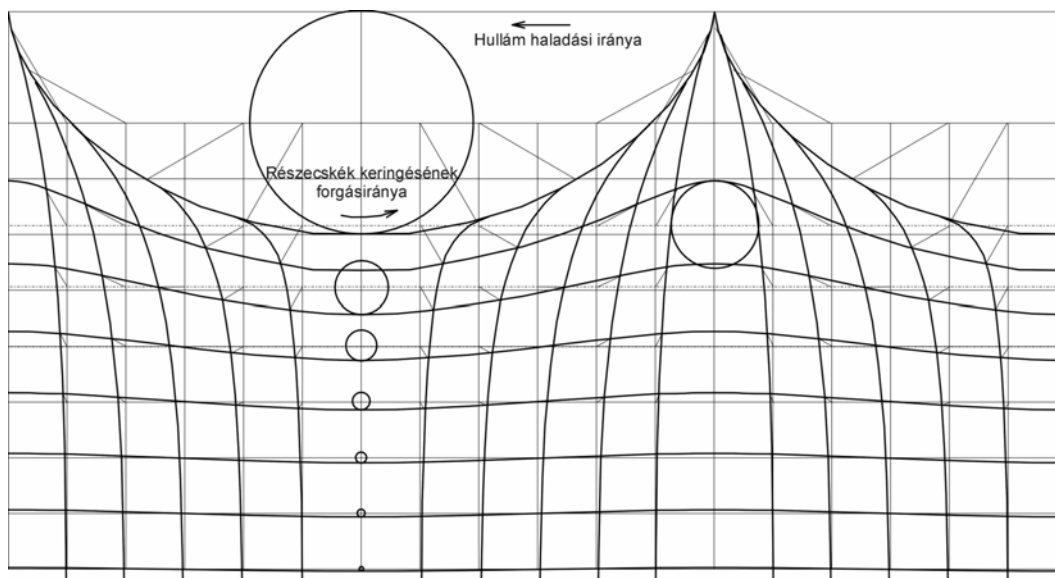
Legyen az L kerületű kör *sugara* $R = L/2\pi$.

Helyezzük el a kört a hullámban a hullámhegy helyénél úgy, hogy középpontjának magassága a hullámhegy és a hullámvölgy közé középre essen, majd jelöljünk ki egy P pontot, amelynek sugara a kör középpontjától $r = H/2$.

Abban az esetben, ha az R sugarú kör *végiggördül* az AB vízszintes egyenesen, a P pont egy *trochois görbét* fog leírni, amely olyan hullámfelületet ad, amelyet az eredetileg a vízfelszínen levő részecskék alkotnak.

Analog módon azok a vízrészecskék, amelyek bármilyen távolságra voltak eredetileg a vízfelszín alatt, egy kisebb sugarú pálya trochoidális felülete mentén találhatóak. A pálya sugara a felszín alatti távolságtól függ, és a mélységgel határozatlanul csökken. A 2.4.1.1.2.2 ábra azt mutatja, milyen belső mozgások jellemzik a trochoidális hullámokat, ahol láthatóak a különböző mélységekben érvényes trochois görbék, a pályaátmérők és azoknak a részecskéknek az egymás utáni helyzetei, amelyek sima vízben egyenlő távolságra levő függőlegesen helyezkednének el. Az ábra *legfelső határgörbéje* a maximális sugárhoz tartozó trochois görbe – más néven *tiszta trochois* vagy *ciklois* –, azonban a valóságos hullámok előbb összeomlanak, mielőtt ezt az állapotot elérnék.

A végtelen vízmélységben lezajló körmozgás tulajdonképpen az általános esetnek – amikor a vízmélység véges – a speciális esete. Az általános esetben ugyanis a vízrészecskék mozgásának pályája ellipszis, vagyis a vízszintes elmozdulás nagyobb, mint a függőleges.



2.4.1.1.2.2 ábra Trochoidális hullámmozgás

Jelöljük a és b betűvel az *elliptikus pálya* vízszintes és függőleges *féltengelyének* hosszát, az ellipszis középpontja h távolságra helyezkedik el a felszínen levő részecske alatt. Jelölje a_0 , b_0 a felszíni részecske pályájának féltengelyeit. Legyen d a *vízmélység*, azaz a távolság a felszíni pálya középpontja és a fenék között. Jelöljük R -rel a legördülő kör sugarát és ω -val a *szögsebességet*, amely ahhoz szükséges, hogy középpontjának sebessége egyenlő legyen a *hullám haladási sebességével*.

Jelölje L a hullám hosszát lábban, v a *hullám sebességét* láb per szekundumban, g a nehézségi gyorsulást láb per szekundum-négyzetben, e pedig a *természetes logaritmuszámot*, amelynek értéke 2,7183.

A mennyiségek közötti összefüggéseket az alábbi képletek fejezik ki.

$$\begin{aligned}
 a_0 &= b_0(e^{4\pi d/L} + 1)/(e^{4\pi d/L} - 1) \\
 b &= b_0(e^{2\pi(d-h)/L} - e^{-2\pi(d-h)/L})/(e^{2\pi d/L} - e^{-2\pi d/L}) \\
 a &= b_0(e^{2\pi(d-h)/L} + e^{-2\pi(d-h)/L})/(e^{2\pi d/L} - e^{-2\pi d/L}) \\
 v &= \omega R, \quad \omega = ((b_0/a_0)(g/R))^{1/2} \\
 v^2 &= (b_0/a_0)gR
 \end{aligned}$$

Amennyiben pedig T jelöli a hullám periódusidejét szekundumokban, annak értéke

$$T = L/v = ((a_0/b_0)(2\pi L/g))^{1/2} = ((a_0/b_0)(4\pi^2 R/g))^{1/2}$$

A végtelen vízmélység esetére írjuk be, hogy $d = \infty$.

Ekkor $a_0 = b_0 = r_0$, azaz, ha r a körpálya sugarát jelöli h mélységben a felszín alatt, írhatjuk, hogy

$$a = b = r = r_0 e^{-2\pi h/L}$$

Továbbra is $v = \omega R$, azonban $\omega = (g/R)^{1/2}$, így $v^2 = gR = g(L/2\pi)$, azaz

$$T = L/v = (2\pi L/g)^{1/2}$$

Behelyettesítve g értékét, ami 32,16 (amerikai rendszerben), valamint π értékét, a következő képleteket kapjuk a *mélyvízi trochoidális hullámokra*.

Sebesség láb per szekundumban	$v = 2,26\sqrt{L}$
Sebesség csomóban	$V = 1,34\sqrt{L}$
Periódusidő szekundumokban	$T = 0,442\sqrt{L}$
Hullámhossz lábban	$L = 0,196v^2 = 0,557V^2 = 5,118T^2$
Részecskék pálya-menti sebessége láb per szekundumban	$v_0 = \pi H/T = 7,11H/\sqrt{L}$

A *trochoidális hullámprofil* derékszögű koordinátákban való kifejezésekor válasszuk a θ görög betűt a *legördülés* során megtett szög jelölésére, amelynek értéke zéró a kezdeti állapotban, ahol a legördülő kör sugara függőleges, középpontja pedig a hullámhegy alatt van, amivel felírhatjuk az alábbiakat, ahol y értékét lefelé mérjük:

$$\begin{aligned}
 &\text{sekély vízben} \\
 &\quad x = R\theta - a \sin \theta \\
 &\quad y = h - b \cos \theta \\
 &\text{és mély vízben} \\
 &\quad x = R\theta - r \sin \theta \\
 &\quad y = h - r \cos \theta
 \end{aligned}$$

A hullámmozgás vonatkoztatási szintje a fenti képletekben is a felszíni részecskék pályájának középpontja.

A trochois görbe természete miatt ez valamivel feljebb van a sima víz szintjénél.

A különbség sekély víznél $a_0 b_0 / 2R$, mély víznél pedig $r_0^2 / 2R$.

Mély víznél a felszín alatti trochois görbék esetében ez az érték, azaz a pályaközéppontok magassága a sima vízben érvényes szint felett $(r_0^2 / 2R)e^{-2h/R}$, ahol h a pályák középpontjának távolsága a felszíni pálya középpontja alatt.

A trochoidális hullámok *potenciális energiával* rendelkeznek abból a tényből kiindulva, hogy ennél a mozgásnál a részecskék feljebb helyezkednek el, mint ahol sima víznél lennének, és kinetikus energiával is a részecskéknek saját pályájukon történő mozgási sebessége miatt.

Mély vízben annak a vízmennyiségnek a kinetikai illetve potenciális energiáját, amely végtelen mélységig terjed ki, fajsúlya w és egy hullámhossz hosszúságú, a következőképpen írhatjuk fel:

$$\begin{aligned} \text{kinetikus energia} &= \\ &= \text{potenciális energia} = (\omega\pi/2)r_0^2 R(1-r_0^2/2R^2) = \omega r_0^2 L/4(1-2\pi^2 r_0^2/L^2) \end{aligned}$$

Habár egy egységes hullámrendszer hullámának energiája, vagy inkább annak a víztömegnek az energiája, amelynek hosszúsága egy hullámhossz, és amelyen áthalad a mozgás, állandó marad, ez a tömeg állandóan energiát vesz fel a mögötte levő víztől, és azt átadja az előtte levő víznek, ahol az energiatovábbítás mértéke akkora, hogy az egy hullám alatt továbbított teljes energiamennyiség megegyezik a fenti kifejezésben foglalt állandó kinetikus vagy potenciális energia mennyiségével.

Mivel a $2\pi^2 r_0^2 / L$ értéke a valóságos hullámoknál ritkán éri el az 1/20 értéket, de általában 1/100 körül van, gyakorlati okokból feltételezhetjük, hogy a trochoidális hullámok energiája, potenciális és kinetikus, a hullámmagasság négyzetének és a hullámhossznak a szorzatával arányos.

Hullám-szuperpozíció és hullámcsoportok. Ha szuperponálunk két trochoidális hullámsort, amelyek azonos L hullámhosszúságúak, tehát azonos haladási sebességűek, és amelyek azonos irányban haladnak, a két rendszer párhuzamos hullámhegyeinek távolsága a , az eredmény egy L hullámhosszúságú egyetlen hullámrendszer lesz. Ha a két összetevő hullámmagasságát H_1 és H_2 jelöli, az eredő hullámsorét pedig H , felírhatjuk:

$$H^2 = H_1^2 + H_2^2 + 2H_1H_2\cos(2\pi a/L)$$

Ha az összetevő hullámsorok *azonos fázisban* vannak, a hullámhegyek és hullámvölgyek helye megegyezik,

$$a = 0 \quad H = H_1 + H_2$$

Ha *ellenkező fázisban* vannak, egyikük hullámhegye a másik hullámvölgyével találkozik

$$a = L/2H^2 = H_1^2 + H_2^2 + 2H_1H_2\cos\pi = H_1^2 + H_2^2 + 2H_1H_2$$

Tehát $H = H_1 - H_2$. Ebben az esetben, ha $H_1 = H_2$, az összetevők kioltják egymást, és az eredő sima vízfelület.

A hullámok szuperpozíciójából levonható érdekes és fontos következtetés a hullámcsoportok elmélete. Tételezzük fel, hogy szuperponálunk két azonos magasságú trochoidális rendszert, amelyek hullámhossza azonban eltérő, így az egyik rendszer kicsit gyorsabban halad a másikonál. Tehát lesznek olyan pontok, ahol a hullámmagasság kétszerese lesz az egyes összetevők magasságának, lesznek azonban olyan pontok is, ahol a hullám magassága zéró lesz, hiszen az eredő hullámsornál hullámhegy találkozik hullámheggyel, más ponton pedig hullámhegy adódik hozzá a hullámvölgyhöz.

Az eredő hullámsor ebben az esetben számos hullámcsoportból fog állni, mindegyik közepén maximális hullámmagasságot lehet tapasztalni, amely fokozatosan csökken előre vagy hátrafelé haladva, amíg a csoportokat végtelenül kis magasságú hullámok választják el, ami gyakorlatilag sima vizet jelent.

A trochoidális elmélet segítségével bizonyítható, hogy mindegyik csoport együtt mozog éppen feleakkora sebességgel, mint amely az eredeti összetevők hullámhosszának felel meg.

Az egyes hullámok azonban saját természetes sebességükkel haladnak, ami a csoport sebességének kétszerese. Mindegyik hullám a csoport hátsó részéből indul el, ahol magassága végtelenül kicsi, majd áthalad a csoporton, amíg el nem éri magassága maximumát a csoport közepén, aztán magassága ismét csökken, amint előre halad, és ismét végtelenül kicsire változik a csoport elején, azaz a következő csoport végén. A fenti gondolatmenet arra épült, hogy eredetileg két végtelen hullámsorral volt dolgunk.

Úgy is elindíthatunk azonban egy természetes körkörös kifelé haladó hullámrendszert, hogy kavicsot dobunk egy hídról az alul levő sima vízbe. Ez a körkörös kifelé haladó csoport olyan általános jellemzőket mutat, amelyek hasonlóak az elméleti trochoidális csoportéihoz.

Ha a vízben elegendő hely van a híd lábáig a hullámok kifutásához, megfigyelhetjük, amint egy hullám észrevehetővé válik a körkörös csoport hátsó végénél; áthalad a csoporton, miközben eléri maximális magasságát, majd ismét elhal, amint egyre messzebb és messzebb kerül a csoport közepétől.

Az is belátható azonban, hogy az elméleti trochoidális csoporttal ellentétben, amely előtt és mögött hasonló csoportok vannak, az egyszerű körkörös csoport szélesedik terjedése közben. Például, ha adott pillanatban öt látható hullámból áll, kicsit később hat, aztán hét, és így tovább, egyre növekvő számú hullámból fog állni. Ez a jelenség azonban azzal függ össze, hogy ugyanakkor a csoport hullámainak magassága csökken.

Kísérleti vizsgálatok a trochoidális elmélet területén. Bár a trochoidális hullámelmélet eléggé bonyolult, még mindig ez a legegyszerűbb azok közül, amelyek a témával foglalkoznak. Felmerül azonban a kérdés, mennyire jól reprezentálja a valóságos *vízfelszíni hullámokat*.

A trochoidális hullámok alapvető jellemzője az, hogy haladási sebességük kizárólag

hosszúságuktól és a vízmélységtől függ, de az utóbbtól is csak sekély vízben, azonban mély vízben csak a hullámhossznak van ráhatása.

A huszadik század elején „A hullámok hatása műszaki szemszögből” (Wave Action in Relation to Engineering) című tanulmányában, amely az *amerikai hadmérnökök testülete* (U. S. Army Corps of Engineers) egyik szakmai közleményében jelent meg, *D. D. Gaillard* őrnagy ezt az összehasonlítást végezte el a valóságos és a trochoidális hullámok között.

Azt találta, hogy a közzétett adatok a nyílt tengeren végzett megfigyelésekről nem túlzottan vannak összhangban – ami természetes, ha a megfigyelések nehézségeit is figyelembe vesszük. Szerencsére azonban Gaillard saját maga elvégzett erre vonatkozóan egy kísérletsort, amelynek körülményei kedvezően befolyásolták a pontosságot, a Felső-tavon (Lake Superior) a Minnesota állambeli Duluth mellett a hajózó csatornában 1901 és 1902 folyamán.

A csatorna, ahol a megfigyelést elvégezték, kb. 300 láb széles, 26 láb mély és mintegy 1.000 láb hosszú. A csatorna Duluth kikötőjét köti össze a Felső-tóval, és egyedülálló abban a jelenségben, hogy vihar alatt és után a hullámok gyakran egyenesen haladtak be a torkolatán és haladtak végig rajta. A hullámok alakját fényképeken rögzítették.

A hullámok sebességét is eléggé pontosan lehetett meghatározni.

A két év során összesen 631 megfigyelést végeztek.

A hullámok magassága 2 és 23 láb között változott, a hullámhossz 45 és 425 láb között, a hullámok haladási sebessége pedig 9,1 és 33,3 láb per szekundum között. A vízmélység alsó és felső határa 33 ill. 27 láb volt, a 631 megfigyelésből 533-at végeztek a csatornában, amelynek mélysége 26 láb.

Ennél az 533 megfigyelésnél a megfigyelt közepes sebesség és a sekély-vízi trochoidális képlettel kiszámított közepes sebesség eltérése kevesebb volt mint fél százalék. Ez gyakorlatilag egzakt egyezés. A csatornán kívüli megfigyeléseknél, ahol a körülmények nem kedveztek annyira a pontosságnak, az egyezés nem volt ennyire jó. Gaillard megfigyelései szemmel láthatóan igazolják a trochoidális elmélet megbízhatóságát a legfontosabb paraméter esetében, ami a hullámhossz és a haladási sebesség közötti összefüggést jelenti.

Igaz, hogy csak sekélyvízi hullámokkal foglalkozott, de tudjuk, hogy éppen a sekélyvízi trochoidális hullámok hajlamosak arra, hogy ne kövessék pontosan a valóságos hullámok viselkedését.

Gaillardnak a duluthi csatornában fényképezéssel nyert valóságos hullámalakjai nagyon jó egyezést mutattak a trochoidális hullámalakokkal. Az eltérések a hullám közepes magasságánál voltak a legnagyobbak, ahol a trochoidális elmélet gyengesége a folyamatossági és dinamikus stabilitási feltételek kielégítése szempontjából a legszembetűnőbb.

Gaillard úgy találta, hogy a valóságos hullám megemelkedett része „mindig keskenyebb, lesüllyedt része pedig mindig szélesebb, mint ahogy az elmélet állítja, a különbségek pedig egyre szembetűnőbbek lesznek, amint a hullám megközelíti az átesési pontot”.

A valóságos hullámalakok azonban egyáltalán nem voltak egyformák, egymástól legalább annyira különböztek, mint a trochoidális formától.

A viharos tenger hullámainak megfigyelése nagyon hamar bebizonyítja, hogy nincs két egyforma hullám, ami nyilvánvalóan lehetetlenné teszi, hogy bármilyen matematikai képlettel pontosan helyettesíthessük a valóságos tengeri hullámokat. Összegzésül azonban levonhatjuk azt a következtetést, hogy a trochoidális képlet nagyon jól megközelíti a valóságos hullámokat a haladási sebességet illetően, elégséges pontossággal közelíti a hullám alakját is, és gyakorlati célokra sokkal jobb, mint a valamivel pontosabb, de sokkal bonyolultabb többi képlet, amelyeket szintén kidolgoztak. Ezek maguk is eléggé bonyolultak és nehézkesek.

A trochoidális hullámok változása a mélység függvényében. Mély vízben a trochoidális hullámok haladási sebessége, v , a következő képlettel írható le:

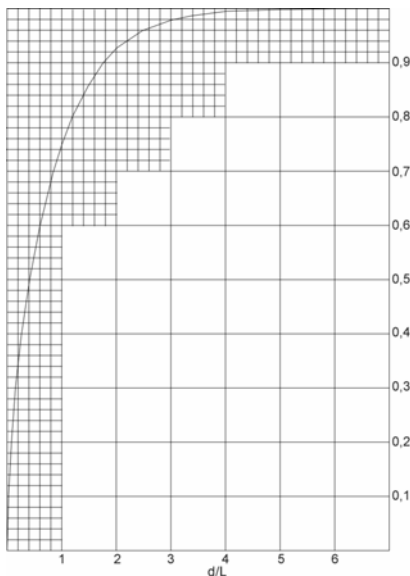
$$v^2 = gL/2\pi$$

Korlátozott d vízmélységnél ugyanez:

$$V^2 = (gL/2\pi)((e^{4\pi d/L}-1)/(e^{4\pi d/L}+1))$$

Tehát ha az L hosszúságú hullám haladási sebességét a körpálya középpontja alatt mérhető d mélységű vízben viszonyítjuk az ugyanolyan hosszúságú hullám haladási sebességéhez végtelen vízmélységnél, a viszonyszám

$$((e^{4\pi d/L}-1)/(e^{4\pi d/L}+1))^{1/2}$$



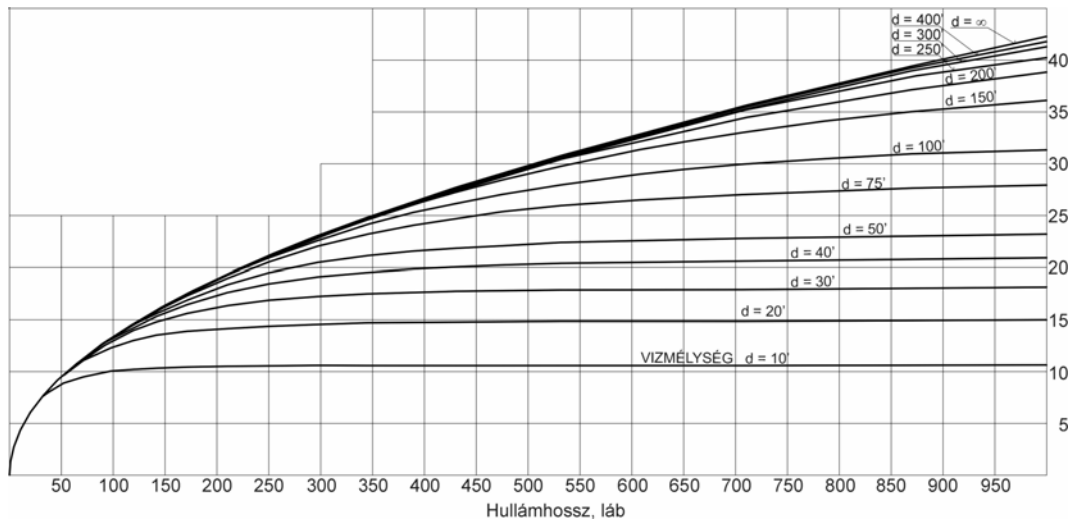
2.4.1.1.2.3 ábra Hullám haladási sebessége sekély és mély vízben

A 2.4.1.1.2.3 ábra ennek a viszonyzámnak az értékét ábrázolja a d/L függvényében. Jól látható, hogy amikor a vízmélység a hullámhossz felével egyenlő, a sebesség szinte ugyanannyi, mint végtelen mélységnél, és amikor a vízmélység mindössze $0,3L$, a sebesség csökkenése csak $2,5\%$.

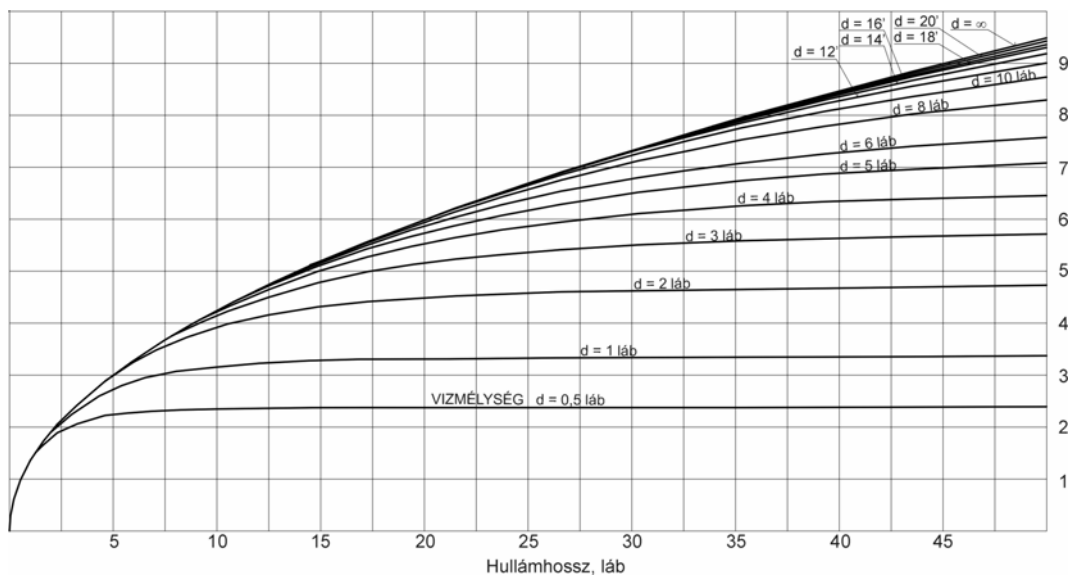
A 2.4.1.1.2.4 és 2.4.1.1.2.5 ábra grafikusán mutatja a kapcsolatot a vízmélység, a hullámhossz és a hullám haladási sebessége között, ahol a sebesség egysége a csomó. A 2.4.1.1.2.5 ábra csupán a 2.4.1.1.2.4 ábra alsó részét nagyítja ki érthetőség kedvéért. Jól látható, hogy mindegyik vízmélységnél létezik egy *határsebesség*, amely független a hullámhossztól.

Be kell látnunk, hogy ha a fenti összefüggést alkalmazzuk a *sekélyvízi hullámterjedésre*, amint d/L egyre kisebb lesz, a határérték képlethez közelítünk, azaz $V^2 = gd$.

Ebben az esetben d nem a víz eredeti mélységét jelöli, hanem a felszíni vízrészecskék pálya-középpontja alatti mélységet.



2.4.1.1.2.4 ábra Kapcsolat a hullámhossz, vízmélység és hullámsebesség között



2.4.1.1.2.5 ábra Az előző ábra alsó tartományának részletezése

Ez fizikailag azt jelenti, hogy minél sekélyebb a víz, a trochoidális hullámrendszer annál inkább megközelíti azt az állapotot, amikor a hullámhegyek elválnak a hullámvölgyektől, amelyek gyakorlatilag a sík alakhoz közelítenek. Vagyis, másképpen fogalmazva, úgy viselkedik, mint különálló hullámok sora, átalakulóban levő hullámok, ahol csak hullámhegyek vagy kiemelkedések vannak hullámvölgyek nélkül.

Az óceán hullámainak méretei

A tengerjáró emberek számára legfontosabb adatot az óceán hullámainak magassága

jelenti.

Az előzőek alapján világos, hogy a mély tengerek hullámaihoz tartozó magasságok, hosszak és sebességek meghatározása nehézségekbe ütközik.

A világ különböző országaiból származó szakemberek megfigyelése alapján megállapítható, hogy 40 láb magasságot elérő hullámokat (hullámhegytől hullámvölgyig) is létre tudnak hozni nagy mélységű vízben a szokatlanul heves és hosszantartó viharok.

Ezt a magasságot egyes szuperpozícióval létrejövő hullámok túl is léphetik.

Gaillard megfigyelt egy hullámot az amerikai halászati bizottság *Albatross* gőzösének fedélzetén az Egyesült Államok északi csendes-óceáni partvidékén, amely a kameraállás és a hajó méretei alapján elérhette az 55-60 láb magasságot.

Hasonló hullámmagasságot más hajókról is jelentettek a viharos északi Atlanti-óceánról.

A fentiek alapján kijelenthetjük, hogy a 30 láb hullámmagasság megszokott. Viharos tengeren azonban nem mindegyik hullám éri el a maximális magasságot. A 30-40-láb magas hullámok bizonyos időközönként érkeznek, a közbeeső hullámok alacsonyabbak.

A hullámoknak a hajó igénybevételét jelentő hatásánál megszokott dolog, hogy a legrosszabbat tételezik fel, tehát úgy számolnak, mintha a hajó olyan hullámos tengeren hajózna a hullámok haladási irányával párhuzamosan (vagyis a hullámok irányára merőlegesen), ahol a hullámhossz megegyezik a hajó hosszával, és a hullám magassága a hullámhossz 1/20 értéke. Ez ésszerű átlagnak látszik, de vannak ennél meredekebb hullámok is. A nagyobb meredekség a rövidebb hullámokra jellemző, a vihar-hullámok pedig kialakulásuk időszakában sokkal meredekebbek, mint azok a tartósan nagy hullámok, amelyek a vihar elvonulása után végighaladnak.

A hullámhossz kérdéséhez tudni kell, hogy az 500 láb feletti hosszúságú hullámok ritkák, azonban a 40-láb magas tengeri hullámok hossza könnyedén elérheti a 600-800 lábat, sőt, mértek már 1.000 láb hosszúakat is.

A maximális méretű hullámok kialakulásához igen nagy szabad vízfelületre van szükség. Gaillard következtetései szerint a nagy tavakon és part-menti vizeken 20-25 láb magas és 275-325 láb hosszú hullámokkal lehet találkozni, tehát az 500 lábat elérő hajók szinte sohasem találkoznak saját hosszuknak megfelelő hosszúságú hullámokkal. Ez napjainkban is igaz, bár olyan esetekben, amikor a hajó haladási iránya a hullámrendszerrel nem derékszöget zár be, előfordulhat olyan hullám, ahol a farnál és az orrnál hullámhegy van, amikor a főborda alatt hullámvölgyet figyelhetünk meg.

A szél és hullámok kapcsolata. A hullám hossza (és annak haladási sebessége) a hullámkeltő szél sebességének függvénye.

Ez a kapcsolat azonban nem tökéletesen ismeretes. Vihar érkezése előtt vagy vihar alatt figyeltek meg olyan hullámokat, amelyek a szél sebességénél gyorsabban haladtak.

Ebből még nem következik, hogy a hullám gyorsabban halad, mint az azt létrehozó szél.

A jelenséget az okozza, hogy a komolyabb viharok kör-alakúak (ciklonok), a vihar középpontja pedig a szél sebességénél lassabban halad. A hullám tehát, amelyet a szél hoz létre, és amely annál lassabban halad, a vihart meg tudja előzni, és olyan területre eljuthat, ahol a szél nem fúj olyan hevesen.

BBBZ-kódex

Az elmondottak értelmében a nyilvánosságra hozott megfigyelések és adatok nem nevezhetőek egybehangzónak. A francia haditengerészet közlése szerint viharban a hullámok haladási sebessége a szélesebbég 0,6-szerese, Gaillard pedig azt közölte, hogy sekély vízben, ahol a hullámok lassabban haladnak, ez a viszonyszám 0,5 lehet. Ha a trochoidális képletet fogadjuk el, 0,5 sebességviszony esetén az alábbi táblázat szerinti értékeket kapjuk.

2.4.1.1.2.1 táblázat A szélesebbég, hullámsebesség, hullámhosszúság és periódusidő kapcsolata

Szélesebbég, mérföld per óra (1,61 km/h)	20	40	60	80	100
Hullámsebesség, mérföld per óra	10	20	30	40	50
Hullámsebesség, csomó	8,7	17,4	26,1	34,7	43,4
Hullámsebesség, láb per szekundum	14,7	29,3	44,0	58,7	73,3
Hullámhosszúság, láb	42	168	378	673	1.051
Hullám periódusidő, szekundum	2,86	5,73	8,59	11,46	14,33

A vihar hullámainak magassága is a szél erejétől függ, illetve a nyitott felület méretétől, a kifutástól, ahol a szél fúj.

Egy ismert brit mérnök, *Thomas Stevenson*, megfigyeléseit a következő képletbe foglalta:

$$h = c\sqrt{f}$$

ahol h a hullámmagasság lábban, c olyan tényező, amely a szélerősségtől függ, f pedig a nyitott tér mérete (fetch, kifutás) mérföldben (1,61 km). Erős szélben a c értéke 1,5.

A képletből a következő táblázatot állíthatjuk össze:

$h =$	10	15	20	25	30	35	40
$f =$	44	100	178	278	400	544	711

Első látásra ezek az értékek nem látszanak összhangban levőnek azzal a ténnyel, hogy a magas hullámok ritkák még akkor is, ha nagy nyitott vízfelületekről beszélünk.

Mivel azonban a nagyobb viharok ciklonok, tehát körben forognak, és a leghevesebb része ezeknek ritkán nagyobb öt-hatszáz mérföldnél, Stevenson formulája mégis

összhangban van az általános adatokkal.

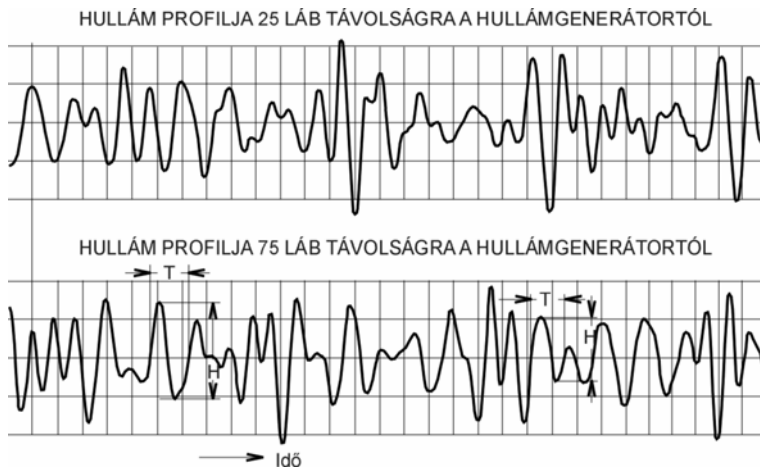
2.4.1.1.3 Az irreguláris hullámok leírása

Az *irreguláris hullámokat* az idő függvényében ábrázolhatjuk, amint azt a 2.4.1.1.3.1 ábra mutatja.

Ábrázolhatjuk azonban a frekvencia szerint is. A 2.4.1.1.3.2 ábrán látható a kapcsolat a két függvényrendszer között.

Az irreguláris hullámok a *harmonikus hullámok felharmonikusaiból* is kialakulhatnak,

amelyek az idő szerint arányosak a harmonikus hullámokkal *Fourier sorozatoknak* megfelelően.

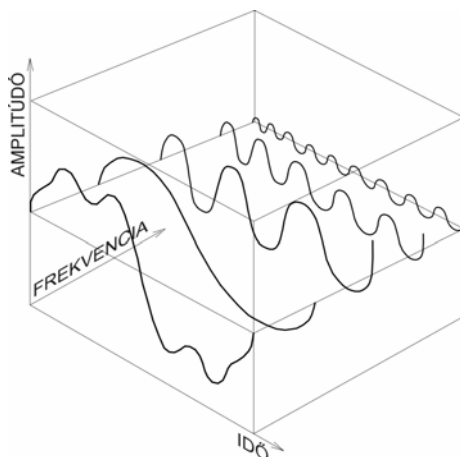


2.4.1.1.3.1 ábra Irreguláris tengeri hullámok

Az óceáni hullámsorok azonban sohasem felelnek meg a Fourier sorozatoknak, tehát nem is írhatók le azokkal. A nem ismétlődő hullámsort a folyamatos spektrum statisztikai becslésével lehet helyettesíteni, amint azt a 2.4.1.1.3.3 ábra

mutatja.

Mivel azonban számos különböző hullámkép eshet ugyanabba a spektrumba, és a hullám haladási irányára egy egyponos mérés nem ad kellő információt, a hullámrendszer leírása nem lehet teljes.



2.4.1.1.3.2 ábra Hullámok ábrázolása az idő és a frekvencia függvényében

Bizonyos paraméterek specifikálása azonban hasznos lehet, pl. a lényeges hullámmagasság, $H_{1/3}$, amely a harmadik legmagasabb hullám magassága az irreguláris hullámséma során. A lényeges hullámmagasság az, amelyet a legtöbb megfigyelést végző szakember fogad el annak az értéknek, amelyet a vizuális megfigyeléseknél *átlagos hullámmagasságnak* neveznek. A 2.4.1.1.3.1 táblázat a World Meteorological Organization (*WMO, meteorológiai*

világszervezet) korrelációit tartalmazza a tenger *viharfokozata* és a lényeges hullámmagasság között, de szerepelnek olyan értékek is benne, mint a tartós szélsébség, a viharfokozat valószínűségi százalékos aránya és a hullám periódusideje.

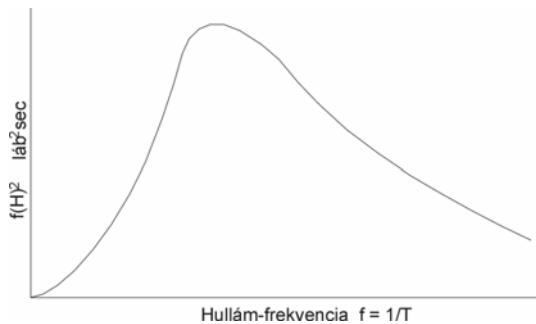
2.4.1.1.3.1 táblázat Éves viharfokozatok a nyílt óceánon az északi féltekén

<i>Vihar-fokozat</i>	<i>Lényeges hullám-magasság (láb)</i>	<i>Tartós szél-sebesség (csomó)</i>	<i>Százalékos valószínűség</i>	<i>Hullám periódusidő (sec)</i>	
				<i>Tartomány</i>	<i>Legvalószínűbb</i>
0-1	0-0.3	0-6	0	-	-

BBBZ-kódex

2	0.3-1.6	7-10	5.7	3-15	7
3	1.6-4.1	11-16	19.7	5-15.5	8
4	4.1-8.2	17-21	28.3	6-16	9
5	8.2-13.1	22-27	19.5	7-16.5	10
6	13.1-19.7	28-47	17.5	9-17	12
7	19.7-29.5	48-55	7.6	10-18	14
8	29.5-45.5	56-63	1.7	13-19	17
>8	>45.5	>63	0.1	18-24	20

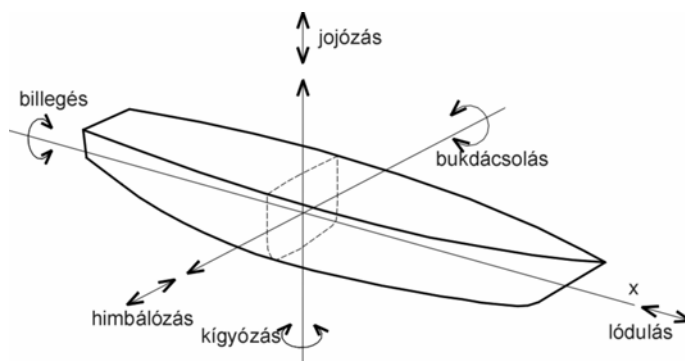
2.4.1.2 A hajó mozgásformái hullámos vízen



2.4.1.1.3.3 ábra Grafikus kapcsolat a hullámmagasság és a periódusidő között

A hajó mozgásformáiról már volt szó korábban, de annak okait és részleteit ez a fejezet mutatja be. A hajó mozgása egy összetett három-dimenziós hullámrendszerben nagyon bonyolult, de ezeket a mozgásformákat hat

szabadságfokra bonthatjuk három egymásra merőleges tengelyhez viszonyítva, amint azt a 2.4.1.2.1 ábrán látjuk.



2.4.1.2.1 ábra A hajó mozgásai
Ez a három tengely-menti egyenes-vonalú mozgás a következő.

1. *Sebesség-ingadozás (lódulás)* – A hajó haladási irányában történő sebességnövekedés illetve csökkenés, amely a haladási sebességet periodikus módon

változtatja.

2. *Himbálózás* – A hajó hossz-szimmetriasíkjára merőleges *y-tengely* mentén történő oldalirányú lengőmozgás.
3. *Jojózás* – Függőleges tengely mentén történő lengőmozgás, amelyet a hajó súlya és a vízkiszorítás közötti állandó egyensúlyváltozás okoz, amelynek forrása az utóbbinak a hullámok miatt bekövetkező változása.

A három forgómozgás.

4. *Billegés (rollázás)* – A hajó hossz-tengelye körüli forgó lengőmozgás (ami független a nem lengő billenéstől vagy lógástól).

2.4 MENETTULAJDONSÁGOK

2. kiadás 2009.

2.4.1 A VALÓSÁGOS ...

-
5. *Bukdácslás* – A hajó keresztirányú tengelye körüli lengőmozgás (ami független más nem lengő trimtől).
 6. *Kígyózás* – A hajó függőleges tengelye körüli lengőmozgás.

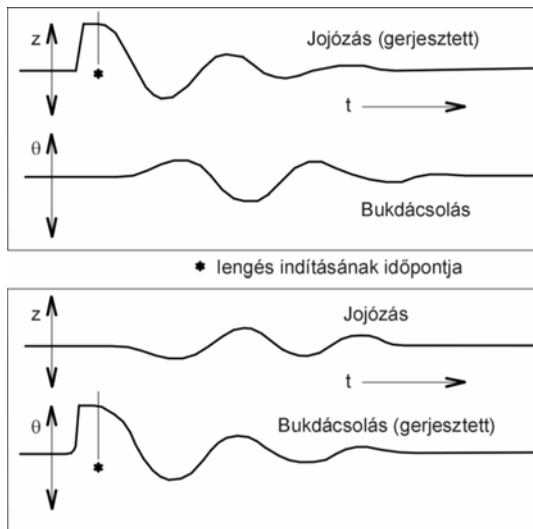
Az említett mozgásformák közül több, vagy esetleg valamennyi felléphet egyszerre is rövid ideig, amikor ezek szuperponálódnak, és annyira összetett mozgást hoznak létre, amelyet szinte lehetetlen leírni. Ez az oka annak, hogy a vizsgálatokat leginkább egy adott mozgásra korlátozzák, a többi szabadságfoktól pedig eltekintenek. Amikor például a hajó a hullámokkal szemben halad, nyilvánvalóan jelen van a bukdácslás, a jojózás és a lódulás, azonban szinte nem létezik a himbálózás, a billegés és a kígyózás. Annak fontosságát, hogy a fenti mozgások bármelyikét elhanyagoljuk, annak fényében kell nézni, mi a hajó feladata, és milyen valóságos körülmények között kell üzemelnie, ahol bizonyítania kell üzemképességét.

Történelmi aspektusok

A vitorlás korszakban a hajók nem voltak képesek egyenesen szél ellen hajózni, emiatt szinte sohasem találkoztak olyan helyzettel, amikor a hullámok ellenében kellett volna haladni. A keresztvitorlázatú hajók oldal- vagy hátszéllel közlekedtek, azokat az útvonalakat kellett választaniuk. Oldalszélben a vitorlák hatalmas csillapítóként működnek, így a billegést is ki lehet hagyni a számításból. A gépi propulzióval rendelkező hajók nem rendelkeznek a vitorlák csillapításával, ezért azok könnyebben kezdenek billegni és nagyobb szögig térnek ki. Hátszél esetén mindkét hajótípus szenved a *kormány hatásának csökkenésétől*. A hullámok ellen azonban csak a géphajók tudnak hajózni, ilyenkor jelentkezik a megnövekedett ellenállás, és a hajótest igénybevétele a hullámcsapások erejétől. Az első géphajók megtartották vitorlázatukat, és megtapasztalták a szél elleni hajózás nehézségeit, széntartalékuk igen hamar elfogyott. Ezek a hajók még a régi vitorlás útvonalakon haladtak, és egyrészt gyorsabbak voltak a vitorla és a gép kombinációja miatt, másrészt teljesen kiküszöbölték a szélcsend miatti állásidőket. A 19. század végén, amikor a beépített gépteljesítmény megnőtt, a gőzösök közvetlenebb útvonalakat választhattak, a mai tekintélyes teljesítményű hajóknak pedig gyakran kell sebességüket csökkenteni, hogy elkerüljék a fenéklemezek és merevítők sérülését a hullámokon való *lovaglás* miatt, illetve, hogy kevesebb víz jusson be az orrésznel. Ezek miatt az okok miatt a hajók útvonal-kiválasztása során az egyik fő cél a viharos zónák kikerülése, amikor csak mód van rá.

2.4.1.2.1 A hajó mozgásainak vizsgálata külön-külön

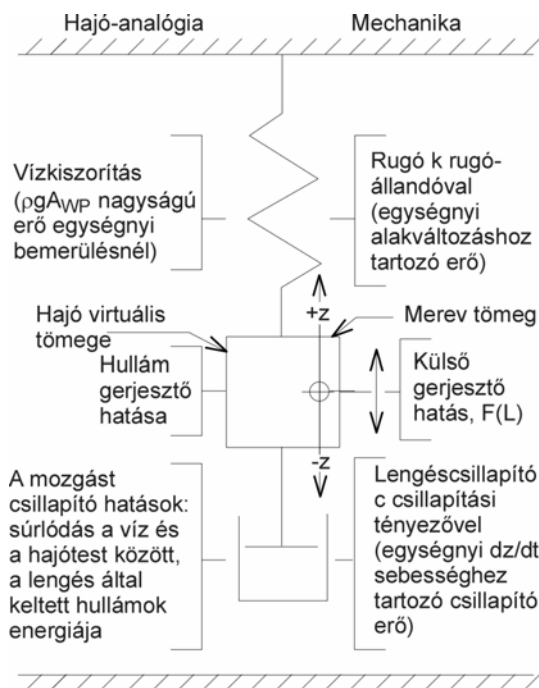
*A hajó mozgásainak elemzését az a tény is bonyolítja, hogy a mozgásformák egy része mindig együtt jár, különösen az olyan hajóknál, ahol az orr- és farrész erősen eltér. Az ilyen hajótesteknél a vízvonalfelület súlypontja nem esik egybe a vízkiszorítás hosszirányú súlypontjával, ezért a visszatérítő erő és a gravitációs erő erőpárt alkot. A 2.4.1.2.1.1 ábra egy *fartükrös (tranzom) hajó* esetében mutatja a bukdácslás és a jojózás közti összefüggést.*



2.4.1.2.1.1 ábra Bukdácslás és józás kapcsolata

A felső diagram azt mutatja, hogy a kis hajó súlypontja lefelé mozdult el, majd visszatért felfelé. Az ennek hatására elinduló józás során látható, hogy a lengés csillapított, a bukdácslás görbéje pedig mutatja bukdácslás és a józás közti kapcsolatot. Az alsó diagram szerint a hajóorr külső hatásra bemezt, majd annak megszűnésekor felemelkedett, és a bukducsló mozgás is józást *gerjesztett*. A mozgásokat azonban nem vizsgáljuk összefüggésükben, az egyes mozgások

önálló vizsgálata is kellő bepillantást enged a hajó viselkedésébe.



2.4.1.2.1.2 ábra Rugóra függesztett tömeg lengése

Ennél az elemzésnél azt a formát alkalmazzuk, amely egy rugóra felfüggesztett tömeg mozgását írja le *csillapítatlanul* vagy *csillapítással*, és amely a 2.4.1.2.1.2 ábrán látható.

Az alapegyenlet a mozgásnál a jól ismert

$$\Sigma F = ma$$

vagy másként, a *gerjesztő erőkből* levonva a *csillapító erőket* és a *visszatérítő erőket*, megkapjuk a tömeg és gyorsulás szorzatát. A függőleges koordinátát z -vel jelölve,

$$\dot{z} = dz/dt = \text{függőleges sebesség}$$

$$\ddot{z} = d^2z/dt^2 = \text{függőleges gyorsulás}$$

- $f(t)$ = gerjesztő erő
- c = csillapítási tényező
- k = rugóállandó
- m = a felfüggesztett test tömege.

Tehát,

2.4 MENETTULAJDONSÁGOK

2. kiadás 2009.

2.4.1 A VALÓSÁGOS ...

$$f(t) - c\dot{z} - kz = m\ddot{z}$$

vagy, ha átrendezzük,

$$m\ddot{z} + c\dot{z} + kz = f(t)$$

Általában három esetet tételezünk fel.

1. *Csillapítatlan szabad lengés*, ahol $c = f(t) = 0$
2. *Csillapított szabad lengés*, ahol $f(t) = 0$
3. *Harmonikus gerjesztésű lengés*, ahol $f(t) = A \sin \omega t$

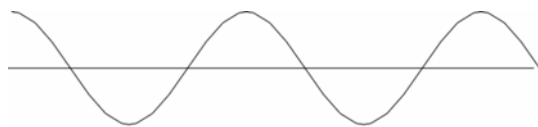
Mind a három esetben meghatározható vonatkoztatott frekvenciaként a *csillapítatlan önlengésszám*, amely részét képezi a csillapítatlan szabad lengés megoldásának.

$$m\ddot{z} + kz = 0$$

Ahhoz, hogy ezt az egyenletet „hullám-egyenletté” átírjuk, legyen

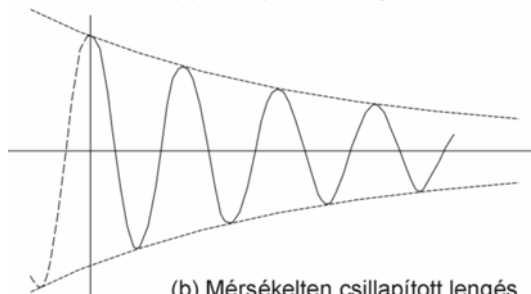
$$\omega_n^2 = k/m$$

Ezzel $\ddot{z} + \omega_n^2 z = 0$



(a) Csillapítatlan lengés

2.4.1.2.1.3 ábra Csillapítatlan és csillapított lengések



(b) Mérsékeltlen csillapított lengés

Amelynek általános megoldása

$$z(t) = A \cos \omega_n t + B \sin \omega_n t$$

ahol ω_n = csillapítatlan önlengésszám.
Az ennek megfelelő *csillapítatlan önlengésidő*

$$T_n = 2\pi/\omega_n = 2\pi(m/k)^{1/2}$$



(c) Erősen csillapított lengés

Ha a 2.4.1.2.1.2 ábrán látható tömeget fel- vagy lefelé kimozdítjuk, és elengedjük, és nincs ott a csillapító edény, a végtelenségig fog lengeni ω_n csillapítatlan

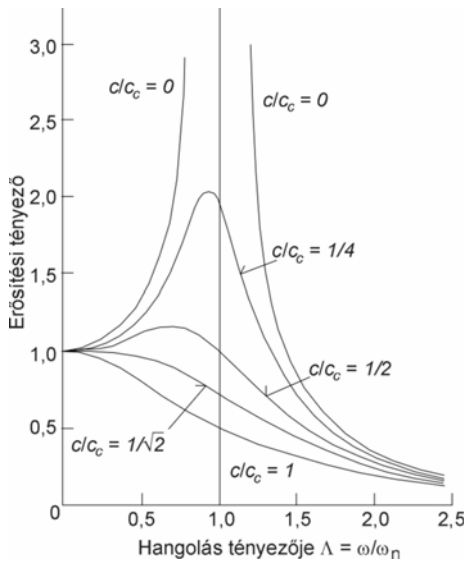
önlengésszámon, amint a 2.4.1.2.1.3(a) ábra mutatja.

Ha van valamennyi csillapítás, a tömeg csökkenő amplitúdóval fog lengeni és lassan változó lengésidővel, ahogy a 2.4.1.2.1.3 (b) ábrán látható. Ha csillapítás erős, a tömeg csak néhány lengést végez, amint a 2.4.1.2.1.3 (c) ábra mutatja.

Ha a csillapítás kritikus méretű, a tömeg lengés nélkül tér vissza eredeti helyzetébe. Ha

most hozzáadjuk az $f(t)$ harmonikus gerjesztést, a tömeg mozgása felerősödik vagy gyengül a gerjesztő hatás szerint, attól függően, milyen kapcsolatban van a gerjesztés frekvenciája a csillapítatlan önlengésszámmal (ennek elnevezése a hangolás tényezője, jele Λ) és a csillapítási tényező a kritikus méretű csillapítási tényezővel, amint azt a 2.4.1.2.1.4 ábra mutatja. Figyelemre méltó, hogy a nagyon erős csillapítás a rezonáns frekvenciát az önlengésszám alá csökkenti.

Jójózó mozgás



2.4.1.2.1.4 ábra Független jójózás vagy bukducslás erősítő tényezője hullámos vízben

Ha ezt a mechanikus analógiát a hajó jójózó mozgására akarjuk átvinni, idézzük fel, hogy a hajó rugóállandója egyrészt arányos a vízvonalfelület területével illetve a tonna per hüvelyk bemerülés (TPI) tényezővel az adott merülésnél,

$$k = TPI \times 12 \text{ hüvelyk/láb}$$

valamint a lengésbe jövő tömeggel, ami jelenleg a hajó tömege, plusz a hozzáadott víz tömege, amelyet a hajó mozgása magával visz. A

hozzáadott víz tömegét általában a hajó tömegének százalékában fejezzük ki, és jelölése x_A . Ezzel

$$m = (\Delta/g) (1 + x_A)$$

Vagyis

$$T_{nz} = 2\pi ((\Delta(1 + x_A)/12gTPI)^{1/2})$$

A fenti egyenlet kísérlettel meglehetősen nehezen igazolható, mivel a jójózó mozgásnál nagyon erős a csillapítás, így a jójózás természetes lengésideje kérdéses. Ha a mozgás csillapítása nem lenne annyira erős, az x_A hozzáadott tömeg tényező meghatározható lenne a jójózó mozgás természetes lengésidejének mérésével. Sajnos nem ez a helyzet, sőt, a kapcsolódó bukducsló mozgás tovább bonyolítja a hozzáadott tömeg becslését. Tehát csak az marad, hogy elméleti módszerekből nyerjünk bizonyos útmutatást egyes hajótest formák esetében a hozzáadott tömeg értékének megállapításához.

A legfontosabb dolog független jójózás esetében a gyorsulásnak a hajó látszólagos tömegére gyakorolt hatása. Annak figyelembe vételével, hogy a keresztirányú stabilitást a hajó vízkiszorításának és a visszatérítő karnak a szorzatával fejezhetjük ki,

nyilvánvaló, hogy hullámos vízen, ahol a hajó jójózó mozgást végez, a stabilitás periodikusan növekszik illetve csökken, amint a gyorsulás pozitív vagy negatív maximumát eléri. Amikor például a hajót a hullám megemeli, a mozgás felső végpontjában a legkisebb lesz a látszólagos súlya, és következésképpen abban a pillanatban a legkisebb ellenállást tanúsítja a kitérítő nyomatékkal szemben (ami a pillanatnyi vízvonalfelület területétől függ).

Csillapítatlan billegő és bukdácsoló mozgás

A korábbi elvek szerint csillapítatlan billegésnél és bukdácsolásnál a hajó forgómozgására vonatkozó forgatónyomatéki egyenlet a következő

$$I(1 + x_A)\ddot{\varphi} + \Delta\overline{GM}\varphi = 0$$

ahol I = az adott tengely körül vett inercianyomaték

x_A = az adott mozgásra vonatkozó hozzáadott tömeg tényező

$\ddot{\varphi}$ = szöggyorsulás

$\Delta\overline{GM}\varphi$ = visszatérítő nyomaték (csak $\varphi < 10^\circ$ esetre korlátozva, radiánban, ahol érvényes, hogy $\overline{GZ} = \overline{GM}\varphi$).

Érdeemes a kereszt- és hossz-stabilitásnál használt kifejezést alkalmazni, és az inercianyomatékokot a k_x vagy k_y forgáskarral helyettesíteni.

$$I_x = mk_x^2 \text{ billegő mozgásnál}$$

$$I_y = mk_y^2 \text{ bukdácsoló mozgásnál.}$$

Ezzel,

$$\ddot{\varphi} + (\Delta\overline{GM}/((\Delta/g)(1 + x_A)k_x^2))\varphi = 0$$

Definiáljuk a csillapítatlan önlengésszámot billegésnél a következőképpen

$$\omega_n^2 = (g\overline{GM}/(1 + x_A)k_x^2)$$

ezzel az előző egyenlet az egyszerű harmonikus lengés egyenletének alakját veszi fel,

$$\ddot{\varphi} + \omega_n^2\varphi = 0$$

ahol a csillapítatlan önlengésidő billegésnél

$$T_{n\varphi} = 2\pi k_x((1 + x_A)/g\overline{GM})^{1/2} = 1,108k_x((1 + x_A)/g\overline{GM})^{1/2}$$

Mínt hogy a billegésnél a csillapítás gyenge, ezt a kifejezést felhasználhatjuk arra, hogy mérésrel határozzuk meg a *billegő forgáskart*, amelyben benne lesz a hozzáadott tömeg

BBBZ-kódex

befolyása is. Ha a billegő forgáskar már ismert a súlyelosztásból, a kifejezést arra használhatjuk, hogy megbecsüljük a billegésnél érvényes hozzáadott tömeg tényezőt. Bukdácsoló mozgásnál φ helyett θ , k_x helyett k_y , és \overline{GM} helyett \overline{GM}_L kerül a képletbe.

$$T_{n\theta} = 1,108k_y((1 + x_A)/g\overline{GM}_L)^{1/2}$$

A bukácsoló mozgás is erősen csillapított, így a képlet méréssel nehezen igazolható.

2.4.1.2.2 A billegő-mozgás

Amikor a hajó stabilitási jellemzőit vizsgáljuk, azt tapasztaljuk, hogy a viszonylag nagy \overline{GM} (metacentrikus magasság) értékkel rendelkező hajó hullámos vízben kellemetlenebb az utasok számára, mint az a hajó, amely kisebb \overline{GM} értékkel rendelkezik. Ennek az a magyarázata, hogy a nagy \overline{GM} a hajót „merevvé” teszi, ami viszonylag rövid önlengéssel jár és azzal, hogy a szélső megdőlt helyzetből a hajó gyorsan tér vissza.

Sima vízben a stabil hajó billegését külső kitérítő nyomaték alkalmazása és eltávolítása idézi elő. Kitérített állapotban létezik egy visszatérítő nyomaték, amely egyenlő nagyságú, de ellenkező értelmű a kitérítő nyomatékkal. Amikor a külső nyomatékok eltávolítjuk a hajóról ebben a kitérített állapotában, a visszatérítő nyomaték a hajót az egyenes úszáshelyzet irányában kezdi forgatni. A kitérített állapotban rejlő helyzeti (potenciális) energia teljesen átalakul mozgási (kinetikus) energiává (ha elhanyagoljuk a víz és a hajótest között levő súrlódást), így egyenes úszáshelyzetben a hajó csak mozgási energiával rendelkezik. Tehát a hajó folytatja a forgómozgást a másik oldal felé, amíg az összes mozgási energia át nem alakul potenciális energiává a másik szélső helyzetben. Amennyiben elhanyagoljuk a súrlódási veszteséget, a hajó folytatni fogja a lengőmozgást azonos amplitúdóval a végtelenségig. A gyakorlatban azonban a hajótest és a víz között létező súrlódás és a lengés által keltett hullámok hatása csillapítani fogja a lengést, ahogy a kezdeti energia felemésztyődik.

Annak a feltételezésnek az alapján, hogy \overline{GZ} egyenlő $\overline{GM}\sin\varphi$ értékével kis szögek esetében, a billegés lengésideje független a φ amplitúdótól. Tekintve, hogy bármely hajónál a k_x értékének meghatározása nehéz és hosszadalmas feladat, tételezzük fel, hogy k_x lineárisan függ a hajó szélességétől, és ezzel a következő tapasztalati képletet írhatjuk fel

$$T = CB/\sqrt{\overline{GM}}$$

ahol C egy empirikus konstans. (Nagy hajóknál a C értéke 0,38 és 0,55 között változik, függ a hajótól és a rakodási módtól.) A B ebben a képletben a hajó teljes szélessége lábban.

A hajó billegése a hullámok hatására

A hajó billegését elsődlegesen az a hatás idézi elő hullámos vízben, hogy a vízkiszorítás súlypontja a hullázással együtt folyamatosan elmozdul, és ettől a hajó súlya és a

víz kiszorítás között kiegyenlítetlen nyomaték ébred. Amint egy hullám áthalad a hajó alatt, a vízvonalfelület változáson megy át, és ferdévé válik, amelynek az eredeti úszáshelyzet síkjával bezárt szöge függ a hullám sebességétől, hosszától és magasságától. A víz kiszorítás súlypontja, amelynek helyzete az adott merülésnél függ a vízvonalferdeségétől, elmozdul a hajó súlypontjának megfelelő függőleges egyeneshez képest. Az elmozdulás keresztirányú összetevőjének a hatására létrejön egy kitérítő kar, amelytől a hajó megdől, és úgy próbálja az új egyensúlyi helyzetet felvenni, hogy a hossz-szimmetriás merőleges legyen a hullám felületére. Ezt azonban kissé módosítja, hogy a víz maga is a hajóval együtt mozog.

A hullámok természetéről szóló fejezetben szó volt arról, hogy a vízfelszín hullámaiban a vízrészecskék körpályán mozognak. A hullámhegy hátsó oldalának közepén a részecskék függőlegesen felfelé mozognak; a csúcson vízszintesen a hullám haladási irányában; a hullámhegy mellső oldalának közepénél függőlegesen lefelé; a hullámvölgy közepénél pedig vízszintesen, szemben a haladási iránnyal. Tehát a hajót, amely nagy hullámok között úszik, a vízrészecskék körmozgása is befolyásolja. Létezik a centrifugális erő, amelyet hozzá kell adni a súlyerőhöz és a víz kiszorítás felhajtóerejéhez. A centrifugális erő az őt létrehozó víz dinamikai ellenállás-erejével ellentétesen hat, és emiatt két különálló erőpár hat a hajóra, és okozza annak billegését:

- (1) az egyik az, amit már ismerünk, tehát a súly és a víz kiszorítás, és
- (2) a másik az, amelyet a körpályán mozgó hajó centrifugális ereje és a víz dinamikus ellenállás-ereje alkot.

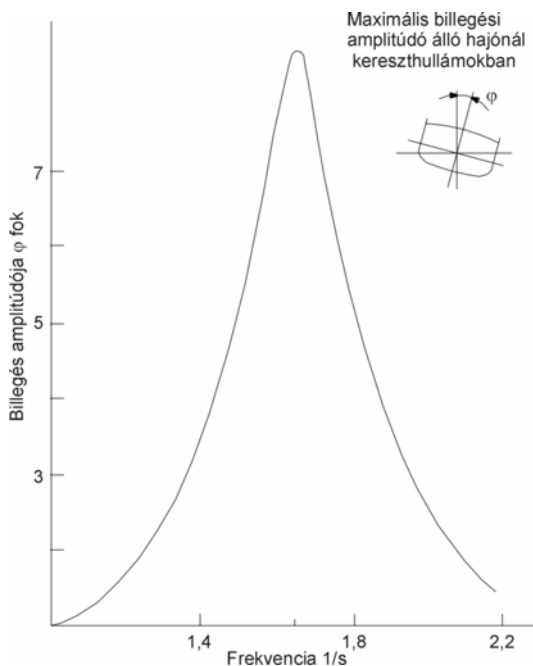
Az első erőpár periodikus hatásáról nemrég volt szó, ahol láttuk, hogy a hajónak van saját billegési önlengésszáma. A másik erőpár olyan erők hatására jön létre, amelyek a hullámmozgás részét képezik. A hajó, illetve pontosabban annak súlypontja, körpályán mozog, amelynek periódusideje és körpálya-sugara megegyezik az azonos szinten kint a vízben mozgó részecskékével. Az ebből eredő centrifugális erő a súlypontban hat, a vele ellentétes hidrodinamikai ellenálláserő pedig a víz kiszorítás súlypontjában, és ez az erőpár ugyanolyan periódusidővel váltakozik, mint a hullámé, amely a hajó billegését előidézi.

Beláthatjuk tehát, hogy a kialakuló billegés periódusideje függ egyrészt a hajó billegési önlengésszámától, másrészt a hullámok periódusidejétől. Hozzá kell azonban tenni a teljesség kedvéért, hogy van még egy alapvető tény. Korábban a hajó szabad önlengéséről beszéltünk sima vízben, amikor ez a lengés mindaddig tartott, amíg a víz ellenállása fel nem emésztette az energiát. Ez a szabad lengés. Amikor azonban a hajó hullámos vízben billeg, megközelítőleg periodikus impulzusoknak van kitéve, ami gerjesztett lengés vagy *gerjesztett billegés* néven ismeretes (ld. 2.4.1.2.2.1 ábra). Ezek a periodikus impulzusok a rendszertelenül hullámzó víz hullámhegyei, amelyek azonban tendenciájukban rendszeresek, ha figyelembe vesszük, hogy egy hullámrendszer elemei.

Bármilyen lengésre kész tárgy, mint pl. egy inga, ha lehetősége van lengésbe jönni egy állandó frekvenciájú gerjesztő impulzussor hatására, olyan lengésidővel fog lengeni, amely megegyezik az őt érő impulzusok frekvenciájával. Ha tehát egy hajó billegését tökéletesen egyforma és állandó periódusidejű hullámok okozzák, azt a lengésidőt fogja átvenni, amely a hullámok periódusidejével azonos. A valóságos hullámok a

BBBZ-kódex

vízfelszínen azonban sem periódusidő, sem magasság, sem hullámhossz szempontjából nem tekinthetők egyformának, ezért a hajót érő impulzusok sem lesznek egyformák. Ilyen körülmények között, amikor a billegést létrehozó impulzusok nem eléggé rendszeresek, a hajó nagyon hajlamos saját billegési önlengésszámát felvenni – azt, amellyel egy független impulzusra reagál. Végző soron a hajó billegő mozgására olyan periódusidő lesz jellemző, amely kombinációja saját önlengésidőjének és a billegést keltő hullámok periódusidőjének, ahol azonban az utóbbi a domináns periódusidő.



2.4.1.2.2.1 ábra Hullámok által gerjesztett billegés, halászhajó modell teszt

Szinkron-billegés. A hullámok által gerjesztett billegés különleges esete, amikor a hullámimpulzus periódusideje (az az időintervallum, amely eltelik a hajót érő két hullámhatás között) megegyezik a hajó billegési önlengésidőjével vagy ahhoz nagyon közel van. Ilyenkor a kitérítő energia szuperpozíciója következik be, ami rendkívül komoly billegést eredményez. Sajnos ez nem ritka eset, és nem nehéz megkülönböztetni az egyszerű billegéstől vagy a nem kellő stabilitás okozta megdőléstől. Ennek ellenére a szinkron-billegést gyakran félreértik, és a stabilitás hiányának tulajdonítják. A legtöbb esetben a

tények maguk cáfolják meg ezt. Az alábbiakban látni fogjuk, hogy a nagy \overline{GM} értékű vagy túlzottan nagy sztatikus visszatérítő nyomatékkal rendelkező hajók hajlamosabbak szinkron-billegésbe átmenni. A nagyon kis \overline{GM} értékű hajók sokkal ritkábban kerülnek ilyen helyzetbe.

Idézzük fel, hogy a hajó billegési önlengésidője

$$T = CB/\sqrt{\overline{GM}}$$

tehát a lengésidő a metacentrikus magasság négyzetgyökével fordítottan arányos. Tehát minél nagyobb a metacentrikus magasság ugyanolyan szélességű hajónál, annál rövidebb az önlengésidő. A nagyobb hajók esetében a rövidebb billegési periódusidő esetében (12 sec vagy annál kevesebb) nagyobb a szinkronizmus kialakulásának valószínűsége nagy tengeri hullámokban. Például, ahogy Taylor bemutatta, az Atlanti-óceán nagy viharában a hullámok hossza 500-600 láb, periódusidőjük pedig 10-11 szekundum. Ilyen körülmények között egy nagyobb hajó, ha a szokásos mérsékelt vagy kis metacentrikus magassággal rendelkezik, az önlengésidő sokkal nagyobb a hullámok periódusidőjénél, így a hajó viszonylag nyugodtan fog viselkedni. Éppen ellenkezőleg, egy hasonló hajó, amelynek \overline{GM} értéke viszonylag nagy, tehát önlengésidője 10-11

2.4 MENETTULAJDONSÁGOK

2. kiadás 2009.

2.4.1 A VALÓSÁGOS ...

szekundum körül van, nagyon rossz billegést produkál ilyen helyzetben. Ez a helyzet hadihajók esetében jelentkezhet legmarkánsabban, amelyeket úgy kell megtervezni, hogy egyéb körülmények között is megőrizték stabilitásukat, pl. sérült állapotban, oldalszélben, nagy-sebességű forduláskor, stb. Ezeknél tehát a metacentrikus magasság eleve nagyobb értékű. Az óceánjáró személyhajóknál a helyzet pontosan az ellenkező, így kielégítik a kényelem követelményeit.

2.4.1.2.3 Bukdácsolás és jojózás

A bukdácsolás jelenségét analógnak vehetjük a billegéssel, kivéve, hogy annak tengelye a billegés tengelyével 90° -ot zár be. Bukdácsolásnál az önlengésidő jóval rövidebb.

Ahol a bukdácsolás, a kígyózás és a jojózás együtt jelentkezik, ott sokkal nehezebb a mozgás vizsgálata, mint billegésnél. Különösen szoros kapcsolat van a bukdácsolás és a jojózás között, emellett mindkettőt befolyásolja a másik négy mozgásforma. Ezeknek a mozgásoknak a matematikai leírásához a differenciálegyenletekhez kell fordulni.

A bukdácsolás és a jojózás, amikor együttes mozgásként jelentkezik hullámos vízen, a hajó irányítását erősen megnehezíti, pl. csökken a hajó sebessége, a hajó lovagol a hullámokon, ami az orrész fenékszerkezetét erősen igénybe veszi, illetve a fedélzetet állandó jelleggel víz borítja, mindez akadályozza az emberek és a gépek funkcióit egyaránt.

Az magától értetődik, hogy kevés eredményt hozhatnak a szinkron-bukdácsolás megakadályozásában a hajótesten végrehajtott módosítások. Vannak azonban olyan csillapítási lehetőségek, amelyek a kellemetlen hatásokat csökkenthetik. Amikor a hajótest kialakításánál az orrnál éles formákat alkalmazunk, mint pl. a tulipános orr, az hajlamos a bukdácsolás kiváltására. A konvex formák ellenkező hatást váltanak ki. Vannak irányzatok, amelyeknél azt vizsgálják, milyen sebességekhez milyen hajótest alak a legjobb, természetesen oda kell figyelni a hajó viselkedésén kívül a gazdaságosságra is.

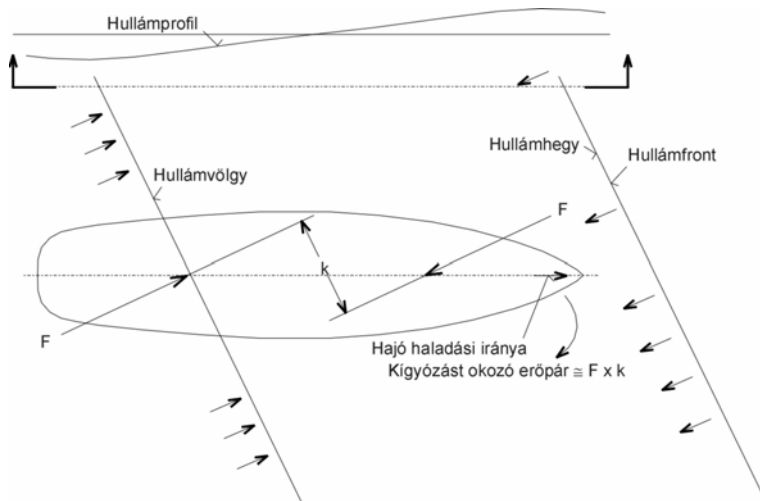
2.4.1.2.4 Kígyózás

A kígyózás az a jelenség, amikor a hajó lengőmozgást végez a súlypontján áthaladó függőleges tengely körül. A mozgás kialakulásában a helytelen kormányzáson kívül a következő három tényező játszik közre:

- (1) a hajótestre ható sztatikus nyomás nem egyenletes eloszlása,
- (2) a hullámzó vízen jelentkező körmozgás és
- (3) *giroszkóp hatás*.

Hullámos vízen való hajózásnál általános jelenség, hogy a hullámprofil a hajó bal- és jobboldalán nem azonos, aminek eredményeként a nyomáscentrum hossz- és keresztirányú helyzete a hajó vízbemerült felületének egyik oldalán eltér a másik oldali helyzettől. Ez erőpárt hoz létre a függőleges tengely körül, vagyis kígyózó tendenciát, amellett, hogy billentő nyomatékot is teremt. Amint a hullámok haladásával változik a hullámprofil a hajó oldalain, a kígyózást okozó erőpár nagysága és értelme is változik,

amitől a hajó lengésbe jön. Ennek a lengésnek a periódusideje azonos a hajó mellett elhaladó hullámokéval. Legjobban úgy lehet kiegyenlíteni a mozgást, hogy előre kell látni a hullámok mozgását és kormánymozdulattal kompenzálni kell a hatást.



2.4.1.2.4.1 ábra A kígyózás okai

Az említett kvázi-sztatikus erőkön kívül, amelyek kígyózást okoznak, a hullámban levő vízrészecskék körmozgása dinamikus kígyózó hatást is okoz (ld. 2.4.1.2.4.1 ábra).

Ennek az utóbbi kígyózó mozgásnak a kompenzálása

kormánymozdulattal sokkal nehezebb. Ennek oka, hogy fél hullámhosszon keresztül a kormány közelében levő vízrészecskék a hajóval azonos irányban haladnak, ami a kormány hatékonyságát csökkenti. Ez a hatás csökkenés még nagyobb akkor, ha a kormánylapát nem a hajócsavar sodorban van elhelyezve. Ha a hullámok nagyok, és emiatt a dinamikus kígyózás erősen érezhető, a legjobb megoldás többcsavaros hajónál a hajócsavarok fordulatszámának változtatása. Az is segíthet bizonyos esetekben, ha erős fartrimet hozunk létre rakodással.

2.4.1.3 Mozcás-csökkentő eszközök

A hajótervezők nehéz feladata volt az idők kezdete óta, hogy megregulázzák a hajó bonyolult mozgását hullámos vízen, és megpróbáljanak olyan szerkezeteket kifejleszteni, amelyek csillapítani tudják a nem-kívánatos mozgásokat, leginkább a billegést és a bukdácsolást. Ennek a két lengésformának, valamint a kígyózásnak a csökkentése már jó ideje kiterjedt kutatások tárgya, és számos eredeti találmány született ezen a területen. A múltban sok készülék csak részleges sikert eredményezett, például a 19. század elején egy csatorna-komphajón kialakított függesztett utas-szalón. Az utóbbi években azonban sok figyelemre méltó kivétel volt ez alól, a túlzott billegést sikerült szinte alig észlelhető mértékűre csökkenteni azokon a helyeken, ahol ez gazdaságosan megoldható volt. A mechanikai problémák megoldása nem volt teljes, és az egyes készülékek között sem található olyan, amelyik kiemelkedően jobb lenne a többinél. Általában elmondható, hogy a stabilizációs rendszerek mindegyike a tömeg lengésén alapul, és a következőképpen lehet őket osztályozni.

1. Felhasznált erő típusa
 - a) ellensúly – gravitációs erő
 - b) gyorsulás – tehetetlenségi erő

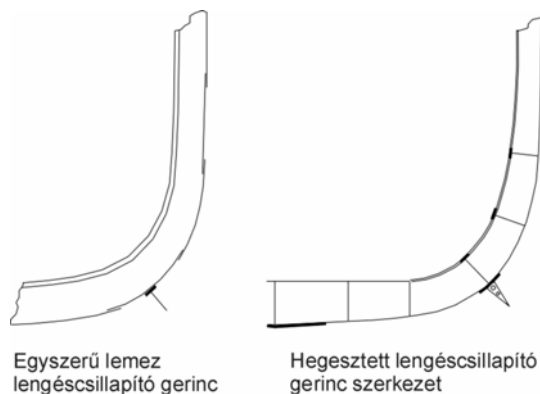
-
2. A rendszer elhelyezése
 - a) belül
 - a) kívül
 3. Tömeg típusa
 - a) szilárd
 - a) folyadék.

Ezek közül csak a leggyakoribb megoldásokat ismertetjük. A billegés csökkentését célzó eszközök közül a következőket találjuk meg leginkább:

1. *lengéscsillapító gerincek,*
2. *vezérelhető uszonyok,*
3. *lengéscsökkentő tankok,*
4. *giro-stabilizátor* (aktív típus) (Cox and Lloyd 1977).

Lengéscsillapító gerincek

Azok a hosszú uszonszerű taréjok, amelyeket szinte minden hajón meg lehet találni a medersornál kb. a hajóhossz kétharmadán, általában lengéscsillapító gerinc néven ismeretesek. Ezek a legegyszerűbb, és egyben a legrégebbi, ugyanakkor a legjobban működő és gazdaságos eszközök, amelyek a hajó billegését csillapítják. A lengéscsillapító gerinc általában egyetlen vastag acéllemezből készült folyamatos szerkezeti elem, amely nagyobb hajóknál 2-4 láb szélességben a héjlemezre merőlegesen van a hajótesthez hegesztve. A legnagyobb hajók esetében sima lemezcsík helyett V keresztmetszetű szerkezet, amelynek felerősítésénél figyelemmel kell lenni arra is, hogy megfeneklés vagy dokkolás esetén ne rongálódjon meg (ld. 2.4.1.3.1 ábra).



2.4.1.3.1 ábra Lengéscsillapító gerincek

Kisebb hajókon a lengéscsillapító gerincet viszonylag vékony acéllemezből alakítják ki, és szakaszos hegesztéssel rögzítik, a keresztben menő hegesztéseknél a gerincet kivágják a kereszthegesztés elkerülése érdekében.

A lengéscsillapító gerincek működése méretüktől és kialakításuktól függetlenül nagyon egyszerű elven történik. A hajó

billegésének lengésidejére vonatkozó összefüggés:

$$T = 1,108k/\sqrt{GM}$$

Ebben a képletben a *k* tényező a hajó billegési forgáskarja. Mivel a lengéscsillapító gerinc a hajó oldalából kilóg, azt idézi elő, hogy kissé megnöveli a hajóval együtt mozgó víz tömegét, tehát a fenti képletben a *k* értéke nagyobb lesz, ami a billegés lengésidejét növeli meg. Gerjesztett billegési körülmények között, amellyel a hajó

hullámos vízen találkozók, a hosszabb önlengésidő miatt csökken a billegés amplitúdója. A szerkezet legfontosabb hatása azonban az, hogy a viszkózus örvényeffektusnak köszönhetően nagyobb a billegéssel szembeni ellenállás.

Modellkísérleteknél és természetes körülmények között végzett méréseknél beigazolódott, hogy a lengéscsillapító gerincek hatékonyabbak a hullámos vízen előre haladó hajónál, mint álló hajónál. Ezek a megfigyelések azt sugallják, hogy hidrodinamikai felhajtóerő ébred a lengéscsillapító gerinc mellső szakaszán. Ez a hidrodinamikai felhajtóerő fékezi a billegés keresztirányú erőit, és nyugodtabbá teszi a hajó viselkedését. Azt is mondhatjuk tehát, hogy a lengéscsillapító gerincek lényegében hosszúkás hordszárnyak, emiatt különleges kialakítású stabilizáló uszonyok. A következőkben ezekkel még foglalkozunk, most csak annyit kell még elmondani, hogy dinamikus hatásuk javítható, ha nem folyamatosak, hanem rövidebb szakaszokból állnak. Ugyanakkor meg kell állapítani, hogy amikor szükség van a billegés dinamikus csillapítására, a stabilizáló uszonyok jobban beválnak. A legfontosabb annak felismerése, hogy a lengéscsillapító gerincek kizárólag arra szolgálnak, hogy csökkentsék a billegő-mozgást, de annak teljes megszüntetésére nem alkalmasak. Működésük pontosan azon alapul, hogy a hajó billegésben van. Nagy előnyük, hogy sztatikus eszközök, nem igényelnek energiát.

A *lengéscsillapító gerincek elhelyezésénél* arra törekednek, hogy a hajótest mentén kialakuló áramvonalakkal párhuzamosak legyenek. Azt azonban nem hagyhatjuk figyelmen kívül, hogy ezek az áramvonalak a hajó minden egyes rakodási és működési állapotában másként alakulnak ki. Amint a hajó nem névleges merülésének megfelelő úszáshelyzetben van, illetve hullámos vízen úszik vagy kormánymozdulatot kell végezni, a lengéscsillapító gerincek megnövelik a hajó ellenállását, és haladásához nagyobb géperőre van szükség.

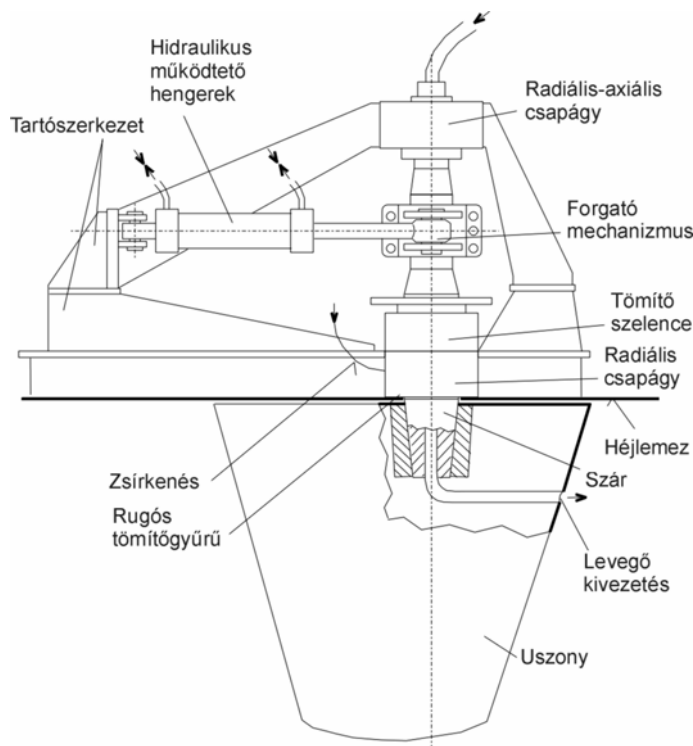
Vezérelhető uszonyok

A stabilizáló uszonyokat már 1889-ben szabadalmaztatta *John Thornycroft* Angliában, de a gyakorlatban csak mintegy huszonöt évvel később a *Motora* cég alkalmazta őket Japánban. A II. Világháború óta ezek a vezérelhető berendezések egyre gyakrabban jelennek meg, a nagy hajóknál és a luxusjachtoknál a leggyakoribbak. A berendezések jó alkalmazhatósága elsősorban két cégnek köszönhető, a *Denny-Brown Company* angol és a *Sperry Gyroscope Company* amerikai cégeknek.

A készülék lényegében egy uszonyból áll, amely kiáll a hajótestből (a hajó mindkét oldalán) a medersorban a főborda előtti részen.

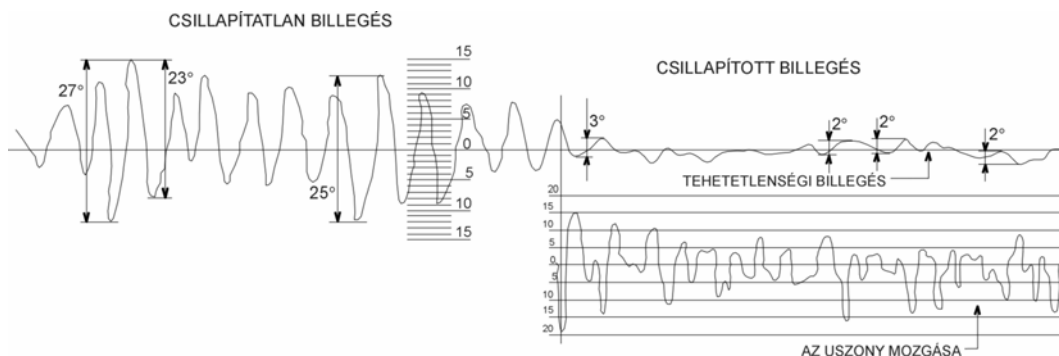
Vannak olyanok, amelyeket be lehet húzni, amikor azonban ki vannak tolvá, adott szögtartományban forgatni lehet őket, analóg módon, mint a repülőgépek magassági kormányát vagy a tengeralattjárók kormányfelületeit. Olyanok is vannak, ahol az uszony hátsó részén külön mozgatható felület van kialakítva, amely sokkal hatékonyabban hoz létre függőleges erőhatást (beállítási szögtől függően fel- vagy lefelé). Ezeknél az uszonyoknál a megfúvási szöget a hajótesten belül levő motoros mozgó hajtóművel szabályozzák.

A motorokat giroszkópos érzékelő készülék hozza működésbe, amellyel reagál a hullám hatására, vagy inkább megelőzi azt (Nelson és Mc-Callum, 1978).



2.4.1.3.2 ábra Hidraulikus működtetésű stabilizáló uszony

Az uszonyoknak a megfelelő időben a megfelelő szögbe történő mozgatása azokon olyan erőt hoz létre, amely a hullámok kitérítő hatását ellensúlyozza. A bal- és jobboldali uszony között 180°-os fáziskülönbség van, így a billegéssel ellentétes értelemben a kellő nyomatókót tudja létrehozni. A 2.4.1.3.3 ábra egy mérés eredményét mutatja, ahol a hajó szabad billegőmozgása van összevetve a csillapított állapotú lengéssel, és az ahhoz tartozó uszonyhelyzetekkel.

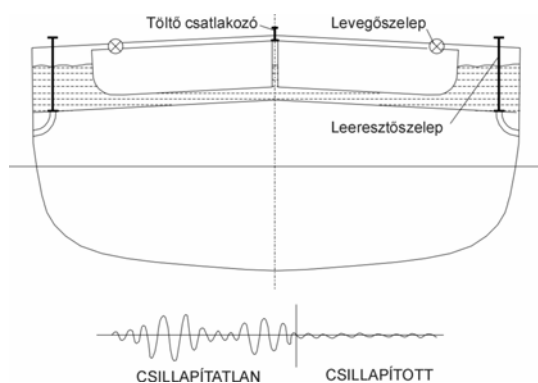


2.4.1.3.3 ábra Billegés csillapítatlan és csillapított viszonyok között

Lengéscsökkentő tankok

A számos hasonló próbálkozás közül itt csak a legjobban sikerült változatokat mutatjuk be.

A *Frahm* lengéscsökkentő tank alapvetően egy különleges U-alakú tankrendszerből áll, amely a hajó egyik oldalától a másikig terjed. Valójában a rendszer két függőleges (mindkét oldalon egy) és egy vízszintes összekötő szakaszból áll. A vízszintes rész kisebb keresztmetszetű, mint a függőlegesek, és úgy van megtervezve, hogy amikor a rendszer kb. félig van töltve vízzel, a víz önlengésideje megközelítően megegyezik a hajó billegési önlengésidejével, annál kicsit kisebb.



2.4.1.3.4 ábra Lengéscsökkentő tank

A függőleges részek felül össze vannak kötve egy csővel a levegő áramlásához, amelynek méretei szintén fontosak a rendszerben levő víz periódusidejének szempontjából. Ennek a levegőcsőnek a keresztmetszetét szeleppel lehet beállítani, hogy szabályozni lehessen a két oldaltank közti vízáramlást, illetve a fáziseltolódást a

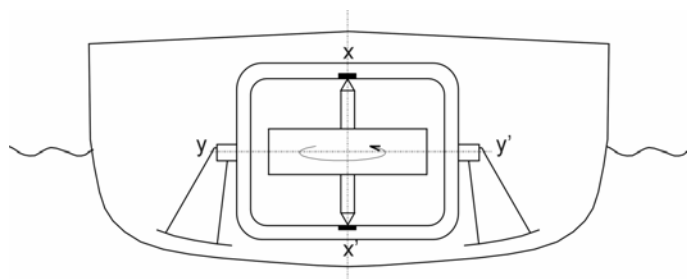
hajó billegése és a víznek a két oldaltank közti áramlása között. A fáziseltolódást kb. 90°-ra állítják be, így a víz az alsó vízszintes ágban mindig a magasabb tankból folyhat az alacsonyabba, ami csillapítóhatást fejt ki és a hajó billegése ellen hat.

A tankokat a hajó súlypontja felett szokás elhelyezni. Ennek fő oka, hogy a víz vízszintes gyorsulásával létrehozott erő nyomatéka ugyanabban az irányban hasson, mint a függőleges részekben levő víz sztatikus nyomatéka.

A 2.4.1.3.4 ábra vázlatosan mutatja a Frahm tankok elrendezését, és látható a rendszer hatásossága a szabad lengés és a csillapított lengés összehasonlításával.

Giro-stabilizátorok

A giro-stabilizátorok működése a giroszkóp egyszerű elvén alapul. Vegyük a 2.4.1.3.5 ábrán látható elrendezést. A giroszkóp az XX' tengely körül forog.



2.4.1.3.5 ábra Egyszerű giroszkópos stabilizálás

A keret a hajó szerkezetéhez az YY' tengely mentén csapágyazottan csatlakozik. Ha feltételezzük, hogy a hajóra billentő nyomaték hat, az azt

okozza, hogy a giroszkóp tengelye elmozdul, és a kitérítő nyomatékkal ellentétes értelmű nyomatékot adó erőpár jön létre. Az ábrán az úgy nevezett alap-giroszkóp látható, amelyet passzív vagy reaktív típusúnak definiálnak. A Sperry Gyroscope Company azonban tökéletesítette, így aktív típusúvá vált. Ilyen típusú giro-stabilizátorokat már több évtizede sikeresen alkalmaznak, főleg olyan kisebb hajókon, mint a kalauzhajók és a jachtok. A II. Világháború előtt épült *Conte di Savoia* olasz luxus személyhajó volt a legnagyobb hajó, amelyen ilyen berendezést használtak. A hajó vízkiszorítása meghaladta a 40.000 tonnát. A hajó három giro-stabilizátorral rendelkezett, ezek átmérője 13 láb volt, teljes súlyuk beépítve 690 tonna volt, ami kb. a vízkiszorítás 1,72%-a. Amikor be voltak kapcsolva, a billegés amplitúdóját 60%-kal csökkentették. Ez tekintélyes csillapítás, de azóta a legjobbak a 80%-ot is elérték. A giro-stabilizátorok alkalmazhatósága a kis és közepes méretű hajókra korlátozódik a

szerkezeti korlátok és a tömeg miatt. Manapság a nagyobb hajók kizárólag a vezérelhető uszonyokat és a lengéscsökkentő tankokat alkalmazzák.