

# Fizikai Szemle

## MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A Matematikai és Természettudományi Értesítőt az Akadémia 1882-ben indította  
A Matematikai és Physikali Lapokat Eötvös Loránd 1891-ben alapította

LIX. évfolyam

2. szám

2009. február

## PONTATLAN CSILLAGÓRÁK

Borkovits Tamás  
Bács-Kiskun Megyei Önkormányzat  
Csillagvizsgáló Intézete

„Nem léphetsz kétszer ugyanabba a folyóba.” *Herakleitosz* jól ismert, mély értelmű 2500 éves töredéke bármilyen periodikus jelenségekkel foglalkozó tudomány mottójául is szolgálhatna. A csillagászatban különösképpen hemzsegek a periódusok: az égitestek tengelyforgási periódusa, a bolygók, holdjaik, vagy éppen a kettőscsillagok keringési periódusa, a változócsillagok fényváltozási periódusa stb. A jelenségek némelyikében szigorú értelemben nincs is szó periodicitásról, legfeljebb csak egy vagy több kvázi-periódusról. E kategóriába tartozik például a körülbelül 11 éves naptevékenységi ciklus, amelyhez hasonló mágneses ciklusokra utaló jeleket közvetett módon egyre több csillag esetében észlelünk. Azonban a fenti jelenségeknek van egy olyan osztálya, ahol első ránézésre szigorú periodicitást várnánk, ez pedig az égitesteknek a gravitációs kölcsönhatás vezérelte mozgása, egymás körüli keringése.

Közismert, hogy ha két pontszerűnek tekinthető test között csak a gravitáció hat, akkor a két test egymás gravitációs vonzása által meghatározott mozgása időben szigorúan állandó paraméterekkel jellemezhető kúpszeletek mentén megy végbe. Ha a két objektum gravitációsan kötött, azaz gravitációs helyzeti és mozgási energiájuk összege negatív, akkor közös tömegközéppontjuk körül, valamint egymás körül is, térben és időben rögzített ellipszis mentén (speciális körülmények között körpályán) fognak keringeni, ha pedig az összenergia nem negatív, akkor a mozgás nyílt görbén valósul meg. Pontosán nulla összenergia esetén parabola, míg ha ez az érték pozitív, akkor egymáshoz viszonyítva hiperbolapályán mozognak.

Naprendszerünk égitestei között elég jó közelítéssel fennállnak az imént megadott feltételek. A Nap és



a bolygók mérete a köztük levő távolsághoz képest elhanyagolható, így tömegpontoknak tekinthetők. Ráadásul a Nap tömege oly mértékben múlja felül bármely bolygó tömegét (még Naprendszerünk legnagyobb bolygójának, a Jupiternek tömege sem éri el a Napénak ezredét), hogy a bolygók mozgása emberi időskálán és a mindennapokban elvárható pontosság mellett a kéttest-probléma közelítés helyett a matematikailag hasonló formalizmussal leírható egycentrum-probléma keretein belül is tárgyalható. Ez voltaképpen egy olyan kéttest-probléma, ahol az egyik test tömege elhanyagolható, s ekkor az elhanyagolható tömegű test, esetünkben a bolygó, egy olyan ellipszis- (vagy kör-) pályán kering, amelynek a másik, mozdulatlan test, jelen esetben a Nap, az egyik fókuszpontjában (vagy középpontjában) helyezkedik el (ahogy azt *Kepler* I. törvénye kimondja). Éppen, mivel a Nap-Föld rendszer oly jól közelíti a fentebb leírt gravitációs kéttest-mozgást, amikor a Föld forgásának apró egyenletlenségei következtében a Föld forgásán alapuló időmérés már nem felelt meg egy közelítő inerciadűlő tudományos pontossági követelményeinek, természetesen adta magát a Föld Nap körüli keringéséhez kötött időmérésre való áttérés. Így született meg az efemerisz idő, amely az 1900-as tropikus év hosszán alapszik, azaz azon az időtartamon, amely a Napnak a tavaszponton való két egymást követő áthaladása között telt el 1900. március 21. és 1901. március 21. között. Az atomi folyamatokon alapuló időmérés kifejlesztéséig az időszámítást, sőt a másodperc SI egységét is innen származtatták [1].

Azonban „nem lehet kétszer ugyanabba a folyóba lépni”. A Nap és a Föld nem alkot zárt rendszert. Állandó kölcsönhatásban van szűkebb és tágabb kozmikus környezetével. A Hold, illetve a Naprendszer többi nagybolygójának gravitációs perturbáló hatása miatt a Föld Nap körüli pályájának sem alakja, sem

térbeli helyzete, de még a Föld pálya menti mozgásának közepsebessége sem marad állandó. Szigorúan véve zárt pályáról sem beszélhetünk. Rádásul a tágabb értelemben vett kozmikus környezet is, szinte észrevehetetlenül ugyan, de folyamatosan változik. A Nap Tejútrendszerbeli mozgása következtében a külső gravitációs potenciál sem egyezik meg az egy keringéssel korábbival. E tisztán gravitációs eredetű zavaroknál sokkal jelentősebb változásokat produkálnak egyes nem, vagy csak részben gravitációs jellegű jelenségek, például a Föld egyenlítői lapultságával és tengelyferdeségével összefüggő árapályjelenségek, azaz a jól ismert luniszoláris precesszió, illetve a Föld forgásának folyamatos lassulása. Ez utóbbi jelenség, az árapály-disszipáció következményeként a 2009-es évet például egy szökőmásodperc előzte meg.

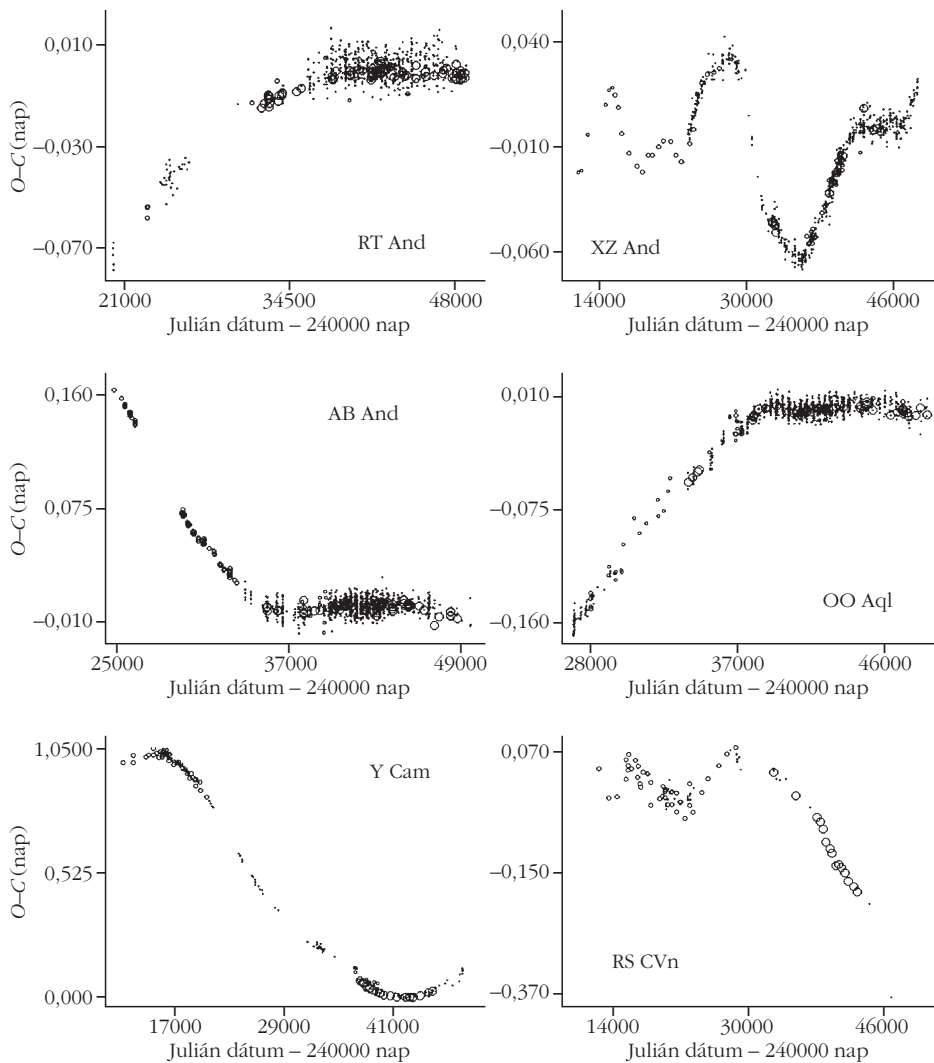
A fent felsorolt jelenségek és még sok egyéb, itt nem említett társuk mindennapi életünkben jobbra észrevétlenek maradnak. Némelyikük azonban már az emberiség történetében is érezteti hatását, míg mások hosszabb, földtörténeti időskálán válnak jelentősékké olyannyira, hogy akár a földi élet kialakulásában és fejlődésében is szerepük lehetett. Jelen írás azonban nem a Földre, nem a múltunkba tekint. Kozmikus környezetünkben is megeljük mindezen jelenségeket, mégpedig gyakran sokkal gyorsabb és intenzívebb formában, így ezek a fizikai effektusok emberi időskálán is viszonylag könnyen és pontosan megfigyelhetők, tanulmányozhatók.

A Tejútrendszerben található csillagok több mint fele nem magában rója útját az űr mélységeiben, hanem kisebb-nagyobb csillagtársulások tagja. Közülük számunkra most a szoros kettős, illetve többes csillagok érdemelnek külön figyelmet. Tejútrendszerünkben, illetve a közeli extragalaxisokban tizenötezer fölötti számú szoros kettőscsillagot ismerünk, de elméleti megfontolásokból számuk galaxisunkban százmillió fölötti. A szoros kettősök közé rendszerint azokat a kettőscsillagokat sorolják, amelyekben a csillagok elég közel vannak egymáshoz ahhoz, hogy a közöttük támadó árapályerők következtében alakjuk (illetve tömegeloszlásuk) eltérjen a gömbtől. Ez a határ nagyjából ott vonható meg, ahol a két csillag szeparációja nem haladja meg a csillagok sugarának 20–25-szörösét. Például egy olyan rendszer esetében, amely két Naphoz hasonló csillagból áll, ez azt jelenti, hogy a csillagok egymástól való távolsága nem több 14–18 millió kilométernél, azaz a Nap–Föld távolság 10%-ánál. Egy ilyen kettőscsillag keringési ideje 8–9 nap körüli. (Összehasonlításképpen a Naphoz legközelebbi bolygó, a Merkúr átlagos naptávolsága 58 millió km, keringési ideje pedig 88 nap.) Szokás azonban szoros kettősöknek hívni azokat a csillagrendszereket is, amelyekben fejlődésük bizonyos fázisában a csillagok között jelentős nem gravitációs természetű kölcsönhatás, például intenzív tömegátadás zajlik le. Ez esetben a szoros kettősök közé olyan párokat is beleértene, amelyeknek mind szeparációja, mind keringési ideje akár egy-két nagyságrenddel is nagyobb lehet a példában felhozottnál. Ez utóbbi beso-

rolást alapul véve a jelenleg ismert szoros kettősök egymás körüli keringési ideje 18 perc (AM Canum Venaticorum) és 27,2 év ( $\epsilon$  Aurigae) között van. (Ha pedig a csillagfejlődés végállapotában levő, úgynevezett degenerált objektumokat is figyelembe vesszük, akkor a kettős pulzárak, azaz egymás körül keringő neutroncsillagok között találunk még jóval rövidebb keringési időket. A jelenlegi rekorder kettős pulzár két tagja mindössze 321 s alatt kerüli meg egymást.) A pályák méretei, vagyis a csillagok egymástól való távolsága a Nap sugarának 5%-ától (kb. 35 ezer km) valamivel több, mint 28 Csillagászati Egységig (CSE a Nap–Föld távolság) terjed. (Ez utóbbi érték alig valamivel kisebb mint a legkülső óriásbolygó, a Neptunusz naptávolsága.) A kettőscsillagokról általában, illetve azok fizikai tulajdonságairól, kialakulásukról, fejlődésükről részletesen *Csizmadia Szilárd* cikkében olvashatnak [2], itt elsősorban mozgásukra, dinamikájukra összpontosítunk.

A szoros kettőscsillagok egy alig 3 ezreléknyi kis csoportja számunkra megkülönböztetett jelentőségű. E rendszerekben a csillagok pályasíkjára többé-kevésbé éléről látunk rá. Ennek következtében a csillagok, miközben megkerülik társukat, a Földről nézve periodikusan, részben vagy teljesen elfedik egymást. (Egy keringés alatt, egyes ritka és extrém esetektől eltekintve természetesen két fedés következik be. Amikor az alacsonyabb felületi fényességű csillag takarja el előlünk a magasabb felületi fényességű csillag egy részét, akkor beszélünk főminimumról, a kisebb fényességcsökkenéssel járó ellentétes elrendeződés esetén pedig mellékminimumról.) Az ilyen rendszereket *fedési kettőscsillagok*nak nevezzük. Asztrofizikai fontosságuk kiemelkedő. Említettük, hogy becslések szerint csak a mi Tejútrendszerünkben százmilliós nagyságrendű szoros kettős lehet, amelyből alig valamivel több mint tizenötezer ismerünk. Ezeknek viszont túlnyomó többsége fedési kettős. Ugyanis a szoros kettősök a csillagok kis távolsága miatt közönséges optikai távcsövekkel nem felbonthatók,<sup>1</sup> még a legnagyobb távcsövekkel is egyetlen csillagnak látszanak. Kettősségüket, többnyire véletlenül, éppen abból vesszük észre, hogy ezek a látszólag magányos csillagok szabályos időközönként rövid időre elhalványodnak, majd visszafényesednek, s ezzel felhívják magukra a figyelmet. Könnyű felfedezhetőségükön

<sup>1</sup> Például a legrégebben ismert és leghíresebb fedési kettőscsillag, a Perseus csillagkép második legfényesebb csillaga, az Algol, amelynek 2,86 naponta bekövetkező néhány órán át tartó látványos elhalványodásai szabad szemmel is könnyedén nyomon követhetők. E fedési kettős két csillagának látszó szög-távolsága 2,3 ezred ívmásodperc. Összehasonlításképpen a 10 méteres Keck-teleszkóppal adaptív optikával készült legjobb felvételek felbontóképessége 50 ezred ívmásodperc körüli, míg adaptív optika nélkül a földi légkör zavaró hatásai miatt földi távcsövekkel csak kivételesen lehet 0,5 ívmásodpercnél jobb felbontást elérni. (Ugyanakkor előbb rádió-, majd az elmúlt másfél évtizedben optikai interferométerek alkalmazásával már sikerült több fedési kettőscsillagot is felbontani. Az Algol legfrissebb és jelenleg legpontosabb optikai interferometriai, illetve nagy bázisvonalú rádióinterferometriai vizsgálatát egy magyar–amerikai kutatócsoport végezte el.)



1. ábra. Jellegzetes  $O-C$  görbék. Az  $x$  tengelyen a ciklusszám helyett heliocentrikus Julián dátum szerepel (lásd a szövegben). Az  $O-C$  értékek napban értendők. A körök mérete a különféle technikákkal mért minimumidőpontokra utal. (A szerző egy korábbi cikkéből – Borkovits és Hegedüs, *Astron. Astroph. Suppl.*, 120 (1996) 63.)

kívüli felbecsülhetetlen fontosságuk abban rejlik, hogy segítségükkel a csillagok számos olyan fizikai paramétere meghatározható, amelyre magányos csillagok esetében nincs lehetőségünk (részletesen lásd [2]). Itt csak a szűkebb témánk szempontjából különösen releváns csillagtömeget említjük meg. E szempontból ideálisak azok a fedési kettősök, amelyeknek színeképében mindkét komponens színeképvonalai megtalálhatók. Mivel a csillagok egymás körüli keringése miatt a tőlünk való távolságuk periodikusan változik, a színeképvonalak Doppler-eltolódást szenvednek, mégpedig úgy, hogy a két csillagtól származó vonalak egymáshoz képest ellenkező fázisban tolnak el a színeképvonal nyugalmi helyzete körül. A vonaleltolódásból meghatározható a csillagok keringési sebességének látóirányú vetülete, amit kombinálva a keringés síkjának a fedési fénygörbéből ismert hajlásszögével megmondhatjuk a tényleges keringési sebességet. A fedések között eltelt idő hosszabb távú méréséből könnyen és nagyon pontosan (ez alatt akár a másodperc tört része értendő) meghatározható ke-

ringési periódus ismeretében pedig már kiszámítható mind a pálya abszolút mérete, mind a csillagok tömege. (Néhány további mérési eredmény figyelembevételével sok más is, például a csillagok valódi mérete, távolsága, tényleges fényki-bocsátása, energiatermelése, majd mindezekből elméleti megfontolások alapján sok egyéb fontos fizikai, sőt akár kozmológiai paraméter is származtatható.)

Magától értetődik, hogy a Naprendszer égitestjeinél (a Napot leszámítva) nagyságrendekkel nagyobb tömegű, illetve egymáshoz sokkal közelebb elhelyezkedő égitestek között a gravitáció jóval intenzívebben nyilvánul meg, vagyis a gravitációs kölcsönhatásra visszavezethető jelenségek lényegesen rövidebb időskálán és nagyobb amplitúdóval jelennek meg, azaz könnyebben tanulmányozhatók. Mindez nem csupán a gravitáció klasszikus, newtoni elméletének következményeire vonatkozik, hanem bizonyos szoros kettősökben az általános relativitáselmélet speciális effektusai is kimérhetők. Továbbá, a fentebb említett körülmé-

nyeknek megfelelően a szoros kettősök fizikai és geometriai paramétereit, legalábbis a viszonylag fényesebb rendszerek esetében, meglehetősen pontosan ismerjük, így nagyobb biztonsággal tehetünk elméleti előrejelzéseket arról, hogy mit várhatunk, illetve értelmezhetjük mérési eredményeinket. Ráadásul nagyon könnyen, és akár a legszerűsebb költségvetésű obszervatóriumok (sőt tehetősebb műkedvelő csillagászok) által is elérhető eszközökkel kivitelezhető mérésekre van csak szükség.

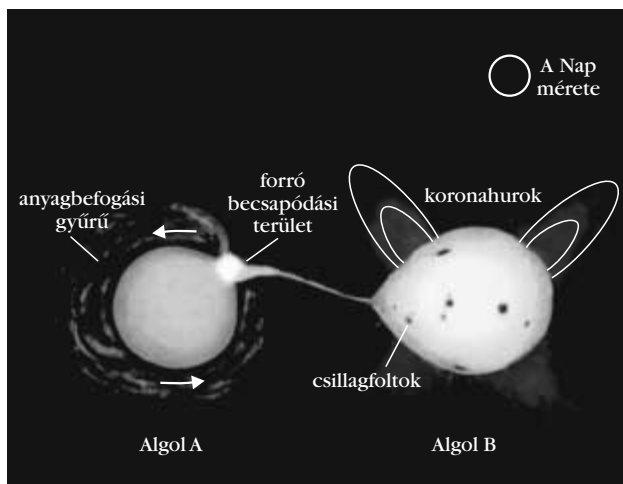
Itt kanyarodunk vissza a bevezetésben említett periodikus jelenségekre. Amíg a két csillag tökéletes gömbként, egymás körül körpályán kering, az égvilágon semmi érdekes nem történik.<sup>2</sup> Ha ismerjük egy fedési esemény időpontját, illetve a kettős keringési periódusát, akkor visszamenőleg megmondhatjuk, hogy mikor következett be fedés, vagy előre jelezhet-

<sup>2</sup> Legalábbis a klasszikus, newtoni gravitációelmélet szerint. Az általános relativitáselmélet erről mást mond. Erre később visszatérünk.

jük, hogy mikor fog bekövetkezni. E kettősökhöz nyugodtan órát lehet igazítani. Azonban a csillagok élete nem ilyen egyszerű. S bármi történjék is a kettős rendszerrel vagy a kettős rendszerben, az rányomja a maga bélyegét a rendszer pálya menti mozgására, így a fedési események bekövetkezési idejére is. Maguk a változások egy-egy fordulat alatt észrevehetetlenül kicsik ugyan, de hatásuk halmozódik, s így elég hamar kimutathatók. Képzeljük el, hogy egy jelenleg pontosan 1 nap keringési idejű kettős periódusa folyamatosan változik, mondjuk keringésenként  $10^{-10}$  nappal csökken. (Ez egy tipikus arány.) Öt vagy tíz egymást követő fedés méréséből ez a változás természetesen nem mutatható ki. (Már csak azért sem, mert egy fedési minimum időpontjának meghatározási pontossága ideális esetben 10 s körül van.) Azonban könnyen belátható, hogy míg a rendszer keringési ideje a keringések számával lineárisan változik, addig a fedési események időeltolódásában már a keringések számának négyzete jelenik meg. Ily módon tíz év, azaz 3650 keringés alatt a fedések bekövetkeztének ideje a várttól  $0,5 \cdot 10^{-10} \cdot 3650^2 \approx 6,6 \cdot 10^{-5}$  nappal, azaz csaknem egy perccel tér el, ami már elég nagy biztonsággal kimutatható. Ráadásul nem is számít olyan ritkának az a rendszer, ahol ennél akár egy-két nagyságrenddel is nagyobb mérvű a keringési periódus változása.

Pontosan a fent leírt elven alapul az az egyszerű eljárás, amellyel a sok ezernyi fedési kettősben folyamatosan zajló folyamatok könnyedén nyomon követhetők. Egyszerűen időről időre meg kell határozni egy-egy kiválasztott kettős fedési minimumának bekövetkezési idejét. Majd pedig a mért minimumidőpontot kivonjuk az állandónak tekintett keringési periódussal az adott ciklusra számított előrejelzés értékéből, és ezt az időkülönbséget a ciklusszám (amely azt mondja meg, hogy egy tetszőlegesen választott fedési esemény óta hányadik keringést teszi meg a rendszer) függvényében ábrázoljuk.<sup>3</sup> Így kapjuk meg az úgynevezett *O-C* (Observed minus Calculated; észlelt – számolt) diagramot (1. ábra). Könnyen belátható, hogy ha csillagóránk pontosan jár, akkor a diagramunk vízszintes egyenest ad, ha a kezdeti időpont is pontos, akkor magát az *x* tengelyt. Ha a periódus nem változik, azaz az óra pontos, csak kezdetben nem elég pontosan ismertük ezt a periódust, akkor olyan egyenest kapunk, amelynek meredeksége az általunk a görbe felrajzolásához használt periódusnak a valódi keringési időtől való eltérését adja meg. Ha a fedési kettős periódusa folyamatosan, de időben (vagy még pontosabban: keringésenként) állandó módon változik, akkor, amint azt fenti példánkban is láthattuk, az *O-C* diagram egy másodfokú polinom,

<sup>3</sup> A ciklusszám helyett gyakran a minimum számolt (C – calculated) időpontja szerepel az *x* tengelyen, mégpedig leggyakrabban Julián dátumban megadva. A Julián dátum a Kr. e. 4712. január 1., déli 12 óra óta eltelt napok száma. A kezdőpontnak történeti okai vannak. A lényeg az, hogy az eltelt időt folyamatosan, napokban számolja, így bármely két időpont között eltelt időtartam nagyon egyszerűen, egyetlen kivonással számolható.



2. ábra. Egy félig érintkező (semi-detached) kettős (maga az Algol) sematikus rajza. Az ábrán a forgástengelyek irányából látunk rá a kettősre, azaz az egybeeső keringési és egyenlítői síkokra merőlegesen.

vagyis parabola lesz. Általánosságban is megmutatható, hogy a fedési kettős egy adott időbeli periódusváltozását az *O-C* diagram adott pontban számolt deriváltja adja meg.<sup>4</sup>

Egy parabolikus *O-C*, azaz a fedési periódus állandó mértékű változása szinte minden esetben azt jelzi, hogy a szoros kettős két komponense között erőteljes kölcsönhatás van. Anélkül, hogy a teljességre törekednénk, bemutatunk néhány ilyen jelenséget előidéző fizikai folyamatot. Az állandó jellegű periódusváltozásra az egyik leggyakoribb magyarázat az, hogy úgynevezett félig érintkező (semi-detached) kettőssel van dolgunk, ahol az egyik csillag tömegének egy részét átadja társának, vagyis légkörének egy része átkerül a másik csillagra (2. ábra). Mindez akkor következhet be, amikor az eredetileg nagyobb tömegű és ezért gyorsabban fejlődő csillag légköre a csillag fejlődésének egy késői szakaszában annyira felfúvódik, hogy eléri annak a térrésznek, az úgynevezett Roche-üregnek a határát, ahol az adott csillag gravitációs vonzása még felülmúlja társáét. Ekkor a két csillag közötti úgynevezett 1-es számú Lagrange-ponton (L1) keresztül a csillag anyaga átfolyik kísérfőjére, és az impulzusmomentum megmaradása következtében a másik komponens körül egy akkréciós (befogási) korongot alkot, majd fokozatosan behullik a társ-csillagba, annak tömegét gyarapítva. A tömegátadás következtében a kettős rendszer szeparációja és így a keringési periódus is csökken. A pozitív visszacsatolás pedig felgyorsítja az anyag átjutását. A csillagok távolsága addig csökken, amíg a két csillag tömege ki nem egyenlítődik. A tömegarány megfordulta után a szeparáció, s vele a periódus ismét nőni kezd. A csillagok távolodása a tömegátadási ráta csökkenését

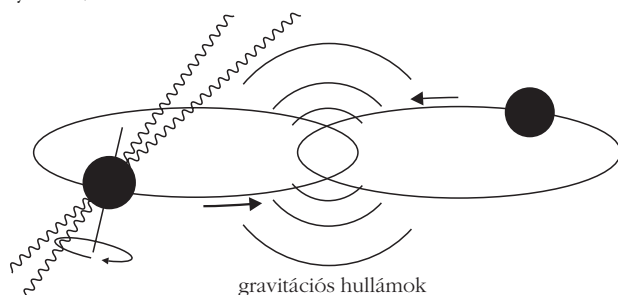
<sup>4</sup> Szigorúan véve az *O-C* diagram nem folytonos függvény, miután eredeti definíciója szerint csak diszkrét pontokban, a fedések pillanataiban értelmezett. Így voltaképpen nem is beszélhetünk az adott pontokban vett deriváltokról, de ez a nehézség áthidalható, mivel könnyen definiálható az a folytonos függvény, amelynek az adott diszkrét pontokban vett értéke megegyezik *O-C* diagramunkkal.

vonja maga után, azaz innen egy negatív visszacsatolás lép fel. A folyamat addig tart, amíg a csillagok növekvő távolsága, illetve a felfűvődő csillag anyagvesztése le nem állítja a tömegátadást, amely azután később még időnként újra beindulhat, azonban a negatív visszacsatolás miatt e másodlagos tömegátadási folyamatok már csak rövidebb ideig és jóval kisebb intenzitással zajlanak. Az itt vázolt folyamat annyira hatékony, hogy akár olyan tág kettősökből is, amelyeknek kezdeti periódusa több száz nap, képes néhány napos keringési idejű szoros kettőt produkálni. A periódusváltozás nagyságából kvantitatív következtetést is levonhatunk a tömegátadás mértékére, amely így összevethető az elméleti csillagmodellekkel is. A korábban számszerű példaként említett elképzelt rendszer esetében hozzávetőleg  $10^{-7}$  naptömeg/év nagyságrendű tömegátadási rátát kapnánk.

Azonban vannak ennél jóval érdekfeszítőbb okai is annak, hogy egy szoros kettős keringési periódusa folyamatosan változik. Olyannyira, hogy ilyen jelenség megfigyelése már Nobel-díjat is ért. Ebben az esetben ugyan nem fedési kettősről volt szó, hanem egy pulzár és egy közönséges csillag alkotta szoros kettősről. Az 1974-ben felfedezett PSR 1913+16 jelű pulzár 59 ms periódussal ismétlődő rádiójeleinek alapos elemzéséből rövidesen kiderült, hogy a gyorsan forgó neutroncsillagnak van egy körülbelül másfél naptömegű kísérő csillaga, amellyel 7,75 óránként megkerülik egymást. A pulzár rádiójeleinek közel egy évtizedes megfigyelése során a jelek változásából három különböző relativisztikus effektus nyomát is megtalálták, amelyek egyike a keringési periódus kismértékű, folyamatos csökkenése volt. Ennek eredményeként nyolc év alatt a periasztron-átmenet (vagyis az a pillanat, amikor a két objektum a keringése során legközelebb van egymáshoz) előrejelzett idejéhez képest a kettős már két másodpercet sietett. Ez pedig a keringés során az általános relativitáselmélet jósolta gravitációs hullámok keletkezése miatti energiavesztés következménye, amelynek folyamánként a két égitest végül is 300 millió éven belül spirális pályán egymásba olvad (3. ábra). Ezért a felfedezésért kapták az 1993. évi fizikai Nobel-díjat a Princeton Egyetem kutatói, *Russell Hulse* és *Joseph Taylor* [3].

Vannak azután szép számmal olyan kettőscsillagok, amelyek periodikus, többé-kevésbé szinuszos

3. ábra. A PSR 1913+16 pulzár és kísérője az egymás körüli keringés során gravitációs hullámokat kelt. (A nobelprize.org grafikája nyomán.)



$O-C$  diagramot produkálnak. Ebben az esetben értelem szerint maga a periódus is periodikusan változik. A periodikus, vagy még inkább kvázi-periodikus  $O-C$  görbék forrásai leginkább olyan kettősök, ahol egy további, jobbra korábban nem ismert harmadik komponens is kering a rendszerben, vagy pedig az egymás körül nem kör-, hanem ellipszispályán keringő kettőscsillagok. Az előbbi esetben a szoros kettőssel fizikailag általában nem történik semmi, a látszó periódusváltozást az okozza, hogy a hármas rendszerbeli keringés miatt a fedési kettős tőlünk való távolsága periodikusan változik, s ezért a fény véges terjedési sebessége következtében az egyes fedési események előbb vagy később következnek be az előrejelzett időponthoz képest; pontosan úgy, ahogy az egy év alatt ciklikusan változó Föld–Jupiter távolság miatt a Jupiter-holdak jelenségei a Földről nézve sietnek vagy késnek. (Ismeretes, hogy *Olaf Römer* 1676-ban ennek alapján határozta meg elsőként a fény terjedési sebességét.) Ezt a jelenséget fényidő-effektusnak nevezzük.<sup>5</sup>

Égi mechanikai megfontolások alapján azt várjuk, hogy a hármas csillagrendszerek csak akkor lehetnek stabilak, ha a harmadik csillagnak a másik kettőtől mért távolsága jelentősen, mintegy két nagyságrenddel felülmúlja a szoros kettős tagjainak szeparációját. Ilyen, a szakirodalomban hierarchikus hármas rendszernek nevezett esetben a mozgás úgy írható le, mintha a szoros kettős tagjai egymás körül (kissé perturbált) kéttest-mozgást végeznének, és emellett tömegközéppontjuk a harmadik csillaggal egy további kéttest-mozgást végezne. Magyarán, mintha egyszerűen két kettőscsillagunk lenne, ahol a tágabb rendszer esetében az egyik komponens a tömegközéppontjában egyesített szoros kettős. Itt érdemes megjegyezni, hogy a Föld–Hold–Nap hármasa szintén hierarchikus hármas rendszert alkot, amelyben a Föld–Hold kettőse formálja a szoros kettőt, míg a távolabbi „kísérő” a Nap.

A fényidő-effektust mutató, eddig felfedezett fedési változók mind hierarchikus hármas rendszerek tagjai. Mivel kevés olyan fedési kettős van, amelyeknek fedéseit egy évszázadnál hosszabb ideje követjük nyomon, és száz alatti azoknak is a száma, amelyekről legalább két-három évtizedes megfigyelési adatunk van, csak a viszonylag szorosabb, legfeljebb egy-két évtizedes keringési idejű harmadik komponenseket fedezhetjük fel ezen a módon.

Egy fényidő-effektust mutató  $O-C$  diagramból a harmadik komponens keringési periódusán felül pályájának jellemzőit is kiolvashatjuk, illetve (ha a fedési

<sup>5</sup> Természetesen a Föld Nap körüli keringése miatt nemcsak a Jupiter-holdak, hanem minden fedési kettőscsillag (illetve bármilyen változócsillag) esetében, hacsak nem éppen a Föld pályasíkjára merőleges irányban helyezkednek el, szintén fellép egy pontosan egy éves periódusidejű további fényidő-effektus. Ezt úgy küszöböljük ki, hogy az időadatokat arra az időpontra számítjuk át, amikor egy a Nap (vagy a Naprendszer) tömegközéppontjában álló megfigyelő észlelné az eseményt (heliocentrikus vagy bariocentrikus idő).

kettős tömege ismert) tömegére is alsó korlátot adhatunk.<sup>6</sup> Ily módon különben nemcsak közönséges kísérő csillagok fedezhetők fel, hanem halvány, kompakt objektumok, akár fehér vagy barna törpék, sőt óriásbolygók is.

A hierarchikus hármas rendszerek, különösen a viszonylag kis abszolút méretűek, az égi mechanikai perturbációk kifogyhatatlan tárházai. E perturbációk erőssége, illetve időskálája – természetesen – az objektumok tömegén felül távolságarányuktól függ. Mivel a távolságok és a sokkal egyszerűbben meghatározható keringési periódusok között Kepler III. törvénye egyszerű kapcsolatot létesít, célszerű és szemléletesebb is a távolságarányok helyett a periódusarányok használata. Például a Föld–Hold–Nap hármas esetében a  $P'/P$  arány 13 körül van, amely az egyik legszorosabb hierarchikus hármas rendszer tagjává teszi otthonunkat. (Persze lényeges eltérés, hogy mivel a közönséges csillagok tömege csupán egy szűk tartományba, körülbelül 0,1 és 100 naptömeg közé esik, azaz a csillagok alkotta hierarchikus hármasokban a komponensek közel egyforma tömegűek, a Napéhoz képest a Föld és a Hold tömege elhanyagolható.) Ha csak a gravitációt vesszük figyelembe, akkor a hierarchikus hármasok *perturbációi* három-négy jól elkülöníthető osztályba sorolhatók. A rövid periódusú perturbációk jellegzetes periódusideje a szoros kettős  $P$  periódusa közelébe esik, míg amplitúdójuk, azaz a keringési pálya és sebesség relatív eltérése a perturbálatlan esettől  $(P/P')^2$  nagyságrendű. A hosszú periódusú perturbációk esetében a periódusidő a tág pálya  $P'$  periódusával mérhető össze, az amplitúdó pedig nagyságrendileg  $P/P'$ , míg a leghosszabb periódusidejű, az asztrofizikai szakirodalomban apszis-csomóvonali tagoknak nevezett, periodikus perturbációk tipikus periódusa  $P^2/P$  körül van, relatív amplitúdója pedig egységnyi, azaz megfelelő feltételek mellett egyes hármas rendszerek kezdeti konfigurációja elegendően hosszú idő alatt tetszőleges mértékben megváltozhat.<sup>7</sup> Mindezekon felül létezhetnek nem periodikus, úgynevezett szekuláris perturbációk is, valamint olyan rezonanciaperturbációk, amikor a rendszer egyes paraméterei rövid időn belül jelentősen megváltoznak. (Erre hamarosan

látunk majd példát is.) E rezonanciák lehetősége azzal függ össze, hogy az általános háromtest-probléma matematikailag kaotikus rendszer. Igaz ugyan, hogy a hierarchikus hármas rendszerek esetében éppen a két kéttest-mozgással való jó közelíthetőség miatt a kaotikus jelleg ritkán érvényesül, de helyenként így is tetten érhető.

Amint látható, a legrövidebb periódusú perturbációk egyben a leggyengébbek. Ez mégsem jelenti azt, hogy ezek minden esetben elhanyagolható jelentőségűek. Például egy félig érintkező kettős esetében, ahol éppen tömegátadás folyik, a két csillag szeparációjának rendkívül kis mértékű változása is jelentősen befolyásolhatja a tömegátadás menetét. Mindazonáltal e legrövidebb időskálájú perturbációk a hármas rendszerek körében valószínűleg még sokáig kimutathatatlanok maradnak. Ezzel szemben hosszú periódusú társaik a legszorosabb hármas rendszerekben már a kimutathatóság határára esnek. A leglátványosabb jelenségeket az apszis-csomóvonali tagok eredményezik. Ha például a harmadik csillag pályasíkjá nem esik egybe a szoros kettős pályasíkjával, akkor ennek eredményeként a fedési kettősünk pályasíkjá nem marad állandó, hanem precessziós mozgást végez, mégpedig oly módon, hogy a pályasíkra merőleges vektor egy olyan kúp felülete mentén fordul körbe, amelynek félnyílásszöge közelítőleg a fedési kettős pályasíkjának és a harmadik csillag pályasíkjának egymással bezárt szögével egyezik meg. Ha például a két pályasík merőleges egymásra, akkor a szoros kettős pályasíkjának normálisa csaknem egy 180 fokos térszög mentén fordul körbe. Vagyis a Földről nézve egyszer éléről látjuk a pályát, máskor pedig pont „felülről”, azaz a pályasíkra merőlegesen, és természetesen e két szélső állapot közötti bármely helyzetet is megfigyelhetik az éppen akkor élő csillagászok. Annak, hogy egy szoros kettőscsillagnál fedéseket tudjunk megfigyelni, természetesen előfeltétele, hogy a csillagok pályájára éléről, vagy legalábbis ehhez közeli helyzetből lássunk rá. A legmélyebb, leghosszabb fedéseket akkor látjuk, amikor a csillagok centrálisan fedik el egymást, azaz a pályasíkból nézzük. Természetesen, ha a pályasík precesszál, akkor ez a szituáció csupán hosszabb-rövidebb ideig áll fenn. Ahogy a rálátás szöge egyre inkább eltér az élről való rálátástól, a csillagok egyre rövidebb ideig és egyre kisebb mértékben fedik el egymást, illetve egymás felületének egy részét. Ma már nem egy fedési kettősnél tetten is értük ezt a jelenséget. Az SS Lacertae szoros kettőscsillag a múlt század első felében közönséges fedési kettősnek számított. Évtizedekig nem is foglalkoztak vele különösebben. Majd úgy 50-60 évvel ezelőtt egyszer csak megszűntek a fedései. Mindezt csak jóval később vették észre. De igazán csak az 1990-es évektől került újra az érdeklődés homlokterébe ez a rendszer. Ekkor spektroszkópiai vizsgálatokat végezve megállapították, hogy a szoros kettős körül 679 napos periódussal kering egy harmadik csillag is. A felfedezéskori, illetve az utána néhány évtizeddel, az 1930-as években végzett fotometriai mérések gondos

<sup>6</sup> A fényidő-effektus nem csak fedési kettősök harmadik komponensének kimutatására alkalmazható. Például a fentebb említett PSR 1913+16 jelű pulzár esetén ugyanez az effektus eredményezte a kísérő csillag felfedezését. (Ebben az esetben a fényidő-effektust „elszenvedő” periodikus jelet a pulzár tengelyforgásából következő rádióimpulzus szolgáltatta.) Hasonlóan, a fényidő-effektus segítségével mutatták ki, hogy sok pulzáló változócsillag kettős rendszer tagja.

<sup>7</sup> Az egyes perturbációs osztályok besorolása nem egységes. Mi itt az asztrofizikában részben gyakorlati, észlelési megfontolások alapján alkalmazott felosztást követjük. Az égi mechanikai szakirodalom, elsősorban matematikai megfontolásokat követve, a két rövidebb periódusú perturbációsosztályt együttesen rövid periódusú perturbációknak nevezi, és az apszis-csomóvonali tagokat hívja hosszú periódusú perturbációknak. Ugyanakkor a konkrét hármas csillagrendszerekkel foglalkozó tudományos közlemények némelyikében ez utóbbi típusú perturbációt, helytelenül, szekuláris perturbációként is említik.

újraértékelésével pedig sikerült azt is kimutatni, hogy a fedések mélysége (a kettős fogyatkozás alatti elhalványulás mértéke) a felfedezés óta folyamatosan csökkent. A hármas rendszer geometriai paramétereinek pontosabb meghatározása nyomán az is megállapítható, hogy a precessziós periódus e rendszerben körülbelül 600 év, amelynek során két 100 éves intervallumban figyelhetők meg fedések.

Már legalább fél tucat kettősnél sikerült észlelni a fedésmélység folyamatos változását. Sőt, a jelek szerint a legismertebb, emblematiszta fedési kettős, a már korábban e cikkben is említett Algol sem volt mindig, és nem is marad állandóan fedési kettőscsillag. Az Algol rendszerében is van ugyanis egy 679 nap keringési idejű harmadik tag, amely a legújabb magyar-amerikai-nyugat-európai optikai- és rádió-interferometriai megfigyelések szerint majdnem merőleges pályán kerüli körbe a fedési kettőt. Ha észlelési eredményeink pontosak, akkor az Algol időszámításunk kezdete körül kezdett el fedéseket mutatni. Mátyás király vagy Luxemburgi Zsigmond korában produkálta a legmélyebb fogyatkozásokat, amikor is néhány órára szabad szemmel kis híján láthatatlanná vált. Manapság még mindig látványos, bár lassan csökkenő amplitúdójú fedéseket produkál, amelyek a 3000-es évek elején maradnak abba.

Egy az Algolhoz hasonló hármas csillagrendszer, ahol a harmadik, távolabbi kísérő messze kiemelkedik a szoros kettős keringési síkjából, további csemeget is nyújt a szakembereknek. Egy ilyen rendszer ugyanis nem lehetne stabil. Legalábbis ha a csillagokat tömegpontokként, vagy ami ezzel ekvivalens, gömbszimmetrikus tömegeloszlású objektumokként közelítenénk, amely megközelítés matematikailag a legtöbb égi mechanikai problémában elfogadható és széles körben alkalmazott is, akkor könnyen megmutatható, hogy ha a szűk és a tág pálya síkjának egymással bezárt szöge, az úgynevezett köztés inklináció meghaladja a 40 fokot, akkor gyakorlatilag a csillagok tömegétől és egymástól való távolságától függetlenül egy olyan rezonanciajelenség lép fel, az úgynevezett Kozai-rezonancia, amely a szoros kettős pályájának excentricitását, azaz lapultságát időről időre jelentősen megnöveli. Ez például az Algol esetében a rendszer jelenlegi konfigurációja mellett azt jelenti, hogy a napjainkban körpályán keringő fedési kettős pályája néhány ezer évente évtizedek alatt hirtelen rendkívül lapulttá válna, mégpedig annyira, hogy az excentricitás csúcscélszám elérné a 0,92-t. Ebben az esetben a két csillag tömegközéppontjának egymástól mért legkisebb távolsága alig haladná meg a Nap sugarát, azaz durván 700 000 km-t. Azonban az Algol fedési kettősét alkotó csillagok sugara 2,88 és 3,54 nap-sugár. Tehát a Kozai-rezonancia következtében az Algol két csillagának durván ezer évente össze kellene ütköznie egymással.

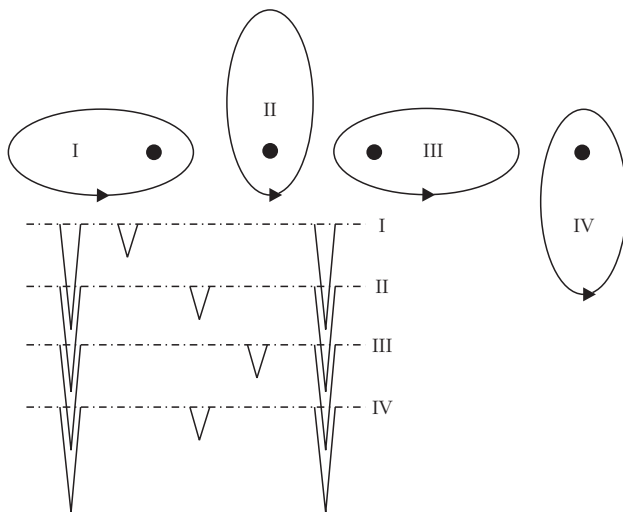
Noha elképzelhető, hogy kezdetben jóval tágabb hierarchikus hármas csillagrendszerek esetében a Kozai-rezonancia szerepet játszhat az igazán szoros kettősök létrehozásában, továbbá újabban az is felmerült, hogy az exobolygórendszerek evolúciójában is

fontos szerepe lehet, az Algol, illetve a hasonló szoros hármasok esetében biztonnával feltehetjük, hogy kell lennie egy további mechanizmusnak, amely háttástanítja e rezonancia működését, ezzel stabilizálja az ilyen felépítésű hármas csillagrendszereket. Itt válik fontossá a szoros kettősöknek az árapályerők következtében jelentkező torzultsága. Ennek a torzultságnak két, egyforma nagyságrendű forrása van. Az egyik a közeli kísérő keltette kölcsönös árapálydudor, amelynek maximuma igyekszik a kísérő tömegközéppontja felé mutatni. A másik pedig a gyors tengelyforgásból adódó lapultság. A szoros kettősök többsége ugyanis, éppen az árapályerők miatt, életének első évmillióit leszámítva, kötött tengelyforgást végez. Hasonlóan ahhoz, ahogy a Hold, mivel tengelyforgási és keringési ideje megegyezik, mindig ugyanazt az oldalát mutatja Földünk felé, e csillagok is így mozognak egymás körül. Azaz az Algolnál maradván, a 2,86 nap keringési idejű fedési kettős két csillagának tengelyforgási ideje is 2,86 nap. (Összehasonlításképpen: a jóval kisebb Nap egyenlítői forgási periódusa 25 nap fölött van.) Mindez viszonylag jelentős kidudorodást eredményez az egyenlítő mentén. A nem gömbszimmetrikus tömegeloszlás további perturbációkat okoz. Ezek közül a leglátványosabb az, hogy ha a mozgás ellipszispályán történik, akkor annak nagytengelye nem marad állandó irányú, hanem a pálya menti keringéssel megegyező irányban forog a pályasíkban. Éppen ez a hatás óvja meg az Algol és hasonló társait a Kozai-rezonanciától, mert ennek az úgynevezett *apsziszmozgásnak* köszönhetően kerülnek el, hogy a tág pálya impulzusmomentuma mindig egy térben közel fix helyzetben pumpálódjon át a szoros kettős pályájába, amely pedig az excentricitás megszaladásának végső oka.<sup>8</sup>

Itt el is érkeztünk csillagóráink pontatlanságait bemutatató, bár a teljességet nélkülöző áttekintésünk utolsó fejezetéhez. Említettük, hogy a periodikus *O-C* diagramok forrásai a fényidő-effektust mutató hármas rendszereken felül az olyan kettősök, amelyek elliptikus pályán mozognak. E rendszerekben elsősorban éppen a fentebb említett folyamatot, az apsziszmozgást tudjuk megfigyelni. Egy ellipszispályán keringő fedési kettős a legbiztosabban arról ismerhető fel, hogy – ha csak nem éppen az ellipszispálya nagytengelye irányából látunk rá a rendszerre – a mellékminimum nem a két főminimum közti idő felénél következik be (4. ábra). A félidőtől, azaz a 0,5 fázistól való eltérés első közelítésben az excentricitás és az apszisvonal irányát megadó szög<sup>9</sup> koszinuszának szorzatával arányos. Ha az apszisvonal körbeforog, akkor pedig már páronként a két fő-, illetve két mellékminimum sem egyenlő időközönként fog bekövetkezni, hanem egy-

<sup>8</sup> Látszólag felmerülhet az az észrevétel, hogy a jelenleg körpályán mozgó Algolt miképpen védhetné meg egy olyan effektus, amely csak ellipszispályán működik. Azonban a harmadik test gravitációs zavaró hatása miatt a mozgás sohasem lehet szigorúan véve egzakt körmozgás.

<sup>9</sup> Az apszisvonal, valamint az égbolt síkja és a pályasík metszésvonala által bezárt szög.



4. ábra. A mellékminimum főminimumhoz viszonyított fázisa az ellipszis nagytengelyének (apsziszvonalának) irányától függ.

egy ellentétes fázisban mozgó, de különben – legalábbis első közelítésben – egyforma koszinuszos alakú  $O-C$  diagramot fognak produkálni. (Így ha mind fő-, mind mellékminimumokról vannak mérések, ránézésre meg tudjuk különböztetni az ilyen fedési kettőst egy hármas rendszertől.) Mivel az  $O-C$  diagramból ideális esetben könnyen kiolvasható apszismozgási periódus viszonylag egyszerű kapcsolatban van a csillagok tömegeloszlásával, illetve azoknak a gömbszimmetriától való eltéréseivel, az apszismozgást produkáló rendszerek kiválóknak bizonyultak elméleti csillagmodelljeink észlelési ellenőrzéséhez. A gyakorlatban azonban nem ilyen egyszerű a helyzet. Jelenleg még csupán alig néhány száz excentrikus fedési kettőst ismerünk. Közülük is csak pár tucatról van elég hosszú megfigyelési adatsor ahhoz, hogy a leggyorsabb esetekben is több évtizedes, de jellemzően évszázados nagyságrendű apszismozgási periódus meghatározható legyen. Mindenesetre a jelenleg néhány tucat rendszerre rendelkezésre álló eredmények egyértelműen mutatják, hogy a csillagok tömegeloszlása nincs összhangban a körülbelül az 1970-es évekig elfogadott politrop csillagmodellekkel. Ezekből ugyanis a mértnél általában egy nagyságrenddel gyorsabb apszismozgás következne. Ugyanakkor jó egyezés figyelhető meg az 1987-től kezdődően közölt, többnyire numerikus, hidrodinamikai számításokon alapuló újabb csillagmodellekkel. Ezek arra utalnak, hogy a közönséges csillagok centrális tömegkoncentrációja legalább egy nagyságrenddel nagyobb, mint korábban gondolták. Azaz érdekes módon a csillagok nemtömegpont jellegéből fakadó perturbációk éppen azt mutatják, hogy a csillagok a legtöbb dinamikai problémában még nyugodtabban közelíthetők tömegpontokként, mint eddig hittük.

Nem a gömbszimmetriától való eltérés az egyetlen olyan perturbáló hatás, amely egy ellipszispálya körbeforgását eredményezi. Az általános relativitáselméletben ugyanis a kepleri mozgásprobléma megoldása már nem térben és időben állandó ellipszis, hanem a két tömegpont legnagyobb közelsége a mozgás irá-

nyában eltolódik, azaz a mozgást a klasszikus pálya-elemekkel leírva, ez éppen egy pozitív apszismozgási rátát eredményez. Az általános relativitáselmélet egyik alapvető bizonyítéka az, hogy sikeresen megmagyarázza a Merkúr apszismozgási rátájának  $43''/évszázados$  többletét, amellyel a klasszikus newtoni égi mechanika nem tud elszámolni. A nagyobb tömegek és kisebb távolságok miatt várható, hogy ez a jelenség az excentrikus kettősökben még jobban vizsgálható. A korábban említett PSR 1913+16 kettős pulzárban ki is mutatták az elméletileg jóslattal megegyező sebességű relativisztikus apszismozgást. A fedési kettősök esetében azonban itt további problémák merülnek fel. A viszonylag szorosabb excentrikus kettősöknél a komponensek torzultságából fakadó klasszikus apszismozgás jóval gyorsabb, s így elfedi a relativisztikus tagot. Tehát azoknál a rendszereknél érdemes körülnéznünk, amelyeknél a torzultság kisebb, s így már a relativisztikus tag dominálhat, vagy legalábbis hasonló nagyságrendű, mint a klasszikus. Ezért első sorban a forróbb csillagok jönnek számításba, amelyek tömege még inkább a magba összpontosul, és ezek közül is elsősorban a tágabb rendszerek. (Az árapálytorzultság a relatív csillagsugár – a csillag sugara és a pálya félnagytengelyének aránya – ötödik hatványával arányos.) A gond leginkább a rendszerek tágasságával függ össze. Ugyanis ezekben a kettősökben az elméletileg várható apszismozgási periódus nagyságrendje jobbára több ezer vagy akár tízezer év. Azaz néhány évtizednyi megfigyelésből kellene több ezer vagy tízezer éves periódust pontosan meghatározni. Jelenleg körülbelül három tucat ilyen rendszert ismerünk. E csillagok némelyikéről mára akár fél évszázados észlelési anyag is összegyűlt, amely alapján megállapítható, hogy több rendszer is az elméletileg jósltnál számottevően lassabb apszismozgási rátát mutat. A legismertebb rendellenesen lassú apszismozgású csillag a DI Herculis, amelynek rejtélyét immáron negyven éve próbálják megoldani. Kétségtelenül a legeredetibb megoldási javaslattal *Moffat* kanadai fizikus állt elő, aki a probléma feloldására az 1980-as években a saját maga kidolgozta úgynevezett „nem szimmetrikus gravitációelmélet”-et (NGT) javasolta [4]. Ugyanakkor a kutatók túlnyomó többsége szerint az eltérések mögött egyéb forrásokból eredő, különböző további perturbációkat kell gyanítanunk. A teljesség igénye nélkül, ilyen lehet a kettős körül keringő, még nem felfedezett harmadik csillag, a csillagok forgástengelyének szokatlan helyzete, vagy a pálya menti intersztelláris anyag zavaró hatása. E kérdéskörrel magyar nyelven is olvasható hosszabb összefoglaló [5], ezért ebben az írásban csak a legújabb fejleményekre szorítkozunk.

A probléma legkézenfekvőbb megoldása az lenne, ha sikerülne kimutatni, hogy e kettősök hierarchikus hármas rendszerekben keringenek. A távolabbi, harmadik komponens okozta további apszismozgási járulékok létezése ugyanis természetes magyarázatul szolgálna az észlelésekre. Ugyanakkor egy esetleges harmadik csillag jelenlétét meggyőzően egyik rendelle-



nesen lassú apszismozgású rendszernél sem sikerült kimutatni, noha számos ilyen próbálkozás is történt. Igaz ugyan, hogy az AS Camelopardalis  $O-C$  görbéjében az apszisvándorlásán felül megfigyelhető körülbelül 800–900 napos periodicitást mutató ingadozásokat egyes kutatók fényidő-effektussal igyekeznek magyarázni, de a mérési adatok minősége és mennyisége egyelőre nagyon kétségessé teszi ezt az értelmezést, sőt egyáltalán a ciklikusság létezését is. Azonban még ha el is fogadnánk e kettősöknél a harmadik csillag jelenlétét mint zavaró forrást, akkor is fennmarad a nyugtalanító kérdés, mi az oka annak, hogy csak rendellenesen lassú apszismozgású kettősöket látunk, míg túl gyorsakat nem.

A probléma mind a mai napig fennáll, megnyugtató megoldást nem sikerült találni. A legutóbbi fejlemény egy magyar kutatócsoporthoz köthető, amelynek tagjai hosszadalmas analitikus számításokkal és kiegészítő numerikus integrálásokkal megmutatták, hogy közeli harmadik kísérőcsillagok előidézhetnek olyan perturbációkat, amelyek az apszismozgási periódust jelentősen nem változtatják meg ugyan, azonban az  $O-C$  diagram alakját úgy torzítják el, hogy ha a teljes apszismozgási periódusnak csupán egy nagyon kis töredékéről (e rendszereknél ez nem több 1–2%-nál) vannak észleléseink, akkor nagy valószínűséggel a ténylegesnél jelentősen hosszabb apszismozgási periódust fogunk meghatározni. Ráadásul ez az effektus akkor a legerősebb, ha a harmadik csillag pályasíkja az égbolt síkjával esik egybe. Ilyenkor pedig a tág pályán való keringés közben a fedési kettős tőlünk való távolsága nem változik, így fényidő-effektus sem

lép fel. Ez a konfiguráció azt is jelenti, hogy a fedési kettős, illetve a tág rendszer pályasíkja közel merőleges egymásra, ezért a pályasík – különben maximális amplitúdójú – precessziós periódusa sok tízezer év, vagyis a fedési mélység sem változik kimutathatóan néhány évtized alatt [6]. Természetesen ez az eredmény önmagában még nem oldja meg a problémát, azonban újabb esélyt ad a klasszikus égi mechanika keretein belül maradó magyarázatoknak.

A szoros kettős, illetve hármas rendszerek tehát valóban kifogyhatatlan tárházai az érdekes dinamikai és asztrofizikai jelenségeknek. Így ez az írás nem vállalkozhatott többre, mint a szerző ízlése szerinti szemelgetésre ennek a világnak, a csillagórák birodalmának érdekességeiből, amely világ óráinak pontosságán vagy inkább pontatlanságán fizikai elméletek múlhatnak; elbukhatnak régiek, vagy éppen újak szülehetnek.

## Irodalom

1. A két- és háromtest-probléma, valamint a perturbációszámítás magyar nyelvű, rövid összefoglalója: [http://astro.elte.hu/icsip/egi\\_mechanika/index.html](http://astro.elte.hu/icsip/egi_mechanika/index.html)
2. Csizmadia Szilárd: A kettős csillagok fejlődése. *Fizikai Szemle* 59/2 (2009) 49–56.
3. Lásd például: <http://www.astro.cornell.edu/academics/courses/astro201/psr1913.htm>
4. Moffat J. W.: The orbital motion of DI Herculis as a test of a theory of gravitation. *Astrophysical Journal* 287 (1984) L77.
5. Hegedüs Tibor: Kérdőjelek az általános relativitáselmélet körül. *Természet Világa* 120 (1989) 358–362.
6. Borkovits T., Forgács-Dajka E., Regály Zs.: Tidal and rotational effects in the perturbations of hierarchical triple stellar systems. II. Eccentric systems – the case of AS Camelopardalis. *Astronomy & Astrophysics* 473 (2007) 191.

# A KETTŐSCSILLAGOK FEJLŐDÉSE

Csizmadia Szilárd  
Bolygókutató Intézet,  
Német Lég- és Űrkutatási Központ  
Berlin, Németország

## A kettős csillagok megismerése

*Giovanni Battista Riccioli* jezsuita szerzetes 1650-ben kezdetleges távcsövével a Göncölszékér rúdjának közepső csillagát, a Mizart vizsgálta, és meglepetésére a szabad szemmel egynek látszó csillagot kettősnek találta. Ezt az első kettős csillag-felfedezést még további három gyarapította a következő mintegy 120 évben. *John Michell* anglikán pap kimutatta, hogy már ez a négy felfedezés is több annál, mint a csillagok véletlenszerű eloszlása esetén várható. Szerinte ezért inkább arról lehet szó, hogy ezek a szoros csillagpárok nem véletlenül látszanak egymás mellett, hanem ténylegesen is összetartoznak és egymás körül keringenek. E hipotézistől inspirálva *Tobias Mayer* mannheimi amatőr csillagász kettős csillagok után kezdett el kutatni az égbolton, és 52 párt felsoroló katalógusát 1772-ben tette közzé. *William Herschel* német–angol csillagász folytatta a munkát, és 1803-ra – több mint két évtizedes megfigye-



léssorozattal(!) – bebizonyította, hogy a Gamma Virginis és a Castor kettős csillagok két-két komponense tényleg kering egymás körül, ráadásul a Kepler-törvényeknek megfelelően. Tudománytörténetileg azért érdekes ez a mérési sorozat, mert első ízben bizonyította megfigyelési oldalról, hogy a Newton-törvények a Naprendszer határain túl is érvényesek. (Herschel és fia,

John, ezen túlmenően külön-külön több ezer felfedezéssel gyarapították az ismert kettős csillagok számát.)

Az ismert kettős csillagok száma gyorsan nőtt, a két *Struve*, *Hussey* tiszteletes, *Burnham* és *Aitken*, *Couteau* és mások felfedezései nyomán<sup>1</sup> ma már 130 ezer

<sup>1</sup> A felfedezők között két magyar amatőr csillagász, *Berkó Ernő* és *Ladányi Tamás* is szerepel, akik néhány tucat értékes felfedezésükkel járultak hozzá az ismert kettős csillagok számának növeléséhez.