2. fejezet

Csillagfejlődés

A csillagok születnek, élnek és meghalnak – nagyon leegyszerűsítve ezt nevezzük csillagfejlődésnek. A folyamat egyes részletei azonban, hasonlóan a biológiai életjelenségekhez, igen összetettek és szövevényesek lehetnek. Az alábbiakban áttekintjük a csillagkeletkezés és -fejlődés legfontosabb állomásait, a velük kapcsolatos alapfogalmakat és -jelenségeket.

Szükséges előismeretek, kompetenciák: lásd 1. fejezet.

Kulcsszavak: protocsillag, Hertzsprung-Russell diagram, csillagfejlődés, fősorozat, vörös óriás, fehér törpe, neutroncsillag, szupernóva, fekete lyuk.

2.1. Csillagkeletkezés

A csillagok nagy tömegű ($\sim 10^3 - 10^5\ M_\odot$) intersztelláris molekulafelhők belsejében, gravitációs összehúzódás során jönnek létre. A Tejútrendszerben számos ilyen csillaggyártó molekulafelhőt ismerünk, ezek közül a Naphoz legközelebbi a Nagy Orion-köd (2.1. ábra). Egy tipikus óriás molekulafelhő mérete $10 - 100$ parszek közötti, hőmérséklete 10 – 50 K között van. A molekulafelhőt alkotó anyag átlagos számsűrűsége (koncentrációja) 10^2 – 10^4 cm^{-3} lehet. Egy ilyen felhő teljes élettartama nagyjából 30 millió év, ezalatt teljes tömegének néhány százalékát alakítja át csillagokká.

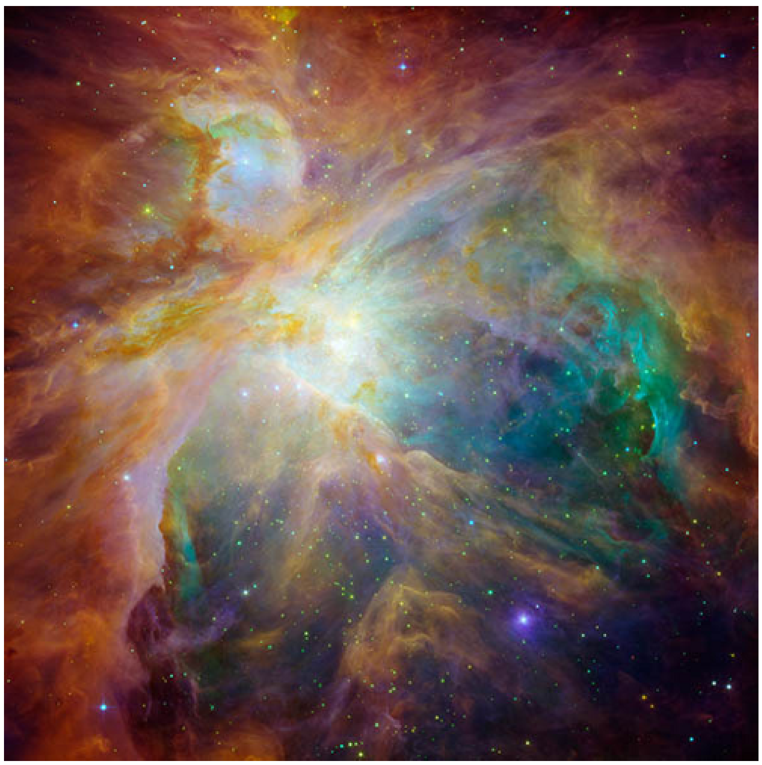
2.1.1. Gravitációs kollapszus, Jeans-tömeg

A molekulafelhők dinamikus egyensúlyhoz közeli állapotban vannak. Ebben az állapotban érvényes a *viriáltétel* (lásd 1.1.1. fejezet):

$$2U + \Omega \ \approx\ 0 \tag{2.1}$$

ahol $U = (3/2)NkT = (3/2)M(\mathcal{R}/\mu)T$ a felhő teljes belső energiája (T a hőmérséklet, N a teljes részecskeszám, k a Boltzmann-állandó, $\mathcal{R}$ az egyetemes gázállandó, μ az átlagos molekulasúly), $\Omega \approx -(3/5)GM^2/R$ a felhő teljes gravitációs potenciális energiája. A felhő egészének makroszkópikus mozgási energiáját itt és a továbbiakban elhanyagolhatónak tételezzük fel.

Amennyiben valamilyen perturbáció hatására az egyensúly megbomlik, előfordulhat, hogy $|\Omega| > 2U$ lesz. Ekkor a gravitáció legyőzi a nyomást, és a felhő összehúzódásba kezd. U és



2.1. ábra. *Az egyik legismertebb csillagkeletkezési terület, a Nagy Orion-köd a Hubble- és a Spitzer-űrtávcső felvételeiből készített, hamisszínes kombinált képen (kék és zöld: optikai tartomány, narancs: 3,6 μm, vörös: 8,0 μm; forrás: www.nasa.gov).*

Ω fenti kifejezéseit beírva megmutatható, hogy az ehhez szükséges kritikus tömeg (*Jeans-tömeg*):

$$M_J = \left(\frac{3}{4\pi}\frac{5\mathcal{R}}{G\mu}\right)^{\frac{1}{2}} T^{\frac{3}{2}}\rho^{-\frac{1}{2}}. \tag{2.2}$$

Ha tehát a felhő egészének, vagy egy részének össztömege meghaladja a Jeans-tömeget, a felhő gravitációs összehúzódásba kezdhet.

A Jeans-tömeggel analóg mennyiség a *Jeans-hossz*, ez egy Jeans-tömegnyi egyenletes sűrűségű gömb sugarával egyezik meg:

$$R_J = \left(\frac{3M}{4\pi\rho}\right)^{\frac{1}{3}} = \sqrt{\frac{15\mathcal{R}}{4\pi\mu G}\frac{T}{\rho}}. \tag{2.3}$$

Ennek fizikai tartalma szintén hasonló a Jeans-tömegéhez: ha a felhő karakterisztikus mérete adott sűrűség és hőmérséklet mellett meghaladja a Jeans-hosszat, a felhő összehúzódhat.

A fenti egyszerű fizikai képről azonban az utóbbi években kiderült, hogy nem írja le teljesen az ismert molekulafelhők fizikai viszonyait. Ezek ugyanis viszonylag alacsony hőmérsékletűek, tömegük jóval meghaladja a Jeans-tömeget, mégsem omlanak össze. A hőmozgás mellett tehát valami még hozzájárul a gravitációs energia kiegyensúlyozásához. Kiderült, hogy ez nem más, mint a felhők jelentős mágneses energiája:

$$W_M = \frac{1}{8\pi}\int |B|\, dV, \tag{2.4}$$

ahol B a felhő mágneses indukciója. Mágneses tér esetén a viriáltétel egyensúlyi alakja is módosul:

$$2U + \Omega + W_M = 0. \tag{2.5}$$

Látható, hogy ebben az esetben a Jeans-tömeg megnő, hiszen ekkor a gravitációnak a mágneses energiát is le kellene győznie. A tapasztalat szerint az erősebb mágneses terű felhők hosszabb távon stabilisak maradnak, ellentétben a gyengébb mágneses mezejű sűrű felhőmagokkal.

2.1.2. Izotermikus összehúzódás

Ha a felhőben megindul a gravitációs összehúzódás, az anyag kezdetben olyan ritka, hogy a felszabaduló gravitációs energia akadálytalanul eltávozik (általában infravörös sugárzás formájában). Az összehúzódás így kezdetben a szabadesési időskálán zajlik:

$$t_{\mathrm{ff}} = \sqrt{\frac{R^3}{GM}}. \tag{2.6}$$

Az így létrejövő sugárzás luminozitása $L_{\mathrm{ff}} \sim \Omega/t_{\mathrm{ff}}$ jellemzően a távoli infravörös tartományba esik. Mivel a felszabaduló energia kisugárzódik, a felhő hőmérséklete közel állandó marad. Ez az *izotermikus összehúzódás* szakasza.

Izotermikus összehúzódás során a felhő Jeans-tömege folyamatosan csökken, mivel (2.2) értelmében $M_J \sim 1/\sqrt{\rho}$, és ρ az összehúzódás során nő. Ezért egy idő után a felhő kisebb részei maguk is instabilakká válnak, és önálló összehúzódásba kezdenek. Ez a jelenség a *fragmentáció*. Feltehetően így jönnek létre a molekulafelhőkben megfigyelhető sűrű felhőmagok, amelyekben jelentős a csillagközi por koncentrációja is.

2.1.3. Adiabatikus összehúzódás

Az izotermikus összehúzódás addig tart, amíg a felhő olyan sűrű nem lesz, hogy már elnyeli a saját sugárzását, tehát optikailag vastaggá válik. Ezután a felszabaduló (hővé alakuló) gravitációs energia már nem tud zavartalanul eltávozni, hanem csak lassú sugárzási diffúzió során. Ezért a felhő belső energiája és hőmérséklete elkezd növekedni. Ez az *adiabatikus összehúzódás* állapota.

A felhő akkor válik átlátszatlanná (optikailag vastaggá), ha a teljes optikai mélységére igaz, hogy $\tau = \kappa\rho R \geq 1$, ahol κ a felhő átlagos opacitása, R a felhő sugara. A sűrűséget a tömeggel és a sugárral kifejezve adódik, hogy ez az állapot akkor következik be, amikor a felhő mérete nagyságrendileg $R \sim \sqrt{\kappa M}$ lesz.

Adiabatikus folyamat során $T \sim \rho^{\gamma-1}$, ahol γ a felhő átlagos adiabatikus kitevője. Ezt kihasználva a Jeans-tömeg sűrűségfüggésére $M_J \sim \rho^{(3\gamma-4)/2}$ adódik. Mivel $\gamma > 4/3$, a kitevő pozitív lesz, tehát növekvő sűrűségnél M_J is nő. Adiabatikus összehúzódáskor tehát a fragmentáció leáll.

2.1.4. Protocsillagok evolúciója

Miután a fragmentáció leáll, a felhőmag lassú adiabatikus összehúzódással zsugorodik: kialakul a *protocsillag*. A protocsillag luminozitása továbbra is a felszabaduló gravitációs energiából származik:

$$L \sim \frac{d}{dt}|\Omega| \simeq -\frac{GM^2}{R^2}\frac{dR}{dt}. \tag{2.7}$$

Látszik, hogy a luminozitást főként a felhő összehúzódási sebessége határozza meg. Ez fordítva is igaz: a protocsillag olyan ütemben képes zsugorodni, amilyen gyorsan ki tudja sugározni a felszabaduló energiatöbbletét. Az így kialakuló luminozitás kezdetben általában igen nagy, ezért az alacsony hőmérsékletű, átlátszatlan protocsillagok belsejéből csak a konvekció tudja hatékonyan elszállítani az energiát. A kialakuló protocsillagok tehát teljesen konvektívak lesznek.

Teljesen konvektív csillagokra megmutatható, hogy a luminozitás, a tömeg és az effektív hőmérséklet között az alábbi összefüggés érvényes:

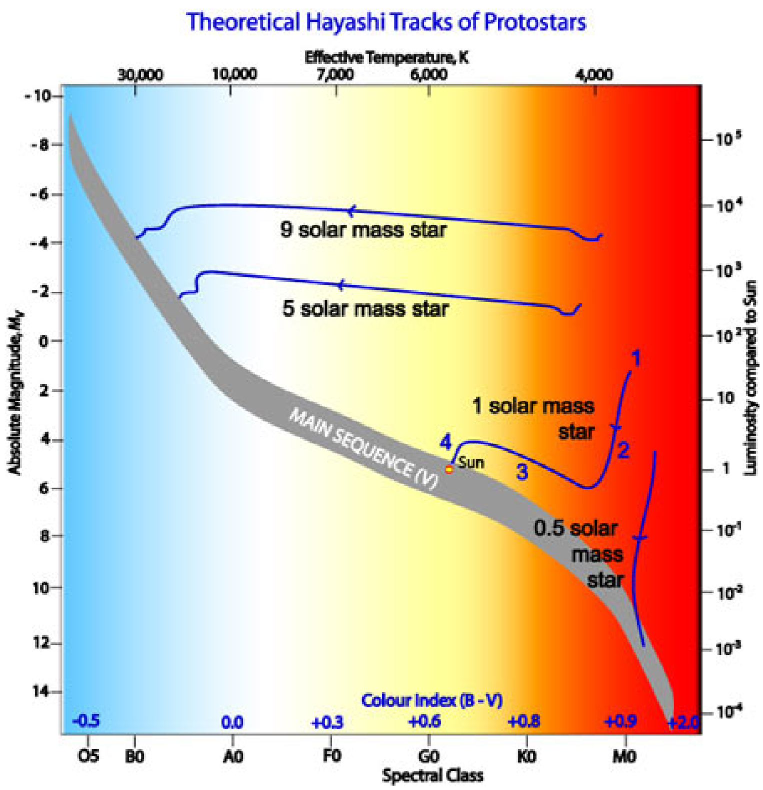
$$L \sim M^6 T_{\mathrm{eff}}^{-6}. \tag{2.8}$$

Eszerint egy adott tömeg mellett, ha a hőmérséklet a lassú adiabatikus összehúzódás során nő, a luminozitás meredeken csökken. A protocsillagok tehát a Hertzsprung–Russell-diagram nagy luminozitású és alacsony hőmérsékletű tartományából (jobb felső sarok) szinte függőleges útvonalakon haladnak a kisebb luminozitások felé. Ez az útvonal a *Hayashi-vonal* (2.2. ábra).

Amikor a protocsillagban a hőmérséklet kb. 10^5 K fölé emelkedik, az átlátszatlanságot okozó molekulák és atomok disszociálnak, ill. ionizálódnak, így az opacitás csökken. Ezáltal a konvektív energiaterjedés helyett a sugárzási (radiatív) energiatranszport válik jelentősebbé. Ekkor a luminozitás és az effektív hőmérséklet közötti összefüggés átalakul:

$$L \sim M^{10/3} T_{\mathrm{eff}}^{4/3}. \tag{2.9}$$

A luminozitás növekvő hőmérséklet mellett szintén növekedni fog, a csillag tehát a Hertzsprung–Russell-diagramon balra fordul, és mind a luminozitását, mind az effektív hőmérsékletét



2.2. ábra. *Különböző tömegű csillagok fejlődése a fősorozat elérése előtt (forrás: © Copyright CSIRO Australia, http://outreach.atnf.csiro.au)* növelve eléri a *fősorozatot*. Ez utóbbi az az állapot, amikor a csillag magjában beindul a H $\rightarrow$ He fúzió. A számítások szerint erre az M >0,08 $M_\odot$ tömegű protocsillagok képesek. Az ennél kisebb tömegű magok nem érik el a fősorozatot, hanem alacsony hőmérsékletű, főleg infravörösben sugárzó *barna törpévé* válnak.

2.1.5. A forgás szerepe, korongképződés

A protocsillagok összehúzódása nem gömbszimmetrikusan történik, mivel az összehúzódás során a felhő impulzusmomentuma ($J \sim MRv_{\rm rot}$) megmarad. Ha a tömeg állandó és a sugár csökken, a forgási sebesség nőni fog. A növekvő forgási sebesség miatt a forgástengelyre merőleges irányban nő a centrifugális erő is, ami egy idő után összemérhetővé válik a gravitációval:

$$\frac{GM}{R_a^2} \simeq R_a\omega^2, \tag{2.10}$$

ahol R_a a kritikus sugár. Ezután az összehúzódás csak a forgástengely irányában folytatódhat tovább, a forgástengelyre merőlegesen nem. Ezáltal a felhő összelapul, és egy *protosztelláris akkréciós korong* képződik. Az impulzusmomentum fenti definícióját kihasználva az akkréciós korong sugarára adódik:

$$R_a \;=\; \frac{J^2}{GM^3}. \tag{2.11}$$

Az akkréció során a magba hulló anyag növeli a luminozitást. Ez az összehúzódás harmadik szakasza, az *akkréciós szakasz*.

A fősorozat előtti protocsillagok leggyakrabban ún. *T Tauri* csillagokként jelennek meg. Ezek infravörös többletsugárzással jellemezhető, szabálytalan változócsillagok, amelyek körül gyakran még megfigyelhető a protosztelláris korong is. Az akkréciós korongra merőlegesen néha erős csillagszél áramlik ki a protocsillagról, amely a csillagkörüli anyagba ütközve sugárzást hoz létre. Így keletkeznek a *Herbig–Haro-objektumok*.

2.1.6. Kezdeti tömegfüggvény

Mivel a fragmentáció miatt egy molekulafelhőben általában sok csillag keletkezik, ezek tömeg szerinti eloszlása a tapasztalat szerint nem lesz homogén: kisebb tömegű csillagból több, míg nagyobb tömegűből kevesebb keletkezik. Az ezt leíró függvény a *kezdeti tömegfüggvény*: $f(m) = dN/dm$.

A tapasztalat szerint a kezdeti tömegfüggvény a csillag tömegétől hatványfüggvény szerint függ:

$$f(m) = \frac{dN}{dm} \;=\; Km^{-(1+\alpha)}, \tag{2.12}$$

ahol $\alpha \approx 1.35$ (*Salpeter-féle tömegfüggvény*). Ez az 1 $M_\odot$-nél kisebb, illetve a kb. 20 $M_\odot$-nél nagyobb tömegű csillagokra nem teljesen pontos, de közelítő számításokra jól használható.

2.2. Csillagfejlődés a fősorozaton

Fősorozatnak (Main Sequence) a Hertzsprung–Russell-diagramon átlós irányban húzódó, csillagokkal sűrűn benépesített sávot nevezzük (2.x. ábra). Az itt elhelyezkedő csillagok közös jellemzője, hogy magjukban H → He fúzió zajlik (lásd 1.6.10. fejezet).

A fősorozati állapot minden csillag leghosszabb ideig tartó fejlődési szakasza. Ennek belátásához tekintsünk egy M tömegű csillagot, amelynek kezdeti hidrogéntartalma $X = M_H/M = 0.7$. A fősorozati állapot során a csillag luminozitása az empirikus tömeg-fényesség reláció értelmében $L \sim M^4$. Mivel a fúzió csak a csillag magjában képes végbemenni, és a mag tömege a teljes tömeg kb. 10%-a, a H → He fúzió lehetséges időtartama években:

$$\tau_{MS} = \frac{0.1MX\epsilon}{L} = \frac{0.07M\epsilon}{L_\odot(M/M_\odot)^4} \approx 10^{10}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-3}, \qquad (2.13)$$

ahol ϵ a H → He fúzió tömegegységre jutó energiahozama. Látható, hogy míg egy Naphoz hasonló csillag kb. 10^{10} évig fősorozati állapotú lehet, addig egy 10-szer akkora tömegű csillag „csak” kb. 10 millió évig.

2.2.1. A kémiai összetétel változása

A H → He fúzió a kémiai összetétel lassú megváltozásával jár, ami idővel a csillagszerkezet átalakulását okozza. Tekintsünk először egy kis tömegű csillagot, amelynek magjában csak a proton-proton ciklus termel energiát. Ekkor a H-magok koncentrációjának időbeli változása így írható:

$$\frac{dn_{\mathrm{H}}}{dt} = -4r_{\mathrm{pp}} = -4\frac{\rho\epsilon_{\mathrm{pp}}}{Q_{\mathrm{pp}}} \qquad (2.14)$$

ahol r_{pp} a reakcióráta, ϵ_{pp} a folyamat energiahozama egységnyi tömegre, Q_{pp} pedig egy reakció során termelt energia. A 4-es szorzó azért jelenik meg, mert egy p-p ciklus során 4 H-mag alakul át.

Ha a mag H-tartalmát tömegszázalékban (X) fejezzük ki, akkor $X = n_{\mathrm{H}}m_{\mathrm{H}}/\rho$, ahol m_{H} az atomi tömegegység (kb. a H-mag tömege). A H-tartalom változására adódik

$$\frac{dX}{dt} = -\frac{4\epsilon_{\mathrm{pp}}m_{\mathrm{H}}}{Q_{\mathrm{pp}}} = -\frac{\epsilon_{\mathrm{pp}}}{q_{\mathrm{pp}}}, \qquad (2.15)$$

ahol q_{pp} az egy H-magra eső termelt energiát jelöli.

Ha a csillag tömege nagyobb, akkor nemcsak a p-p, hanem a CNO-ciklus során termelt energiát is figyelembe kell venni. Ekkor a (2.15) egyenlet így módosul:

$$\frac{dX}{dt} = -\frac{\epsilon_{\mathrm{pp}}}{q_{\mathrm{pp}}} - \frac{\epsilon_{\mathrm{CNO}}}{q_{\mathrm{CNO}}}. \qquad (2.16)$$

Mivel a fősorozaton csak H → He fúzió lehetséges, más elemek fúziója nem, ezért a mag He-tartalmának (Y) megváltozása egyszerűen $dY/dt = -dX/dt$.

A kémiai összetétel globális hatásának jellemzésére jól használható paraméter az átlagos molekulasúly (lásd 1.2 fejezet). Ha a csillag hidrogén-, hélium- és nehézelemtartalmát tömegszázalékban rendre X, Y, Z-vel jelöljük ($X + Y + Z = 1$), a μ átlagos molekulasúlyra adódik, hogy $1/\mu = 2X + (3/4)Y + (1/2)Z$. Ennélfogva a mag átlagos molekulasúlyának időbeli változását így fejezhetjük ki:

$$\frac{d\mu}{dt} = -\mu^2\left(2\frac{dX}{dt} + \frac{3}{4}\frac{dY}{dt}\right) = -\mu^2\frac{5}{4}\frac{dX}{dt}. \qquad (2.17)$$

A mag He-tartalmának folyamatos növekedése miatt μ is növekszik időben. Az állapotegyenlet értelmében a mag nyomása fordítottan arányos μ-vel: $P = \rho \mathcal{R} T/\mu$. A mag nyomásának az egyensúly fenntartása érdekében időben állandónak kell maradnia. Ha azonban μ nő, P csak akkor maradhat állandó, ha közben ρ és/vagy T is növekszik. Mind a sűrűség, mind a hőmérséklet lassú növekedése növeli a fúzió reakciórátáját, vagyis a magfúzió sebessége is nőni fog. Ez tovább gyorsítja a molekulasúly növekedését, tehát egy pozitív visszacsatolás alakul ki: a csillagmag egyre gyorsuló ütemben égeti el hidrogéntartalmát.

A Naphoz hasonló tömegű csillagok a növekvő centrális sűrűségre és hőmérsékletre mind sugaruk, mind luminozitásuk lassú növelésével reagálnak. A Nap fősorozati életkora kb. 6 milliárd év. A számítások szerint kb. 1 – 1,5 milliárd év múlva luminozitása 20 – 30%-kal nagyobb lesz, és mérete is a jelenlegi kétszeresére duzzad. Fejlődése jelentősen felgyorsul a fősorozat utáni szakaszban, amivel a részletesebben a következő fejezetben foglalkozunk.

A Napnál sokkal nagyobb tömegű csillagok ettől kissé eltérő módon fejlődnek a fősorozaton. Kb. 20 $M_\odot$ felett ugyanis a luminozitás nagyjából egyenlő az Eddington-féle kritikus fényességgel (1.5.2. fejezet): $L \approx (4\pi G c/\kappa) M$, ahol κ a csillag átlagos opacitása. Amikor a magreakciók gyorsulása miatt a csillag növelné luminozitását, az tömegvesztést indít el, emiatt a centrális sűrűség és hőmérséklet csökken, a magreakciók lelassulnak. Itt tehát kevésbé alakul ki a fent említett pozitív visszacsatolás. Ezen csillagok luminozitása állandó, így a Hertzsprung–Russell-diagramon vízszintes irányban fejlődnek a fősorozattól az óriáság felé (2.3. ábra).

2.2.2. Izotermikus He-mag, Schönberg–Chandrasekhar-határ

A fősorozati állapot végére a csillag magja egy közel izotermikus He-gömbbé válik. Mivel a centrális hőmérséklet nem elég magas, a He egyelőre nem képes fuzionálni, így a mag inaktív marad. H $\rightarrow$ He fúzió egyedül a magot övező vékony H-gazdag héjban mehet végbe. Az ebből keletkező He folyamatosan növeli a mag tömegét, ami így lassan tovább zsugorodik és melegszik.

Az izotermikus He-magra a külső H-burok jelentős nyomást gyakorol, amit a mag nyomásának kompenzálnia kell. Ennélfogva a He-magra a viriáltétel az alábbi alakú lesz:

$$2 \cdot U_c + \Omega_c \;=\; 3 P_1 V_c, \tag{2.18}$$

ahol U_c, Ω_c és V_c rendre a mag belső energiája, gravitációs energiája és térfogata, P_1 pedig a burokból származó külső nyomás. Figyelembe véve, hogy $U_c = (3/2) M_c \mathcal{R} T/\mu_c$ és $\Omega \approx -(3/5) G M_c^2/R_c$ (a c index mindig a He-magra vonatkozó mennyiségeket jelöli), a külső nyomás így fejezhető ki:

$$P_1 = \frac{3}{4\pi R_c^3}\left(\frac{M_c}{\mu_c}\mathcal{R}T - \frac{G M_c^2}{5 R_c}\right). \tag{2.19}$$

Az egyensúly fennmaradásához a fenti egyenleteknek teljesülniük kell. Könnyen belátható azonban, hogy a He-mag tömegének növelésével a fenti képletben szereplő P_1 nem monoton nő, hanem létezik egy maximális értéke: $P_1^{\max} \sim (1/G^3 M_c^2)(\mathcal{R} T_c/\mu_c)^4$. Ez nagyon hasonló alakú kifejezés ahhoz, mint amit a csillag teljes tömegének és centrális hőmérsékletének kifejezéséből kaphatunk a centrális nyomásra (lásd 1.3. fejezet): $P_c \sim (1/G^3 M^2)(\mathcal{R} T_c/\mu)^4$, ahol M és μ a csillag teljes tömege és átlagos molekulasúlya. Mivel a mag egyensúlyához $P_c \approx P_1$

szükséges, ebből kifejezhető az egyensúlyban lévő He-mag maximális tömege:

$$\frac{M_c}{M} \approx 0,54 \left(\frac{\mu}{\mu_c}\right)^2. \tag{2.20}$$

Mivel $\mu_c > \mu$, ezért $M_c < M$. A pontosabb számítások szerint $M_c \approx 0,1M$, tehát az izotermikus, inaktív He-mag a teljes csillagtömeg kb. 10%-át képes megtartani. Ezt nevezzük *Schönberg–Chandrasekhar-határ*nak.

2.3. Csillagfejlődés az óriáságon

Amikor a mag tömege túllépi a Schönberg–Chandrasekhar-határt, már nem képes megtartani saját tömege mellett a fölötte lévő burok tömegét is, ezért összehúzódásba kezd. A zsugorodó mag egyre melegebb lesz, ezért a vele határos külső héjban a H $\rightarrow$ He fúzió egyre hevesebben zajlik. A csillag fejlődése ekkor felgyorsul, a burok gyorsan tágul, míg a mag összehúzódik. Így a csillag viszonylag gyorsan az alacsony effektív hőmérsékleteknél húzódó óriáságra kerül. A további fejlődés részletei különbözőek a kis ($M \sim 1M_\odot$) és a nagy ($M > 3M_\odot$) tömegű csillagokra, ezért ezeket külön tárgyaljuk.

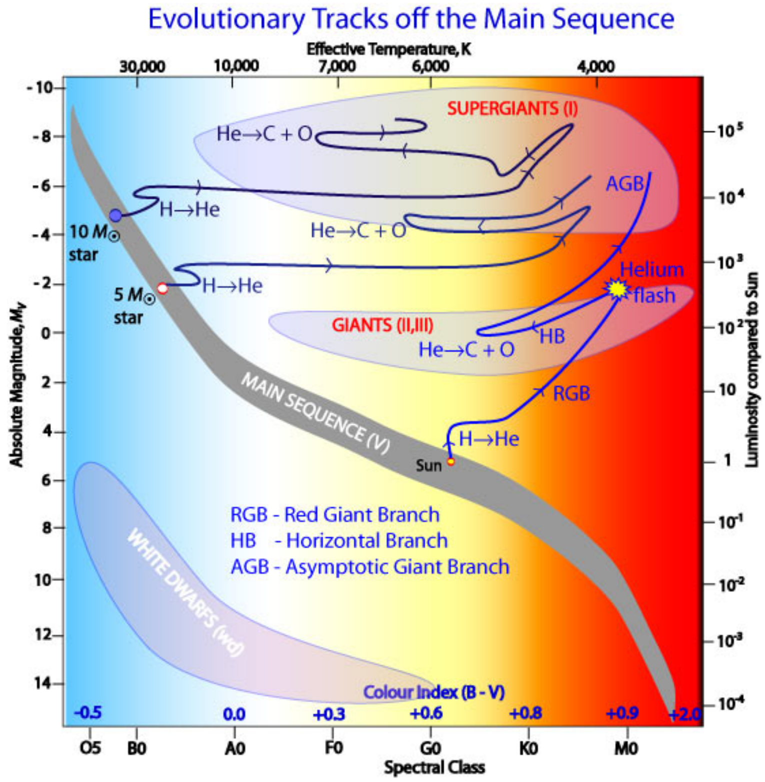
2.3.1. Kis tömegű csillagok

A kis tömegű csillagok viszonylag alacsony luminozitásnál érik el az óriáságat (Red Giant Branch), mivel addig a termelt energia jelentős része a burok tágulási munkájára fordítódik. Amikor az effektív hőmérséklet kb. 3000 K-re csökken, a burokban jelentőssé válik a konvektív energiatranszport (lásd 1.5.3. fejezet). Ekkor az energiaterjedés jóval hatékonyabbá válik, így a burok tágulása megáll. A konvekció egészen a magig leérve felkeveri a mélyebb rétegek anyagát a felszínre, így a csillagburok kémiai összetétele a korábbi inhomogén struktúrához képest jóval homogénabbá válik.

A csillag ezután a konvektív csillagokra érvényes Hayashi-vonal (2.1.4. fejezet) mentén fejlődik tovább: luminozitása egyre nő, míg effektív hőmérséklete alig változik. Ez az állapot egészen nagy luminozitásokat ($L \sim 1000\ L_\odot$) eredményezhet, így a csillag lényegében az óriáság tetejéig eljuthat.

Az egyre zsugorodó He-mag egy kritikus sűrűség elérésekor *elfajult* (degenerált) állapotba kerül (lásd 1.4.1. fejezet). Ebben az állapotban a szabad elektronok közti átlagos távolság a de Broglie-hullámhossz nagyságrendjébe esik, az elektronok Fermi-energiája pedig összemérhetővé válik a termikus energiával: $E_F \approx kT$. A mag nyomásához ettől kezdve hozzáadódik az elfajult elektrongáz nyomása: $P \sim \rho^{5/3}$.

Ha a csillag tömege 0,5 $M_\odot$-nél kisebb, az elfajult elektrongáz nyomása megállítja a mag további kontrakcióját, még mielőtt az elérhetné a 10^8 K hőmérsékletet. Ha azonban $M > 0,5\ M_\odot$, a mag tovább zsugorodik, és eléri a 10^8 K hőmérsékletet. Ekkor beindul a He $\rightarrow$ C fúzió (3α-folyamat, lásd 1.6.10. fejezet). Mivel az elfajult anyag nyomása nem függ a hőmérséklettől, a fúzió során termelt energia a hőmérsékletet növeli, a nyomást viszont nem. Így a mag nem kezd hirtelen tágulásba, azaz a meredeken emelkedő hőmérséklet tovább gyorsítja a fúziót. A fúziós folyamat ennélfogva hirtelen, robbanásszerűen indul be a magban, ez a *héliummag-felvillanás* (He-core flash). Ez azért nem vezet a csillag teljes



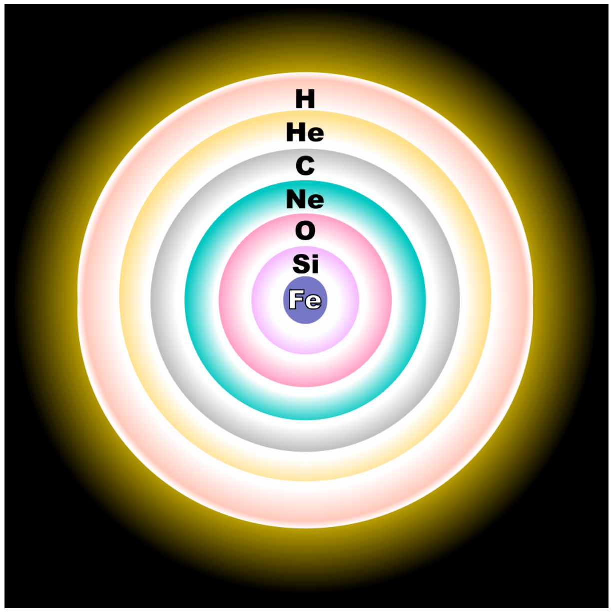
2.3. ábra. *Fősorozat utáni fejlődési útvonalak 1, 5 és 10 naptömegű csillagok esetében (forrás: © Copyright CSIRO Australia, http://outreach.atnf.csiro.au)*

felrobbanásához, mert a növekvő hőmérséklet egy idő után megszünteti az elektronok degenerációját. A nyomás újra függeni fog a hőmérséklettől, a mag ezután kitágul, lehűl, így a fúzió kontrollálttá válik.

A He-égés beindulásakor a csillag új egyensúlyi helyzetet alakít ki: a magban He → C fúzió, a magot övező héjban H → He fúzió termel energiát. Ekkor a csillag nagyjából a vörös óriás ág felénél található sűrűn populált sávba kerül. Ez a *horizontális ág* a fémgazdag csillagokra az óriásághoz közeli effektív hőmérsékleteknél, fémszegényebb csillagokra viszont valamivel magasabb hőmérsékleteknél helyezkedik el.

A magban egyre gyarapodó inaktív széngömb a mag sűrűségét növeli, míg a héjbeli H-égés a burok lassú tágulását eredményezi. A horizontális ágról a csillag ismét az óriáság teteje felé fejlődik, de a Hayashi-vonaltól balra, kissé magasabb effektív hőmérsékletek mellett. Ez az útvonal az *aszimptotikus óriáság* (Asymptotic Giant Branch, AGB).

Az óriáság tetején a H-égető héj alján elhelyezkedő, enyhén elfajult He-héjban is beindul a He → C fúzió. Itt ugyanaz játszódik le, mint korábban a magban, csak kisebb energiával (*hélimhéj-felvillanás*). Ez akár többször is végbemehet, így jönnek létre a *termális pulzusok*. Ezek hatására a csillag elveszti a külső burkát. A visszamaradó, vékony He-réteggel övezett, szénben gazdag mag pedig *fehér törpévé* válik (lásd 1.4. fejezet).



2.4. ábra. *A nagy tömegű csillagok fősorozat utáni fejlődésének végén kialakuló, jellegzetes hagymahéj-szerkezet (forrás: en.wikipedia.com).*

2.3.2. Nagy tömegű csillagok

Nagy tömegű ($M > 3\ M_\odot$) csillagokban a fenti kép azért módosul, mert a He-mag még azelőtt elkezd fuzionálni, mielőtt degenerált állapotba kerülhetne. Így a csillag nem a horizontális ágra kerül, hanem csak kissé eltávolodik a Hayashi-vonaltól a magasabb hőmérsékletek felé (*kék hurkok*). A kék hurkokról idővel ismét az óriáságra kerül a csillag, az inaktív mag összehúzódik, a burok kitágul.

A $3 < M < 8\ M_\odot$ között a kialakuló, szénből és oxigénből álló mag jórészt inaktív marad, és az elektronok elfajulása után stabil egyensúlyi állapotba kerül. Ezután a csillag az óriáság tetején a termális pulzusok hatására megszabadul a külső buroktól. A csillagmag szén-oxigén fehér törpeként fejezi be életét.

Ha a tömeg $8\ M_\odot$-nél nagyobb, a számítások szerint nemcsak a szén, hanem a neon fúziója is beindul a magban. Ekkor ismét egy kék hurokra kerül a csillag. A szén fúzióját követően újabb és újabb, egyre nehezebb elemek fúziója indul be a magban. Mivel a nehéz elemek fúziója egyre kisebb energiahozamú, az egyensúly fenntartása érdekében a fúziós rátának egyre nagyobbá kell válnia. A csillag ezért egyre gyorsabban égeti el a nukleáris tüzelőanyagát. Az utolsó folyamat, a Si $\rightarrow$ Fe fúzió karakterisztikus ideje kb. 2 nap.

Végeredményként egy tisztán vasból álló mag jön létre. A vasmag feletti burok kémiai összetétele nagyon inhomogén lesz, jellegzetes hagymahéj-szerkezet jön létre, kifelé egyre csökkenő tömegű elemekkel (2.4. ábra).

A vasmag kialakulása után a csillag sorsa meg van pecsételve: a vasmag tömege egyre hízik, de további fúzióra immár nem képes. Ez addig tart, amíg el nem éri a Chandrasekhar-tömeget (1.4.2. fejezet). Ekkor a vasmag összeroppan, a külső burok pedig heves robbanással ledobódik. Ez a folyamat a *szupernóva-robbanás* (lásd 2.4.2. fejezet).

2.4. Csillagfejlődési végállapotok

2.4.1. Fehér törpék evolúciója

A fehér törpecsillagokban az elfajult elektrongáz nyomása tart egyensúlyt a gravitációval. A fehér törpék struktúrájának érdekessége, hogy méretük fordítottan arányos a tömegükkel, ellentétben a csillagok tömeg-sugár összefüggésével. A hidrosztatikai egyensúly miatt a centrális nyomás közelítőleg $P_c \sim (GM^2)/R^4$, az elfajult elektrongáz nyomása pedig $P_e = K\rho^{5/3}$. Mivel $P_c \approx P_e$, a sűrűséget a tömeggel és a sugárral kifejezve adódik a fehér törpék tömeg-sugár relációja:

$$\left(\frac{M}{M_\odot}\right) \;=\; 10^{-6}\left(\frac{R}{R_\odot}\right) \tag{2.21}$$

Mivel a fehér törpék belsejében nincs fúziós energiatermelés, ezek a belső termikus energiájukat sugározzák ki, eközben lassan hűlnek és halványodnak. A fehér törpék hűlési törvényét egyszerűen becsülhetjük abból, hogy luminozitásuk a belső energia időbeli csökkenéséből származik: $L = -dU/dt = -C(dT/dt)$, ahol C a csillag teljes hőkapacitása. Feltéve, hogy a luminozitás és a hőmérséklet összefüggése a Stefan–Boltzmann-törvényhez hasonló, azaz $L \sim T^4$, a luminozitásra a következő egyenletet kapjuk:

$$\frac{dL}{dt} \;=\; k_1 \cdot L^{7/4}, \tag{2.22}$$

ahol k_1 a csillag paramétereitől függő, időben kb. állandónak tekinthető tagokat foglalja össze. A fenti szétválasztható változójú differenciálegyenletet megoldva, a fehér törpék lehűlési törvényére adódik:

$$L \;\sim\; t^{-4/3}. \tag{2.23}$$

Tehát a fehér törpék luminozitása időben hatványfüggvény szerint csökken. Pontosabb számításokkal a hatványkitevő $-7/5$-nek bizonyul. Ez alapján a fehér törpék lehűlési ideje években kifejezve:

$$t_{\mathrm{cool}} \;=\; 4.6 \times 10^6 \left(\frac{L}{L_\odot}\right)^{-5/7}. \tag{2.24}$$

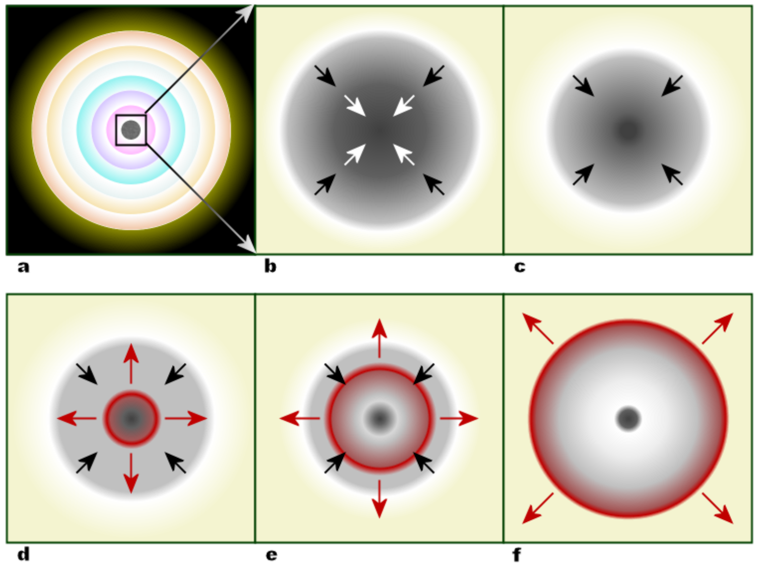
Egy tipikus fehér törpe tömege kb. 0,6 $M_\odot$, luminozitása 3×10^{-5} $L_\odot$, ezek alapján a lehűlési ideje $\sim 10^{10}$ év.

2.4.2. Szupernóvák

A 8 $M_\odot$-nél nagyobb tömegű csillagok magjában a fúzió egészen a vasig végbemegy (lásd 2.3.2. fejezet). Az ilyen csillagmagok nem maradnak meg stabil fehér törpe állapotban. Amikor a mag sűrűsége eléri a $\sim 10^{10}$ g/cm^3-t, hőmérséklete a $\sim 8 \cdot 10^9$ K-t, lehetővé válik a gyenge kölcsönhatás vezérelte *inverz béta-bomlás:*

$$p \;+\; e^- \;\rightarrow\; n \;+\; \nu_e \tag{2.25}$$

(lásd 1.6.9. fejezet). A *neutronizáció* során a magban lecsökken a szabad elektronok sűrűsége. Ez hirtelen kibillenti a csillagot egyensúlyi állapotából, ugyanis a vasmagban a nyomás



2.5. ábra. *A kollapszár szupernóva-robbanások folyamata (vázlatosan): (a)-(b) A kialakuló csillagszerkezet közepén lévő vasmag nyomásának lecsökkenésekor megindul annak összehúzódása; (c) a mag belsejében tömör, elfajult állapotú neutrongömb alakul ki, (d) az erre zuhanó gázanyag visszapattanva kifelé terjedő lökéshullámot hoz létre (pirossal jelezve); (e) a lökéshullám energiát veszt és lelassul, (f) de a neutrínók és gázanyag kölcsönhatása révén plusz energiát nyerve újra felgyorsul és végül a külső rétegek robbanásszerű ledobódását okozza (forrás: en.wikipedia.com).*

nagyrészt az elfajult elektrongáztól származik. Az elfajult elektronok eltűnése miatt a nyomás lecsökken, emiatt a mag saját gravitációjának és a fölötte lévő vastag burok súlyának következtében összeomlik. Ez a folyamat a *magkollapszus*.

A vasmag tömege a kollapszus pillanatában kb. a Chandrasekhar-tömeg (1.4.2. fejezet), sugara kb. 0,01 $R_\odot$. Az összeomlás időskálája a szabadesési időskála (2.1.2. fejezet), kb. 1 s.

Az összeomló vasmagban a neutronizáció teljessé válik, azaz kb. egy Chandrasekhar-tömegű neutrongömb jön létre (*neutroncsillag*). A kollapszust a neutronok elfajulása képes csak befolyásolni, kb. $\sim 10^{14}$ g/cm^3 sűrűség elérésekor. A neutronok elfajulásával a nyomás hirtelen megnő, így a neutrongömb összeomlása lelassul, vagy megáll. A mag feletti, nem elfajult gázból álló burok azonban továbbra is szabadeséssel zuhan a magra, amelyet elérve visszapattan. A visszapattanó és a még befelé hulló rétegek ütközésénél nagy sűrűségű *lökéshullám* alakul ki, amely kifelé egyre növekvő sebességgel terjed. A lökéshullám felfűti és ledobja a nagy tömegű csillagburkot, amely egy nagy ($\sim$ 10000 km/s) sebességgel táguló, $\sim 10^5$ K kezdeti hőmérsékletű tűzgolyót hoz létre. Ez a folyamat a *szupernóva-robbanás* (vázlatosan lásd a 2.5. ábrán).

A magkollapszus során felszabaduló gravitációs energia nagyságrendileg

$$\Delta E = GM_c^2 \left(\frac{1}{R_n} - \frac{1}{R_c} \right) \ \sim \ 10^{55} \text{ erg} \tag{2.26}$$

ahol R_n a kialakuló neutroncsillag sugara ($\sim$ 10 km), R_c pedig a mag kezdeti sugara ($\sim 0,01$ $R_\odot$). Ennek nagy részét azonban elviszik a magból távozó neutrínók (2.25. képlet), emellett a burokban fúziós folyamatok játszódnak le a ledobódás során. Ezek miatt a robbanás során felszabaduló teljes energia nagyságrendileg 10^{51} erg ($= 10^{44}$ Joule) lesz.

A szupernóva-robbanásban keletkező táguló burokban az expanziós sebesség arányos a középponttól mért távolsággal (*homológ tágulás*): $v(r) = v_{\max} r / R_{\max}$, ahol $R_{\max}$ a táguló burok maximális mérete, $v_{\max} \sim 10000$ km/s ennek a rétegnek a tágulási sebessége.

Ha a burok adiabatikusan tágulna, 1-2 hét alatt teljesen kihűlne. A megfigyelések szerint azonban a robbanás során nukleoszintézissel 56-os tömegszámú radioaktív nikkel (^{56}Ni) is keletkezik. Ez 6,1 nap felezési idővel 56-os tömegszámú kobalttá bomlik. A ^{56}Co szintén radioaktív, 77,7 napos felezési idővel stabil vassá (^{56}Fe) alakul. A ^{56}Ni – ^{56}Co – ^{56}Fe bomlási lánc miatti energiafelszabadulás belülről fűti a ledobódott burkot, ezzel megakadályozza a gyors kihűlést. A táguló maradvány így hónapokon keresztül intenzíven sugároz (*fotoszferikus fázis*).

Kb. 3-4 hónappal a robbanást követően a burok annyira szétterjed, sűrűsége annyira lecsökken, hogy elkezd átlátszóvá válni (*nebuláris fázis*). A kisugárzott energia ekkor már teljesen a ^{56}Co bomlásából származik. A radioaktív bomlás törvényéből:

$$L = \frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \tag{2.27}$$

ahol λ a ^{56}Co bomlási állandója, $\lambda = \ln 2 / T_{\mathrm{Co}}$, ahol T_{Co} a felezési idő (77,7 nap). Mivel a bolometrikus magnitúdóra igaz, hogy $m_{bol} \sim -2.5 \log_{10} L = 2.5\lambda / (\ln 10) \cdot t +$ konst, a bolometrikus fénygörbe meredeksége állandó lesz:

$$\frac{dm_{\mathrm{bol}}}{dt} = \frac{2.5\lambda}{\ln 10} = \frac{2.5 \ln 2}{\ln 10} \frac{1}{T_{\mathrm{Co}}} = \frac{0.7526}{T_{\mathrm{Co}}} = 0.01 \mathrm{mag/nap}. \tag{2.28}$$

A megfigyelések szerint a szupernóvák késői fényváltozása valóban ilyen meredekségű, a fentiekkel teljesen összhangban.

A fentebb leírt magkollapszussal létrejövő szupernóvák mellett más mechanizmusú csillagrobbanások is léteznek. Ezekről bővebben a 2.5.2. fejezetben lesz szó.

2.4.3. Neutroncsillagok, fekete lyukak

A szupernóva-robbanás során a vasmag tisztán neutronokból álló gömbbé alakul. A neutroncsillag egyensúlyát az elfajult neutrongáz nyomása teremtheti meg. Ehhez az összeomló csillagnak kb. 20 $M_\odot$-nél kisebb tömegűnek kell lennie.

Az elfajult neutrongáz nyomása a fehér törpék elfajult elektrongázához hasonlóan $P \sim \rho^{5/3}$ alakú, de az állandó szorzó lényegesen nagyobb. A fehér törpékhez hasonlóan itt is érvényes a tömeg-sugár összefüggés (2.4.1. fejezet), de a neutroncsillagok sugara ezredrésze a fehér törpékének, kb. 10 km. A tipikus tömegértékek 1 - 2 $M_\odot$ körüliek. Átlagsűrűségük igen nagy, $\sim 10^{14}$ g/cm^3, ez nagyságrendileg az atommagok sűrűségének felel meg.

A neutroncsillagok egyik jellegzetessége a gyors forgás, mivel a mag összeomlásakor az impulzusmomentum megmarad. Így a létrejövő neutroncsillag forgási szögsebessége

$$\omega_n = \omega_c \left(\frac{R_c}{R_n} \right)^2 \approx 10^6 \omega_c, \tag{2.29}$$

ahol R_c és R_n a mag és a neutroncsillag sugara, ω_c a mag kezdeti forgási szögsebessége. A mag forgása tehát milliószorosára gyorsul. A táguló szupernóva-maradványokból előbukkanó gyorsan forgó neutroncsillagok időnként *pulzár*ként figyelhetők meg.

A neutroncsillagok másik fontos jellemzője az erős mágneses tér. A mágneses tér a kollapszus során megmaradó mágneses fluxus miatt erősödik fel. Hasonló módon, mint az előbb, a neutroncsillag mágneses indukciójára adódik:

$$B_n \;=\; B_c \left(\frac{R_c}{R_n}\right)^2 \;\approx\; 10^6 B_c. \tag{2.30}$$

Ha a csillag kezdeti tömege meghaladja a 20-30 $M_\odot$-et (ez a tömeghatár bizonytalan), a gravitációs kollapszust az elfajult neutrongáz nyomása sem képes megállítani. Ebben az esetben fekete lyuk jön létre. Fekete lyukról akkor beszélünk, ha a zsugorodó objektum mérete kisebb lesz, mint a gravitációs sugár (*Schwarzschild-sugár*):

$$r_g = \frac{2GM}{c^2}. \tag{2.31}$$

A fekete lyukból elvileg semmilyen sugárzás nem érkezhet a külvilágba, mivel a gravitációs sugárnál a szökési sebesség egyenlő a fénysebességgel. Fekete lyukakat ezért leginkább a környezetükkel történő kölcsönhatásai révén figyelhetünk meg. Ilyen kölcsönhatás lehet egy társcsillag gyors keringése a fekete lyuk erős gravitációs terében, vagy a fekete lyukba hulló anyag által keltett sugárzás (*akkréciós luminozitás*).

2.5. Csillagfejlődés szoros kettős rendszerekben

A csillagfejlődés szoros kettős rendszerekben az eddig tárgyaltaktól eltérő lehet. Szoros kettőscsillagról akkor beszélünk, ha a komponensek közti kölcsönhatás befolyásolja a csillagok szerkezetét és/vagy fejlődését.

Habár a kettőscsillagok ellipszis alakú pályákon keringenek a közös tömegközéppont körül, a szoros kettős rendszerekben a komponensek közelsége olyan gravitációs perturbációkat eredményez, melyek hatására a pályák a csillagfejlődéshez képest rövid idő alatt kör alakúvá válnak. Ezért a továbbiakban mindig feltesszük, hogy a pályák excentricitása $e = 0$.

2.5.1. Lagrange-pontok, Roche-térfogat

A kettőscsillagok fizikai mennyiségei közti egyik legáltalánosabb összefüggés Kepler 3. törvénye:

$$\frac{A^3}{P^2} \;=\; \frac{G}{4\pi^2}(m_1 + m_2), \tag{2.32}$$

ahol $m_{1,2}$ a komponensek tömegei, A a relatív pálya fél nagytengelye ($A = A_1 + A_2$, ahol $A_{1,2}$ a komponensek abszolút pályájának sugara a tömegközépponti rendszerben), P a keringési periódus.

A tömegközépponti rendszerben a pálya menti keringésből származó impulzusmomentum:

$$J_{\rm orb} \;=\; \frac{2\pi}{P}\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}A^2. \tag{2.33}$$

Ha a komponensek forgását is figyelembe vesszük, a forgási impulzusmomentum:

$$J_{\rm rot} \;=\; (\alpha_1 m_1 R_1^2 + \alpha_2 m_2 R_2^2)\omega, \tag{2.34}$$

ahol $\alpha_{1,2}$ a két komponens tömegeloszlására jellemző konstans (fősorozati csillagokra $\alpha \sim$ 0,01 - 0,1), $\omega = 2\pi/P$ a keringés körfrekvenciája, és feltételeztük, hogy a csillagok forgása és keringése kötött (ami szoros kettős rendszerben gyakran teljesül).

A teljes impulzusmomentum a pályamomentum és a forgási momentum összege, azaz

$$J = J_{\rm orb} + J_{\rm rot} \;=\; \frac{2\pi}{P}\left(\frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}A^2 + (\alpha_1 m_1 R_1^2 + \alpha_2 m_2 R_2^2)\right). \tag{2.35}$$

A kettőscsillag gravitációs terének egy P = (x,y,z) koordinátájú pontjában a gravitációs potenciál értéke

$$\phi \;=\; -\frac{Gm_1}{r_1} - \frac{Gm_2}{r_2} - \frac{\omega}{2}r_o^2, \tag{2.36}$$

ahol $r_{1,2}$ a P pontnak a két komponens tömegközéppontjától mért távolsága, r_o pedig a forgástengelyre merőlegesen mért távolsága. Ha együttforgó koordináta-rendszert választunk, amelyben az x-tengely mindig átmegy a két csillagon, az origót a tömegközéppontba helyezzük, a forgástengelynek a z-tengelyt jelöljük, és a távolságegységnek a két komponens távolságát választjuk (azaz A=1), akkor a 2.32 egyenlet felhasználásával adódik

$$\phi \;=\; -\frac{\omega}{1+q}\left(\frac{1}{r_1} + \frac{q}{r_2}\right) - \frac{\omega}{2}(x^2+y^2), \tag{2.37}$$

ahol bevezettük a $q = m_2/m_1$ jelölést (*tömegarány*).

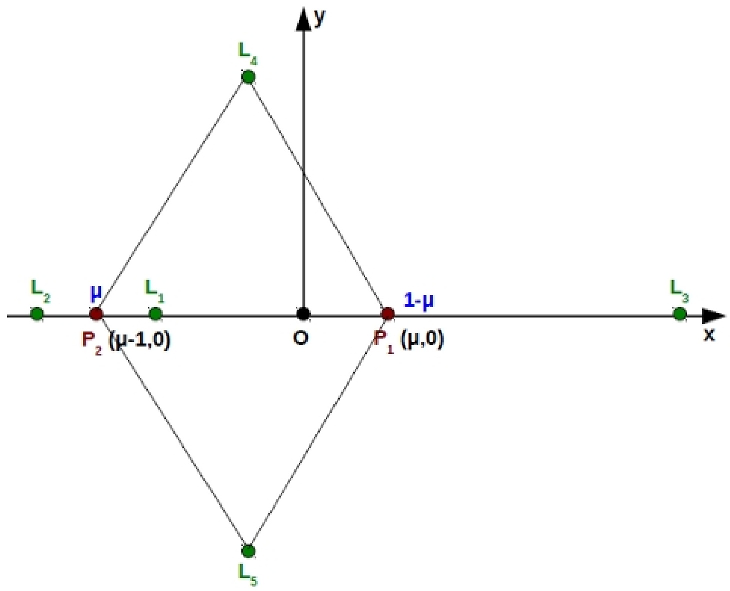
A 2.37 egyenlet által leírt potenciálfüggvénynek a két csillag közti szakaszon szélsőértéke, maximuma van. Ezen a helyen a potenciál hely szerinti első deriváltja zérus, azaz az ide helyezett próbatestre nem hat erő. Ez a hely a *belső Lagrange-pont*, amit L_1-gyel jelölnek. Hasonló pontok találhatók még az x-tengelyen a két komponensen túl (L_2 és L_3), valamint az x-y síkon a relatív pálya két ellentétes pontján (L_4 és L_5), ahogyan ezt a 2.6. ábra is szemlélteti.

A belső Lagrange-ponton átmenő ekvipotenciális felületet nevezzük *Roche-felületnek*, az általa határolt térfogatot pedig *Roche-térfogatnak* (2.x. ábra). A két komponens Roche-térfogatának sugarát megadó közelítő képlet:

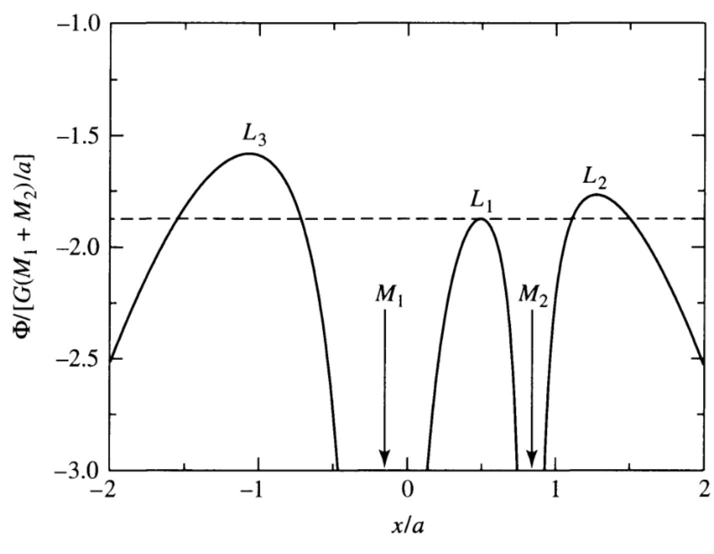
$$R_r(1) \;\approx\; A(0.38 - 0.2\log q) \quad R_r(2) \;\approx\; A(0.38 + 0.2\log q). \tag{2.38}$$

2.5.2. Szoros kettőscsillagok fejlődése

Az L_1 pont és a Roche-térfogat kiemelt jelentőségű a szoros kettőscsillagok fejlődésében. A komponensek egyensúlyi sugara dinamikai okokból nem lehet nagyobb, mint a Roche-térfogat mérete. A Roche-térfogatát kitöltő csillag anyaga az L_1 ponton keresztül átáramolhat a másik komponensre (illetve a másik komponens által gravitációsan „uralt” térrészbe, lásd 2.7. ábra), így a rendszer tömegaránya megváltozik. A változó tömegarány a pályákat is megváltoztatja, így a szoros kettőscsillagok fejlődése jelentősen eltérhet a magányos csillagoknál tapasztaltaktól.



2.6. ábra. *A Lagrange-pontok helyzete a P_1 és P_2 pontban lévő, m_1 és m_2 tömegpontok gravitációs terében. $\mu = m_2/(m_1+m_2)$ az ún. redukált tömeg.*



2.7. ábra. *A Φ effektív gravitációs potenciál a kettőscsillag komponenseitől való távolság függvényében. Ha egy részecske tömegegységre jutó teljes energiája nagyobb, mint az L_1 ponthoz tartozó Φ értéke (szaggatott vonal), akkor átáramolhat az egyik csillagról a másikra a belső Lagrange-ponton keresztül (forrás: Carroll és Ostlie, 2007).*

A Roche-térfogat kitöltése nemcsak a csillag méretétől, hanem a kettős rendszer egyéb paramétereitől is függ. Kepler 3. törvénye (2.32 egyenlet) ilyen alakba is írható:

$$\log A \;=\; \frac{2}{3}\log P + \frac{1}{3}\log M + 0,624 \;, \tag{2.39}$$

ahol $M = m_1 + m_2$ és A-t napsugárban, M-et naptömegben, P-t napokban mérjük. A 2.38 egyenlet felhasználásával kapjuk a következő összefüggést:

$$\log R_r(1) \;=\; \log(0.38 - 0.2\log q) + \frac{2}{3}\log P + \frac{1}{3}\log M + 0,624. \tag{2.40}$$

Ha példaként egy $m_1 = 5\ M_\odot$, $m_2 = 2\ M_\odot$ csillagokból álló rendszert tekintünk, akkor $M = 7\ M_\odot$, q =0,4. A 2.40 egyenletből a nagyobb tömegű főkomponens (m_1) Roche-térfogatának sugarára P = 15 nap periódus mellett $R_r(1)$ =22,5 $R_\odot$, P = 140 nap esetén viszont $R_r(1)$ =100 $R_\odot$ adódik. Nyilvánvaló, hogy a csillag egy rövidebb keringési idejű kettős rendszerben jóval hamarabb képes kitölteni a Roche-térfogatát, mint egy hosszabb periódusidejű rendszerben.

A csillagok fejlődésük során különböző időszakokban képesek a méretüket jelentősen megnövelni. Mivel a nagyobb tömegű csillagok gyorsabban fejlődnek, a nagyobb tömegű főkomponens lesz az, amelyik először képes a Roche-térfogatát kitölteni. Az első (lassú) méretnövekedés még a fősorozati (magbeli hidrogénégető) szakaszban történik. Ha a főkomponens már ekkor kitölti a Roche-lebenyét, *A típusú tömegátadásról* beszélünk. Ha a fősorozati szakaszban nem, hanem az óriáságon, de még a magbéli He-égés beindulása előtt történik a kitöltés, akkor *B típusú tömegátadás* jön létre. Ha pedig a He-égés után, a szén-égés beindulása előtt történik meg a kitöltés, *C típusú tömegátadás* következik be.

A tömegcsere hatására megváltozik a komponensek tömegaránya, és a keringés egyéb paraméterei is. *Konzervatív tömegátadásról* akkor beszélünk, ha a tömegcsere során a rendszer össztömege (M) és teljes impulzusmomentuma (J) állandó marad (most csak a pályamomentumot tekintjük). A 2.32 és 2.33 egyenletek felhasználásával megkaphatjuk, hogy δm tömeg m_1-ről m_2-re történő átáramlása esetén a relatív pálya fél nagytengelyének megváltozása:

$$\frac{dA}{A} \;=\; 2\delta m\frac{m_2 - m_1}{m_1 m_2}, \tag{2.41}$$

a keringési periódusé pedig

$$\frac{dP}{P} \;=\; 3\delta m\frac{m_2 - m_1}{m_1 m_2}. \tag{2.42}$$

A fenti képletekből látható, hogy ha $m_2 < m_1$, akkor $dA < 0$ és $dP < 0$, azaz ha a tömeget adó (donor-) csillag a nagyobb tömegű, mind a pálya mérete, mind a periódus csökken, tehát a csillagok közelebb kerülnek egymáshoz és a keringésük felgyorsul. Fordítva, ha a donorcsillag kisebb tömegű, a nagytengely (szeparáció) növekszik és a keringés lassul. Egyszerűen belátható, hogy a minimális pályaméret és -periódus akkor következik be, amikor a tömegek kiegyenlítődnek, azaz $q = 1$. Ekkor

$$A_{\min} \;=\; 16\frac{J^2}{GM^3}, \qquad P_{\min} \;=\; 128\pi\frac{J^3}{G^2M^5}. \tag{2.43}$$

A fenti képletek szerint a tömegarány a tömegátadás sebességét nagymértékben befolyásolja. A csillagfejlődés során először a nagyobb tömegű főkomponens tölti ki a Roche-lebenyét, tehát az első tömegátadásnál $m_1 > m_2$. Mivel ekkor a nagytengely (A) csökken, a Roche-lebeny $R_r(1)$ sugara is csökkenni fog (2.38. egyenlet), ezért a Roche-térfogat kitöltöttsége fokozódik. A pozitív visszacsatolás miatt a tömegátadás egyre gyorsuló ütemben történik meg, a számítások szerint a szabadesési időskálán (*gyors tömegátadás*). Ez legalább addig tart, amíg a tömegarány ki nem egyenlítődik, de a pontosabb számítások szerint a tömegarány akár meg is fordulhat. Ennek hatására a kezdetben nagyobb tömegű csillag válik a kisebb tömegű mellékkomponenssé.

Ha ettől eltérő módon a kisebb tömegű csillag tölti ki a Roche-lebenyét, tehát $m_1 < m_2$, akkor a 2.41 és 2.42 képletek értelmében a nagytengely és a periódus nő, tehát a csillagok távolodnak egymástól. Ennélfogva a Roche-térfogat sugara is növekszik. A Roche-lebeny kitöltöttsége tehát csökken, akár meg is szűnhet. A csillagnak egyre növelnie kell a sugarát, hogy a kitöltés és a tömegátadás továbbra is fennmaradjon, ami egy lassú, a nukleáris időskálán lejátszódó folyamat. Ez a szakasz a *lassú tömegátadás*.

Szoros kettős rendszerek megfigyelése során kiderült, hogy számos esetben a fősorozatról már elfejlődött komponens kisebb tömegűnek bizonyult, mint a nagyobb tömegű, ámde még fősorozati állapotú csillag (*Algol-paradoxon*). Erre a látszólagos ellentmondásra a kettőscsillagokban lejátszódó, fentebb részletezett tömegátadási folyamatok felismerése adta meg a magyarázatot.

2.5.3. Tömegátadás kompakt objektum esetén

Ha a tömeget kapó (akceptor-) csillag igen kis méretű, kompakt objektum (fehér törpe, neutroncsillag, esetleg fekete lyuk), az L_1 ponton átáramló anyag az impulzusmomentum megmaradása miatt nem kerülhet közvetlenül a kompakt objektum felszínére, hanem keringésbe kezd körülötte. Az egyszerűség kedvéért tegyük fel, hogy a keringés körpályán történik, azaz a kompakt objektumtól r távolságra a kerületi sebesség a Kepler-törvényeknek megfelelően $v_K = \sqrt{Gm_2/r}$. Egy Δm tömegelem az átáramlás után $R_{\rm cir}$ sugarú körpályára áll a kompakt objektum körül. $R_{\rm cir}$ (*cirkularizációs sugár*) értékét az impulzusmomentum megmaradása határozza meg:

$$\Delta m \cdot v_K \cdot R_{\rm cir} \;=\; \Delta m \cdot l_1^2 \cdot \frac{2\pi}{P}, \tag{2.44}$$

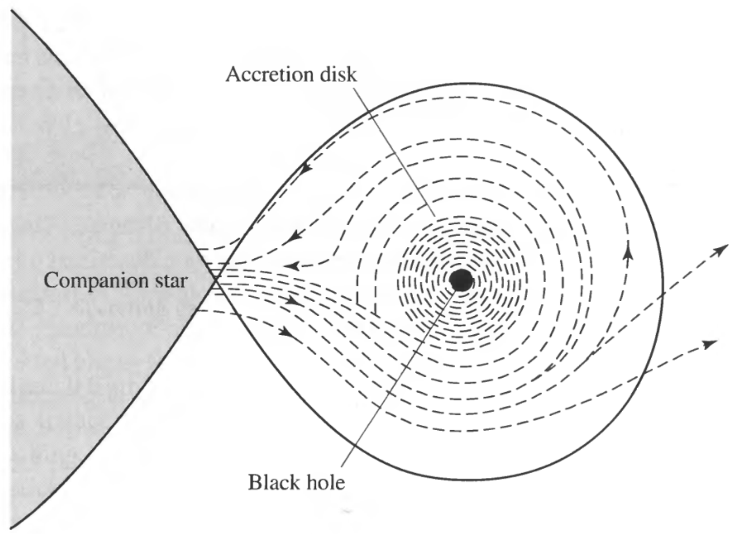
ahol l_1 az L_1 pont távolsága a kompakt objektumtól. A körsebesség értékét behelyettesítve és Kepler 3. törvényét felhasználva adódik

$$\frac{R_{\rm cir}}{A} \;=\; \frac{m_1 + m_2}{m_2}\left(\frac{l_1}{A}\right)^4. \tag{2.45}$$

A Lagrange-pont távolságát jól közelítő formula szerint $l_1/A \approx 0.5 - 0.227 \log q$, ahol $q = m_2/m_1$ a tömegarány. Ezzel a cirkularizációs sugár

$$\frac{R_{\rm cir}}{A} \;=\; \frac{1+q}{q}(0.5 - 0.227 \log q)^4. \tag{2.46}$$

A keringő anyagfelhő belső súrlódásának hatására lassan elveszti kezdeti impulzusmomentumát, így közelebb kerül a kompakt objektumhoz. Hosszabb idő elteltével eléri az objektum



2.8. ábra. *A tárcsillagról a kompakt objektumra áramló anyag egy akkréciós korongot alkot; az összesűrűsödő és felforrósodó gáz termális röntgensugárzást kelt (forrás: Carroll és Ostlie, 2007).*

felszínét, így egy akkréciós korong alakul ki (2.8. ábra; lásd még 2.1.5. fejezet). A korong külső részein a nemrég átáramlott anyag, belső részén pedig a már régóta ott keringő, impulzusmomentumát jórészt elvesztett anyag található.

A belső súrlódás következtében az akkréciós korong felmelegszik, és sugárzást bocsát ki. Megmutatható, hogy az *akkréciós korong luminozitása*

$$L_{\rm disk} = \frac{1}{2}\frac{Gm_2}{R_2}\frac{dm}{dt}, \tag{2.47}$$

ahol m_2 és R_2 a kompakt objektum tömege és sugara, dm/dt pedig a kompakt objektumra hulló anyag tömege egységnyi idő alatt (*akkréciós ráta*). Mivel az akkréciós luminozitás nem lehet nagyobb, mint az Eddington-fényesség (1.5.2. fejezet), az akkréciós ráta maximális értéke

$$\left(\frac{dm}{dt}\right)_{\rm max} = \frac{8\pi c}{\kappa}R_2. \tag{2.48}$$

Fehér törpék esetén ($R_2 \sim$0,01 $R_\odot$) $(dm/dt)_{\rm max} \sim 10^{-3}$ $M_\odot$/év, míg neutroncsillagot ($R_2 \sim 10$ km) tartalmazó kettősökben $\sim 10^{-8}$ $M_\odot$/év.

2.5.4. Robbanások fehér törpét tartalmazó kettősökben

Fehér törpecsillag körüli akkréciós korongban különböző okokból időnként erős kitörésekkel járó folyamatokat figyelhetünk meg, sőt, néha robbanás is lejátszódhat. A gyengébb kitörések okozta felfényesedések legtöbbször ott jelentkeznek, ahol az L_1 pontból érkező anyag becsapódik az akkréciós korongba. Az itt kialakuló *forró folt* hőmérséklete ingadozhat az átáramló anyagmennyiség fluktuációjakor. Többé-kevésbé szabályos időközönként felfényesedéseket tapasztalhatunk. Az ilyen objektumokat *törpenóváknak* nevezzük.

Az akkréciós korongból a fehér törpére hulló hidrogén a fehér törpecsillag felszínén a magas hőmérséklet hatására héliummá fuzionálhat (lásd 1.6.10. fejezet). Ha az akkréciós ráta hirtelen megnő, a fúzió megszaladhat és hirtelen nagyobb mennyiségű energia szabadul fel. Ez a jelenség a *nóva robbanás*. Hatására kb. 0.001 - 0.01 $M_\odot$ anyag dobódhat ki, és az akkréciós korong belső területei részben, vagy teljesen megsemmisülhetnek. A nóva robbanás után az akkréciós korong lassan újra felépül (ennek időskálája több évtizedtől akár évezredekig is terjedhet), ezután újabb nóvarobbanás is létrejöhet. Ilyen néhány évtizedenként ismétlődő kitörést mutató *visszatérő (rekurrens) nóva* tíznél kevesebb ismert.

A leghevesebb robbanás akkor játszódhat le, amikor a fehér törpére olyan sok anyag kerül, hogy tömege eléri a Chandrasekhar-féle határtömeget (lásd 1.4.2. fejezet). Ekkor a fehér törpe olyan sűrűvé és forróvá válik, hogy belsejében megindul a szén és az oxigén fúziója nehezebb elemekké. Mivel az elfajult állapotú anyagban a fúzió rendkívül heves robbanáshoz vezet (mint pl. a héliummag-felvillanás a 2.3.1. fejezetben), a fehér törpe teljes egészében szétrobban. Ez a folyamat az *Ia típusú szupernóva-robbanás*, melyet szokás termonukleáris szupernóvának is nevezni.

Az Ia-szupernóvák jellegzetessége, hogy színképükben nincs hidrogén, mivel a szülő objektum, egy szén-oxigén fehér törpe, nem tartalmaz hidrogént. A kezdeti szén és oxigén nagy része nehezebb elemekké fuzionál a robbanás során. Jelentős mennyiségben keletkeznek a oxigénnél nehezebb, átmeneti elemek (pl. Ca, Mg, Si, S, Ti), valamint a vas-csoport elemei (Fe, Ni, Co). Az Ia-szupernóvák fontos paramétere a keletkezett radioaktív ^{56}Ni mennyisége. Ez a mérések szerint kb. 0,6 $M_\odot$, lényegesen több, mint a kollapszár szupernóváknál (2.4.2. fejezet).

A robbanást követő napokban a fehér törpe szétdobódott anyaga egy közel állandó hőmérsékletű, egyenletesen táguló tűzgömböt alkot, mivel az adiabatikus tágulásból származó hőmérséklet-csökkenést ellensúlyozza a nagy mennyiségű ^{56}Ni radioaktív bomlásából származó fűtés. Így kezdetben a szupernóva luminozitása az idő függvényében

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 \;=\; 4\pi (v_{\rm exp}\cdot t)^2 \sigma T^4 \;\sim\; konst \cdot t^2, \tag{2.49}$$

tehát a fényesség az idő négyzetével arányosan nő.

A felfényesedés addig tart, míg a luminozitás egyenlő nem lesz a radioaktív bomlásból származó energiabevitellel (amely időben exponenciálisan csökken, lásd 2.27. képlet):

$$L_{\rm max} \;=\; \frac{dN_{Ni}}{dt}\epsilon_{\rm Ni} \;=\; \lambda N_{\rm Ni}(0) e^{-\lambda t_{\rm max}} \epsilon_{\rm Ni} \tag{2.50}$$

ahol $\epsilon_{\rm Ni}$ egy Ni-Co bomlás során felszabaduló energia (kb. 2,1 MeV), λ az ^{56}Ni bomlási állandója, $N_{\rm Ni}(0)$ a kezdeti radioaktív Ni-magok száma, $t_{\rm max}$ pedig a robbanás óta a fényességmaximumig eltelt idő. A 2.50 és 2.49 képletek összevetéséből megbecsülhető, hogy $t_{\rm max} \sim 20$ nap, ami jól egyezik a megfigyelésekkel. Az Ia-szupernóvák tehát a robbanást követően kb. 3 hét múlva érik el fényességmaximumukat, ezután a fényességük a Ni $\to$ Co $\to$ Fe radioaktív bomlási sornak megfelelő ütemben csökken

Az Ia-szupernóvák legfőbb jelentőségét az adja, hogy a tapasztalat szerint maximális abszolút fényességük korrelál a fénygörbéjük halványodási ütemével: a fényesebb szupernóvák lassabban halványodnak, míg a maximumban kicsit kisebb abszolút fényességű szupernóvák halványodási üteme gyorsabb. Ennek segítségével, megfelelő kalibrációk után igen pontos távolságmérésre alkalmasak, a cefeida változócsillagokhoz hasonlóan. Mivel az Ia-szupernóvák az Univerzum legfényesebb objektumai közé tartoznak, igen távoli extragalaxisokban is észlelhetők. Precíz távolságmérésük vezetett elsőként az Univerzum gyorsuló tágulásának felfedezésére, amelyet 2011-ben fizikai Nobel-díjjal jutalmaztak.

Kapcsolódó animációk:

- Az SN 2004dj szupernóva feltűnése az NGC 2403 galaxisban (a felvételpár az MTA Piszkés-tetői obszervatóriumában lévő 60/180cm-es Schmidt-távcsővel készült)
  (link: 2/animation/sn04dj.gif, 0,2MB)

Kapcsolódó videók:

- Egy fiatal csillag körüli akkréciós korong szerkezete
  (link: 2/video/yso_accr.mp4, 3MB)
  (Forrás: C. Carreau)
  http://spaceinvideos.esa.int/Videos/2012/07/Inside_a_young_star_s_accretion_disc

- Egy csillag életútja az Orion-ködben
  (link: 2/video/starslife.mpg, 8,5MB)
  http://hubblesite.org/gallery/movie_theater/starslife/

- Az Omega Centauri gömbhalmaz csillagainak HRD-je
  (link: 2/video/hrd1.mpeg, 42MB)
  (Forrás: NASA, ESA, J. Anderson and R. van der Marel (STScI))
  http://www.spacetelescope.org/videos/heic1017b/

- A Helix-köd néven ismert planetáris köd szerkezete
  (link: 2/video/helix.mpg, 13,5MB)
  http://hubblesite.org/gallery/movie_theater/hm_helix_twist/

- Egy nagy tömegű csillag élete végén bekövetkező szupernóva-robbanás, melynek eredményeként a csillag magjából fekete lyuk alakul ki
  (link: 2/video/sn_bh.mp4, 1,5MB)
  (Forrás: NASA/CXC/A.Hobart)
  http://www.nasa.gov/multimedia/videogallery/index.html?media_id=29520021

- Szupernóva-robbanás szimulációja
  (link: 2/video/sn_expl.mpeg, 8MB)
  (Forrás: ESA/Hubble (L. Calcada))

http://www.spacetelescope.org/videos/hubblecast64b/

- Ia típusú szupernóva-robbanás
  (link: 2/video/sn_expl_ia.mpeg, 11MB)
  (Forrás: ESA/Hubble (M. Kornmesser & L. L. Christensen))
  http://www.spacetelescope.org/videos/heic0401a/

- A Tejútrendszer legfiatalabb, ismert szupernóva-maradványa, a Cassiopeia A
  (link: 2/video/casa.mp4, 10,5MB)
  http://www.nasa.gov/multimedia/videogallery/index.html?media_id=14383677

Irodalomjegyzék

[1] Carroll, B. W., Ostlie, D. A.: An Introduction to Modern Astrophysics (Addison-Wesley Publ., Reading, MA, 2007)