fizikai szemle

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

Alapította Eötvös Loránd 1891-ben Mathematikai és Physikai Lapok néven

XXXVII. évfolyam 12. szám 1987. december

GRAVITÁCIÓS REAKCIÓK SZÁMÍTÓGÉPES MODELLEZÉSE II.
(Galaxis-galaxis kölcsönhatások)

HORVÁTH GÁBOR– BÁTORI ENDRE
ELTE Alacsony Hőmérsékletű Fizikai Tanszék

különlenyomat

456– 461

HU ISSN 0015– 3257

GRAVITÁCIÓS REAKCIÓK SZÁMÍTÓGÉPES MODELLEZÉSE II. (Galaxis-galaxis kölcsönhatások)

Horváth Gábor– Bátori Endre
ELTE Alacsony Hőmérséklet Fizikai Tanszék

1. Bevezetés

Előző cikkünkben [1] azt az egyszerű gravitációs kölcsönhatást vizsgáltuk, mikor egy anyabolygóból és körülötte körpályán keringő, elhanyagolható tömegű holdból álló rendszer mellett elrepül egy az anyabolygóval összemérhető tömegű perturbáló égitest. Ezzel jól modelleztük a valós bolygó-hold-mesterséges hold rendszerek égimechanikáját.

Ha ezt a modellt úgy egészítjük ki, hogy az anyaobjektum körül több leányobjektum kering és ugyanez érvényes a perturbáló objektumra is, akkor lényegében a galaxisok kölcsönhatásának egy lehetséges modelljét kapjuk. Jelen cikkünkben ezt tesszük, megvizsgáljuk két egymáshoz közel került galaxis gravitációs kölcsönhatását. A gravitációs reakciót 2-, ill. 3-dimenzióban végezzük el személyi számítógépen. Az eredményül kapott struktúrák némelyike következtetni enged a spirál- és gyűrűgalaxisok jellegzetes szerkezetének kialakulására.

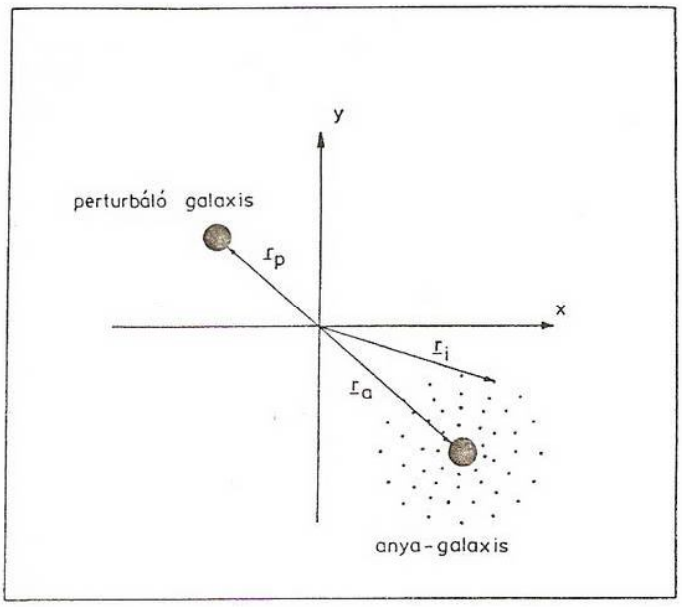
2. Kétdimenziós kölcsönhatások

Olyan gravitációs reakciókat, melyekben két korongszerű galaxis vesz részt kis korongsíkok közti szög mellett, jól modellezhetünk 2-dimenzióban. Habár a 3-dimenzióra vonatkozó modellprogramot minden további nélkül alkalmazhatnánk a 2-dimenziós esetre, ezt mégsem célszerű tenni, minthogy ekkor a harmadik koordináta fölöslegesen számítódik ki, hiszen az azonosan nulla, s ez jelentősen megnöveli a futási időt minden haszon nélkül.

Tekintsük tehát a következő 2-dimenziós modellt: Két korong alakú galaxis egymáshoz viszonylag közel kerül mozgásuk során. A mozgás síkja és a galaxiskorong síkja egybeesik. Vizsgáljuk a kezdetben szabályos körpályákból álló galaxiskorong evolúcióját a másik, perturbáló galaxis perturbációja következtében.

Magát az anyagalaxist oly módon modellezzük, hogy egy 10^{11} csillagot magában foglaló galaxismag körül 4 körgyűrűben 56 csillagot helyezünk el egyenletesen, a perturbáló galaxist pedig csak egy 10^{11} csillag tömegű tömegközépponttal vesszük figyelembe. Az anyagalaxis korongjában lévő csillagok egymásra és a galaxisok centrumára kifejtett gravitációs hatását elhanyagoljuk, csak a galaxiscentrumoknak a korongbeli csillagokra való hatását vesszük figyelembe. Ez a modell A. Toomre és J. Toomré-től származik. A Toomre-modell lényegében a redukált háromtestproblémа alkalmazása egyszerre több pontszerű leányobjektumra [2].

A problémát tömegközépponti rendszerben vizsgáljuk (koordinátarendszerünk origója a tömegközéppont legyen). A kezdeti elrendezést 1. ábránk mutatja. Az m_p tömegű perturbáló galaxis centrumának helyvektora r_p, az m_a tömegű anyagalaxisé r_a, az i-edik m_i tömegű, korongbeli csillagé r_i. Az anyagalaxis mozgásegyenlete:



1. ábra
Galaxis-galaxis gravitációs reakció kiindulási helyzete tömegközépponti koordinátarendszerben és 2-dimenzióban

$$m_a \ddot{r}_a = -\gamma \frac{m_p m_a}{|r_a - r_p|^2} \cdot \frac{r_a}{r_a}, \tag{1}$$

ahol γ a gravitációs állandó.
A tömegközépponti rendszer miatt

$$m_p r_p + m_a r_a = o. \tag{2}$$

Az 1. ábráról leolvashatóan:

$$r_a = (x,y), \quad r_p = (-kx, -ky),$$

$$k = \frac{m_a}{m_p}, \; r_i = (x_i, y_i). \tag{3}$$

Az i-dik, korongbeli csillag mozgásegyenlete:

$$m_i \ddot{r}_i = \gamma \frac{m_i m_p (r_p - r_i)}{|r_p - r_i|^3} + \gamma \frac{m_i m_a (r_a - r_i)}{|r_a - r_i|^3}. \tag{4}$$

(1)—(4) felhasználásával az anyagalaxis és az i-dik korongbeli csillag gyorsulásának komponensei:

$$a_x = -\frac{\gamma m_p x}{(x^2+y^2)^{3/2} \cdot (1+k)^2},$$

$$a_y = -\frac{\gamma m_p y}{(x^2+y^2)^{3/2} \cdot (1+k)^2}. \tag{5}$$

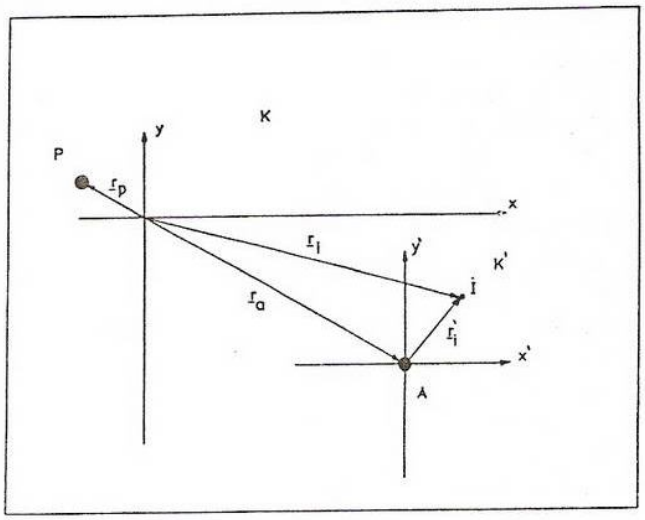
$$a'_{i_x} = -\frac{\gamma m_p (kx + x_i)}{[(kx+x_i)^2 + (ky+y_i)^2]^{3/2}} + \frac{\gamma m_a (x - x_i)}{[(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2]^{3/2}}. \tag{6}$$

$$a_{i_y} = -\frac{\gamma m_p (ky + y_i)}{[(kx+x_i)^2 + (ky+y_i)^2]^{3/2}} + \frac{\gamma m_a (y - y_i)}{[(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2]^{3/2}}. \tag{6}$$

Mi az anyagalaxis korongjának evolúciójára vagyunk kíváncsiak, ezért célszerű úgy megírni a programot, hogy az ábrázolási koordinátarendszer origóját az anyagalaxis középpontjához rögzítjük, mert ily módon mindig a képernyő közepén láthatjuk a számunkra érdekes perturbálódó korongot. Az ábrázolási- és a tömegközépponti rendszer közti transzformáció a következő a 2. ábra alapján:

$$r'_p = r_p - r_a = [-(1+k)x, -(1+k)y],$$

$$r'_i = r_i - r_a = (x_i - x, y_i - y). \tag{7}$$



2. ábra
K a tömegközépponti-, K' pedig az anyagalaxishoz rögzített ábrázolási koordinátarendszer. A: anyagalaxis, P: perturbáló galaxis, I: az i-edik, korongbeli csillaga az anyagalaxisnak. (2-dimenzió).

Kezdetben az anyagalaxis korongjában körpályán mozognak a csillagok, így az i-edik, korongbeli csillag kezdeti paraméterei a következők:

$$\dot{x}_i = \dot{x} - v'_i \cdot \sin\phi_i, \; \dot{y}_i = \dot{y} + v'_i \cdot \cos\phi_i,$$

$$x_i = r'_i \cdot \cos\phi_i + x, \; y_i = r'_i \cdot \sin\phi_i + y,$$

$$r'_i = \sqrt{x_i^2 + y_i^2}, \; v'_i = \sqrt{\frac{\gamma m_a}{r'_i}},$$

$$\dot{x}'_i = -v'_i \sin\phi_i = \dot{x}_i - \dot{x}, \quad \dot{y}'_i = v'_i \cos\phi_i = \dot{y}_i - \dot{y}. \tag{8}$$

A mozgásegyenleteket az [1]-ben közölt iterációs módszerrel oldjuk meg bizonyos dt időfelbontás mellett, azaz az egymásra következő iterációs lépések során a következő rekurziót használjuk a koordinátákra és sebességekre:
A ciklus elején:

$$a_j = a(x_j, y_j),$$

$$\dot{x}_{j+1} = \dot{x}_j + a_j dt,$$

$$x_{j+1} = x_j + (\dot{x}_{j+1} + \dot{x}_j)dt/2 + a_j (dt)^2/2.$$

A ciklus végén:

$$a_{j+1} = a(x_{j+1}, y_{j+1}). \qquad (9)$$

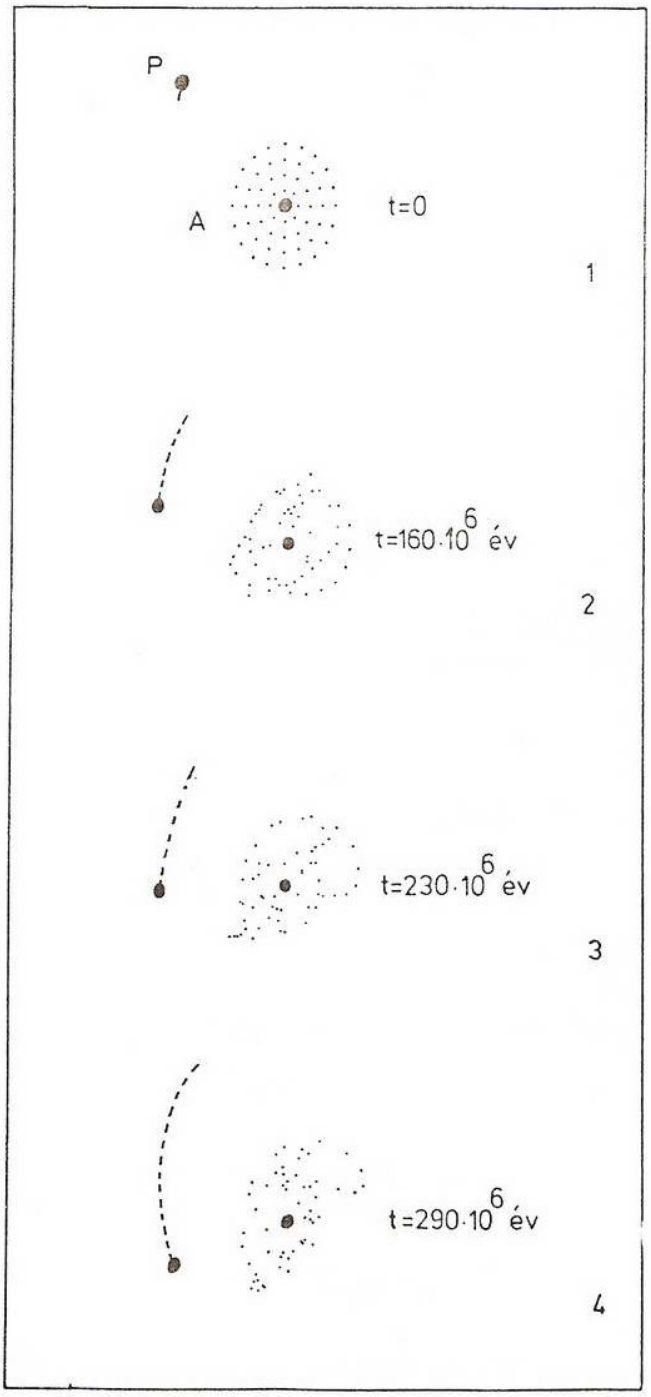
A (9) rekurzió ekvivalens azzal a közelítéssel, hogy az elemi dt ideig a rendszert egyenletesen gyorsulónak tételezzük fel. Nyilván annál pontosabb eredményt kapunk, minél kisebb dt időfelbontást választunk. A múltkori esethez hasonlóan [1] itt is ki kell kísérletezni, hogy melyik az optimális dt, melynél még nem nagyon hosszú a futási idő, ugyanakkor a dt végességéből származó pontatlanság sem számottevő.

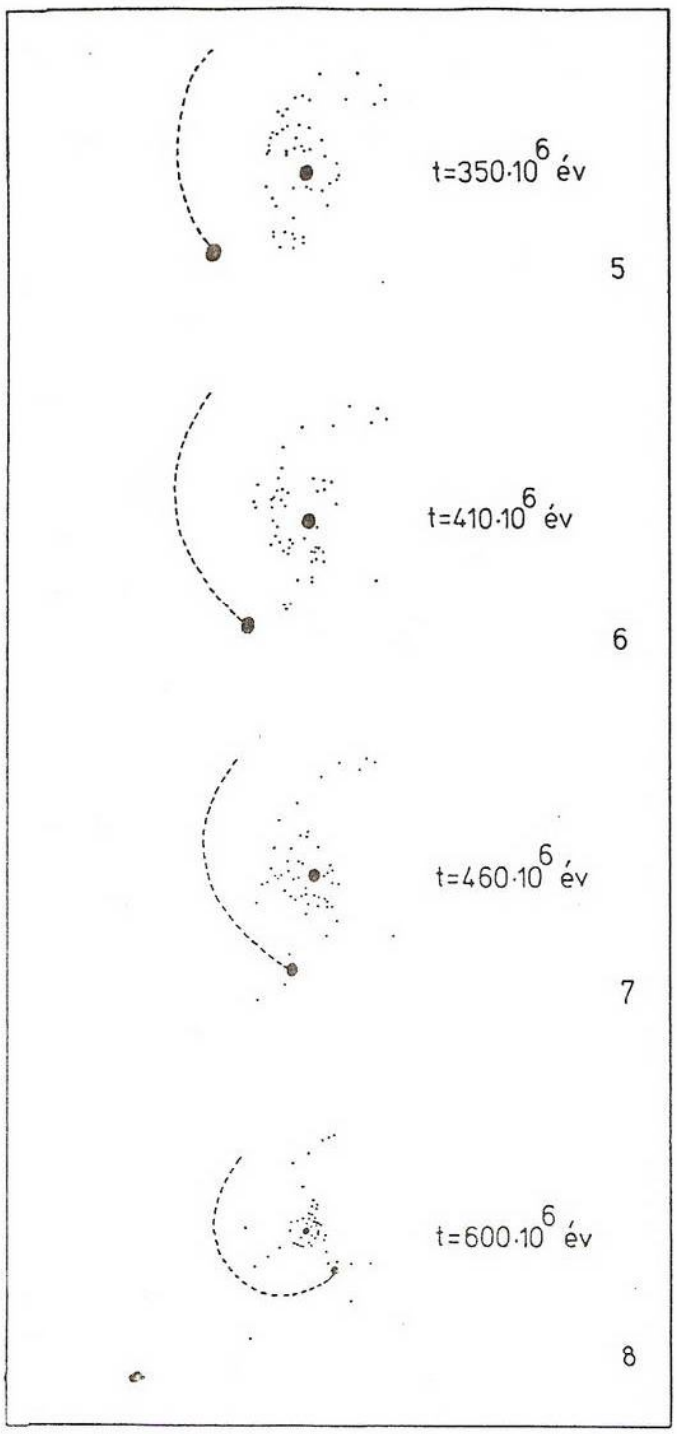
Miután megadtuk a receptet, könnyen írhatunk egy (9)-en alapuló egyszerű programot, mely megoldja a Newton-egyenleteket. Ezután elkezdődhetnek a futtatások, melyek során különböző kezdőfeltételek mellett vizsgálhatjuk a glaxiskorong perturbációját. Feladatul tűzhetjük magunk elé, hogy a kezdeti paraméterek változtatgatásával találjunk olyan struktúrákat, melyek a valós univerzumban is megtalálhatók. A csillagászati megfigyelések szerint számos jellegzetes, eltérő struktúrájú galaxiskölcsönhatási forma létezik a Világegyetemben. A kölcsönható galaxisok szerkezete függ a kezdeti paramétereiktől, azaz hogy mekkora volt a galaxismagok sebessége és milyen volt annak iránya a kölcsönhatás előtt, valamint hogy mik voltak a kezdeti koordináták.

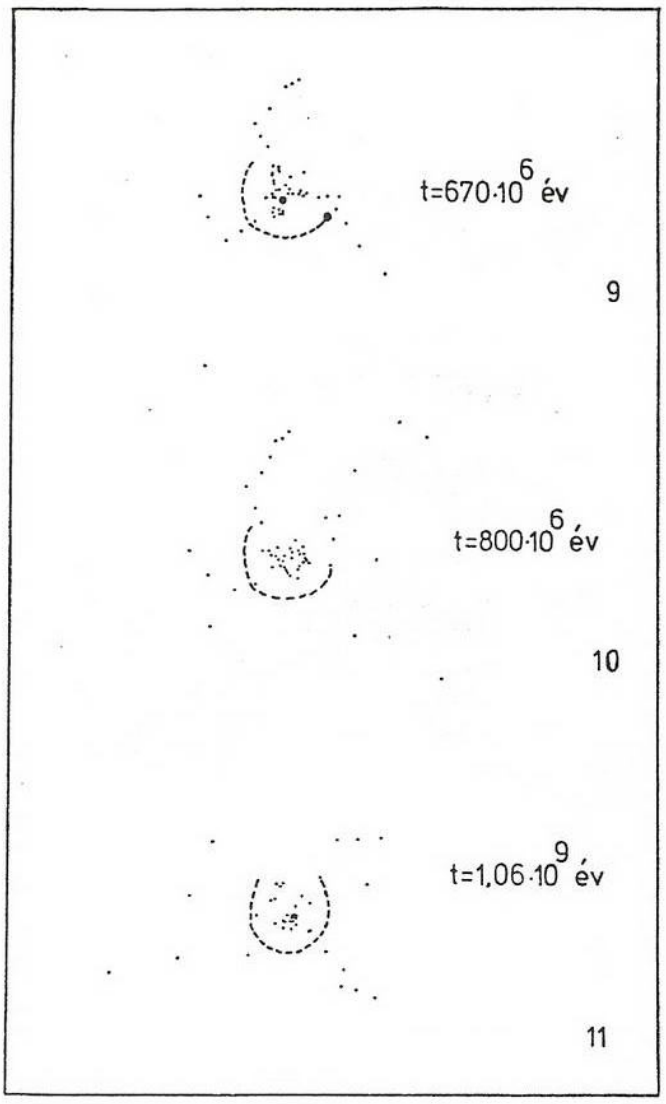
Tehát INPUT-adatként célszerű a kezdeti sebesség- és koordináta komponenseket beadni, s utána magunk is vadászhatunk érdekes végeredményű gravitációs reakciókra. A kölcsönható galaxisok csillagászati vonatkozásait valamint néhány megfigyelt érdekes, jellegzetes kölcsönhatási alakzatra példát [2]-ben találunk.

Most közöljük azon gravitációs reakció adatait, melynek során az anyagalaxis korongja úgy fejlődött az időben a perturbáló galaxis hatására, hogy kettő, majd három spirális kar alakult ki:
$k = 1$
a perturbáló galaxis kezdeti abszcisszája = 15 kpc (kiloparsec)
a perturbáló galaxis kezdeti ordinátája = −15 kpc
a perturbáló galaxis kezdeti sebességének x komponense = $4 \cdot 10^4$ ms^{-1}
a perturbáló galaxis kezdeti sebességének y komponense = $5 \cdot 10^4$ ms^{-1}
időfelbontás dt = 10^7 év
az anyagalaxishoz rögzített ábrázolási koordinátarendszerben.

A futtatási eredmények a 3. ábrasorozaton láthatók az idő függvényében. Jól látható, hogy a galaxisevolúció során fokozatosan kialakulnak a jellegzetes spirálkarok. Kezdetben két spirálkar fejlődik ki (3/7. ábra), egy a perturbáló galaxis felé egy pedig azzal átellenben. Ezt az ár-apály erőkkel magyarázhatjuk. Később három spirálkar fejlődik (3/9. ábra), melyek a további evolúció során felbomlanak (3/10, 11.







3. ábra
A 2-dimenziós galaxis-galaxis gravitációs reakció számítógépes szimulációja. A kezdőfeltételeket lásd a szövegben. Az ábrázolási koordinátarendszerben vagyunk, a perturbáló galaxis pályáját a szaggatott vonal mutatja. Az idő teltével egyre távolabbról nézünk a kölcsönható galaxisokra, hogy a lényeges információ (a meg nem szökő csillagok) ráférjen a számítógép képernyőjére. Ezért látszanak egyre kisebb korongoknak a galaxiscentrumok.

ábra). A 3/3. és 3/4. ábrán szökési jelenségeket figyelhetünk meg, a kölcsönhatás térségéből egy. ill. két csillag véglegesen eltávozott.

Arra a fontos következtetésre jutottunk tehát a 2-dimenziós galaxis-galaxis kölcsönhatások számítógépes szimulációja során, hogy a spirálgalaxisok jellegzetes spirálstruktúrájának egyik lehetséges magyarázata: a szóbanforgó galaxis mellett egykor egy perturbáló galaxis húzott el, s ennek eredménye a spiralitás.

Hogy milyen más lehetséges magyarázata van a spirálkarok kialakulásának, s az előbbi következtetés mennyire állja meg a helyét arról részletesebben [2,3] szól.

3. Háromdimenziós kölcsönhatások

Modellünk legyen azonos az előzővel (Toomre-modell), de most 3-dimenzióban vizsgáljuk a problémát. Az anyagalaxis korongjának síkja kezdetben legyen az x-y síkkal párhuzamos. A mozgásegyenleteket megint tömegközépponti rendszerben írjuk fel, míg az ábrázolás az anyagalaxishoz rögzített koordinátarendszerben történik. A szóbanforgó két koordinátarendszert mutatja 4/a. ábránk. Az (1), (2), (4) egyenletek továbbra is érvényesek. A 4/a. ábráról leolvashatóan:

$$r_a = (x,y,z),\ r_p = (-kx,-ky,-kz),\ r_i = (x_i y_i z_i). \quad (10)$$

Az anyagalaxis tömegközéppontja gyorsulásának x komponense:

$$a_x = -\gamma m_p \frac{x}{(x^2+y^2+z^2)^{3/2}\cdot(1+k)^2}. \qquad (11)$$

Az y és z irányú komponens hasonló alakú, csak a számlálóban x helyett y, ill. z szerepel. Az i-edik, korongbeli csillag gyorsulásának x komponense:

$$a_{i_x} = -\frac{\gamma m_p(kx+x_i)}{[(kx+x_i)^2+(ky+y_i)^2+(kz+z_i)^2]^{3/2}} + \frac{\gamma m_a(x-x_i)}{[(x-x_i)^2+(y-y_i)^2+(z-z_i)^2]^{3/2}}. \qquad (12)$$

Az y és z irányú komponensek hasonló alakúak, csak a számlálóban x helyett y, ill. z van. Az ábrázolást célszerű két, egymásra merőleges irányú metszetben végezni, pl. a 4/a. ábra fölülnézetéből, azaz az x–y síkra való vetítéssel valamint oldalnézetből, azaz az x–z síkra való vetítéssel. A tömegközépponti és az ábrázolási koordinátarendszer közti transzformációk a következők:

$$r'_p = r_p - r_a = -(1+k)\cdot[x,y,z]$$
$$r'_i = r_i - r_a = (x_i-x, y_i-y, z_i-z). \qquad (13)$$

A 4/b. ábra alapján az ábrázolási koordinátarendszerben a perturbáló galaxis középpontjának, ill. az i-edik, korongbeli csillag helyvektorának komponensei oldalnézetben:

$$\rho_p^o = [-(1+k)x, -(1+k)z], \quad \rho_i^o = (x_i-x, z_i-z). \qquad (14)$$

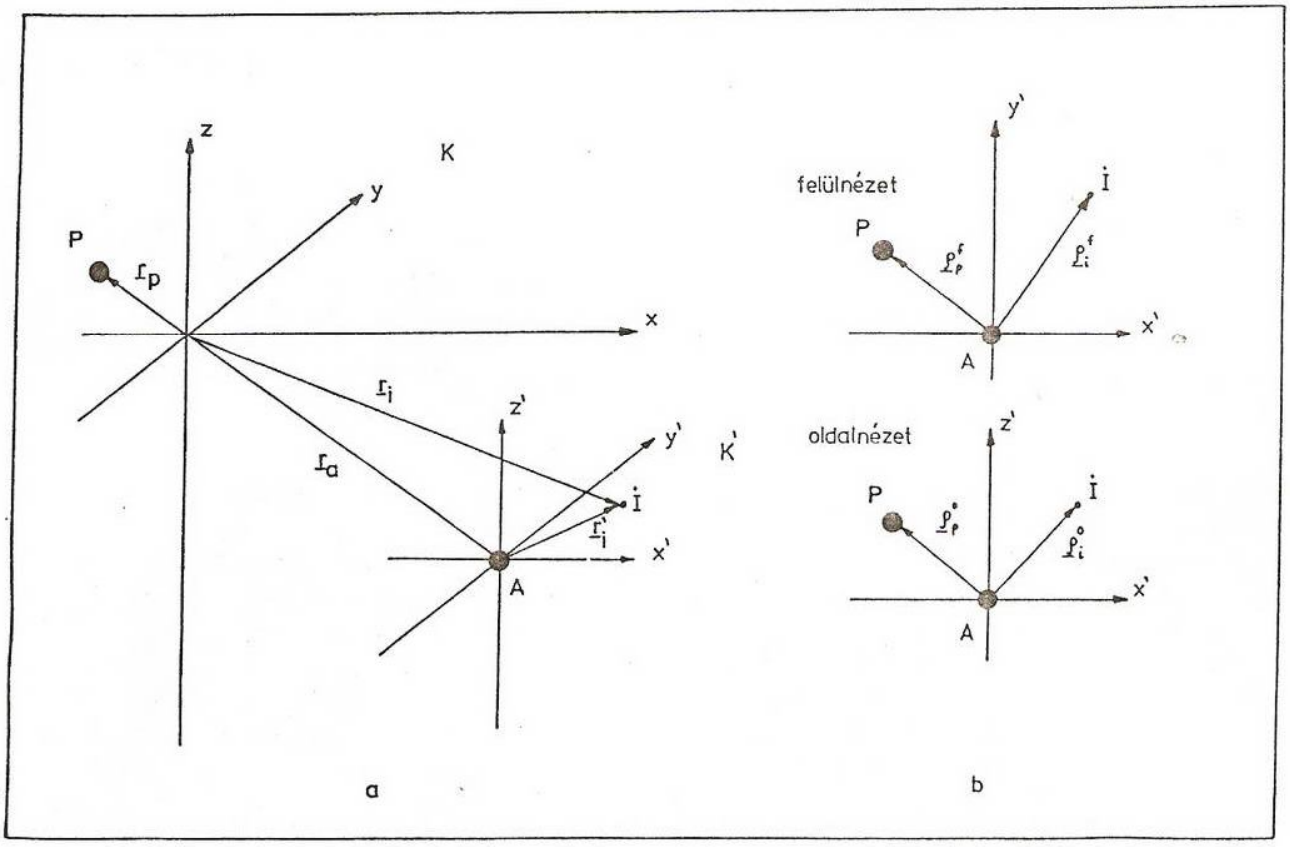
Felülnézetben:

$$\rho_p^f = [-(1+k)x, -(1+k)y], \quad \rho_i^f = (x_i-x, y_i-y). \qquad (15)$$

Az anyagalaxis rendszerében kezdetben körpályán keringenek a csillagok, így (8) továbbra is érvényben van. A mozgásegyenleteket most is a (9) rekurziós iterációval oldjuk meg.

Egy érdekes futtatási eredményt adó gravitációs reakció kezdő paramétereit megadjuk, mely gravitációs kölcsönhatás gyűrűgalaxis kialakulásához vezetett:

k = 1
a perturbáló galaxis kezdő abszcisszája = 0
a perturbáló galaxis kezdő ordinátája = 0
a perturbáló galaxis kezdő z koordinátája = −15 kpc
a perturbáló galaxis kezdősebességének x komponense = $-2\cdot10^4$ ms^{-1}
a perturbáló galaxis kezdősebességének y komponense = 0



4. ábra
A 3-dimenziós galaxis-galaxis gravitációs reakció koordinátarendszerei. A kezdeti anyagalaxis korongsíkja az x'–y' sík.

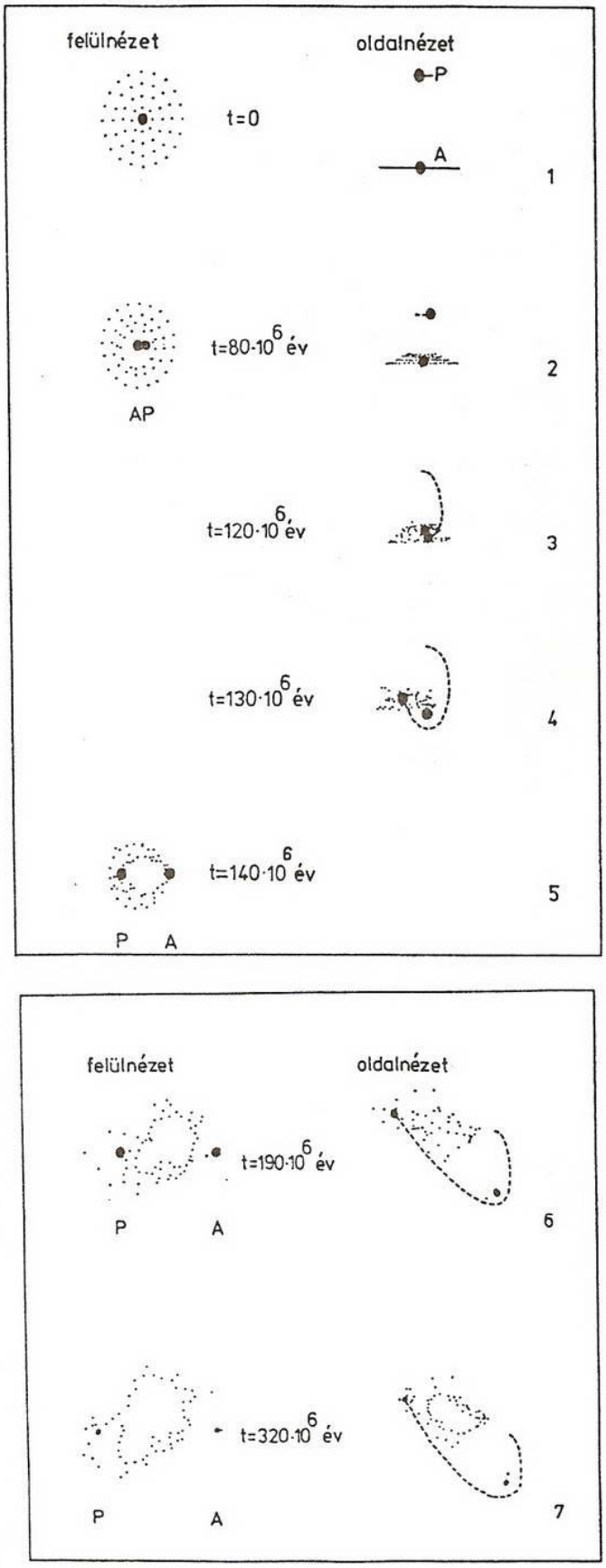
a) K tömegközépponti rendszer
K' ábrázolási rendszer
b) Az ábrázolási koordinátarendszer felül- és oldalnézetben.

a perturbáló galaxis kezdősebességének z komponense = $6 \cdot 10^4$ ms^{-1}
az időfelbontás dt = 10^7 év
az anyagalaxishoz rögzített ábrázolási koordinátarendszerben.

A futtatási eredmények az 5. ábra sorozaton láthatók az idő függvényében. Jól látható, bizonyos idő elteltével az eredetileg egy síkban lévő csillaggyűrűk különválnak (5/2. ábra), kiemelkednek az eredeti korongsíkból. Érthető okok miatt a legbelsőbb gyűrűk emelkednek ki legjobban, hiszen legközelebb lévén a perturbáló galaxishoz, az rájuk van a legnagyobb hatással. Oldalnézetben látható, hogy megtörtént az az érdekes eset, hogy a perturbáló galaxis átvette egy kivételével az anyagalaxis külső gyűrűiben lévő összes csillagot (5/6. ábra), később viszont ez az "elrabolt" csillagfelhő kissé lemaradt a perturbáló galaxistól az anyagalaxis vonzása miatt (5/6, 7. ábra). Fölülnézetben megfigyelhető, hogy bizonyos idő elteltével gyűrűszerű struktúra alakul ki, ami egészen szabályos gyűrűgalaxist formál (5/5. ábra), később azonban kissé szabálytalanná válik ez a gyűrű, de még sokáig határozottan felismerhető (5/6, 7. ábra). Ugyancsak nagyon érdekes, hogy bizonyos idő elteltével nemcsak felül-, de oldalnézetből is gyűrűszerű alakzat képződik (5/7. ábra).

Arra a következtetésre jutottunk tehát a 3-dimenziós galaxis-galaxis kölcsönhatás számítógépes szimulációjával, hogy bizonyos kezdő feltételek mellett gyűrűgalaxis keletkezhet a perturbáló galaxissal való gravitációs reakció eredményeként. Hogy menynyire lehet általánosítani ezt a gyűrűgalaxis evolúciós modellt, arról valamint a gyűrűgalaxisok néhány csillagászati vonatkozásáról részletesebben szól [2, 4].

Végül tehát azt mondhatjuk, hogy a Toomre-modellel, a kezdeti feltételek változtatásával egészen különböző galaxis alakzatokat is modellezni tudunk, s ezen struktúrák egy lehetséges magyarázatát adhatjuk meg vele. Természetesen még más érdekes galaxis alakzatok is léteznek, amik megkereséséhez reméljük cikkünk kedvet csinált az érdeklődő olvasóknak.



5. ábra
A 3-dimenziós galaxis-galaxis gravitációs reakció számítógépes szimulációja. A kezdőfeltételeket lásd a szövegben. Az ábrázolási koordinátarendszerben vagyunk, a perturbáló galaxis pályája a szaggatott vonal. Az idő folyamán itt is egyre távolabbról nézünk a kölcsönható galaxisokra.

IRODALOM

[1] Horváth Gábor—Jánosi Imre: Gravitációs reakciók számítógépes modellezése I. (Bolygó-hold-mesterséges hold rendszerek), Fizikai Szemle. 1987. 11. 406

[2] Surek György: Kölcsönható galaxisok, Csillagászati Évkönyv 1985, Gondolat K., 242—266. o.

[3] Szatmáry Károly: A galaxisok spirálkarjairól, Föld és Ég XVII. évf. 12. sz. 1982., 354—358. o.

[4] Fejes István: Gyűrűgalaxisok, Föld és Ég XVIII. évf. 8. sz. 1983., 230—232. o.