

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.

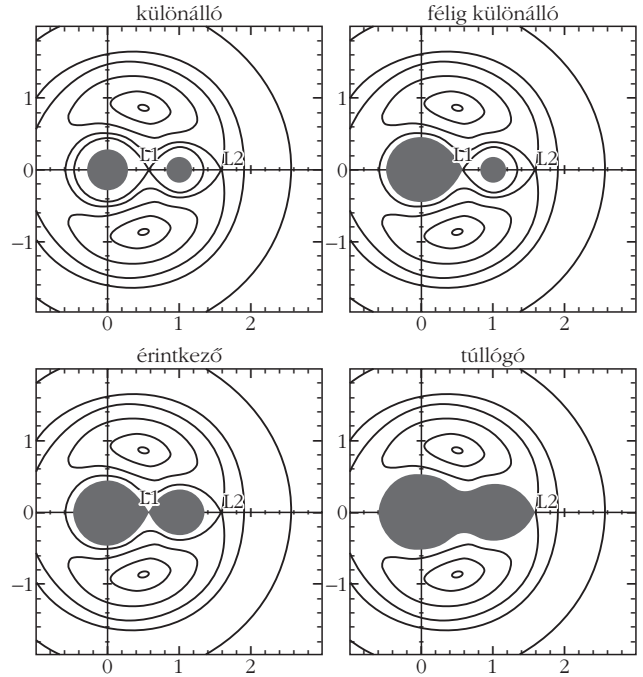
kettőscsillagot tartanak nyilván,<sup>2</sup> de a felfedezést akadályozó szelekciós tényezők figyelembevételével azt mondhatjuk, hogy *a csillagok legalább fele kettőscsillag-rendszer tagja*. A kettőscsillagoknak számos típusa ismert, az osztályozás részleteire egy rövid cikkben nem térhetünk ki, a legfontosabb típusok és jellemzőik megtalálhatók a [http://astro.elte.hu/icsip/csill\\_elete/csillagtípusok/kettos.html](http://astro.elte.hu/icsip/csill_elete/csillagtípusok/kettos.html) webhelyen.

Olyan kettőscsillagok is vannak, amelyekben a pár tagjai olyan közel vannak egymáshoz tőlünk nézve, hogy a távcsőben nem felbonthatók. Összetett színeképük, a színeképvonalak mozgása (a látóirányú sebesség változása) vagy más tulajdonságuk azonban elárulja a távcsőben csak magányos fénypontnak látszó csillag kettős vagy többszörös mivoltát. Különösen fontosak a fedési kettőscsillagok. Az ide tartozó kettőscsillagok pályasíkja annyira a látóirány közelébe esik, hogy a keringés folyamán a két csillag rendszeresen eltakarja egymást, a csillag fogyatkozását idézve elő. A takarás miatt természetesen a rendszer összfényessége lecsökken. A fényességszökkenés mértéke csak az eltakart felület nagyságától függ, a távolságtól független. Ezért még extragalaxisokban is ismerünk ilyen kettőscsillagokat. A fedés során a fényesség lefutásának (fénygörbe) elemzésével a két csillag sugarának és fényességének, kedvező esetben még tömegének aránya is meghatározható, egymás körüli keringési sebességüket pedig a színeképvonalak Doppler-eltolódásának meghatározásával lehet mérni, amivel az előbb említett arányok kalibrálhatók és abszolút egységekben meghatározhatók. A fedési kettőscsillagok tanulmányozása tette lehetővé az 1920-as években, hogy *Eddington* megállapítsa a csillagok alapvető fontosságú tömeg-fényesség relációját. A fedési kettőscsillagokban olyan sok paraméter mérhető nagy pontossággal, hogy *Zdenek Kopal* cseh–angol csillagász a fedési objektumok vizsgálatát a csillagok megismeréséhez vezető „királyi útnak” nevezte. Ezeknek az izgalmas vizsgálódásoknak minden részletére itt nem térhetünk ki, csak a kettőscsillagok – ma még lezáratlan, számtalan kérdőjeltől hemzsegő – fejlődési útvonalaikat igyekszünk röviden bemutatni.

## A Roche-lebeny mint kulcsfogalom

*Édouard Roche* francia csillagász a 19. század második felében mutatott rá arra, hogy egy bolygó árapályereje a bolygóval azonos sűrűségű holdját darabokra tépi, ha a hold a bolygósugár 2,44-szeresénél közelebb kerül a bolygó középpontjához. (Valószínűleg

<sup>2</sup> A kettőscsillagok legbővebb, pozíció- és szeparációméréseit is tartalmazó katalógusa, a *Washington Double Star Catalogue* (WDS) a <http://ad.usno.navy.mil/wds> webcímen érhető el. A katalógus nemcsak valódi kettőscsillagokat tartalmaz, hanem úgynevezett optikai kettőscsillagokat is (véletlenül egymás mellett látszó, de tőlünk más-más távolságban lévő, fizikailag össze nem tartozó csillagokat is). Ennek oka, hogy az egymás körül keringő párokról nem azonnal nyilvánvaló, hogy ténylegesen összetartoznak-e gravitációsan vagy sem.



1. ábra. Gravitációs ekvipotenciális felületek kettőscsillagokban. Távolságegység a két csillag centrumának távolsága. L1, L2 az első és a második Lagrange-pont helyzete (az öt Lagrange-pont a pontszerű testekből álló háromtest-probléma öt egzakt megoldásához kapcsolódik, az e pontok egyikébe helyezett harmadik próbatest és a két másik test mozgása önhasonló lesz). Az ábrákon rendre a különálló, félig különálló, érintkező és túllógó (közös burok) típusokat látjuk.

így keletkezett a Szaturnusz és más óriásbolygók gyűrűrendszere is.) Más sűrűségekre más határ érvényes. A kritikus sugáron belüli térfogatot Roche-térfogatnak, az ezen belüli teret pedig Roche-tartománynak nevezik. 1994-ben például egy üstökös a Jupiternek az üstökösre vonatkozó Roche-tartományába került és darabjaira tépődött szét.

Kettőscsillagokban ennek mintájára definiálják a Roche-lebeny fogalmát. Meghatározása szerint a *Roche-lebeny* a kettőscsillag gravitációs ekvipotenciális felületei közül az határolja, amely tartalmazza az L1 Lagrange-pontot (1. ábra). A kettőscsillagok legfontosabb jellemzője a Roche-lebeny kitöltöttsége. Ezt a csillag és a Roche-lebeny átlagos sugarának hányadosa definiálja. Utóbbi minden tömegarányértékre 1%-nál pontosabban közelíthető az alábbi formulával [8]:

$$R_L = A \frac{0,49 q^{1/3}}{0,6 q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}, \quad (1)$$

ahol  $R_L$  a Roche-lebeny átlagos sugara,  $A$  a két csillag szeparációja<sup>3</sup>,  $q = M_1/M_2$  a két csillag tömegének aránya.<sup>4</sup>

A maximális szeparáció a Nap környékén két fényév lehet, ennél tágabb kettőscsillagokat a környező csillagok átlagos gravitációs mezeje széttepi, nem maradhatnak stabilak. A szeparáció szekulárisan<sup>5</sup> és (kvázi-)periodikusan is változhat. Szekuláris változáshoz – a

<sup>3</sup> A kettőscsillag két komponensének távolsága egymástól mérve.

<sup>4</sup> Érdemes megjegyezni, hogy  $q = M_2/M_1$  definíció is előfordul sok szerzőnél, ez esetben a formulában  $1/q$ -t kell venni.

<sup>5</sup> A szekuláris változás a csillagászatban időben növekvő vagy csökkenő monoton változást jelent.

szeparáció folyamatos csökkenéséhez – vezet például a gravitációs hullámok formájában történő energiakisugárzás, bár ez normál csillagokból álló kettősök esetén elhanyagolható. Szoros rendszer esetén  $(A/R_{\text{csillag}} < \text{kb. } 10)$  az árapályerők a fél nagytengelyt és az excentricitást folyamatosan, számottevően csökkentik, viszonylag rövid időskálán [2]. Ezen túlmenően a két csillag csillagszét útján anyagot veszít, amely a rendszerből távozik: ez esetben lassabb ütemben ugyan, de ugyancsak csökken a szeparáció, mert a csillag-széllel anyag és perdület távozik a rendszerből. Ha mindkét csillagnak számottevő mágneses tere van, akkor az mágneses fékeződéshez vezet, ami az előzőeknél nagyságrendekkel gyorsabb ütemben csökkenti a szeparációt.

A keringési periódus – és a harmadik Kepler-törvényen keresztül a fél nagytengely, tehát a szeparáció is – több más effektus miatt is változhat. Például a kettőscsillagok körülbelül  $1/3$ -ánál távolabbi harmadik, körülbelül  $1/4$ -énél távolabbi negyedik komponens is van. Hatos rendszerek is ismertek (pl. Castor). Egy harmadik vagy további test okozta szekuláris és periodikus gravitációs eredetű perturbációk számolása nem könnyű feladat, különösen, hogy a tömegponti közelítés nem elegendő, de a rendszerek dinamikai fejlődése során figyelembe kell venni [2]. Érdekesség, hogy ilyen perturbációs hatását bolygók is okozhatnak, így ez is egy módszer bolygók felfedezésére fedési kettőscsillagok körül. Mivel a csillag anyaga plazma, az aktív csillagok mágneses terében végbemenő változások a csillag tömegeloszlását kis mértékben átrendezik, ami miatt a tehetetlenségi nyomatékban kvadrupól-jellegű tagok lépnek fel, és így – a kettős rendszer teljes, összegzett pálya- és forgási impulzusmomentumának megmaradása teljesülése érdekében – a pályaperiódus változik, és ez a periódusváltozás mérhető (Applegate-mechanizmus [1]). Több fedési kettőscsillag ilyen jellegű vizsgálatát végeztük el [4], és találtunk is arra utaló jeleket, hogy ez a mechanizmus talán tényleg működik kettősökben. Egy fler következtében akár Föld mennyiségű anyag is végleg távozik a rendszerből, ami a periódus hirtelen kicsiny változásához vezet. A periódus látszólagos, Doppler-effektus jellegű periodikus változást okozza egy fedési kettőscsillagnak egy hozzá gravitációsan kötött harmadik objektummal alkotott közös tömegközéppont körüli keringése (fényidő-effektus [2]). Végezetül pedig a legpontosabb, aperiodikus jelenség a tömegátadás következtében fellépő periódus- és szeparációváltozás. A periódusváltozás jól mérhető, akár a periódus  $10^{-10}$ – $10^{-11}$  részét képező periódusváltozást is ki lehet mutatni, legfeljebb csak pontos mérések, gondosság és türelem (évtizedek) kell hozzá. Mivel a periódus ilyen jól megfogható mennyiség – a csillagászatban mérhető mennyiségek közül talán a legpontosabban meghatározható – igen sok információt hordoz a csillagokról.

Kopal 1959-ben mutatott rá arra, hogy a kettőscsillagokat asztrofizikai szempontból a Roche-lebeny kitöltöttsége alapján érdemes osztályozni: ha mindkét csillag mérete Roche-lebenyük alatt marad, akkor különálló, ha az egyik kitölti Roche-lebenyét, félig különálló, ha az egyik mindkettőt kitölti Roche-lebenyét, érintkező rendszerekről beszélünk. Az osztályozást az ezredfordulón kiegészítették a közel érintkező és a túllógó rendszerekkel. A közel érintkező rendszerekben mindkét csillag majdnem kitölti Roche-lebenyét (a kitöltési faktor<sup>6</sup> mindkét csillagra 98% vagy afeletti), túllógó rendszereknél pedig mindkét csillag mérete nagyobb a Roche-lebenynél. Az érintkező, illetve túllógó rendszereknél a két csillag természetesen összeér, a két csillag közötti úgynevezett nyak részen (1. ábra) anyag és vele hő áramolhat a csillagok között. (Ez természetesen – elméletől függően – entrópia- vagy entalpiacserét is eredményez a két csillag között.) Robert E. Wilson amerikai csillagász elméleti jóslata szerint olyan kettőscsillagok is létezhetnek, amelyeknél a két csillag az L2 Lagrange-pontig tartó

<sup>6</sup> E szak kifejezések angol változatai: detached, semi-detached, contact, near-contact, overcontact, illetve double-contact.

ekvipotenciális felületekig elér – ezekre a duplán érintkező elnevezést javasolta. (Ennél nagyobb méret esetén a csillag nem stabil, szétfolyik.) Míg a többi típus mindegyikét megfigyelték, addig ilyen duplán érintkező csillagot nem észleltek.

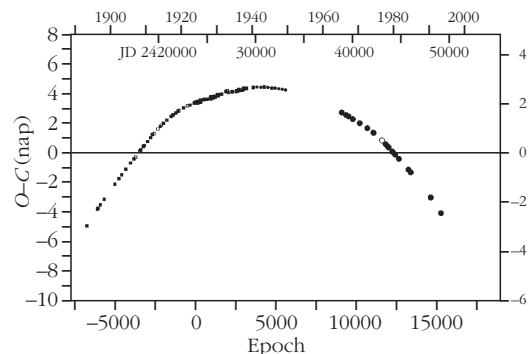
A csillagok mérete a csillagfejlődés következtében változik. Mi történik akkor, ha egy csillag kitölti a Roche-lebenyét? Amint az a 2. ábráról nyilvánvaló, ekkor a csillag légköre olyan potenciálban helyezkedik el, hogy az anyag átkerül a másik térrészre. Az átadott anyag mennyisége bonyolult és részleteiben ma sem tisztázott módon függ a csillag tulajdonságaitól, de kielégítő közelítésnek tűnik a következő formula [10]:

$$M_1 = -C \left( \frac{R_1}{R_2} - 1 \right)^3 \quad (2)$$

Itt  $M_1$  a főcsillag tömegének időegység alatti megváltozása,  $C = 10^3$  naptömeg/év nagyságrendű állandó. Mivel a Roche-lebeny túlnövésének mértéke ( $R_1/R_2$ ) félig különálló rendszerekben egy ezrelék körüli, tipikusan egy milliomd naptömegnyi anyag kerül át évente az egyik csillagról a másikra a tömegátadás következtében. (Ez igen jelentős érték a tömegátadásban részt vevő csillagok 1–100 naptömegéhez képest!)

A tömegátadás következtében az egyik csillag tömege csökken, a másiké nő. Mivel a csillagfejlődési egyenletek megoldása szerint a csillagok tulajdonságait a tömeg ( $M$ ), fémtartalom ( $Z$ ) és a kor ( $t$ ) határozza meg (azaz a csillag bármely  $A$  fizikai tulajdonságára fennáll egy  $A = f_A(M, Z, t)$  típusú összefüggés), a tömegátadásban résztvevő csillagpár mindkét tagjának fejlődési útja el fog térni egy közöséges magányos csillagétól a tömegparaméter változása miatt.

2. ábra. Az SV Centauri fedési kettőscsillag  $O-C$  diagramja. Vízszintesen a keringés sorszáma, függőlegesen a lineáris efemeristól való eltérés napokban. Egy szférikus tömegeloszlású csillagokból álló kettőscsillag pályája perturbálatlan Kepler-pálya lenne (ha a relativisztikus hatásoktól eltekintünk). Egy ilyen fedési kettőscsillagban a fogyatkozások szigorúan periodikusan követnék egymást, ezt nevezük lineáris efemerisnek. Ekkor az ilyen diagramon csak a megfigyelési hibákból eredő szórás látnánk. Mivel például az ábrán feltüntetett SV Centauri rendszerében tömegátadás történik, a keringésidő emiatt folyamatosan változik az egyik irányba, ezért a lineáris efemeristól való eltérés a diagramon egy parabolát okoz. Az ilyen diagramok használata a csillagászatban azért célszerű, mert az apró eltéréseket – a diagram kumulatív mivolta miatt – felnagyítja [2].



Közismert, hogy a nagyobb tömegű csillagok gyorsabban, a kisebb tömegűek lassabban fejlődnek (ami alatt azt értjük, hogy az egyes állapotokban, például a fősorozati hidrogénégetési fázisban mennyi ideig tartózkodnak). A magányos csillagok fejlődéséhez [14] képest egy tömeget ilyen gyors ütemben veszítő csillag fejlődése „lelassul”, a tömeget nyerő csillagé „felgyorsul”. Peter P. Eggleton angol csillagász és munkatársai az 1970-es évek óta máig rengeteg számítást végeztek a kettőscsillagok lehetséges fejlődésére (összefoglalóan lásd [9]). A három legfontosabb tényező, amely meghatározza egy kettőscsillag életpályáját: a kezdeti szeparáció (vagy az ezzel egyenértékű kezdeti keringésidő), a kezdeti össztömeg és a kezdeti tömegarány. A fémtartalom – amit a két csillagra azonosnak vesznek – kevésbé fontos. A számítások egyszerűsítése végett feltételezik, hogy a két csillag azonos korú. A valóságban néhány millió év eltérés előfordulhat a születési időben, ami főleg a nagy tömegű, ezért rövid ideig élő csillagoknál lehet fontos tényező.

Először természetesen a nagyobb tömegű csillag kezd el felfúvódni. A kezdeti szeparáció meghatározza, hogy ez a csillag mikor éri el a Roche-lebeny kitöltéséhez szükséges méretet: netán már a fősorozati állapotban (A-típusú tömegátadás), vagy később a horizontális ágon (B-típusú tömegátadás), esetleg csak a héliumégető vörös óriáscsillag állapotban (C-típusú tömegátadás). Ez a kérdés egyáltalán nem akadémikus: a végállapot nagyon is különböző lesz.

Maga a tömegátadás hirtelen indul be, minden előzmény nélkül, néhány évszázad alatt eléri akár az ezred naptömeg/év tömegátadási rátát is az átadott anyag mennyisége. Az ilyen nagyon gyors tömegátadás fázisában lehet például az SV Centauri kettőse (2. ábra). Ezután a tömegátadási ráta csillapodik, milliomod-tízmilliomod naptömeg/év, vagy kisebb ütemre áll be, majd a tömegátadás megszűnik. Ennyi idő alatt azonban – a rendszer tulajdonságaitól függően – a tömegarány akár meg is fordulhat, azaz az eredetileg kisebb tömegű csillag válhat a nagyobb tömegűvé! Ez a magyarázata az 1950-es években felismert úgynevezett *Algol-paradoxonnak*: a kisebb tömegű csillag látszólag későbbi fejlődési állapotú, mivel mérete nagyobb, mint a kísérőé. A tömegátadás jelentős hatást gyakorol mindkét komponens fejlődésére, tömegére, fényességére és méretére.

Speciálisan megválasztott kezdőfeltételekkel elérhető, hogy ne csak egyszer, hanem akár kétszer vagy háromszor is bekövetkezzék tömegátadási jelenség a pár élete folyamán.

Ha tömeg- és energiamegmaradás feltételezünk fel (azaz a tömegátadás 100% hatásfokú, és csillagszéllel sem távozik anyag és perdület a rendszerből), akkor megmutatható, hogy a rendszerben a szeparáció és a keringésidő mindaddig csökken, amíg a két csillag tömege egyenlővé nem válik. Ez természetesen a tömegátadás ütemét gyorsítja, mert (1)-nek megfelelően a szeparáció egyre kisebb lesz, ezért (2)-ben egyre kisebb  $R_p$ -t kell behelyettesíteni! A tömegek egyenlővé válása után a fél nagytengely és keringésidő is növekedni kezd, így a tömegátadási ütem is csökken, míg a szeparáció elegendően nagy nem lesz ahhoz, hogy a Roche-lebeny nagyobbá váljon az aktuális csillagméretnél, így a tömegátadási folyamat leáll. A számítások természetesen tovább pontosíthatók a mágneses tér, csillagszéllel való tömegvesztés stb. figyelembevételével. Tömegarány-inverzió azonban nem mindig következik be. Előfordul, hogy a csillag tömege még a két csillag tömegének egyenlővé válása előtt annyira lecsökken, hogy az ehhez a tömeghez tartozó sugárérték az aktuális Roche-lebeny sugara alá esik, ami magától leállítja a tömegátadás folyamatát. Harmadik test jelenléte esetén előfordulhat, hogy a szoros párt érő perturbáció esetén a fél nagytengely netán csökken, és emiatt csökken le a Roche-lebeny mérete, beindítva a tömegátadást (erre az elméleti lehetőségre [3]-ban mutattunk rá).

## A-típusú fejlődési útvonalak

A fejlődési utak jelentősen függenek a kezdeti tömegaránytól és keringésidőtől, valamint a rendszer kezdeti össztömegétől és korától. A következőkben az egyes eseteket részletesebben is tárgyaljuk. Az időt mindig a kettőscsillag megszületésétől számítjuk, azaz attól a pillanattól, amikor a két komponens a Hertzsprung–Russell-diagramon elkezdte a fősorozati fejlődést nyomban a csillagkeletkezés után. Részletes számok megadásának nincs értelme, mert azok nagyon függenek a kezdeti feltételektől és a konkrét csillagtömegektől, inkább egy áttekintő képet adunk a kettőscsillagok fejlődésének változatos világáról. Az (1→2) jel azt jelenti, hogy a tömegátadás a kezdetben nagyobb tömegű csillagról a kezdetben kisebb tömegű irányába zajlik – az adott pillanatban már nem biztos, hogy ezek a tömegarányok fennállnak. A kezdetben nagyobb tömegű csillagra mindvégig a *főcsillag*, a kezdetben kisebbre a *másodkomponens* megnevezést használjuk.

### Dinamikus Roche-lebeny túlfolyás (AD)

Ha a kettőscsillag megszületésekor a főcsillag kis tömegű fősorozati csillag, vagy a kezdeti tömegarány nagyon extrém (a két csillag tömege jelentősen különbözik), akkor AD-típusú fejlődést várunk. Ebben az esetben a főcsillag nagyon kis idő elteltével kitölti Roche-lebenyét, a tömegátadás a kettőscsillag kialakulása után gyorsan elkezdődik. A várt fejlődési út: két fősorozati csillag különálló rendszerben → nagyon gyors tömegátadás (1→2) → érintkező kettőscsillag kialakulása.

### Rapid kontakttá fejlődés (AR)

Ha a tömegarány nem annyira extrém – csupán  $q_0 = 1,5-2,0$  hozzávetőleg – akkor még gyorsabban, sokkal kevesebb tömegátadás révén kialakulhat érintkező kettőscsillag, feltéve, hogy  $X < 1,2$ .<sup>7</sup> Azaz az AR-útvonal különösen a közel egyforma tömegű, rövid kezdeti keringésidőjű rendszerek fejlődési útja: két fősorozati csillag különálló rendszerben → gyors tömegátadás (1→2) → érintkező kettőscsillag kialakulása.

### Lassú kontakttá fejlődés (AS)

Hosszabb kezdeti keringésidő ( $X = 1,2-2,0$ ) és közel azonos kezdeti tömegek ( $q_0 = 1-1,5$ ) esetén lassabban éri el a kettőscsillag az érintkező állapotot. Érdekes, hogy a tömegátadás nagyon hosszú ideig is eltart, előbb gyors, majd lassú ütemben; ennek során jelentős mennyiségű anyag kerül át egyik csillagról a másikra (akár a csillag tömegének nagyobb része is át-

<sup>7</sup>  $X$  egy normalizációs tényező, és egyenlő a kettőscsillag kezdeti periódusideje osztva a periódusidővel, amit akkor kapnánk, ha a főcsillag éppen kitöltene kezdetben Roche-lebenyét. Ezzel a paraméterrel kettősök fejlődése egységesebben leírható.

adásra kerülhet). A fejlődési út: két fősorozati csillag különálló rendszerben → gyors tömegátadás (1→2) → lassú tömegátadás hosszú ideig (1→2) → érintkező kettőscsillag kialakulása.

### Normál fejlődési útvonal (AN)

Ebben az esetben a másodkomponens nem tölti ki Roche-lebenyét ameddig a főcsillag kompakt csillaggá nem alakul (fehér törpe, neutroncsillag vagy fekete lyuk, esetleg – túl kis tömegű lévén – egyszerűen csak kihűl), így a rendszer a különálló és a félig különálló állapotokban fejlődik csak. Ez nagyon tág, hosszú kezdeti keringésidőjű rendszerekben következik be ( $X = 2...4$ ), de csak ha a kezdeti tömegarány nem túl extrém ( $q_0 \leq 1,5-2$ ), és a teljes fejlődési útvonalat csak akkor járja be a rendszer, ha mindkét komponens tömege nagy (legalább 6–8 naptömeg egyenként). A várt fejlődési útvonal: két fősorozati csillag különálló rendszerben → gyors tömegátadás (1→2) → lassú tömegátadás hosszú ideig (1→2) → megváltozott tömegarányú, fősorozati csillagokból álló rendszer → horizontális ági + fősorozati különálló rendszer → gyors tömegátadás (1→2) → a tömegátadás leállása, horizontális ági + fősorozati különálló rendszer → Wolf–Rayet-csillag<sup>8</sup> + fősorozati csillagból álló rendszer → a WR-csillag szupernóva-robbanása → neutroncsillag + fősorozati csillag különálló rendszere → neutroncsillag + horizontális ági csillag közös burokban → neutroncsillag + horizontális ági csillag különálló rendszerben → neutroncsillag + horizontális ági csillag közös atmoszférával → neutroncsillag + Wolf–Rayet-csillag → a másodkomponens szupernóva-robbanása → kettős neutroncsillag.

Ennek a hosszú és sok részből álló fejlődési útnak több érdekessége is van. Először is tömegátadás történik a komponensek fősorozati fejlődése alatt, és az egyik komponens vörös óriássá fejlődése során is. Másfelől, ha a komponensek együtt maradnak mindkét csillag robbanása után, akkor végeredményként egy kettős neutroncsillag-rendszert kapunk. Legalább hét ilyen rendszer ismert a galaxisban és legalább egy a Tejútrendszeren kívül. Az egyik komponenszt rendszerint pulzárként figyeljük meg. Az ilyen különleges rendszerek a gammafelvillanások lehetséges elvárt forrásai. Mivel azonban csak nagytömegű komponensek tudják végig bejárni ezt az útvonalat, amelyekből eleve kevesebb van, relatíve nem túl sok ilyen kettőscsillagra számíthatunk.

### AB-típusú fejlődés

Ennek a különleges fejlődési útnak a bejárására csak a kezdetben 5–12 naptömegű főkomponenssel bíró kettőscsillagok képesek. Háromszor is bekövetkezik a Roche-lebeny túlfolyása. Először a fősorozati fejlődés során, amikor olyan sok anyag megy át a másik csillag-

ra, hogy csak a csillag körülbelül 0,8–2 naptömegű héliumégető magja marad vissza (tehát tömegarány-inverzió is történik). A héliumégetés magas hőmérséklete következtében a fénynyomás a megmaradt atmoszférát azonban szuperóriás méretűre tágítja ki, ami viszont a Roche-lebeny ismételt jelentős túlfolyásához vezet. Emiatt – a kezdeti tömegtől függően – vagy egy szén-oxigén fehér törpe marad vissza, vagy egy szupernóva-robbanás utáni neutroncsillag. A várt fejlődési útvonal: két fősorozati csillag különálló rendszerben → gyors tömegátadás (1→2) → lassú tömegátadás (1→2) → megváltozott tömegarányú, fősorozati csillagokból álló rendszer → horizontális ági + fősorozati különálló rendszer → gyors tömegátadás ismét (1→2) → a tömegátadás leállása, horizontális ági + fősorozati különálló rendszer → héliumégető csillag + fősorozati csillag → szuperóriás csillag + fősorozati csillag, harmadízben lassú tömegátadással → forró csillagmag + fősorozati csillag → fehér törpe + fősorozati csillag.

A kíséricsillag fejlődése természetesen nem áll le. A fősorozati csillag – tömegétől függően – felfűvődik. Rendszerint annyi anyagot nyert társától, hogy már meg sem áll – néhány köztes állapot bejárása után – a szupernóva-robbanásig. Végeredményként egy fehér törpe + neutroncsillag különleges rendszerét kapjuk.

### Óriás érintkező fejlődés (AG)

Kis tömegű komponensek esetén előfordulhat, hogy csak nagyon későn töltik ki a Roche-lebenyeiket. Ez könnyen érthető még kis kezdeti szeparáció és ezért kisebb Roche-lebeny miatt is: a kis tömegű csillagok lassabban növelik méretüket. Ezért a tömegátadás csak a fősorozati fejlődés végé felé indul be. Így mindkét csillag óriáscsillaggá tud válni, és az érintkező állapotot az óriáságon érik el: ezek a csillagok az úgynevezett óriás érintkező kettőscsillagok. A fejlődési út relatíve egyszerű: két fősorozati csillag különálló rendszerben → lassú tömegátadás (1→2) → óriáscsillag + fősorozati csillag lassú tömegátadásban (1→2) → két óriáscsillag még mindig lassú tömegátadásban a főkomponensről a kísérrőre → óriás érintkező kettőscsillag.

A fejlődés további részletei nem ismeretesek, mert a megfelelő egyenletek még hiányoznak, és az észlelési anyag is szegényes. A spekulációk szerint a két óriáscsillag összeolvad, egyetlen csillagmag alakul ki és egy – valamilyen tömegű – fehér törpecsillag marad vissza.

### Korai szerepcseré (AE)

Ez a „klasszikus” Algol-paradoxont is tartalmazó fejlődési út. Az elnevezés a fejlődési sebesség megcserélődésére utal: a kettősrendszer megszületése után korán bekövetkező tömegátadás során a másodkomponens annyi anyagot nyer, hogy az ő fejlődési állapota lesz – a kezdeti kisebb tömeg ellenére – előrébb! Elsőként éri el a horizontális ágat, miközben az eredetileg nagyobb tömegű csillag mérete jelentősen csökken a nagy mennyiségű átadott tömeg miatt. Az ilyen tö-

<sup>8</sup> A Wolf–Rayet-csillagokról (WR-csillagokról) lásd a csillagászat elemeiről szóló portált: [http://astro.elte.hu/icsip/cskill\\_elete/index.html](http://astro.elte.hu/icsip/cskill_elete/index.html).

megátadási fejezet akkor jöhet létre, ha a kezdeti szeparáció kicsi. Ezért a jelentősen felfúvódott másodkomponens miatt ez a fejlődési út is érintkező kettőscsillag kialakulásához vezet: két fősorozati csillag különálló rendszerben → gyors tömegátadás (1→2) → lassú tömegátadás (1→2) → fősorozati főcsillag + horizontális ági kísérőcsillag lassú tömegátadással (1→2 továbbra is!) → fősorozati + horizontális ági csillagból álló érintkező rendszer.

A fejlődés további menete ismét csak a spekulációk homályába burkolódik. Feltevések szerint a horizontális ági csillag – ami eredetileg a kisebb tömegű komponens volt! – elnyeli még mindig fősorozati párját, így egyetlen horizontális ági csillagunk lesz, amely nagyobb tömegű magányos csillag módjára fejlődik tovább az óriásállapotokon keresztül, mígnem egy neutroncsillagot hagy maga után – ez esetben természetesen egy II-es típusú szupernóva-robbanásról beszélhetünk.

### Kései szerepcseré (AL)

A tömegátadás kezdete és üteme olyan, hogy először a főkomponens érheti el a horizontális ágat. Érdemes megjegyezni, hogy a fősorozaton két tömegátadási epizód is végbemegy: két fősorozati csillag különálló rendszerben → gyors tömegátadás (1→2) → két fősorozati csillag tömegátadás nélkül → újabb, ezúttal lassú tömegátadás (1→2) → horizontális ági csillag + fősorozati csillag különálló rendszere → harmadik tömegátadási epizód (1→2) → a tömegátadás leállása, horizontális ági + fősorozati csillag rendszere.

A tagok ekkorra olyan távol kerülnek egymástól, hogy szinte magányos csillag módjára fejlődnek tovább, egymástól függetlenül, megváltozott tömegüknek megfelelően: → Wolf-Rayet-csillag + fősorozati csillag → Wolf-Rayet-csillag + horizontális ági csillag. Ekkor a kísérő kitölti Roche-lebenyét és beindul a tömegátadási folyamat ismét, immár negyedszer a rendszerben, de ezúttal fordított irányban: a kísérőről a főkomponensre, mégpedig nagyon gyors ütemben. A fejlődés további részletei bizonytalanok. Bár a főkomponens egy, a szupernóva-robbanást megelőző állapotú WR-csillag, és tömege a tömegátadás miatt növekszik, mégis valószínűbbnek látszik, hogy még további jelentős tömegre van szüksége a kritikus tömeg eléréséhez. A tömegátadás leállása után így a másodkomponensnek is van ideje WR-csillaggá fejlődnie, és talán nem ad át elég anyagot a negyedik tömegátadási epizód alatt ahhoz, hogy tömege túlságosan lecsökkenjen. Ezért előbb egy nagyon különleges, érintkező állapotú kettős Wolf-Rayet-csillag alakul ki, és előbb a másodkomponens(!) robban fel szupernóvaként egy neutroncsillagot hagyva maga mögött, majd a kezdetben nagyobb tömegű, de ugyancsak WR-csillaggá elfejlődött főcsillag is szupernóva-robbanásban fejezi be pályafutását, még egy neutroncsillagot adva a rendszerhez. Ez a nem egyszerű – és végső pillanatait tekintve meglehetősen spekulatív – fejlődési út is a kettős neutroncsillag-rendszerek forrásául szolgálhat.

Nem konzervatív esetekben (pl. amikor csillagszéllel anyag és perdület távozik a rendszerből) további fejlődési útvonalak is felléphetnek, amelyek ismertetésére itt nem térünk ki. A lényeges momentum az, hogy a perdületvesztés a fél nagytengely csökkenését vonja maga után, így a Roche-lebeny kisebb lesz, amelyet így könnyebben tud kitölteni a csillag, és ezért a tömegátadás is előbb következhet be. A csillagszél nagyobb tömegű, forróbb csillagokban erősebb, így ott az effektus is számottevőbb.

A mágneses fékeződés hasonlóképpen csökkenti a fél nagytengelyt, de szerepe és az effektus pontos nagysága, így következményei is ma még vizsgálatok tárgya.

### B- és C-típusú fejlődési útvonalak

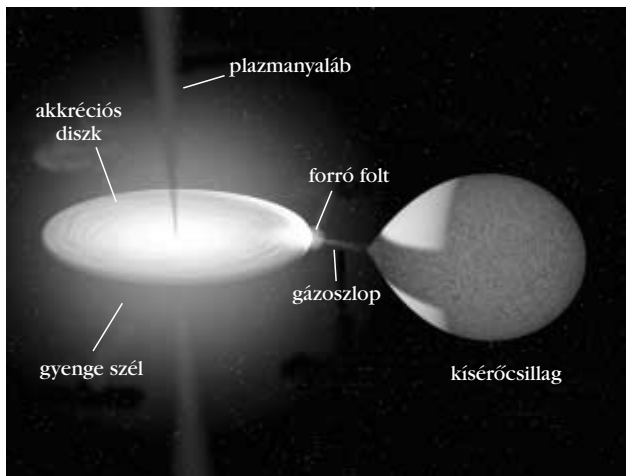
A B- és C-típusú tömegátadási folyamatok részletei kevésbé tisztázottak, mivel óriáscsillag-állapotban a csillagszél nem elhanyagolható, viszont nehéz az egyenletekben figyelembe venni. (Ehhez az elméleti nehézségeken túl az is járul, hogy a csillagszél mértéke nehezen mérhető, és nincs még jól működő általános formula, ami a csillagszéllel történő tömegvesztést a csillag paramétereinek – pl. tömeg, sugár, luminozitás – függvényében pontosan leírná, nemcsak egy tízes-százás faktor erejéig.) A fejlődés végződhet szupernóva-robbanásban, vagy csak a csillagmag marad vissza, és bizonyos, hogy óriás érintkező kettőscsillagok is kialakulnak; továbbá létezik az AN útvonalhoz hasonló fejlődés is (BN és CN útvonalak), amely szintén kettős neutroncsillagokat hagy maga után. A legtöbb fejlődési út azonban biztonsággal nem számolható ki még jelenleg, így a végük ismeretlen.

### Kis tömegű kettőscsillagok és érintkező rendszerek

Talán feltűnt a figyelmes olvasónak, hogy a legtöbb alkalommal érintkező kettőscsillag alakult ki, aminél abba is hagytuk a fejlődés további részleteinek ismertetését. Ideje, hogy pótoljuk ezt a hiányosságot.

Az A-típusú tömegátadásnak csaknem bizonyosan fősorozati színképű érintkező rendszer kialakulása a vége, amint ezt a neves asztrofizikus, *Bohdan Paczynski* már 1971-ben megállapította. Ha a sokféle érintkező rendszer közül csak a fősorozatiakra koncentrálunk, akkor az égbolton valóban rengeteg érintkező kettőscsillagot figyelünk meg, *Slavek Rucinski* vizsgálata szerint minden 100–500 F, G és K színképosztályú törpecsillagból van egy, amely érintkező kettőscsillag-rendszer tagja!

Ehhez képest úgy tűnik, hogy az érintkező kettőscsillagok a „semmiből jönnek”, ahogy azt egyik cikkében Paczynski leírta [11]. A probléma ott van, hogy a W UMa-csillagok kialakulásához nagyon rövid kezdeti keringésidő kellene, így sok különálló és félig különálló rendszert kellene megfigyelnünk az 1 napnál rövidebb periódustartományban, de nem ez a helyzet.



3. ábra. Egy tipikus kataklizmikus változócsillag szerkezeti felépítése. A főszorozati kísérőcsillagról egy gázoszlopon keresztül anyag áramlik át az akkréciós diszkre. A diszkról gyenge szél formájában anyag távozhat el, és ahol a gázáram a korongot éri, ott – a felszabaduló potenciális energia miatt – a korong nagyon kifényesedik (forró folt). A forró folt hőmérséklete elérheti, sőt meghaladhatja bizonyos esetekben a százezer fokot is, és a rendszer fényességének néha 90%-a is a forró foltból származik, amely nemcsak optikai, de röntgentartományban is nagyon fényes. Az átadott anyag nagyobb része spirális pályán eljut a diszk közepén levő kis méretű, kompakt objektumba (ami lehet fehér törpe, neutroncsillag vagy fekete lyuk). Törpenóva-rendszerekben a kompakt objektum fehér törpecsillag, és a plazmanyaláb hiányzik.

Hogy kialakulásukat a fenti részletes számítások ellenére sem értjük, ahhoz mi azt a kis darabkát tettük hozzá [6], hogy például 10 000–16 000 K közötti átlaghőmérséklettel is ki kellene alakulniuk ilyen érintkező rendszereknek numerikus szimulációink alapján, de egyetlenegy ilyen érintkező kettős sem ismert. Ha a kettőscsillagok ismert kezdeti tömegarány- és periódusidő-eloszlását vesszük ezekhez a szimulációkhoz, akkor látjuk, hogy léteznek olyan kezdeti feltételű rendszerek, amelyek fejlődése ilyen átlaghőmérsékletű érintkező kettősökhöz vezetne el.

Bár a megfigyelések és az elmélet egyezik abban, hogy a legtöbb kettőscsillag fejlődési útvonala az érintkező rendszerekhez jut el, komoly távolság tátong az elmélet és a megfigyelések között annyiban, hogy az érintkező rendszerek kialakulását megelőző – csillagászati értelemben vett – pillanatokat nem találjuk az égen. Miért jut át ezen a fázison gyorsan a kettőscsillag? Milyen hatást nem veszünk figyelembe? Noha erre nincs még válasz, mégis érdemes megnézni, mit mond az elmélet a már kialakult érintkező kettősökről. Nos, az elméleti káosz talán még nagyobb.

Kis tömegű kettőscsillagok tagjaiból természetesen nem lesz szupernóva, még akkor sem, ha az egyik csillag anyaga teljesen átkerül a másikra. (Például egy 2+2 naptömegű csillag egybehordva sem éri el a szupernóva-robbanáshoz szükséges minimális, 6–8 naptömegnél húzódo határt.) Ha A-típusú tömegátadás történik ezekben a rendszerekben, akkor érintkező kettőscsillagokká válnak. A fejlődés további részlete nem világos. Az egyik nézet szerint fehér törpe + főszorozati rendszer lesz belőle, és a kataklizmikus változócsillagok egyik csoportjának, a törpenóva-rendszereknek forrásául

szolgálnának. (Ha a fehér törpe elég nagy tömegű, a rendszer pedig elég szoros a tömegátadáshoz, ezek a rendszerek az Ia típusú szupernóva-robbanások előcsillagai.) Lehetnek ugyanakkor a kettős fehértörpecsillagok forrásai is (ez azért lenne fontos, mert az ilyen két fehér törpéből álló rendszerek lehetnek a pekulárisan kevésbé fényes Ia-típusú szupernóvák forrásai). Másik nézet szerint a két csillag összeolvad, egy ellipszoid alakú, gyorsan forgó, gyakran erős folttevékenységet mutató, úgynevezett FK Comae típusú csillaggá. Az FK Comae-állapot utáni időkre ismét csak két nézet létezik: vagy egy magányos fehér törpe marad vissza, vagy egy törpenóva-rendszer. A bizonytalanság forrása az, hogy nincs konszenzus a kistömegű érintkező kettőscsillagok szerkezeti felépítéséről. A megfigyelési adatok elemzése megszorításokat ad a két csillagmagot körbevevő konvektív burokból végbemenő tömeg- és energiacsereire (pl. [5]).

## Az EM Cygni furcsán állandó periódusa

A kataklizmikus változócsillagok olyan kettőscsillag-rendszerek, amelyek egyik komponense normál – főszorozati vagy óriás – csillag, másik komponense pedig kompakt objektum (fehér törpe, neutroncsillag vagy fekete lyuk), és a normál csillagról a kompakt objektumra anyag áramlik át. Számos alosztályuk ismert. Az úgynevezett törpenóva-rendszerekben egy kései, kis tömegű K vagy M főszorozati csillagról áramlik át anyag egy fehér törpére, közvetlenül vagy egy akkréciós korongon keresztül (3. ábra). A diszk instabilitásai miatt a rendszer fényessége bizonyos időközönként – a rendszer paramétereitől függően tág tartományban, tipikusan 4–10 000-szerésre is – megnő (ezek az ún. kitörések).

Shafter és munkatársai [12, 13] széles körben elfogadott teóriája szerint létezik ezekben a rendszerekben egy kritikus tömegátadási érték, amely megszabja a rendszer viselkedését. E kritikus érték alatti tömegátadási ráta esetén szokványos törpenóva-rendszert látunk, amely időről időre kitöréseket produkál. Efelett pedig úgynevezett nóvaszerű változócsillagot, amelyben a diszk mindig fényes és stabil állapotban van. Kritikus tömegátadási ráta környékén a rendszer a két állapot között ingadozik, azaz egy úgynevezett Z Camelopardalis típusú objektumot észlelhetünk: a rendszer hol fényes állapotában van és nóvaszerű változóként figyelhető meg, hol pedig átbillen és törpenóva-ként viselkedik rövid ideig. A típus névadó csillaga, a Z Camelopardalis fénygörbéjét a 4. ábra mutatja.

Amint azt említettük, a tömegátadást periódusváltozás kíséri. A periódusváltozás azonban kicsi, csak évtizedek elteltével válik kimutathatóvá, de fedési rendszerekben – mint amilyen az EM Cygni is, ahol a kísérőcsillag a forró foltot fedi el – megfogható lenne. Ezért az elmúlt közel negyven év adatait a piszkéstetői 1 méteres távcsővel végzett mérésekkel egészítettük ki egy hosszabb adatsor érdekében. Ha a Shafter-féle elgondolás helyes, akkor tömegátadásnak kell

lennie, amihez kimutatható mértékű periódusváltozás kellene, hogy társuljon. Ehhez képest időben állandó periódust mértünk, ami legalábbis zavarba ejtő.

Az ultraibolya-tartományban működött IUE műholddal találtak is bizonyítékot az EM Cygni rendszerében tömegátadásra, értékét azonban a Shafterék által megíjósolt értékhez képest hozzávetőleg századannyinak mérték (a csillag távolságának bizonytalansága miatt ez az érték is bizonytalan egy tízes faktor erejéig). De még ebben az esetben is kellene lennie kimutatható periódusváltozásnak.

A könnyű mérés zavarba ejtő eredményének magyarázata szerint [8] bizonyosan van tömegátadás a rendszerben, amire megfigyelési oldalról a bizonyíték az említett ultraibolya-mérés, más oldalról pedig érvként hozható fel az, hogy a csillag fényességváltozásainak viselkedését elméleti oldalról tömegátadással

és diszk jelenlétével tudjuk megmagyarázni. Nem vonva kétségbe ezeket, olyan effektust kell keresni, amely a periódus várt növekedését kompenzálja.

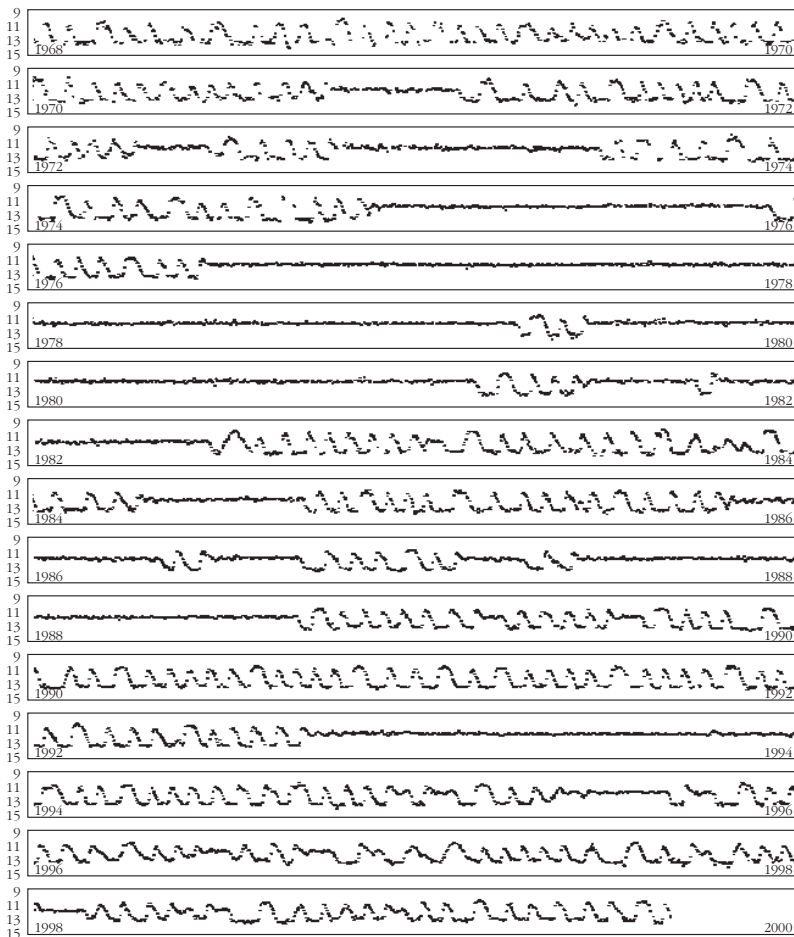
A gravitációs hullámok formájában történő energiavesztés okozta perióduscsökkenés, a csillagszéllel történő anyagvesztés miatti perióduscsökkenés több nagyságrenddel kisebb effektus, mint amire a magyarázathoz szükség van.

Egy forgó csillag, ha csillagszéllel tömeget veszít, jelentősen lelassul, mert mágneses tere kölcsönhat a csillagszél elektromosan töltött anyagával, ami a csillag forgásának fékeződéséhez vezet. Ez az effektus természetesen megjelenik az összegzett pálya- és forgásperdületben, de ez is elbukott a részletes teszten.

A legjobb jelöltnek a mágneses fékeződés tűnik. Ez a jó nagyságrendben van, bár egy kettes faktoriall el-  
tér az effektus nagysága az igényeltől. (Ha figyelem-

be vesszük az elmélet hiányosságait, akkor az egyezés megfelelőnek mondható.) Véleményünk szerint feltehetően a fehér törpe és a főszorozati kísérőcsillag közötti mágneses kölcsönhatás éppen annyival csökkentheti a tömegátadásból származó periódusnövekedést, hogy eredményül nem tapasztalunk periódusváltozást. Természetesen feltehető a kérdés, ha mi nem is válaszoltuk meg: vajon a tömegátadást a mágneses fékeződés szabályozza be finoman egy meghatározott értékre, ami fenntartja a rendszer viselkedését hosszú távon?

4. ábra. A Z Camelopardalis fénygörbéje 1968-tól 2000-ig (forrás: www.aavso.org). Figyeljük meg, hogy a csillag hosszú, néha évekig tartó fényállandósulásban van (ekkor csak szinképe árulja el, hogy a fehér törpe körül akkréciós diszk van), ekkor az akkréciós korong fényes állapotban van, ezért a rendszer fényessége majdnem eléri a kitörések maximális fényességét. Ez a nóvaszerű állapot. Ilyenkor a diszk fényességét a kísérőcsillagról folyamatosan érkező, a kritikuskál több anyag felszabaduló potenciális energiája és a diszk belső sűrűdéséből származó hő tartja magasan. Amikor ez az állapot megszűnik, akkor a rendszer fényessége először *mindig* lecsökken a nyugalmi állapotra (a diszk elhalványul), majd elkezdődik a nyugalmi állapot és a kitörések váltakozása (törpenóva állapot) mindaddig, amíg váratlanul a rendszer vissza nem tér a nóvaszerű változó állapotába. Az ebbe az állapotba való visszatérés mindig egy kitörés után történik, amikor is a rendszer nem a nyugalmi, hanem a nóvaszerű állapotig halványodik csak vissza.



## Irodalom

1. Applegate J. H., *Astrophysical Journal* 385 (1992) 621.
2. Borkovits T., *Fizikai Szemle* 59/2 (2009) 41.
3. Borkovits T., Csizmadia Sz., Hegedüs T., Bíró I. B., Sándor Zs., Opitz A., *Astronomy & Astrophysics* 392 (2002) 895.
4. Borkovits T., Elkhateeb M. M., Csizmadia Sz. et al., *Astronomy & Astrophysics* 441 (2005) 1087.
5. Csizmadia Sz., Klagyivik P., *Astronomy & Astrophysics* 426 (2004) 1001.
6. Csizmadia Sz., Marton G., Klagyivik P., Spindler Sz., *Astronomical Notices* 328 (2007) 821.
7. Csizmadia Sz., Nagy Zs., Borkovits T., Bíró I. B., Hegedüs Z., Kiss Z. T., *Astronomical Notices* 329 (2008) 39.
8. Eggleton, P. P., *Astrophysical Journal* 268 (1983) 368.
9. Eggleton, P. P.: *Evolutionary Processes in Binary and Multiple Systems*. Cambridge University Press, 2006.
10. Han et al., *Monthly Notices of the RAS* 319 (2000) 2005.
11. Paczynski B., *Monthly Notices of the RAS* 368 (2006) 1311.
12. Shafter, A. W., Wheeler, J. C., Cannizzo, J. K., *Astrophysical Journal* 305 (1986) 261.
13. Shafter, A. W., Cannizzo, J. K., Waagen, E. O., *Publication of the Astronomical Society of the Pacific* 117 (2005) 931.
14. Zeldovics, Ya. B., Blinnikov, Sz. J., Sakura, Ny. J.: *A csillagszerkezet és a csillagfejlődés fizikai alapjai*. Gondolat, Budapest, 1988.