

AZ IRÁNYTŰ HARMONIKUS REZGÉSÉTŐL KAOTIKUS MOZGÁSÁIG

Csernovszky Zoltán
Kölcsey Ferenc Gimnázium, Budapest

Inga harmonikus rezgésétől az iránytű kaotikus mozgásáig terjedő vizsgálati módszereket, analógiákat és ábrázolási módokat mutat be a cikk. Az írás alapját az ELTE Fizika Doktori Iskola, Fizika Tanítása Program, Kaotikus Mechanika tantárgyának vizsgája képezi.

Inga és iránytű csillapítatlan mozgásai homogén térben

Az ingák mozgásának leírása és a velük megfigyelhető jelenségek, a harmonikus, csillapított, gerjesztett rezgések, kaotikus mozgások alapvető szerepet játszanak a mechanikában [1, 2]. Legyen az inga egy l hosszúságú, egyik végénél, az O pontban felfüggesztett súlytalan rúd, amelynek másik végére m tömegű, pontszerű testet rögzítünk. Helyezzük ezt egy homogén, függőleges g nehézségi gyorsulású gravitációs térbe, a végére rögzített testet x szöggel térítsük ki függőleges, egyensúlyi helyzetéből, és hagyjuk magára (1. ábra)! A forgómozgás alapegyenletét az O pont körül felírva kapjuk:

$$-m l g \sin x = \Theta_i \beta. \quad (1)$$

Az egyenlet bal oldalán található kifejezés az O -ra vonatkoztatott forgatónyomaték, amelynek negatív előjele azt mutatja, hogy a nyomaték az ingát mindig az egyensúlyi helyzet felé forgatja. A jobb oldalon β az inga szöggyorsulása és $\Theta_i = m l^2$ az O felfüggesztési pontra vonatkoztatott tehetetlenségi nyomatéka.

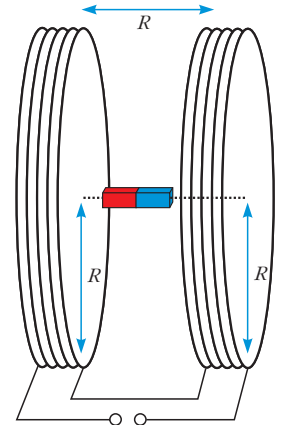
Ehhez hasonló jelenségek iránytűvel is megfigyelhetők, ha azt homogén mágneses térbe helyezzük.

A tanulmány elkészítését a Magyar Tudományos Akadémia Tantárgy-pedagógiai Kutatási Programja támogatta.



Csernovszky Zoltán 1990-ben végzett matematika-fizika szakos tanárként az ELTE-n. A budapesti Kölcsey Ferenc Gimnázium tanára, ahol szakjait magyarul és franciául tanítja. 2014-től az ELTE Fizika Tanítása Doktori Iskola hallgatója, témája az energiafogalom interdiszciplináris megközelítése. Az ELTE-MTA Fizika Tanítása Kutatócsoport tagja.

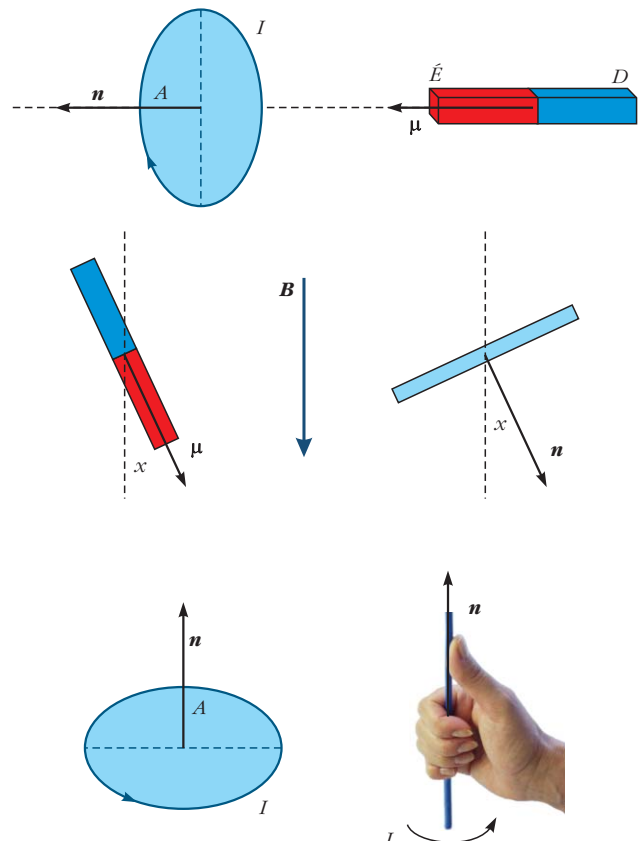
Ehhez Helmholtz-tekercsbe – azaz két közös tengelyű, azonos menetszámú, sorba kötött rövid tekerespárba – vezessünk egyenáramot! A tekercs mágneses terei összeadódnak, a közöttük lévő térrészben közel homogén mágneses tér alakul ki. A tér erőssége könnyen szabályozható a tekercs paramétereivel, illetve a körben folyó áram erősségével (2. ábra).

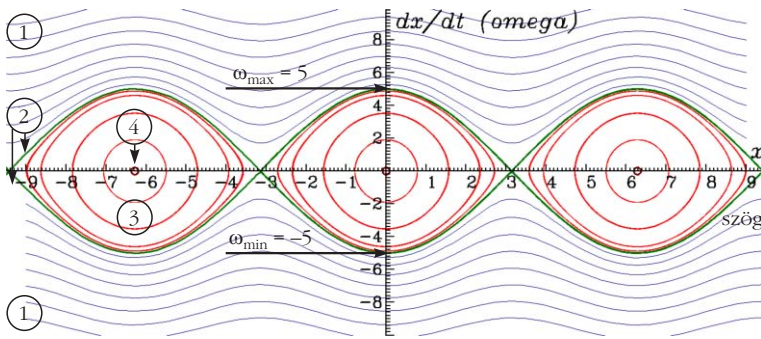


2. ábra

Az ezen mágneses térbe helyezett iránytű mozgás-egyenletének felírásához vegyük figyelembe, hogy egyrészt egy iránytű mágneses tere messziről nézve egyenértékű egy köráram mágneses terével. Másrészt egy köráramra ható forgatónyomaték M_{\max} maximuma a – középiskolában megszokott – mágnesesin-

3. ábra. Felül: a köráram és az iránytű mágneses tere messziről szemlélve egyenértékű. Középen: az iránytű és a köráram felülnézetben, homogén mágneses térben. Alul: jobbkézes normál egységvektor.





4. ábra. Homogén mágneses térben mozgó, különböző kezdeti feltételekkel indított iránytű görbéi a fázissíkon, ahol $b = 6,25$. Lásd a módosított

$$-6,25 \cdot \sin x = \frac{d^2 x}{dt^2} \quad \text{és} \quad \frac{E}{\Theta} = \frac{1}{2} \omega^2 + 6,25 \cdot (1 - \cos x)$$

(4) és (3) egyenletet.

dukció-mérés alapja: $M_{\max} = -BAI$, ahol köráram területe A és benne I erősségű áram folyik.

A messziről azonos mágneses térű, megegyező tehetetlenségi nyomatékú, azonos kezdeti feltételekkel indított iránytű és köráram akkor mozog együtt, ha forgástengelyeikre vonatkoztatva ugyanakkora forgatónyomatékok hatnak rájuk. Emiatt érdemes bevezetni a mágneses dipólmomentumnak nevezett $\mu = IAn$ vektort, ahol n az A felületre merőleges, jobbkezes, normál egységvektor és A az iránytűvel mágneses szempontból is azonos köráram határolta felület (3. ábra).

A dipólmomentummal az iránytűre ható forgatónyomaték maximális értéke $M_{\max} = -\mu B$, általános esetben $M_x = -\mu B \sin x$, ahol x a μ és B által bezárt szög. Így az iránytű mozgásegyenlete:

$$-\mu B \sin x = \Theta_d \beta. \quad (2)$$

Itt Θ_d az iránytű – a közepén átmenő függőleges forgástengelyre vonatkoztatott – tehetetlenségi nyomatéka. Ezt a fonálinga (1) egyenletével összehasonlítva, a g és B , az ml és μ , a Θ_i és Θ_d analóg mennyiségeket megtalálva látjuk, hogy mozgásuk dinamikai szempontból egyenértékű.

Az x szög függvényében írjuk fel a fonálinga E_i és az iránytű E_d energiáját! Mindkét esetben a helyzeti energia viszonyítási szintje legyen a stabil nyugalmi helyzetnek megfelelő energia [3]!

$$E_i = \frac{1}{2} \Theta_i \omega^2 + m l g (1 - \cos x), \quad (3)$$

$$E_d = \frac{1}{2} \Theta_d \omega^2 + \mu B (1 - \cos x).$$

A fenti, analóg mennyiségeket használva látjuk, hogy a két rendszer energetikai szempontból is egyenértékű. A középiskolai oktatásban az analóg gondolkodás kiemelt jelentőségű, hiszen segíti az új szituáció megértését, egy-egy magyarázat és problémamegoldás ismert fogalmakra épülhet [4, 5].

A fenti analógiákat használjuk az x_0 kezdeti szögkitéréssel és ω_0 kezdeti szögsebességgel meghatározott energiájú mozgások elemzésére a szög-szögsebesség fázissíkon! Az (1) és (2) mozgásegyenletekkel leírt, az előbbi analóg mennyiségekkel egymásnak megfeleltetett rendszerek az alábbi egyenlettel modellezhetők:

$$-b \sin x = \frac{d^2 x}{dt^2}. \quad (4)$$

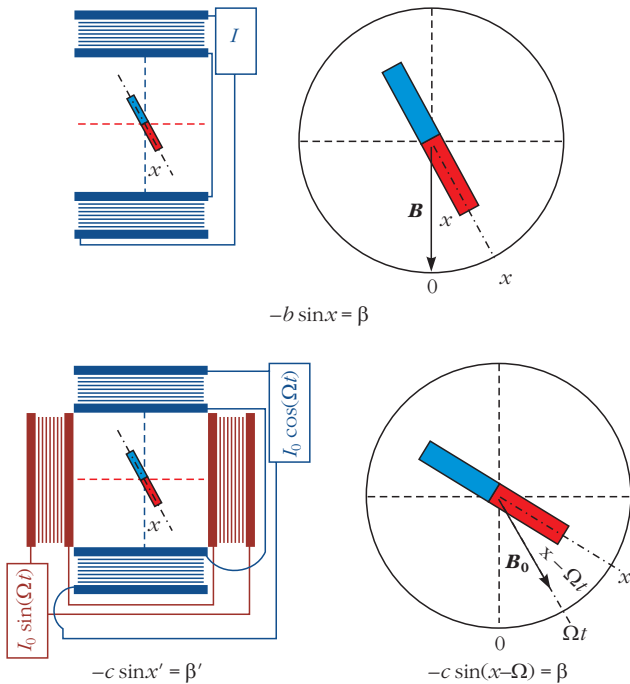
Ezt az egyenletet a *Dynamic Solver* program oldja meg, amely az x_0 , ω_0 kezdeti feltételek és a b paraméterérték megadása után Δt (dimenziótlan) időközönként kiszámítja az $x_i = x(t_0 + i\Delta t)$ és az ω_i sorozat tagjait. Itt $i = 1, 2, 3, \dots$ [6, 7]. Az $dx/dt = \omega$ a szögsebesség és $d^2x/dt^2 = \beta$ pedig a szöggyorsulás. A gondolatmenetet – az egyszerűség kedvéért – iránytűvel folytatjuk. Ez esetben (2) és (4) összehasonlításával a b paraméter $\mu B/\Theta_d$ -vel egyenlő. A 4. ábrán b értéke 6,25.

A 4. ábra ② görbéje két tartományra osztja a fázissíkot. Ez esetben az iránytű energiája az instabil egyensúlyi helyzet helyzeti energiájával egyezik meg. A stabil egyensúlyi helyzet $2b^{1/2} = 5$ maximális szögsebességgel halad át, az E/Θ dimenziótlanított hányados értéke 12,5 lesz. Itt $b^{1/2}$ az iránytű saját körfrekvenciája. Az ennél abszolút értékben nagyobb energiájú kezdeti feltételekkel indítva az iránytű átforduló mozgást végez. Ilyenek az ① tartomány görbéi, amelyek 2π periodikusak, nem zártak.

1. táblázat

A 4. ábra görbéinek osztályozása a mozgástípusok alapján, a görbék energiája és kezdeti feltételei

tartomány/görbe	mozgás	E/Θ	kezdeti feltételek	
			x_0	ω_0
① periodikus	átfordulás	$2\sqrt{b}$ fölött $-2\sqrt{b}$ alatt	9 -9	9; 8; 7; 6; 5; 4; 3; 2 -9; -8; -7; -6; -5; -4; -3; -2
② zárt periodikus	átfordulás/rezgés	$\pm 2\sqrt{b}$	$-3\pi; 3\pi$	0
③ zárt periodikus	anharmonikus rezgés	$2\sqrt{b}$ és $-2\sqrt{b}$ között	$\pm 9; 9 - 2\pi; \frac{\pi}{4}; \frac{\pi}{4} \pm 2\pi; \frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2} \pm 2\pi; 3\frac{\pi}{4}; 3\frac{\pi}{4} \pm 2\pi$	0
④ kör	harmonikus		$5 \cdot 2\pi/360; (5 \cdot 2\pi/360) \pm 2\pi$	0



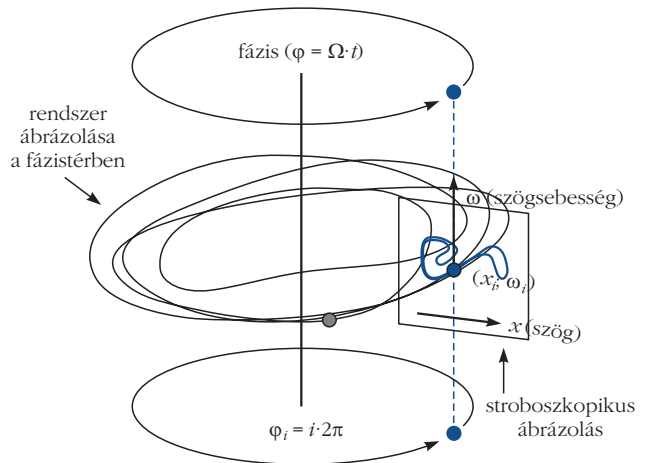
5. ábra. Iránytű felülnézeti képe homogén (föül) és forgó mágneses térben (alul).

Az iránytű rezgőmozgást végez a homogén tér körül, ha energiája kisebb, mint az instabil állapot energiája. Az ezt leíró ③ tartomány a fázissík $0, \pm 2\pi, \pm 4, \dots$ abszcisszájú és 0 ordinátájú pontjai körüli zárt görbék halmaza. A tartománybeli anharmonikus rezgőmozgásokat ellipszisek ábrázolják. Esetükben a periódusidő nő az amplitúdóval. A ④ tartományban maximum 5 fokkal, kezdeti szögsebesség nélkül indítva közelítőleg köröket kapunk. Ez a harmonikus rezgőmozgások tartománya.

Az ábrával és a hozzá tartozó 1. táblázattal a középiskolában megszokott harmonikus rezgések tartományánál jóval több mozgástípust lehet bemutatni a diákoknak és a harmonikus rezgések kivételes jellege is szemléltethető.

Íránytű csillapítatlan mozgásai forgó mágneses térben

Helyezzünk el két Helmholtz-tekercest egymásra merőlegesen (5. ábra alsó rajza)! Tápláljuk a tekercseket egymáshoz képest $\pi/2$ fázissal eltolt, ω körfrekvenciájú áramokkal: $I_0 \cos(\Omega t)$, illetve $I_0 \sin(\Omega t)$ -vel. Ezzel Ω körfrekvenciájú, forgó mágneses teret hozunk létre. Az 5. ábrán a jelölt mennyiségek (B és x a felső, míg B_0 és $x - \omega t$ az alsó ábrán) segítenek megérteni, miért lesz a tekercsek tengelyének metszéspontjába helyezett iránytű mozgásegyenlete hasonló alakú, mint amikor egyetlen Helmholtz-tekerics homogén terébe helyezzük! A rendszer dimenziótlan mozgásegyenlete:



7. ábra. A stroboskopikus leképezés alap gondolata.

$$-c \sin(x - \Omega t) = \beta. \quad (5)$$

Az $x' = x - \Omega t$ helyettesítéssel a forgó mágneses térben mozgó iránytű mozgásegyenlete analóg lesz a homogén mágneses térben mozgó iránytű (2) mozgásegyenletével: $-c \sin x' = \beta'$. Itt $\omega' = \omega - \Omega$, $\beta' = \beta$ és $c = \mu B_0 / \Theta_d$. A tehetetlenségi erők ez esetben sugárirányúak, emiatt az Ω -val forgó koordináta-rendszerből leírt, az $(x'; \omega)$ fázistéren ábrázolt iránytű mozgásának elemzése megegyezik a nyugvó rendszerből leírt, homogén mágneses térben mozgó iránytű mozgásának elemzésével az $(x; \omega)$ fázistéren. Az egyetlen különbséget – ahogy azt a 6. ábra mutatja – az $\omega = \omega' + \Omega$ összefüggés miatti függőleges, Ω -val való eltolás jelenti.

Íránytű csillapítatlan mozgásai összetett mágneses térben

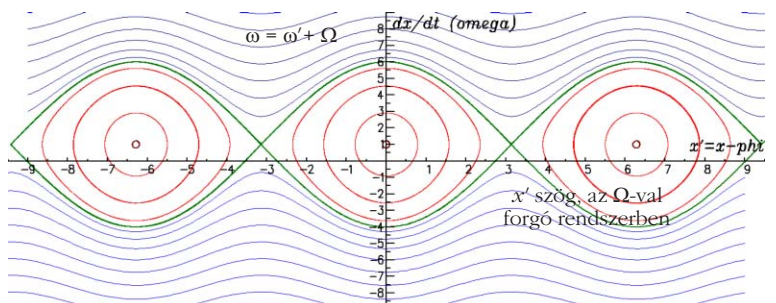
Ha a forgó mágneses teret létrehozó első Helmholtz-tekercsbe állandó áramot is vezetünk, akkor egy forgó és egy homogén mágneses teret is kapunk. Az e térben mozgó iránytű dimenziótlanított mozgásegyenlete:

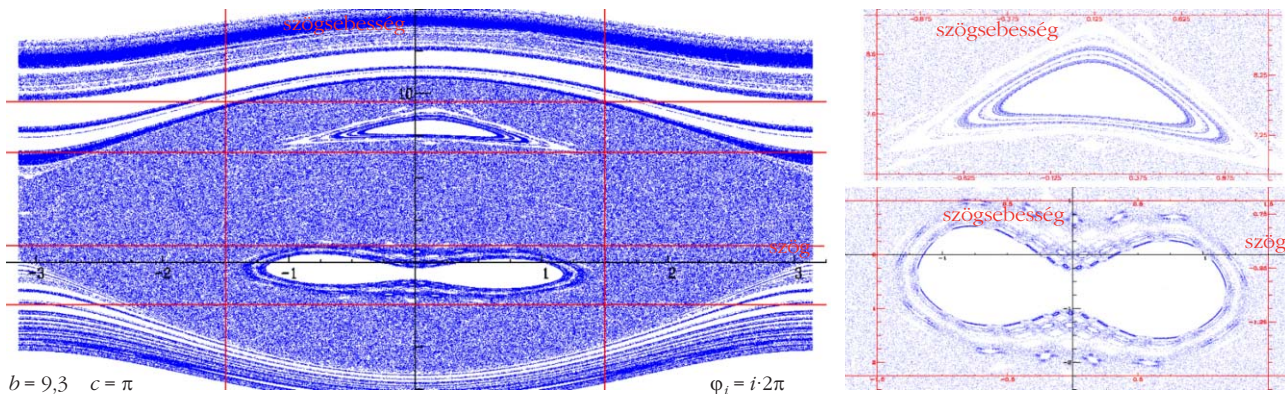
$$-b \sin x - c \sin(x - \Omega t) = \frac{d^2 x}{dt^2}. \quad (6)$$

6. ábra. Forgó mágneses térben mozgó, az 1. táblázat kezdeti feltételeivel indított iránytű görbéi a fázissíkon. A (4) és (3) egyenleteknek

$$-6,25 \cdot \sin x' = \frac{d^2 x'}{dt^2} \quad \text{és} \quad \frac{E'_d}{\Theta_d} = \frac{1}{2} \omega'^2 + 6,25 \cdot (1 - \cos x')$$

összefüggések felelnek meg a forgó térben.





8. ábra. Iránytű összetett mágneses térbeli mozgásának stroboskopikus ábrázolása ($b = 9,3$; $c = \pi$; $\varphi_i = i2\pi$).

Az iránytű mozgásainak $(x; \omega)$, $(x'; \omega)$ fázissíkbeli ábrázolásai oly nagyon bonyolult képet eredményeznek, hogy a mozgások követésére érdemes kihasználni a mágneses tér periodicitását és bevezetni a forgó mágneses tér $\varphi = \Omega t$ fázisát. Ebben az esetben az ugyanolyan fázisú pontok ábrázolásával, azaz az $(x(0); \omega(0))$, $(x(2\pi); \omega(2\pi))$, ... $(x(i2\pi); \omega(i2\pi))$ pontsorozattal írható le a mozgás, ahol i egész szám. A leképezés neve stroboskopikus, mert $2\pi/\Omega$ időközönként vesz mintát a mozgásról, amint a 7. ábrán látható.

A pontsorozat véges méretű ábrázolásához az x változó helyett a 2π szerinti maradéka mínusz π -t tüntetjük fel az x tengelyen, így a $[-\pi, +\pi]$ szögintervallumra tömöríthető a mozgás képe [7]. A 8. ábra egy összetett mágneses térbe helyezett iránytű mozgásának stroboskopikus leképezése. A megadott paraméterértékek mellett az iránytű mozgása kiszámíthatatlanná válik. Ez azt jelenti, hogy az iránytű hol a homogén tér, hol a forgó tér hatását követi [8]. A felső kinagyított tartomány a forgó, az alsó kinagyított tartomány a homogén mágneses tér körüli rezgéseket mutatja. A szögsebesség tengelyen az ábrázolt értékek $-7,5$ és 15 közöttiek. A kezdőfeltételek $x_0 = -1$ és $\omega_0 = 0$.

Íránytű csillapított rezgései összetett mágneses térben

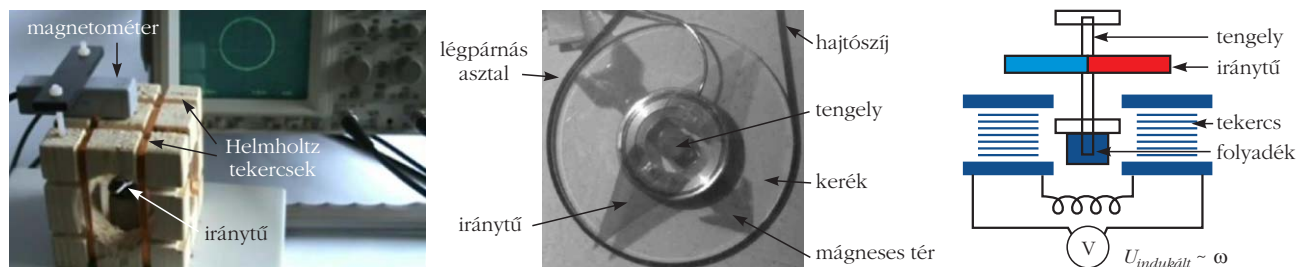
Az iránytű tengely körüli forgásból származó energia-vesztése általában nem elhanyagolható. Ennek mértéke szabályozható, ha az iránytű tengelye γ viszkozitását folyadékba merül. A folyadék fékező hatása az iránytű pillanatnyi szögsebességével arányos nyomatékkal vehető figyelembe ($a = \gamma/\Theta$), amellyel a dimenziótlan mozgásegyenlet:

$$-a \frac{dx}{dt} - b \sin x - c \sin(x - \varphi) = \frac{d^2x}{dt^2}. \quad (7)$$

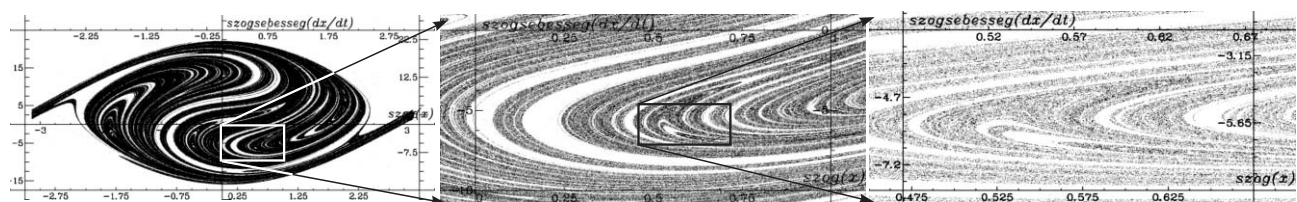
A megvalósított kísérleti elrendezések a mágneses indukció közvetlen mérésén (9. ábra, bal oldali kép), vagy nagyfelbontású kamera képanalízisen (9. ábra, középső kép), illetve az iránytű szögsebességével arányos indukált feszültség mérésén (9. ábra, jobb oldali kép) alapszanak [9–11].

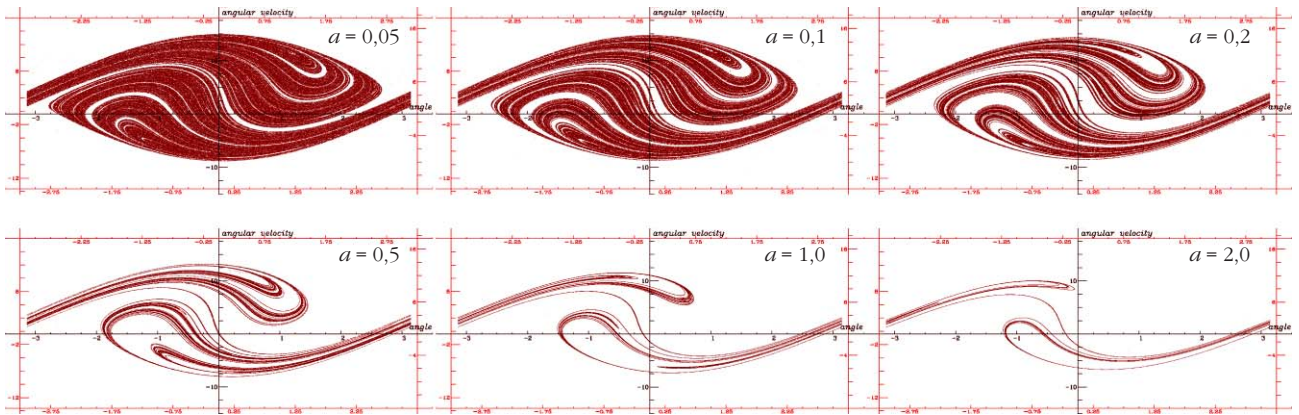
Az olyan háromdimenziós fázisterű, csillapított dinamikai rendszer mozgása, mint az összetett mágneses térrel gerjesztett iránytű, kaotikussá válhat. A kaotikus mozgásokat a kezdőfeltételekre érzékeny fá-

9. ábra. Iránytű mozgásának vizsgálata különböző kísérleti elrendezésekkel.

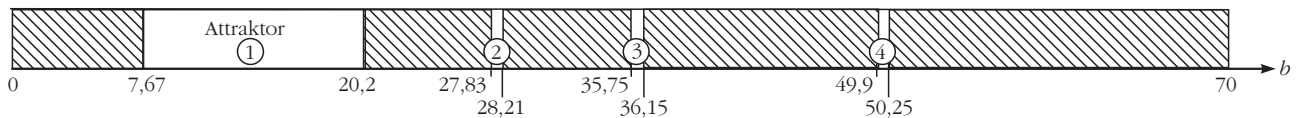


10. ábra. Kaotikus attaktor stroboskopikus leképezésén (vesztésegű iránytű összetett mágneses térben).





11. ábra. A viszkozitás változtatásának hatása a stroboszkopikus leképezésre ($b = 15$, $c = 15$).



12. ábra. Az álló mágneses teret jellemző b paraméter változásának hatása a kaotikus attraktor megjelenésére.

zistérbeli pályák mellett, a stroboszkopikus leképezésen megjelenő kaotikus attraktornak nevezett, fraktálszerkezetű fázistérbeli halmaz is jellemzi. A kaotikus attraktor a fázistér bármely tartományából indított mozgások stroboszkopikus képét magához vonzza. Ezért a mozgást tetszőleges kezdőfeltételekkel indítva, elegendően hosszú ideig követve azokat, a kaotikus attraktorhoz érünk.

Az következő ábrákon a leképezéseket az a , b , c dimenziótlan paraméterek és az $x_0 = 0,1$; $\omega_0 = 1$ dimenziótlan kezdőfeltételek megadásával kaptuk. Az abszcisszákon a szög értékei $-\pi$ és π között, az ordinátákon a szögsebességértékek a 11., 13. és 15. ábrákon -15 és 20 között változhatnak.

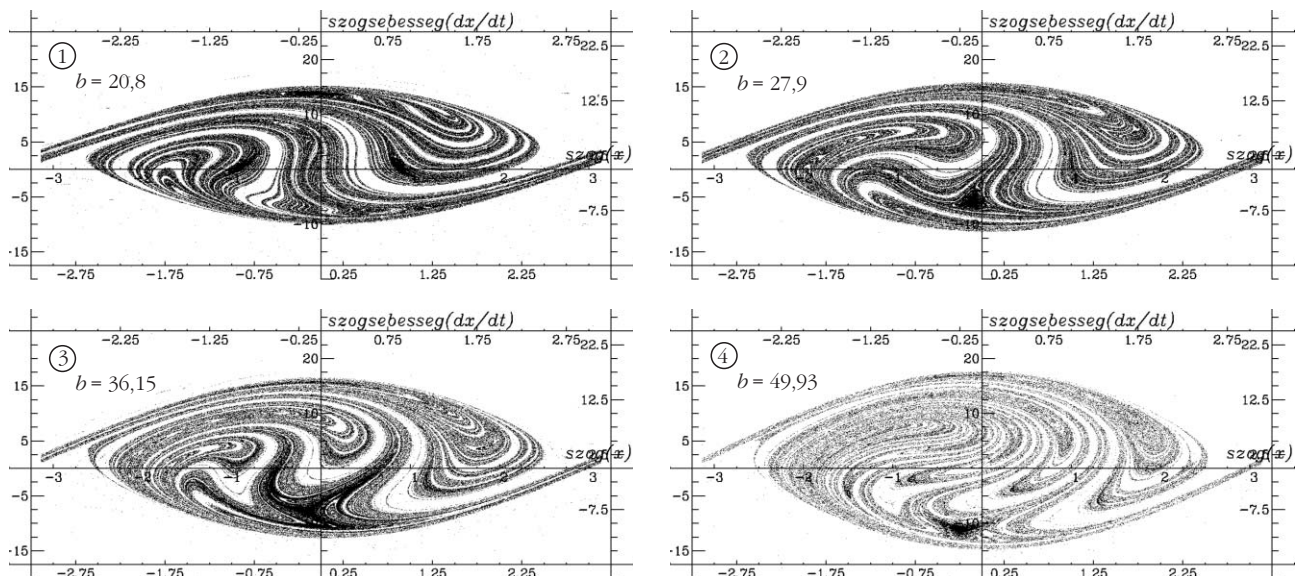
A 10. ábra kaotikus attraktort mutat az $a = 0,1$, $b = 39$ és $c = 49$ paraméterértékek mellett. A bal oldali ábra szögsebességértékei $-17,5$ és $22,5$ között vál-

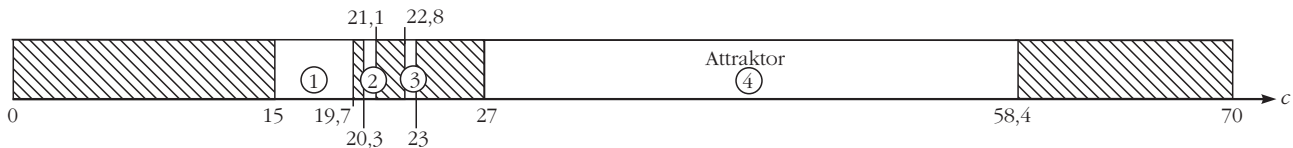
toznak. Jobbra haladva a megelőző ábra téglalapjának kinagyítása látható, jobban kiemelve az attraktor szerkezetének önhasonlóságát, azaz fraktálszerkezetét.

A 11. ábrán a viszkozitás növelésének hatását az a dimenziótlan paraméter növelése szimulálja, a b és a c paraméterértékek rögzítése mellett. Látható, hogy megjelenik az önhasonló fraktálstruktúra, majd a veszteség növelésével a kaotikus attraktor a fázissík egyre kisebb részére húzódik vissza. A veszteség növelésének hatására az attraktorhoz tartozó maximális szögsebesség értéke és a belső tartomány maximális szögének értéke is lecsökken.

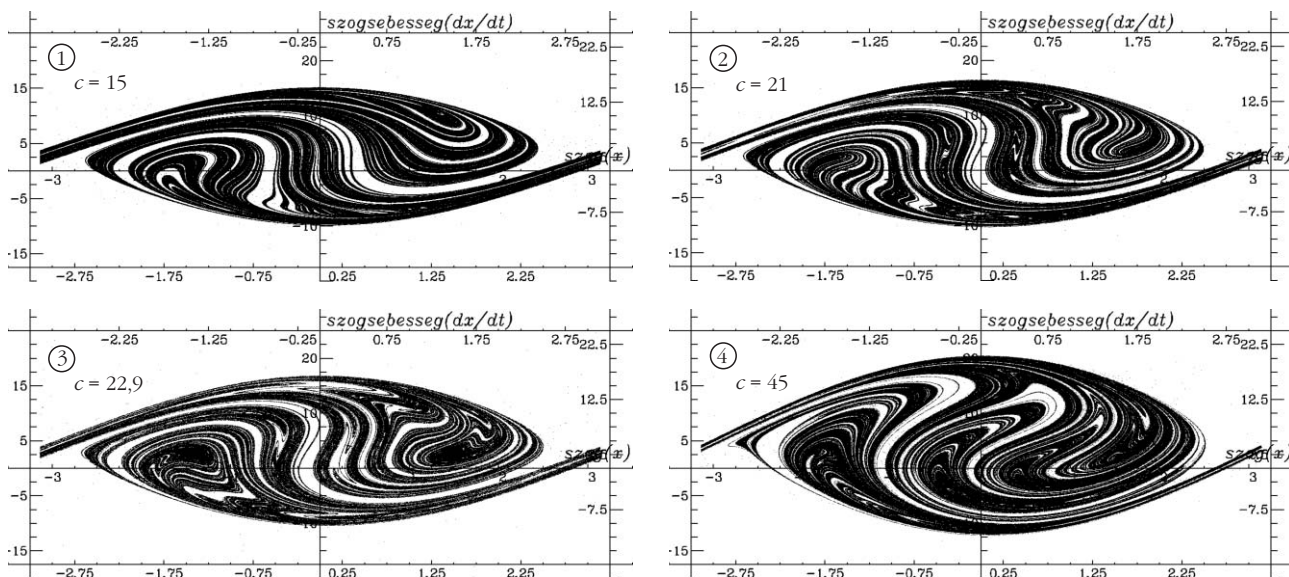
Rögzítsük a veszteség mértékét jelző a paraméter értékét $0,1$ -re és a forgó mágneses teret jellemző c paraméter értékét 15 -re! Növeljük az álló mágneses tér erősségét jellemző b paraméter értékét 0 -tól 70 -ig!

13. ábra. Kaotikus attraktorok különböző b paraméterértékeknél ($a = 0,1$ és $c = 15$).





14. ábra. A forgó mágneses teret jellemző c paraméter változásának hatása a kaotikus attraktor megjelenésére.



15. ábra. Kaotikus attraktorok különböző c paraméterértékeknél ($a = 0,1$ és $b = 20$).

Ezen mozgások stroboszkopikus képe az attraktor megjelenése alapján két csoportba osztható. A 12. ábra satírozott intervallumainak b paraméterértékei mellett nem jelenik meg kaotikus attraktor, míg az ① ② ③ ④ intervallumok b paraméterértékei mellett megjelenik az attraktor.

A $b = 0$ -tól $7,67$ -ig terjedő intervallumban, ahol a forgó mágneses tér domináns az állóhoz képest, a stroboszkopikus képen nem alakul ki attraktor. Az $7,67 \leq b \leq 50,25$ intervallumban négyszer is felbukkan a kaotikus attraktor. A 13. ábra képein e négy intervallumból választott $b = 20,8$, $b = 27,9$, $b = 36,15$ és $b = 49,93$ -nál létrejövő kaotikus attraktorok láthatók a stroboszkopikus leképezéseken. Az $50,25$ -nél nagyobb b értékekre az álló mágneses tér dominanciáját kifejező intervallum található, ahol újra eltűnik az attraktor.

A 13. ábrán látható attraktorok esetében az álló mágneses tér paraméterének $b = 20,8$ -ról $b = 49,93$ -ra növelése a $(-9; 15)$ szögsebesség-tartomány $(-15; 17,5)$ -re szélesedését eredményezi.

A 14. ábrán az $a = 0,1$, $b = 20$ paraméterértékeket rögzítve, a forgó mágneses teret jellemző c paraméterérték változásának hatása figyelhető meg $c = 0$ -tól 70 -ig. A satírozott intervallumok c paraméterértékei mellett, ahol az álló mágneses tér domináns a forgóhoz képest, nem jelenik meg kaotikus attraktor. Az ① ② ③ ④ intervallumok c paraméterértékei mellett megjelenik attraktor, majd $58,4$ -nél nagyobb c értékekre eltűnik, ahol a forgó tér dominanciája érvényesül már.

A 15. ábra képein e négy intervallumból választott $c = 15$, $c = 21$, $c = 22,9$ és $c = 58,4$ -nél létrejövő kaoti-

kus attraktorok láthatók a stroboszkopikus leképezéseken. Ez esetben a forgó mágneses tér $c = 15$ -ről $c = 45$ -re növelése a $(-9; 15)$ szögsebesség-tartomány $(-12,5; 20)$ -ra szélesedését eredményezi.

Lehetséges alkalmazások a fizika tanításában

Az iránytű mozgásának leírása mind a homogén, mind a forgó, mind az összetett mágneses térben több, pedagógiai szempontból érdekes alkalmazást tesz lehetővé, amelyet a 2. táblázat foglal össze.

A homogén mágneses térbe helyezett köráramra ható forgatónyomaték, illetve a köráram és rúd-mágnes mágneses térének azonossága a középiskolai fizikatanítás része. Ezekre alapszik a mágneses dipólmomentum bevezetése majd az inga-iránytű analógia is. Az energiamegmaradás tételén alapszik a mozgástípus és az energia összefüggésének szög-szögsebesség fázissíkbeli ábrázolása. Ez az ábrázolási mód – az absztrakt gondolkodás fejlesztése mellett – jó alkalmat nyújt a harmonikus rezgőmozgás kivételes voltának szemléltetésére és a fizika más területeinek bevonására [12]. A Helmholtz-tekercs alkalmazása lehetővé teszi e mozgások megfigyelését [9–11].

Az iránytű súrlódásmentes mozgásának leírása forgó mágneses térben elegáns példáját adja a koordináta-rendszerek közötti áttérésre. Ez jó alkalmat nyújt forgó koordináta-rendszer használatára.

Az összetett mágneses tér alkalmazása egyrészt a stroboszkopikus leképezés bevezetésére nyújt lehetőséget, másrészt a véletlenszerű iránytűmozgás feltéte-

Írányítú különböző mágneses terekben: lehetséges pedagógiai alkalmazások

CSILLAPÍTATLAN MOZGÁS HOMOGEN TÉRBE		CSILLAPÍTATLAN MOZGÁS FORGÓ TÉRBE
köráram mágneses dipólmomentum Helmholtz-tekerics építése	inga-írányítú analógia mozgástípus energiafüggése szög-szögsebesség fázissík	forgó koordináta-rendszer két Helmholtz-tekerics építése
CSILLAPÍTATLAN MOZGÁS ÖSSZETETT TÉRBE	Dynamic Solver	CSILLAPÍTOTT MOZGÁS ÖSSZETETT TÉRBE
Véletlenszerűség	stoboszkopikus leképezés két Helmholtz-tekerics építése	determinisztikus káosz kaotikus attraktor fraktálszerkezet

leinek megkeresésével izgalmas szakköri feldolgozásra nyújt lehetőséget [8].

A kaotikus mozgások pedagógiai alkalmazásai nem előzmény nélküliek. A determinisztikus káosz, a kaotikus attraktor vagy a fraktálok vizsgálata igen kedvelt terület nem csak a fizikát kedvelők körében [13, 14]. A kaotikus attraktorok jellemzése, a káoszhoz vezető út elemzése és leírása a determinisztikus káosz kutatásának gyümölcsöző fejezetei. Az összetett mágneses térben csillapítás hatására létrejövő kaotikus attraktorok kontrollparamétereinek megtalálása – megfelelő előkészítés után, és projektmunka keretében – igazi felfedezés lehet tanár és diák számára egyaránt.

Irodalom

1. Nagy K.: *Elméleti mechanika*. Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest, 2002.
2. Tél T., Gruiz M.: *Kaotikus dinamika*. Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest, 2002.
3. R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands: *Mai fizika 5*. Műszaki Kiadó, Budapest, 1985.

4. B. France, I. Taylor: The role of models/and analogies in science education: implications from research. *International Journal of Science Education* 27/2 (2005).
5. Radnóti K.: Analógiák a fizikában és szerepük a fizika oktatásában. *Fizikai Szemle* 60/4 (2010) 131.
6. J. M. Aguirregabiria: Dynamic Solver (<http://tp.lc.ehu.es/jma/ds/ds.html>)
7. Nagy P.: *Kaotikus rendszerek szimulációja Dynamics Solver programmal*. (2014).
8. V. Croquette: *Systemes Non Linéaires et Introductions au Chaos, ESPCI Signaux et Images*. 2009.
9. F. Dijoux: *Mouvement chaotique de la boussole*. <https://www.youtube.com/watch?v=k6XdCFIPZQM>
10. A. Morvan: *Mouvement chaotique d'une boussole soumise à un champ magnétique fixe et à un champ magnétique tournant*. TIPE MP* 2010–2011.
11. P. Bergé, Y. Pomeau, C. Vidal: *L'ordre dans le chaos*. InterEditions Herman, 1984.
12. Érdi B.: Bolygórendszerek kaotikus dinamikája, *Természet Világa* (2003) 5–6. szám
13. Tél T., Gruiz M.: Káoszról kicsit bővebben, *Fizikai Szemle* 55/6 (2005) 218.
14. J. Gleick: *Káosz – egy új tudomány születése*. Göncöl, 1999. (*Chaos – Making a new science*. Viking, 1987.)

MILYEN MA EGY FIZIKAÓRA?

Radnóti Katalin
ELTE TTK Fizikai Intézet

Pályafutásom során nagyon sok *fizikaórát* látogattam meg, előbb mint főiskolai és később mint egyetemi oktató tanárjelöltek vizsgaóráit, illetve a már pályán lévő tanárkollégák bemutató óráit. Írásomban az elmúlt évek során látogatott tanórákon szerzett tapaszt

alataimat, azokból leszűrt megállapításaimat adom közre. Ezeket különböző felmérések adataival is kiegészítem, így együttesen a fizikaoktatás további fejlesztésének alapjait jelenthetik, illetve magam is teszek ilyen javaslatokat.¹

Becslésem szerint a tanári munka közelítőleg 70-80%-ban a tanórákból, azok megtartásából, illetve az azokra való felkészülésekből áll. Szerintem szinte minden tanóra egy kisebb *műalkotásnak* is tekinthető, így a tanári munka igazi alkotómunka! A tanárnak meg kell terveznie, hogy melyik gondolattal mennyit és milyen mélységben foglalkozzanak a diákok, hogyan induljon az óra és miként záruljon, honnan hová

A cikk az Eötvös Loránd Fizikai Társulat szegedi Vándorgyűlésén, 2016. augusztus 25-én elhangzott előadás alapján készült.



Radnóti Katalin az ELTE-n végzett kémia-fizika szakos tanárként. A budapesti Kölcsey Ferenc Gimnáziumban nyolc éven keresztül tanított. Jelenleg az ELTE Fizikai Intézetében főiskolai tanár. Kutatási területe a fizika és a természettudományok tanításának módszertana. Publikációs tevékenysége is e témához kapcsolódik, tanári segédletek, tanulmányok, könyvek, könyvfejezetek. A *Nukleon*, a Magyar Nukleáris Társaság internetes folyóirata főszerkesztője.

¹ Az MTA Szakmódszertani pályázat támogatásával azóta megjelent az *Óráról órára – Fizikaórák megjegyzésekkel ellátva* című kiadvány, amely a 2017-es Fizikatanári Ankétion kiosztásra került, továbbá az alábbi webhelyeken érhető el: <http://edu.u-szeged.hu/ttkcs/publikaciok/konyvek> és <http://edu.u-szeged.hu/ttkcs/sites/default/files/Orarol-orara-r.pdf>