

Értekezés a csillagokról, azok életciklusáról, a halálukról, az őscsillagokról. Továbbá szó a csillagok jövőbeli felhasználásairól

Illés Gergely Levente¹ és Schneider Bálint²

Pécsi Janus Pannonius Gimnázium Matematika-Informatika tagozat

{illes.gergely2021b, ²schneider.balint2021b}@janus-pecs.edu.hu

Kivonat

Ezen értekezés a csillagokról, mint égitestekről kíván bemutatást adni. Az értekezés témája a csillagok életciklusa, kezdve a születésük előtti állapotoktól egészen a halálukig és az utána következő folyamatokig. A csillagok születése és fejlődése hatalmas és bonyolult folyamatokon alapulnak, melyeket az elmúlt évtizedekben a csillagászok intenzív kutatásokkal vizsgáltak. Az értekezés további részében bemutatjuk a csillagok életének különböző szakaszait, mint például a fehér törpe, a neutroncsillagok és a fekete lyukak. Megemlítjük továbbá a csillagok lehetséges felhasználását a jelenben, a jövőben és a távoli jövőben. Végül az értekezés összefoglalja a főbb pontokat, és kiemeli a csillagok életciklusának fontosságát a világegyetem és az élet megértésében.

Kulcsszavak: Csillagok születése és életciklusa, Őscsillag, Dyson-gömb, Neutron-csillag

I. Bevezetés

Az emberiség régóta kíváncsi a világegyetem rejtélyeire, különösen az égitestekre. Az égboltot vizsgálva számtalan látványos objektumot találunk, köztük a csillagokat, amelyek megannyi kérdést vetnek fel. Miért ragyognak, miért különböző színűek, milyen időtartamú az életük, és mi történik velük haláluk után? Ezek a kérdések évszázadok óta foglalkoztatják a csillagászokat, akik a modern technológia és a megfigyelések segítségével számos választ találtak.

Értekezésünk bemutatja, hogy hogyan születnek, fejlődnek, majd hálnak meg a csillagok, valamint azt is, hogy mi várhat ránk a jövőben a csillagokkal kapcsolatban. A csillagok fontos szerepet játszanak az univerzumban, és alapvetően befolyásolják a galaxisok és az élet kialakulását.

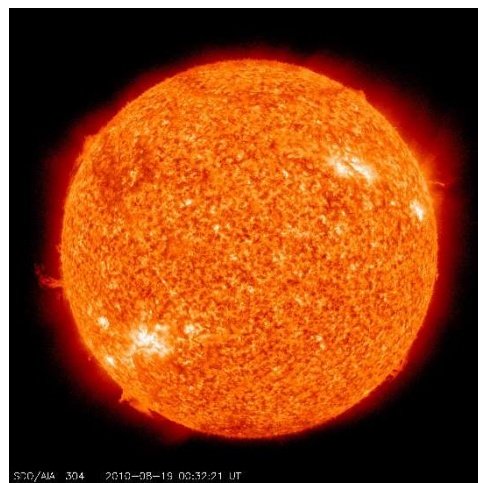
Az első részben bemutatjuk magát a csillagot, mint égitestet. Le fogjuk írni az egyensúly egyenletét, továbbá bemutatjuk magát a csillagban végbemenő magreakciókat.

Az értekezés második részében a csillagok születésére fogunk fókuszálni. Bemutatjuk a csillagok keletkezésének folyamatát, hogy hogyan állnak össze a csillagközi felhők csillagokká.

Ezután következik a harmadik rész, ahol a csillagok életciklusáról és az életüknek utolsó szakaszáról írunk. A csillagok életciklusa alatt azt

értjük, hogy hogyan változnak a csillagok tulajdonságai, mint például a tömeg, sugárzás, hőmérséklet a csillag korának függvényében. Az életük utolsó szakasza a haláluk, amely különböző módokon történhet meg, amelyek közül a legismertebb az asztrofizikában a szupernóva robbanás.

A negyedik részben a halál utáni új csillag születésével foglalkozunk. Az új csillagok születése általában akkor történik meg, amikor egy régi csillag elhalványodik, vagy szupernóva robbanást szenved. Az őscsillagokra is kitérünk, amelyek az univerzum legősibb csillagai.



1.1 ábra: A Nap (forrás: NASA)

Az utolsó részben a jövőbeli felhasználási lehetőségekkel foglalkozunk. A tudósok már régóta spekulálnak olyan eposzi méreteket öltő projektekről, amelyekben va csillagokat emberi célokra használják fel, mint például a Dyson Sphere. A projekt lényege, hogy egy gigantikus építményt hoznak létre a Nap körül, amely energiát szolgáltat az emberiség számára.

Ez az értekezés tehát összefoglalja mindazon információkat, amelyekkel a csillagokról rendelkezünk, és bemutatja, hogy milyen fontos szerepet játszanak az univerzumban

II. Csillagok szerkezete

A csillagok nagytömegű ($\sim 10^{30}$ kg), magas hőmérsékletű ($T_{eff} \sim 3000 - 30\,000$ K), közel gömb alakú égitestek, melyek belsejében atommagfúzió során energia szabadul fel és sugárzódik ki. A csillagok anyaga gázhalmazállapotú, legnagyobb részben teljesen ionizált plazma.

A csillag felszínének azt a gázréteget tekintjük, ahonnan kezdve kifelé az anyag átlátszó az elektromágneses sugárzás számára az optikai tartományban. Ez a réteg a *fotoszféra*. A fotoszféra alatti területeket tekintjük a csillag belsejének, a fotoszféra feletti rétegeket pedig a csillag légkörének. Mivel a fotoszféra alá nem láthatunk be közvetlenül, ezért a fizika alapegyenleteit kell segítségül hívunk, ha a csillagok belső szerkezetét meg akarjuk ismerni. Ebben a fejezetben ezzel foglalkozunk.

A. A viriáltétel

Egy saját gravitációs terében egyensúlyban lévő gázgömbre érvényes a pontrendszerek mechanikájából is ismert *virialtétel* egyensúlyi alakja:

$$3 \int PdV + \Omega = 0 \quad (2.1)$$

ahol $\int PdV$ a csillag *termikus (belső) energiájával* arányos mennyiség, Ω pedig a csillag teljes gravitációs helyzeti energiája (*potenciális energiája*). A gravitációs potenciális energia a csillag M tömegétől és R sugarától függ:

$$\Omega = -k \frac{GM^2}{R} \quad (2.2)$$

ahol G a gravitációs állandó, k pedig egy egységnyi nagyságrendű numerikus faktor, amely a csillag tömegeloszlásától függ (homogén sűrűségű gömb esetén $k = 3/5$).

A csillag forró plazmaanyaga jó közelítéssel ideális gáznak tekinthető. Ebben az esetben kimutatható, hogy

$$\int PdV = (\gamma - 1)U \quad (2.3)$$

ahol $\gamma = c_p/c_v$ a fajhőhányados (*adiabatikus kitevő*), U pedig a csillag teljes belső energiája. Tehát a csillag teljes mechanikai és termikus energiájának összege (II.1) és (II.3) alapján:

$$E = U + \Omega = \frac{\gamma - 4/3}{\gamma - 1} \Omega \quad (2.4)$$

A stabil egyensúly feltétele: $E \leq 0$. Mivel definíció szerint $\Omega < 0$, ezért a stabilitás feltételeként az adiabatikus kitevőre érvényes a $\gamma \geq 4/3$ összefüggés.

A csillagok anyagát jó közelítéssel ideális gáznak tekinthetjük. Pontszerű részecskékből álló ideális gázra $\gamma = 5/3$. Ekkor a viriáltétel egyensúlyi egyenlete az alábbi egyszerűbb formát ölti:

$$E = \frac{\Omega}{2} = -\frac{k}{2} \frac{GM^2}{R} \quad (2.5)$$

Ebben az esetben a csillag összenergiája negatív, tehát stabil egyensúlyi állapotban van.

B. A hidrosztatikai egyensúly egyenlete

A csillagok belső szerkezetét a folyadékok mechanikájából jól ismert hidrosztatikai egyensúly egyenletével tárhatjuk fel. Ehhez tekintsünk egy stabil egyensúlyban lévő gázgömböt! A gömbszimmetria miatt a fizikai mennyiségek (nyomás, sűrűség, hőmérséklet) csak a centrumtól mért r távolság függvényei lesznek. Szemeljünk ki egy tetszőleges r távolságnál egy infinitezimálisan vékony (dr vastagságú) gömbhéjat (1.1. ábra)! A gömbhéjon belül a ρ sűrűség konstansnak tekinthető. E gömbhéj tömegét a következő összefüggés adja:

$$dm(r) = 4\pi\rho(r)r^2 dr \quad (2.6)$$

Erre a gömbhéjra felírva a hidrosztatikai egyensúly egyenletét, a következőt kapjuk:

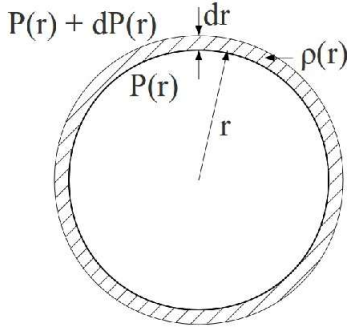
$$\frac{dP(r)}{dr} = -\rho(r)g(r) = -\rho(r)\frac{GM(r)}{r^2} \quad (2.7)$$

ahol $P(r)$ a nyomás, $g(r)$ pedig a lokális gravitációs gyorsulás.

Az $M(r)$ függvény az r sugaron belüli tömeget jelöli:

$$M(r) = 4\pi \int_0^r \rho(r)r^2 dr \quad (2.8)$$

ez utóbbi a *tömeg-kontinuitási*, azaz a tömeg megmaradását kifejező egyenlet.



2.1 Ábra: Gömbhéjas szerkezetű csillagot feltételezve a hidrosztatikai egyensúly egyenlete könnyen felírható

A hidrosztatikai egyensúly alapegyenlete az (2.6) képlet felhasználásával átírható egy másik alakba, ahol nem a távolságot (r), hanem az $M(r)$ tömeget tekintjük független változónak. Rövid számolás után jön, hogy:

$$\frac{dP(r)}{dm} = -\frac{1}{4\pi} \frac{GM(r)}{r^4} \quad (2.9)$$

Ez a leírás mód az ún. *Lagrange-formalizmus*.

C. A nyomásintegrál

A csillagok anyaga nagyrészt teljesen ionizált plazma, amit *ideális gáznak* tekinthetünk. Ideális gázban a részecskék szabadon mozognak, és közöttük az ütközésen kívül más kölcsönhatás nem történik. Ekkor a klasszikus statisztikus fizikában tanult gondolatmenet szerint a nyomás a következő integrállal fejezhető ki:

$$P = \frac{1}{3} \int_0^\infty p \cdot v \cdot n_p dp \quad (2.10)$$

ahol p a részecskék impulzusa (lendülete), v a sebessége, n_p a p impulzusú részecskék koncentrációja (azaz az ilyen részecskék száma egységnyi térfogatban). Ha ebbe az összefüggésbe behelyettesítjük a T hőmérsékletű közegben p impulzusú részecskék számát megadó *Maxwell-Boltzmann-eloszlásfüggvényt*, elemi integrálok kiszámítása után adódik:

$$P = nkT = \frac{\rho}{\mu} \mathcal{R}T \quad (2.11)$$

ahol n a teljes részecskekoncentráció, k a Boltzmann-állandó, μ a közeg átlagos molekula súlya (1 részecskére eső átlagos tömeg atomi tömegegységekben), \mathcal{R} az egyetemes gázállandó. (2.11) nem más, mint az *ideális gáz* jól ismert állapotegyenlete

D. A sugárzási tér szerepe

A csillagok belsejében a magas hőmérséklet miatt igen jelentős a fotonok nyomása, ami sokkal nagyobb is lehet, mint a gáznyomás. Mivel a csillagok belseje átlátszatlan, a fotonok nem

szabadon terjednek, hanem nagyon kis távolságok megtétele után kölcsönhatnak a gázrészecskékkal, majd újra kisugárzódnak. Eközben mind hullámhosszuk, mind terjedési irányuk megváltozhat. Sok ilyen folyamat után a kialakul a *sugárzási egyensúly* a csillagban, a sugárzás *termalizálódik*, azaz a fotonok és a gázrészecskék energiaeloszlása ugyanazzal a T hőmérséklettel lesz jellemezhető. Az ilyen sugárzást nevezzük *feketetest-sugárzásnak*.

Egy T hőmérsékletű feketetest-sugárzás f frekvenciájú fotonjainak térbeli energiasűrűsége a *Planck-formula* alapján:

$$u_\nu = \frac{8\pi h f^3}{c^3} \frac{1}{\exp(hf/kT) - 1} \quad (2.12)$$

ahol h a Planck-állandó, k a Boltzmann-állandó, c a fénysebesség. Ezt az összes frekvenciára integrálva kaphatjuk meg a feketesugárzás jól ismert energiasűrűségét megadó képlet:

$$u = aT^4 \quad (2.13)$$

ahol a az ún. sugárzási konstans, értéke SI-mértékegységekben [3]:

$$a = 7,565\,730\,85 \cdot 10^{-16} \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-4}$$

A nyomásintegrál (1.10) képletét fotongázra alkalmazva (kihasználva, hogy $v = c$) adódik a *sugárzási tér állapotegyenlete*:

$$P = \frac{a}{3} T^4 \quad (2.14)$$

Mivel egy γ fajhőhányadosú ideális gázra (2.3) értelmében $P = (\gamma - 1)u$, (2.13) és (2.14) behelyettesítéséből látható, hogy a fotongáz úgy viselkedik, mint egy $\gamma = 4/3$ fajhőhányadosú ideális gáz. (1.11) és (1.14) összeadásával kaphatjuk meg a sugárnyomás (P_r) és gáznyomás (P_g) együttes hatását leíró kombinált állapotegyenletet:

$$P = P_r + P_g = nkT + \frac{a}{3} T^4 \quad (2.15)$$

Ha bevezetjük a gáznyomás és a teljes nyomás arányát megadó $\beta < 1$ paramétert ($\beta = P_g/P$), egyszerű átrendezéssel adódik, hogy:

$$P = \frac{nkT}{\beta} = \frac{\rho}{\beta\mu} \mathcal{R}T \quad (2.16)$$

Látható, hogy a sugárzási tér (fotonok) hatására az ideális gáz állapotegyenlete formálisan úgy módosul, hogy az átlagos molekulásúly helyett annak β -szorososa szerepel.

Ha feltételezzük, hogy β a csillag belsejében konstans, (1.16) szemléletesebb alakra hozható. Kihhasználva, hogy $P = P_g + P_r = \beta P + (1 - \beta)P$, T -t P_g fenti képletéből kifejezve és visszahelyettesítve P_r képletébe, a sugárzás és a plazma együttes

állapotegyenletének egyszerűsített alakját kaphatjuk:

$$P = \left[\frac{3(1-\beta)\mathcal{R}^4}{a(\mu\beta)^4} \right]^{\frac{1}{3}} \cdot \rho^{\frac{4}{3}} \quad (2.17)$$

Ebből látható, hogy a fenti egyszerűsíthető feltevés következtében a nyomás csak a sűrűségtől függ, a hőmérséklettől nem. Az ilyen állapotegyenletet nevezzük *politrop állapotegyenletnek*.

E. Az állandó sűrűségű modell

Az egyszerűség kedvéért tegyük fel, hogy a csillag sűrűsége állandó, azaz $\rho(r) = \rho_0$ konstans. Ekkor az r sugárok belüli tömeg egyszerűen:

$$M(r) = (4\pi/3)r^3\rho_0$$

Tehát a (2.7) egyenlet így egyszerűbben felírható:

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dr} &= -\rho_0 \frac{G(4\pi/3)r^3\rho_0}{r^2} \\ &= -\frac{4\pi G\rho_0^3}{3}r = -kr \end{aligned} \quad (2.18)$$

ahol k konstans. Ez az egyenlet azonnal integrálható, mely megoldása:

$$P = P_c \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \quad (2.19)$$

amennyiben feltételezzük, hogy a centrumban ($r = 0$) a nyomás P_c , a felszínen ($r = R$) pedig 0.

F. Az Eddington-féle kritikus fényesség

A csillagok belsejében keletkező fotonok hatékony energiatovábbításra képesek. Egy f frekvenciájú foton által továbbított energia: $E_f = h\nu$ ahol h a Planck-állandó. A fotonoknak emellett impulzusuk is van, mely nagysága:

$$p_f = \frac{E_f}{c} = \frac{hf}{c}$$

ahol c a fénysebesség.

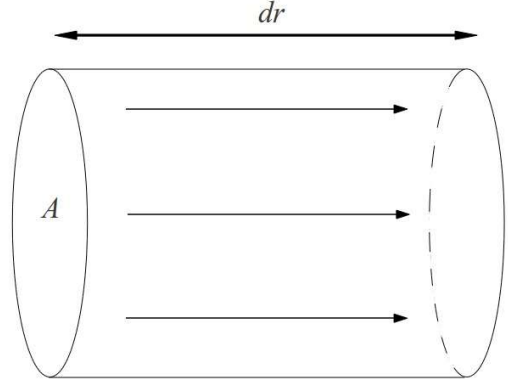
A fotonok azonban a csillagban nem zavartalanul terjednek, ugyanis önállóan kölcsönhatásba lépnek a csillag anyagát alkotó plazma részecskéivel. Ennek során szóródhatnak, vagy elnyelődhetnek és újra kisugárzódhatnak, aminek során frekvenciájuk és terjedési irányuk is megváltozhat. Két szóródás között megtett *közepes szabad úthossz*:

$$l = \frac{1}{n\sigma}$$

ahol n a plazmarészecskék koncentrációja, σ a szórási hatáskeresztmetszet. Megmutatható, hogy N szóródás után a kiinduló helyzethez képest átlagosan $d \approx l\sqrt{N}$ távolságra kerülnek. A fotonok által történő energiatovábbítás tehát lassú,

diffúziós folyamat, ezért *sugárzási diffúzió*nak is nevezik.

A fotonok szóródása, vagy elnyelődése a közegnek impulzust ad át. Ennek kiszámítására tegyük fel, hogy egy dr magasságú, egységnyi



2.2 Ábra: A fotonok impulzust adnak át a csillaganyagot alkotó részecskének, melynek kiszámításához a közeget egységnyi felületű ($A=1$) hengernek tekinthetjük.

felületű hengerben (2.2 ábra), időegység alatt F_f energia áramlik át fotonok formájában. A henger belsejében f frekvenciájú fotonok által átadott impulzus:

$$dp_f = -k_f \frac{F_f}{c} dr$$

ahol k_f a plazma anyagára jellemző *extinkciós tényező*. Az extinkciós tényezőt a csillagászatban a $\kappa_f \rho$ alakban szokás felírni, ahol ρ a sűrűség. Az átadott fotonimpulzus a henger falára nyomást fejt ki, ennek nagysága:

$$P_r(f) = \frac{1}{A} \frac{dp_f}{dt}$$

ahol $A = 1$ a henger felülete. Az előbbi képlet összes frekvenciára integrálva kaphatjuk a sugárnyomásra felírható differenciálegyenletet:

$$\frac{dP_r}{dr} = -\frac{\kappa\rho}{c} F \quad (2.20)$$

Kihasználva, hogy a csillagok belsejében a sugárzás feketetest-sugárzás, (1.14) felhasználásával a felületegységenként átáramló energia

$$F = \frac{ac}{3\kappa\rho} \left(\frac{dT^4}{dr} \right) \quad (2.21)$$

Ez a sugárzási diffúzi egyenlete, hasonló alakú, mint a hővezetés egyenlete. Az $ac/3\kappa\rho$ tényezőt szokás a sugárzás diffúziós együtthatójának nevezni.

Ha a foton-sűrűség nagyon nagy, a sugárnyomás hatására a gravitáció lokális hatása csökken. A (2.20) egyenlet és a hidrosztatikai egyensúly (2.7) egyenletének összetevéséből látszik, hogy egy tetszőleges r sugárnál az *effektív gravitációs gyorsulás*

$$g_{eff} = \frac{GM(r)}{r^2} - \frac{\kappa}{c} \frac{L(r)}{4\pi r^2} \quad (2.22)$$

ahol kihasználtuk, hogy gömbszimmetrikus csillagban a fluxus $L(r)$ a luminozitás:

$$F(r) = \frac{L(r)}{4\pi r^2}$$

Ha a csillagfelszínén ($r = R$) $g_{eff} = 0$, akkor a csillag a stabilitás határán van. Ekkor (2.22) átrendezéséből adódik az ehhez szükséges *Eddington luminozitás*:

$$L_E = \frac{4\pi GMc}{\kappa} \quad (2.23)$$

G. Energiatranszport a magban

A csillagok magjában energiatermelés zajlik (erről később részletesebben írunk). Jelöljük az egységnyi tömeg által időegységenként termelt energiát ε -nal. Ekkor egy magot övező vékony r sugarú, dr vastagságú gömbhéjban időegységenként keletkező energia $dL = \varepsilon \cdot 4\pi r^2 \rho dr$. Ebből megkapható a luminozitás helyfüggését megadó differenciálegyenlet a csillagmagjára vonatkozóan:

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \cdot \varepsilon \quad (2.24)$$

A lokális hőmérséklettől és sűrűségtől való erős függése miatt ε csak a csillag magjában különbözik 0-tól.

H. A csillagok energiatermelése

1. Atommagok ütközése

Az atommagok protonokból és neutronokból (nukleonokból) épülnek fel. A nukleonok számát adja meg az A *tömegszám*. Az atommag tömege $m = Am_a$, ahol m_a az *atomi tömeg egység* ($1,6605 \cdot 10^{-27}$ kg). A protonok számát a Z *rendszer* jellemzi. Az atommag elektromos töltése $Q = Z \cdot e$, ahol e az *elemi töltés* ($1,6022 \cdot 10^{-19}$ C).

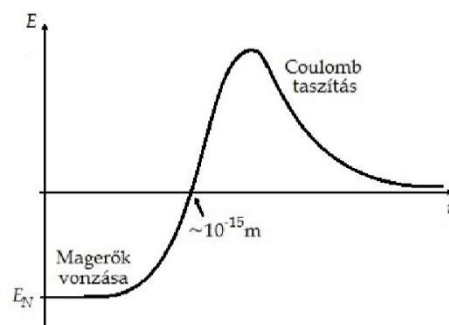
A tapasztalatok alapján az atommagok sugara és a tömegszám között az alábbi összefüggés érvényes:

$$r = r_0 \cdot A^{1/3} \quad (2.25)$$

ahol r_0 egy konstans ($1,5 \cdot 10^{-15}$ m). Ennek egy érdekes következménye az, hogy a nukleonok számsűrűsége állandó, mivel mind a mag tömege, mind a térfogata egyenesen arányos az A tömegszámmal. A nukleonkoncentrációra így körülbelül 10^{38} cm⁻³ adódik. A mag tehát egy

nagyonnagy de állandó sűrűségű folyadékcspre emlékeztet.

A nukleonok kötését a *magerők* biztosítják, amelyek rövid hatótávolságúak, csak az atommagon belül hatnak, de sokkal erősebbek a protonok közötti elektromos (Coulomb-) taszításánál (lásd 2.3 ábra). A magerők egyformán hatnak proton-proton, proton-neutron és neutron-neutron részecskék között (*magerők töltésfüggetlensége*).



2.3 Ábra: nukleonok kölcsönhatásai közül az atommag sugarán belül a magerők hatása érvényesül, azon kívül viszont a protonok közötti elektromos v. Coulomb-taszítás dominál.

Az atommag m tömege mindig kisebb, mint a magot alkotó nukleonok tömegének összege

$$m < Zm_p + (A - Z)m_n$$

ahol m_p a proton, m_n a neutron tömege. A Δm *tömegdefektus* a mag kötési energiájának felel meg:

$$\Delta E = \Delta mc^2$$

ennek értéke általában 10 – 100 MeV között van.

Két atommag egyesítésével nehezebb atommagok jöhetnek létre, ez a folyamat a *magfúzió*. Az 56-os tömegszámú vasnál könnyebb atommagok fúziójánál energia szabadul fel (*exoterm reakció*), ez amiatt van, mert a keletkező mag kötési energiája alacsonyabb, mint az ütköző magok kötési energiái együttvéve. A felszabaduló energia

$$Q = (m_1 + m_2 - m)c^2$$

ahol m_1 és m_2 az ütköző magok, m a keletkező mag tömege. Az energiamegmaradáson túl a magfúziós folyamat során teljesülnie kell még az elektromos töltés és a barionszám megmaradási törvényének is.

Mivel az atommagok pozitív elektromos töltésűek, két mag közelítésekor először a Coulomb-taszítás érvényesül, ezért energiát kell befektetni ahhoz, hogy a két magot egymáshoz közelítsük. A Coulomb-taszítás miatti potenciális energia helyfüggését az 2.3. ábra mutatja. Az atommagok sugarának (kb. 10^{-13} cm) nagyságrendjébe eső kritikus távolság elérésekor a

potenciálgát hirtelen megszűnik, és a magerők vonzó hatása kezd el érvényesülni. Atommagok ütközéséhez tehát elsősorban az elektromos töltések miatti Coulomb-taszítás okozta potenciálgáton kell átjutni.

A Coulomb-gát magassága a klasszikus elektrosztatika értelmében

$$E_C = Z_1 Z_2 \frac{e^2}{r^2}$$

ahol r a két ütköző nukleon távolsága (nagyságrendileg 10^{-13} cm). Az ütközést vizsgáljuk olyan koordináta-rendszerben, amely az egyik részecskéhez van rögzítve. Ez a célpont (*target*) atommag, a mozgó részecskét pedig szokás bombázó részecskének is nevezni. A bombázó részecske kinetikus energiája:

$$E_k = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} k T$$

ahol v a részecske átlagsebessége, T a közeg hőmérséklete. A klasszikus fizika értelmében a potenciálgáton történő átjutás feltétele: $E_k \geq E_C$. Ebből adódik a nukleonok klasszikus ütközéséhez szükséges hőmérséklet:

$$T = \frac{2 Z_1 Z_2 e^2}{3 k r} \quad (2.26)$$

ami protonok ütközésére 10^{10} K-t ad. Mivel a Nap centrumában a hőmérséklet nagyságrendje csak 10^7 , a klasszikus fizika értelmében proton-proton ütközés nem mehetne végbe a Nap belsejében. Ezen még az sem segítene, ha figyelembe vennénk, hogy az átlagsebességhez képest gyorsabban mozgó részecskék is vannak, mert egyszerűen nincs elegendő számú atommag a Napban ahhoz, hogy akár egy ilyen reakció is megtörténhessen.

2. Az alagúteffektus szerepe

Az atommagok nem klasszikus, hanem kvantum részecskék, ezért ütközésükkor a kvantummechanika törvényeit is figyelembe kell venni! A kvantummechanika egyik jól ismert jelensége az alagúteffektus. Ekkor a részecske véges valószínűséggel átjuthat egy potenciálgáton, még akkor is, ha klasszikus értelemben nincs meg az ehhez szükséges energiája. Ez a kvantum jelenség a magyarázata annak, miért lehetséges a fúzió a Nap (és a többi csillag) belsejében.

A kvantumos effektusok akkor jelennek meg amikor a két részecske távolsága összemérhető a *de Broglie-hullámhosszal*:

$$r \approx \lambda_B = \frac{h}{p} = \frac{h}{m v} \quad (2.27)$$

ahol h a Planck állandó, p a bombázó részecske impulzusa, m a részecske tömege abban a koordináta-rendszerben, amelyben az egyik részecske nyugalomban van. A tömegközépponthoz

rögzített koordináta rendszerben v a részecskék relatív sebességét jelenti, $m = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ a redukált tömeg.

Az alagúteffektus annál valószínűbb, minél közelebb van a bombázó részecske kinetikus energiája a Coulomb-gát magasságához. Képlettel kifejezve:

$$w \sim \exp \left[-\frac{E_e}{E_k} \right] = \exp \left[-\frac{Z_1 Z_2 e^2}{h} \sqrt{\frac{2m}{E_k}} \right] \quad (2.28)$$

Ha a kitevőben szereplő mennyiség 1-hez közeli, az alagúteffektus érzékelhetővé válik. Ebből a feltételből megkaphatjuk az alagutazáshoz szükséges hőmérsékletet, ha a kinetikus energiát a hőmérséklettel fejezzük ki:

$$T \approx \frac{2 m Z_1^2 Z_2^2 e^4}{k h^2} \quad (2.29)$$

ami a protonok ütközésére kb. 10^7 K-t ad. Ez hasonló a Nap belsejében mérhető hőmérséklethez, tehát az alagúteffektus sikeresen magyarázza a Napban végbemenő fúziós folyamatokat.

3. A gyenge kölcsönhatás szerepe

A termonukleáris reakciókban az erős és elektromágneses kölcsönhatás mellett fontos szerepet játszik egy harmadik fajta kölcsönhatás is. Ez a *gyenge kölcsönhatás*. Nevét onnan kapta, hogy az ennek hatására végbemenő reakciók sebessége sokkal kisebb, mint a másik két kölcsönhatás okozta folyamatoké.

A gyenge kölcsönhatás alapvető folyamata a *béta-bomlás*:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.30)$$

ahol n a neutron, p a proton, e^- az elektron, $\bar{\nu}_e$ pedig az antineutrínó (avagy antielektron-neutrínó). A gyenge kölcsönhatás során is teljesülnek az alapvető megmaradási törvények: az elektromos töltés, a barionszám, a leptonszám és az energia megmaradása.

A fenti β -bomlás karakterisztikus ideje szabad neutronon kb. 10 perc. Összehasonlításképpen, az erős kölcsönhatással lejátszódó magreakciók átlagos ideje 10^{-22} s, míg az elektromágneses kölcsönhatás vezérelte folyamatok (foton-kisugárzás) ideje kb. 10^{-1} s. Látható, hogy a gyenge kölcsönhatás okozta reakciók sebessége sok nagyságrenddel kisebb.

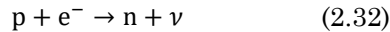
Más, szintén a gyenge kölcsönhatás által vezérelt lehetséges reakciókat kaphatunk az (2.30) β -bomlás átrendezésével, oly módon, hogy ha egy részecskét a másik oldalra viszünk, akkor az antirészecskéjével helyettesítjük. Ugyanígy elvileg lehetséges a reakció irányának megfordítása is. Az így kapott folyamatok azonban csakis akkor

valósulnak meg, ha teljesülnek rájuk a fenti megmaradási törvények. Például a *protonbomlás*



ahol e^+ a pozitron – az energiamegmaradás miatt szabad protonokon nem mehet végbe, hiszen a proton nyugalmi tömege kisebb, mint a neutroné. Viszont ha a proton kötött állapotban van az atommagon belül, akkor ez a reakció is végbemehet a kötési energia rovására.

A neutronkeltés (*neutronizáció*)

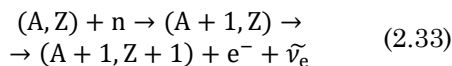


szintén problémás, ugyanis a proton és az elektron nyugalmi tömege együttesen sem éri el a neutron nyugalmi tömegét. Ez a reakció is megvalósulhat azonban olyan extrém körülmények között, amikor az elektron igen nagy kinetikus energiája fedezi a reakció energiaszükségletét. Ez történik pl. nagyon nagy tömegű csillagok magjában, a vas-mag gravitációs összeomlásakor.

A gyenge kölcsönhatás okozta reakciók során általában neutrínó keletkezik. Ezek nagyon gyengén hatnak kölcsön a többi részecskével, gyakorlatilag akadálytalanul távoznak a csillag magjából. Az általuk elvitt energia csökkenti a reakció energiahozamát, ennek mértéke pl. fősorozati csillagokban elérheti az 5-10%-ot is.

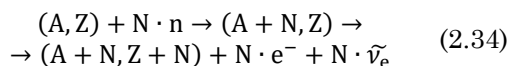
A gyenge kölcsönhatás játszik vezető szerepet a *neutronbefogásos reakcióknál* is. Ezeknél a reakcióknál egy nagy tömegszámú (általában vasnál nehezebb) atommag fog be egy neutron, amely aztán kötött állapotban átalakul protonná, ezzel növelve a rendszámot. Ily módon lehetséges pl. a vasnál nehezebb elemek keletkezése. Mivel a vasnál nehezebb elemek fúziója energiabefektetést igényel (*endoterm*), a neutron kinetikus energiája fedezi az ehhez szükséges energiát. A reakciót lefolyását segíti, hogy a neutron elektromosan semleges, tehát az ütközésnél nincs Coulomb-gát, nem kell alagúteffektus.

A neutronbefogás egyszerűbb formája az *s-folyamat* (slow = lassú neutronbefogás). Ekkor a mag egy neutron fog be, és ez alakul át protonná:



Ez a reakció a 83-as rendszámú bizmutig képes nehéz magokat kelteni, ezután a magok α -radioaktívak lesznek.

Az *r-folyamatban* (rapid = gyors neutronbefogás) egyszerre több neutron is befogódhat:



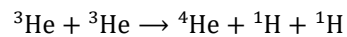
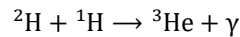
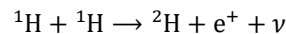
Ezen a módon egészen $A = 260$ tömegszámig keletkezhettek nehéz elemek (e fölött a

neutronbefogás maghasadást okoz). Az s-folyamat akár a hideg óriáscsillagok ritka légkörében is lejátszódhat, az r-folyamathoz szükséges nagy neutronsűrűség inkább csak szupernóva-robbanások során valósul meg.

4. Magreakciók: H-He fúzió

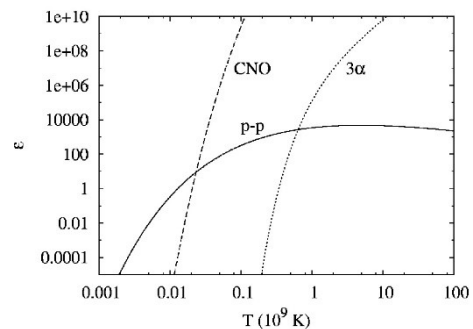
A csillagokban lejátszódó legfontosabb termionukleáris reakció a hidrogén átalakulása héliummá. Mai tudásunk szerint ez a folyamat ment végbe az ősrobbanást követő percekben is (primordiális nukleoszintézis), ennek hatására jött létre az Univerzum héliumtartalmának nagy része.

A H-He fúzió egyszerűbb formája a *proton-proton* ciklus. Ez három fő lépésből áll:



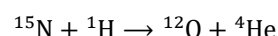
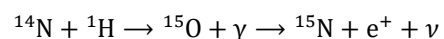
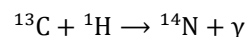
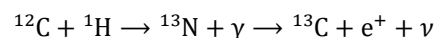
Egy teljes ciklus által termelt energia kb. 26,2 MeV. A reakció kulcsmomentuma az első lépés: két proton ütközése egy deuteront kelt. Az ehhez szükséges β -bomlás lassúsága miatt ez a folyamat rendkívül valószínűtlen, csakis azért játszódik le a csillagokban, mert a magban a H-sűrűség igen nagy.

A *p-p* ciklus hőmérsékletfüggésének kitevője $v_{pp} = 11,27/T_6^{1/3} - 2/3$, ahol T_6 a hőmérséklet 10^6 K egységeiben. 10^6 K-re $v = 10,6$, $3 \cdot 10^7$ K-re $v = 3,0$ adódik. Látható, hogy a hőmérséklet emelkedésével a reakció energiahozama a hőmérséklet egyre csökkenő hatványával írható le, az energiakeltési ráta ellaposodik (2.4. ábra).



2.4 Ábra: Az egyes magreakciós folyamatok energiatermelési rátáinak hőmérsékletfüggése

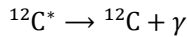
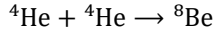
A H-He fúzió más módon is végbemehet. Szén-, nitrogén- és oxigénmagok katalizálhatják a reakciót az alábbi módon (*CNO-ciklus*):



A folyamat során felszabaduló energia kb. 25,0 MeV, kicsivel kevesebb, mint a p - p ciklusé. A kétszer akkora neutrínóemisszió miatt az energiaveszteség is nagyobb. A CNO-ciklus szintén nemrezonáns jellegű folyamat, azonban hőmérsékletfüggése erősebb, mint a p - p ciklusé: $\nu_{\text{CNO}} = 50,8/T_6^{1/3} - 2/3$. Ebből 10^6 K-re $\nu = 50,1$, $3 \cdot 10^7$ K-re $\nu = 15,7$ adódik. A 2.4. ábrán látható, hogy emelkedő hőmérsékletnél a CNO-ciklus energiakeltési rátája kevésbé laposodik el, meredekebben emelkedik, mint a p - p ciklusé. A Napban keletkező teljes energia kb. 10%-át termeli a CNO-ciklus, azonban egy $3 M_{\odot}$ -nél nagyobb tömegű csillagban az energia szinte kizárólag CNO-ciklussal keletkezik.

5. Magreakciók: He-égés

A H-He fúziónál sokkal bonyolultabb folyamat a He-égés. Ezt szokás 3α -folyamatnak is nevezni, mivel három db. He-mag (α -részecske) kell hozzá. A reakció lépései a következők:



A reakció bonyolultságát egyrészt az okozza, hogy az első lépésben keletkező ${}^8\text{Be}$ radioaktív, rendkívül gyorsan, 10^{-16} s felezési idővel visszabomlik két ${}^4\text{He}$ maggá. Ezért a második lépés bekövetkezéséhez az kell, hogy az újabb ${}^4\text{He}$ maggal történő ütközés ezen rövid időtartamon belül történjen meg. A másik nehezség az, hogy a második lépésben keletkező ${}^{12}\text{C}^*$ a ${}^{12}\text{C}$ egy speciális gerjesztett állapota, amelyből γ -foton kibocsátásával a ${}^{12}\text{C}$ -mag képes stabil állapotba kerülni.

A He-C fúzió egy ciklusa 7,27 MeV energiát termel, ez kb. negyede a H-He fúzió energiahozamának. A tömegegységre jutó energiakeltési ráta összevetésekor ez az arány még rosszabb, kb. 0,1 (mivel a 3α -folyamathoz több tömeg kell). A He-C fúzió tehát tizedakkora határfokú, mint a H-He fúzió. Ahhoz tehát, hogy a csillagok egyensúlya fennmaradjon, a He-égésnek sokkal gyorsabban kell végbemennie, mint a H-He fúziónak.

III. Csillagfejlődés

A csillagok nagy tömegű ($\sim 10^3 - 10^5 M_{\odot}$) intersztelláris molekula felhők belsejében, gravitációs összehúzódás során jönnek létre. A Tejútrendszerben számos ilyen csillaggyártó molekulafelhőt ismerünk, ezek közül a Naphoz legközelebbi a Nagy Orion-köd (3.1. ábra).

Egy tipikus óriás molekulafelhő mérete 10 – 100 parszek közötti, hőmérséklete 10 – 50 K között

van. A molekula felhőt alkotó anyag átlagos számsűrűsége ($10^2 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$) lehet. Egy ilyen felhő teljes élettartama nagyjából 30 millió év, ezalatt teljes tömegének néhány százalékát alakítja csillagokká.



3.1. 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).

A. Csillagkeletkezés

1. Gravitációs kollapszus, Jeans-tömeg

Vegyünk egy közel gömb alakú gáz felhőt, melynek szélessége legyen L . Vizsgálódjunk, ha valami neki ütközik a gázfelhő egyik oldalának akkor a részecskék egymásnak ütköznek és azok ismét egymásnak ütköznek és így tovább. Ennek a terjedési sebessége a hangsebesség, hiszen a hang pontosan ez, részecskék egymásnak ütközésének terjedése. Így felírhatjuk azt az időt ami alatt az egyik oldalról a másikig eljut a hang:

$$t_s = \frac{L}{c_s}$$

ahol c_s a hangsebesség. Ez az idő megmutatja, hogy amennyiben valamilyen perturbáció hatására megbomlik az egyensúly, mennyi idő múlva áll vissza a rendszer egyensúlyi állapotba. Amikor a hang sebessége kisebb, mint a szabadesés (a részecskék szabadesnek a rendszer tömegközéppontja felé), akkor a gravitáció miatt a részecskék a hangsebességnél sokkal gyorsabban esnek be. Ha ez annyi idő alatt történik, mint amennyi idő alatt a felhő – a perturbáció miatt – helyreáll, akkor a részecskék addigra eléri a felhő közepét. Tehát a gravitációs kollapszus feltétele:

$$t_{ff} < t_s$$

Oldjuk meg a problémát t_{ff} -re. Két különböző energiával kell most foglalkoznunk (a többi

elhanyagolható), az első az m tömegű részecske kinetikus, azaz mozgási energiája, a másik pedig a gravitációs potenciális energiája. És mivel a felhő részecskéi csak lazán vannak kötve, ezért az energiájuk közel 0, azaz:

$$E = \frac{1}{2}m\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 - \frac{GMm}{r} \approx 0$$

egyszerűsítve:

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 \approx \frac{2GM}{r}$$

gyököt vonunk, majd átrendezzük. Megjegyzendő a jobb oldalon a mínuszjel, ezzel akarjuk jelezni, hogy a részecske befele esik, nem kifelé:

$$\sqrt{r} \cdot dr \approx -\sqrt{2GM} \cdot dt$$

Most integráljuk a felhő szélétől a rendszer tömegközéppontig a szabadesés idejében:

$$\begin{aligned} \int_{L/2}^0 \sqrt{r} \cdot dr &\approx - \int_0^{t_{ff}} \sqrt{2GM} \cdot dt \\ \frac{2}{3} \cdot \left[0 - \left(\frac{L}{2}\right)^{3/2} \right] &\approx -\sqrt{2GM} \cdot t_{ff} \\ t_{ff} &\approx \frac{2}{3} \sqrt{\frac{L^3}{16GM}} \end{aligned}$$

Észrevehetjük, hogy L^3 az valójában a felhő térfogata, amit osztunk a tömegével. Ez pedig a sűrűség definíciója. Így tovább egyszerűsítve megkapjuk:

$$t_{ff} \approx \frac{1}{\sqrt{G\rho}}$$

Ha egy távolságot szeretnénk ebből az összefüggésből kapni, akkor a két időt egyenlőnek állítjuk és:

$$t_s = t_{ff} \rightarrow \frac{L}{c_s} = \frac{1}{\sqrt{G\rho}} \rightarrow \lambda_J = \frac{c_s}{\sqrt{G\rho}}$$

Ez a *Jeans-hossz*, ami megmutatja, hogy ha egy öngravitáló felhő túlságosan megnyúlik, instabillá fog válni meg tudunk határozni egy ún. *Jeans-tömeget* is, mint a tömeg amit egy Jeans-távolsághoz társuló térfogat vesz körbe

$$M_J = \rho \frac{4\pi}{3} \left(\frac{1}{2}\lambda_J\right)^3 = \frac{\pi}{6} \cdot \frac{c_{han}^3}{\sqrt{G^3\rho}}$$

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

Egy másik módja a Jeans tömeg levezetésének a *virialtétel*en alapszik.

$$2U + \Omega \approx 0 \quad (3.1)$$

ahol U a felhő teljes belső energiája (T a hőmérséklet, N a teljes részecskeszám, k a Boltzmann-állandó, \mathcal{R} az egyetemes gázállandó, μ az átlagos molekulásúly):

$$U = (3/2)NkT = (3/2)M(\mathcal{R}/\mu)T$$

és Ω a felhő teljes gravitációs potenciális energiája:

$$\Omega = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$$

A felhő egészének makroszkopikus mozgási energiáját itt 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 Ω fenti kifejezéseit beírva megmutatható, hogy az ehhez szükséges kritikus tömeg (*Jeans-tömeg*):

$$M_J = \left(\frac{3}{4\pi} \frac{5\mathcal{R}}{G\mu}\right)^{1/2} T^{3/2} \rho^{-1/2} \quad (3.2)$$

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:

$$\lambda_J = \left(\frac{3M}{4\pi\rho}\right)^{1/3} = \sqrt{\frac{15\mathcal{R} T}{4\pi\mu G \rho}} \quad (3.3)$$

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.

2. Izometrikus 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:

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \quad (3.4)$$

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

Izotermikus összehúzódás során a felhő Jeans-tömege folyamatosan csökken, mivel (3.2) értelmében

$$M_J \sim \frac{1}{\sqrt{\rho}}$$

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.

3. Adiabatus 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 *adiabatus 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.

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

B. Protocsillagok

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

$$L \sim \frac{d}{dt} |\Omega| \simeq -\frac{GM^2}{R^2} \frac{dR}{dt} \quad (3.5)$$

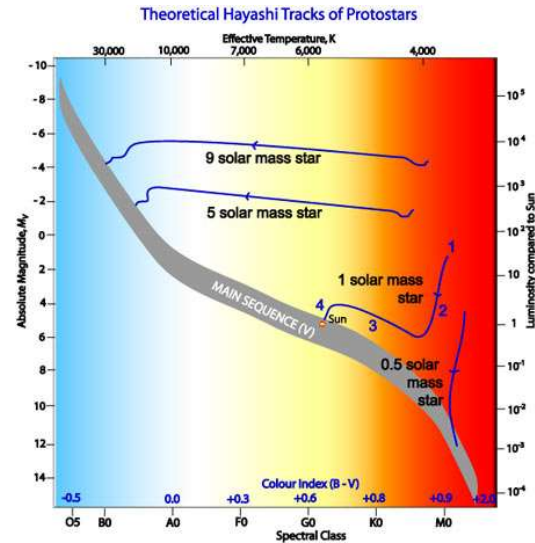
Látszik, hogy a luminozitást főként a felhő összehúzódási sebessége határozza meg. Ez fordítva is igaz: a protocsillag olyan ütemben képes zsugorodni, amilyen gyorsan ki tudja sugározni a felszabaduló energiátöbbletét. Az így kialakuló luminozitás kezdetben általában igen nagy, ezért az alacsony hőmérsékletű, átlátszatlán proto-

csillagok belsejéből csak a konvekció tudja hatékonyan elszállítani az energiát. A kialakuló protocsillagok tehát teljesen konvektív lesznek.

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

$$L \sim M^6 T_{eff}^{-6} \quad (3.6)$$

Eszerint egy adott tömeg mellett, ha a hőmérséklet a lassú adiabatus 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* (3.2. ábra).



3.2 Ábra: Különböző tömegű csillagok fejlődése a fősorozat elérése előtt (forrás: © Copyright CSIRO Australia, <http://outreach.atnf.csiro.au>)

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:

$$L \sim M^{10/3} T_{eff}^{4/3} \quad (3.7)$$

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 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

főszorozatot, hanem alacsony hőmérsékletű, főleg infravörösben sugárzó *barna törpévé* válnak.

C. Korongképződés

A protocsillagok összehúzódása nem gömbszimmetrikusan történik, mivel az összehúzódás során a felhő impulzuszórántuma ($J \sim MRv_{rot}$) 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:

$$\frac{GM}{R_a^2} \simeq R_a \omega^2 \quad (3.8)$$

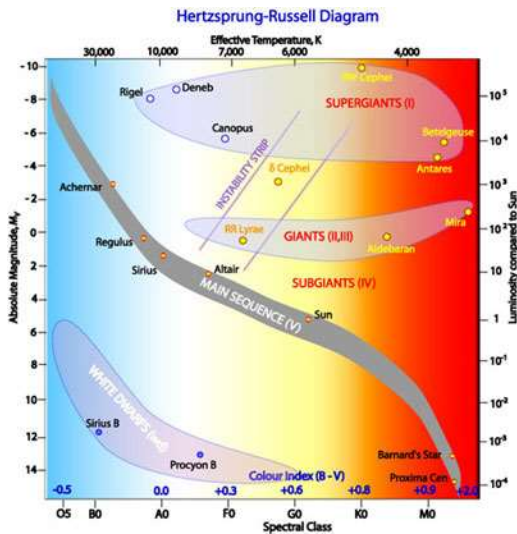
ahol R_a a kritikus sugár. Ezután az összehúzódás csak a forgástengely irányában folytatódhat tovább, a forgástengelyre merőlegesen nem. Ezáltal a felhő összelapul, és egy *protosztelláris akkréciós korong* képződik. Az impulzuszórántum fenti definícióját kihasználva az akkréciós korong sugarára adódik:

$$R_a = \frac{J^2}{GM^3} \quad (3.9)$$

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

A főszorozat 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*.

D. Csillagok a főszorozaton



3.3 Ábra: A Hertzsprung-Russell diagram. (forrás: © Copyright CSIRO Australia, <http://outreach.atnf.csiro.au>)

Főszorozatnak (Main Sequence) a Hertzsprung-Russell-diagramon átlós irányban húzódó, csillagokkal sűrűn benépesített sávot nevezzük (3.3. ábra). Az itt elhelyezkedő csillagok közös jellemzője, hogy magjukban $H \rightarrow He$ fúzió zajlik.

A főszorozati 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 főszorozati 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 $H \rightarrow He$ fúzió lehetséges időtartama években:

$$\tau_{MS} = \frac{0,1MX\epsilon}{L} = \frac{0,07M\epsilon}{L_{\odot}(M/M_{\odot})^4} \approx 10^{10} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{-3} \quad (3.10)$$

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

A $H \rightarrow He$ fúzió a kémiai összetétel lassú megváltozásával jár, ami idővel a csillagszerkezet átalakulását okozza.

A Naphoz hasonló tömegű csillagok a növekvő centrális sűrűségre és hőmérsékletre mind sugaruk, mind luminozitásuk lassú növelésével reagálnak. A Nap főszorozati 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 főszorozat utáni szakaszban.

A Napnál sokkal nagyobb tömegű csillagok ettől kissé eltérő módon fejlődnek a főszorozaton. Kb. $20 M_{\odot}$ felett ugyanis a luminozitás nagyjából egyenlő az Eddington-féle kritikus fényességgel:

$$L \approx \frac{4\pi Gc}{\kappa} M$$

ahol κ a csillag átlagos opacitása. Amikor a magreakciók gyorsulása miatt a csillag növelni 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 főszorozattól az óriáság felé (3.4. ábra).

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:

$$2 \cdot U_c + \Omega_c = 3P_1V_c \quad (3.11)$$

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

$$U_c = \frac{(3/2)M_c\mathcal{R}T}{\mu_c} \quad \text{és} \quad \Omega_c = -\frac{(3/5)GM_c^2}{R_c}$$

(a c index mindig a He-magra vonatkozó mennyiségeket jelöli), a külső nyomás így fejezhető ki:

$$P_1 = \frac{3}{4\pi R_c^3} \left(\frac{M_c}{\mu_c} \mathcal{R}T - \frac{GM_c^2}{5R_c} \right) \quad (3.12)$$

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: $P_c \sim (1/G^3 M^2)(\mathcal{R}T_c/\mu)^4$, ahol M és μ a csillag teljes tömege és átlagos molekulásúlya. Mivel a mag egyensúlyához $P_c \approx P_1$ szükséges, ebből kifejezhető az egyensúlyban lévő He-mag maximális tömege:

$$\frac{M_c}{M} \approx 0,54 \left(\frac{\mu}{\mu_c} \right)^2 \quad (3.13)$$

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-határnak*.

E. Csillagok az óriáságon

Amikor a mag tömege túllépi a Schönberg-Chandrasekhar-határt, már nem képes megtartani saját tömege mellett a fölötté 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.

Kis tömegű csillagok

A kis tömegű csillagok viszonylag alacsony luminozitásnál érik el az óriáságot (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. Ekkor az energiatérjedés 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 mentén fejlődik tovább: luminozitása egyre nő, míg effektív hőmérséklete alig változik. Ez az állapot egészen nagy luminozításokat ($L \sim 1000L_\odot$) eredményezhet, így a csillag lényegében az óriáság tetejéig eljuthat.

Az egyre zsugorodó He-mag egy kritikus sűrűség elérésekor *elfajult* (degenerált) állapotba kerül. 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: $P \sim \rho^{5/3}$.

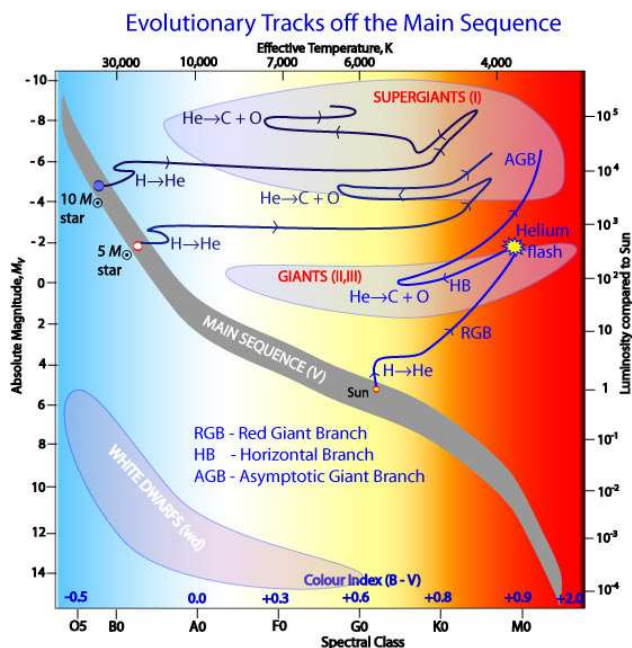
Ha a csillag tömege $0,5 M_\odot$ -nél kisebb, az elfajult elektrongáz nyomása megállítja a mag további kontrakcióját, még mielőtt az elérhetné a 10^8 K hőmérsékletet. Ha azonban $M > 0,5 M_\odot$, a mag tovább zsugorodik, és eléri a 10^8 K hőmérsékletet. Ekkor beindul a $He \rightarrow C$ fúzió. Mivel 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 felrobbanásához, mert a növekvő hőmérséklet egy idő után megszünteti az elektronok degenerációját. A nyomás újra függeni fog a hőmérséklettől, a mag ezután kitágul, lehül, így a fúzió kontrollálttá válik.

A He-égés beindulásakor a csillag új egyensúlyi helyzetet alakít ki: a magban $\text{He} \rightarrow \text{C}$ fúzió, a magot övező héjban $\text{H} \rightarrow \text{He}$ 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 szénből 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 $\text{He} \rightarrow \text{C}$ fúzió. Itt ugyanaz játszódik le, mint korábban a magban, csak kisebb energiával (*héliumhéj-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.



3.4 Ábra: Fősorozat utáni fejlődési útvonalak 1, 5 és 10 naptömegű csillagok esetében (forrás: © Copyright CSIRO Australia, <http://outreach.atnf.csiro.au>)

Nagy tömegű csillagok

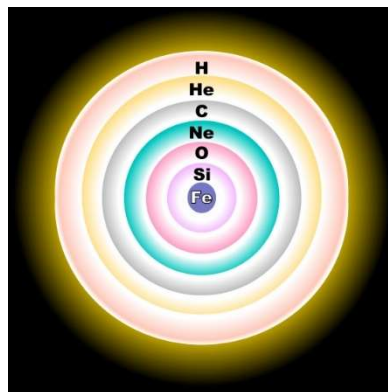
Nagy tömegű ($M > M_{\odot}$) csillagokban a fenti kép azért módosul, mert a He-mag még azelőtt elkezd fuzionálni, mielőtt degenerált állapotba kerülhetne. Így a csillag nem a horizontális ágra kerül, hanem csak kissé eltávolodik a Hayashi-vonaltól a magasabb hőmérsékletek felé (*kék hurkok*). A kék 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 $\text{Si} \rightarrow \text{Fe}$ 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 (3.5. 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. Ekkor a vasmag összeroppan, a külső burok pedig heves robbanással ledobódik. Ez a folyamat a *szupernóva-robbanás*.



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

IV. Csillagok halála

A. 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 $P_e \approx P_c$, a sűrűséget a tömeggel és a sugárral kifejezve adódik a fehér törpék tömeg-sugár relációja:

$$\left(\frac{M}{M_\odot}\right) = 10^{-6} \left(\frac{R}{R_\odot}\right) \quad (4.1)$$

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:

$$L = -\frac{dU}{dt} = -C \frac{dT}{dt}$$

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:

$$\frac{dL}{dt} = k_1 \cdot L^{7/4} \quad (4.2)$$

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:

$$L \sim t^{-4/3} \quad (4.3)$$

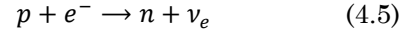
Tehát a fehér törpék luminozitása időben hatványfüggvény szerint csökken. Pontosabb számításokkal a hatványkitevő $-7/5$ -nek bizonyul. Ez alapján a fehér törpék lehűlési ideje években kifejezve:

$$t_{cool} = 4,6 \cdot 10^6 \left(\frac{L}{L_\odot}\right)^{-5/7} \quad (4.4)$$

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

B. Szupernóvák

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



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

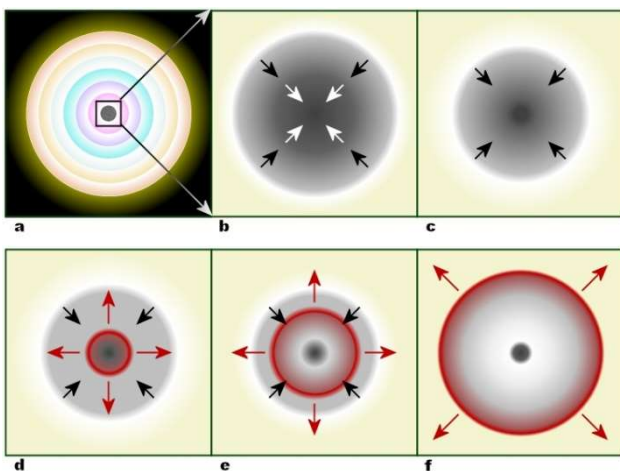
A vasmag tömege a kollapszus pillanatában kb. a Chandrasekhar-tömeg sugara kb. $0,01 R_\odot$. Az összeomlás időskálája a szabadesési időskála, kb. 1 s.

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. $\sim 10^{14} \text{ g/cm}^3$ 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 ($\sim 10000 \text{ km/s}$) sebességgel tágul, $\sim 10^5 \text{ K}$ kezdeti hőmérsékletű tűzgolyót hoz létre. Ez a folyamat a *szupernóva-robbanás* (vázlatosan lásd a 4.1. ábrán).

A magkollapszus során felszabaduló gravitációs energia nagyságrendileg:

$$\Delta E = GM_c^2 \left(\frac{1}{R_n} - \frac{1}{R_c} \right) \sim 10^{55} \text{ erg} \quad (4.6)$$

ahol R_n a kialakuló neutroncsillag sugara ($\sim 10 \text{ km}$), R_c pedig a mag kezdeti sugara ($\sim 0,01 R_\odot$). Ennek nagy részét azonban elviszik a magból távozó neutrínók (4.5. képlet), emellett a burokban fúziós folyamatok játszódnak le a ledobódás során. Ezek miatt a robbanás során felszabaduló teljes energia nagyságrendileg 10^{51} erg ($= 10^{44} \text{ Joule}$) lesz.



4.1 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 vesz 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).

A szupernóva-robbanásban keletkező táguló burokból 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 kihűlné. 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 $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ 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:

$$L = \frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (4.7)$$

ahol λ a ^{56}Co bomlási állandója, $\lambda = \ln 2/T_{Co}$, ahol T_{Co} a felezési idő (77,7 nap). Mivel a bolometrikus magnitúdóra igaz, hogy

$$m_{bol} \sim -2,5 \log_{10} L = \frac{2,5\lambda}{\ln 10} \cdot t$$

+ konst, a bolometrikus fénygörbe mereksége állandó lesz:

$$\begin{aligned} \frac{dm_{bol}}{dt} &= \frac{2,5\lambda}{\ln 10} = \frac{2,5 \ln 2}{\ln 10} \frac{1}{T_{Co}} = \\ &= \frac{0,7526}{T_{Co}} = 0,01 \text{ mag/nap} \end{aligned} \quad (4.8)$$

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.

C. 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, 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/cm³, 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

$$\omega_n = \omega_c \left(\frac{R_c}{R_n} \right)^2 \approx 10^6 \omega_c \quad (4.9)$$

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 *pulzárként* 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:

$$B_n = B_c \left(\frac{R_c}{R_n} \right)^2 \approx 10^6 B_c \quad (4.10)$$

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*):

$$r_g = \frac{2GM}{c^2} \quad (4.11)$$

A fekete lyukból elvileg semmilyen sugárzás nem érkezhetsz 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*).

Irodalomjegyzék

- [1] Dr. Szatmáry Károly, Dr. Vinkó József, Dr. Gergely Árpád László, Dr. Keresztes Zoltán: *Asztrofizika* (2013); TÁMOP-4.1.2.A/1-11/1; http://astro.u-szeged.hu/oktatas/asztrofizika/html/all_vinko_iso.html (Utolsó hozzáférés: 2023. május 14.)
- [2] Physics Almanac: *Stellar Physics* (2022-); <https://www.youtube.com/@physicssalmanac> (Utolsó hozzáférés: 2023. május 14.)
- [3] frwiki.wiki: *Sugárzási állandó*; https://hu.frwiki.wiki/wiki/Constante_radiative (Utolsó hozzáférés: 2023. 05. 08.)
- [4] Bowers, R., Deeming, T.: *Astrophysics I. Stars* (Jones and Bartlett Publ., Sudbury, MA, 1984)
- [5] Carroll, B. W., Ostlie, D. A.: *An Introduction to Modern Astrophysics* (Addison-Wesley Publ., Reading, MA, 2007)
- [6] Hansen, C. J., Kawaler, S. D.: *Stellar Interiors* (Springer-Verlag, New York, 1994)
- [7] Marik M. (szerk): *Csillagászat* (Akadémiai Kiadó, Budapest, 1989)
- [8] Zeldovics, Ja. B., Blinnyikov, Sz. I., Sakura, Ny. I.: *A csillagszerkezet és csillagfejlődés fizikai alapjai* (Gondolat, Budapest, 1988)