

4.13. Stjärnornas fysik (astrofysik)

[Understanding Physics: 21.13-14]

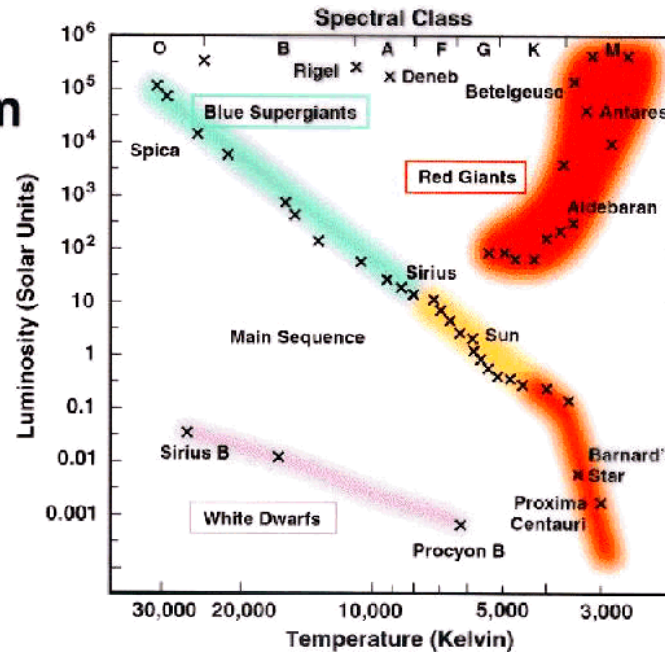
De astronomiska upptäckterna har haft stor betydelse för fysikens utveckling. Dessutom har astronomin betydelse vid testningen av olika fysikaliska teorier. Vi skall nu försöka tillämpa dem på stjärnornas struktur.

Stjärnorna skiljer sig betydligt från varandra, både med avseende på färg och ljusstyrka. En stjärnas färg härstammar från ljuset som utsänds från dess yta. Med hjälp av spektrometrar monterade på astronomiska teleskop kan man studera stjärnornas spektra, ur vilka man kan få reda på förekomsten av olika element i stjärnorna, och bestämma deras yttemperaturer. I allmänhet är kalla stjärnor (4000 K) röda till färgen, medan heta stjärnor ($10^4 - 10^5$ K) är blå eller vita. Genom att kombinera sådana data med teoretiska stjärnmodeller kan man uppskatta temperaturen i stjärnornas inre.

Stjärnornas skenbara ljusstyrka beror av avståndet, men om detta är känt, kan man beräkna den absoluta ljusstyrkan. Den totala effekt som en stjärna sänder inom hela det elektromagnetiska spektret kallas **luminositeten**. Solens luminositet är t.ex. ca $4 \cdot 10^{26}$ W. Om stjärnans luminositet är L och dess yttemperatur T , så följer av Stefans lag (sid. 271) att $L = 4\pi R^2 \sigma T^4$, där R betecknar stjärnans radie och σ är Stefan–Boltzmanns konstant.

Genom att kombinera informationen om yttemperatur och luminositet kan vi få en uppfattning om stjärnans storlek. En het stjärna med låg luminositet är sannolikt liten, eftersom ett stort ljusflöde sänds ut från en begränsad yta. En kall stjärna kan ha stor luminositet emedan ett begränsat fotonflöde i detta fall sprids ut över en stor yta.

HR Diagram



Genom att pricka in luminositeten för ett stort antal stjärnor som funktion av temperaturen får man ett **Herzsprung–Russell**-diagram (HR-diagram), uppkallat efter Ejnar Herzsprung och Henry Russell.

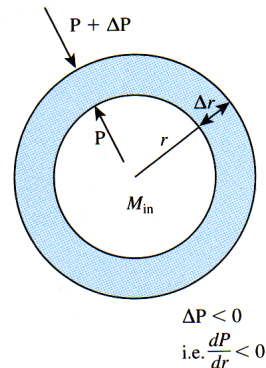
I ett HR-diagram (se ovan) avtar temperaturen mot höger av historiska skäl, emedan man i astronomin ofta anger luminositeten som funktion av spektralklassen (eller färgindex).

Nästan 90 % av alla stjärnor faller på ett diagonalt band i diagrammet, som kallas för **huvudserien**. Dessa stjärnor varierar från stora och heta till små och kalla. En sidogren, som vanligen stiger uppåt från mitten av huvudserien kallas för **jätteserien**. Den innehåller huvudsakligen kalla, röda jättestjärnor, och skiljer sig från huvudserien genom en lucka (Herzsprung-luckan). Ovanför jätteserien finns ett område med överjättar (superjättar), som är mycket uppblåsta stjärnor. Under huvudserien finns det **vita dvärgar**, som är små stjärnor med hög temperatur och oerhört stor täthet.

Nya stjärnor uppstår i kalla, gasrika områden i galaxerna. Ett typiskt interstellärt gasmoln kan ha en massa omkring 1000 solmassor, men tätheten kan vara mindre än 10^{-22} kg/m^3 . Sådana moln är oftast rätt stabila, men av någon anledning kan partiklarna i molnet upphöra med sina slumpmässiga rörelser och systemet börjar då att falla ihop. Molnet delar då upp sig på segment, och fortsätter att kollapsa om endel av segmenten har en tillräcklig densitet. I början är kompressionen adiabatisk (dvs inget värmeutbyte sker med omgivningen), och gasen värms upp. Som ett resultat av detta, kommer materien i molnet att joniseras och utsända energi genom strålning. Innanför molnet uppstår små mörka "globuler" (kallade Bok-globuler efter upptäckaren, Bart Bok) med tätare gas, där förhållandena är gynnsamma för att stjärnor skall bildas. Exempel på sådana gasmoln är Orionnebulosan och Örnnebulosan (Serpens).

Vi skall nu undersöka varför kollapsen av ett system som står under inflytande av gravitationen, slutligen stoppas. För enkelhetens skull antar vi, att systemet har sfärisk symmetri, och inte roterar. Ett verkligt moln har ändå alltid ett impulsmoment, som leder till att rotationshastigheten småningom växer, då systemet kollapsar och tröghetsmomentet minskar, som har till följd att molnet plattas till i ett plan vinkelrätt mot rotationsaxeln. Därtill uppstår ett magnetfält i molnet pga att gasen blivit ett joniserat plasma bestående av snabba joner och elektroner, vilket vi dock i fortsättningen bortser från.

Vi betraktar ett sfäriskt skal vars inre radie är r och yttre radie $r + \Delta r$ (se fig. 21.35, figuren nedan).



Gravitationen ger då upphov till en inåtriktad nettokraft

$$\Delta \mathbf{F}_{\text{grav}} = -G \frac{M_{\text{in}}(r) \Delta m}{r^2} \hat{\mathbf{r}}$$

Här betecknar $\Delta m = 4\pi r^2 \rho(r) \Delta r$ skalets massa, $\rho(r)$ är materialets täthet och $M_{\text{in}}(r)$ är massan av materialet innanför skalet (en sfär med radien r).

För att skalet inte skall kollapsa under gravitationens inverkan, måste det finnas en tryckskillnad ΔP över skalet, så att $\frac{dP}{dr} \leq 0$ (se fig 21.35). Det utåtriktade (hydrostatiska) trycket, som uppstår till följd av denna tryckskillnad är då

$$\Delta \mathbf{F}_{\text{hyd}} = \Delta P \cdot 4\pi r^2 \hat{\mathbf{r}}$$

Om $|\Delta \mathbf{F}_{\text{hyd}}| > |\Delta \mathbf{F}_{\text{grav}}|$, så kommer skalet att utvidga sig, om $|\Delta \mathbf{F}_{\text{hyd}}| = |\Delta \mathbf{F}_{\text{grav}}|$ så befinner det sig i jämvikt och om $|\Delta \mathbf{F}_{\text{hyd}}| < |\Delta \mathbf{F}_{\text{grav}}|$, så kollapsar skalet inåt.

Vid jämvikt balanseras den inåtriktade gravitationskraften av den utåtriktade hydrostatiska kraften, och villkoret för jämvikt blir alltså

$$\Delta P \cdot 4\pi r^2 = -G \frac{M_{\text{in}}(r) \Delta m}{r^2}$$

Emedan $\Delta m = 4\pi r^2 \rho(r) \Delta r$ så kan vi skriva ekvationen i formen

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{M_{\text{in}}(r) \rho(r)}{r^2}$$

(det hydrostatiska jämviktsvillkoret).

Genom att multiplicera båda membra i den ursprungliga ekvationen med r och integrera över en sfär med radien R fås en integralekvation, som kan bringas i formen (se boken) $\langle P \rangle = -\frac{1}{3}U_{\text{grav}}/V = -\frac{1}{3}u_{\text{grav}}$, där $\langle P \rangle$ betecknar medeltrycket på volymen i sfären: $\langle P \rangle = \int_0^R P(r)4\pi r^2 dr/V$, och u_{grav} anger gravitationsenergin per enhetsvolym av sfären.

Enligt ekvation (10.14) på sid. 250 (Boyles lag) följer att för en ideal gas gäller $\langle P \rangle = \frac{2}{3}U_{\text{gas}}/V$, om U_{gas} betecknar gasens inre energi. Villkoret för att en ideal gas, som endast påverkas av sin egen tyngd skall befinna sig i jämvikt är alltså $\frac{2}{3}U_{\text{gas}}/V = -\frac{1}{3}U_{\text{grav}}/V$, eller alltså $2U_{\text{gas}} + U_{\text{grav}} = 0$. Detta brukar också kallas för **virialteoremet**. Det säger att en stjärna befinner sig i hydrostatisk jämvikt om hälften av gravitationsenergin lagras som inre energi (termisk energi) i stjärnan. Om stjärnan sammandrar sig till följd av gravitationen, måste den därför stråla ut hälften av den frigjorda potentiella energin för att bevara sin jämvikt.

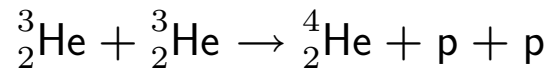
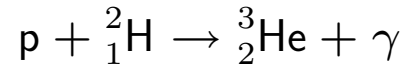
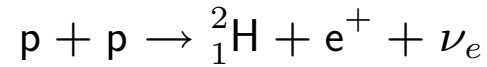
I många stjärnor är den viktigaste orsaken till det hydrostatiska trycket som motverkar gravitationskollapsen det gastryck som uppstår till följd av gaspartiklarnas slumpmässiga rörelser. I sådana fall kan systemet approximeras med en ideal gas, varvid ovanstående ekvation gäller. Om däremot partiklarna i gasen rör sig med relativistiska hastigheter, så följer av ekvation (10.15) (sid. 250) att $\langle P \rangle = \frac{1}{3}U_{\text{gas}}/V$. I detta fall blir villkoret för jämvikt $U_{\text{gas}} + U_{\text{grav}} = 0$.

Ett kollapsande joniserat plasma med den temperatur och täthet som förekommer i huvudseriens stjärnor, kan uppfattas som en ideal gas. I detta fall motverkas gravitationskollapsen av det gastryck som plasmats joner utövar, och tillståndsekvationen för ett skal med radien r kan då skrivas $PV = NkT$, eller alltså $P = \frac{N}{V}kT = \frac{Nm}{mV}kT = \frac{1}{m} \frac{Nm}{V}kT = \frac{k}{m} \rho T$, där m är partiklarnas medelmassa och ρ är densiteten. Skalets jämviktsvillkor (dvs det tidigare angivna uttrycket för dP/dr) kan då skrivas

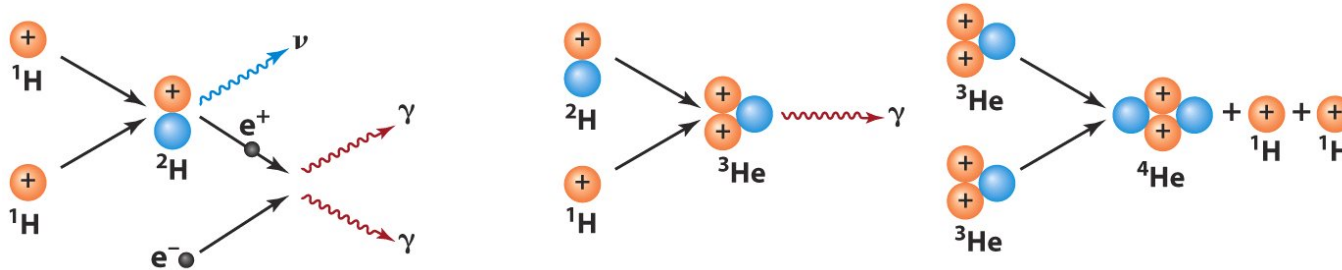
$$\frac{dP}{dr} = \frac{k}{m} \frac{d}{dr}(\rho T) = \frac{k}{m} \left[T \frac{d\rho}{dr} + \rho \frac{dT}{dr} \right] = -G \frac{M_{\text{in}}(r) \rho(r)}{r^2}$$

Skalets jämviktsvillkor beror således både på täthetsgradienten $d\rho/dr$ och temperaturgradienten dT/dr för stjärnan. För en bestämd stjärna kommer jämvikt att uppstå endast om temperaturen är tillräckligt hög. Eftersom stjärnan förlorar energi genom utstrålning, förutsätter stabilitet på lång sikt en ständigt verksam termisk energikälla. Vi har tidigare nämnt att energikällan för stjärnorna i huvudserien är termonukleär fusion. Instängningen, som är så svår att upprätthålla i ett jordiskt laboratorium, är inget problem i en stjärna, eftersom det heta plasma automatiskt kontrolleras av sin egen gravitation. Huvudseriens stjärnor domineras av väte (92 %) och helium (8 %). Det viktigaste termonukleära bränslet är därför väte (protoner) som fusioneras till heliumkärnor.

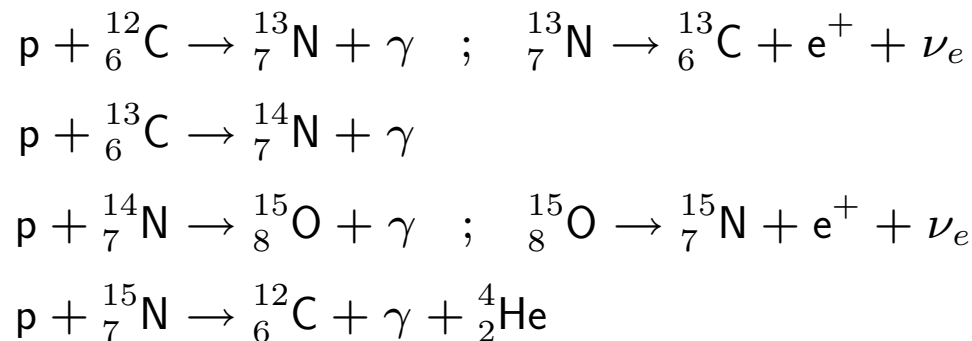
Denna process, som kallas **väteförbränning** sker i solliknande stjärnor genom följande serie reaktioner (**proton-protonkedjan**, Bethe 1938)



Nettoeffekten är alltså, att fyra protoner fusioneras till en alfapartikel ($4 \cdot {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He}$). För varje heliumkärna som uppstår avges ca 26 MeV energi. Eftersom den förstnämnda reaktionen sker via svag växelverkan är det dock en rätt långsam process, och det behövs åtminstone en temperatur av en miljon grader innan den termonukleära processen startar och plasmat förvandlas till en stjärna.



De av huvudseriens stjärnor, som är tyngre än solen ($m > 1.5m_{\odot}$), får sin energi huvudsakligen via en annan process, som kallas **kol-kvävecykeln** (v. Weizsäcker 1937):



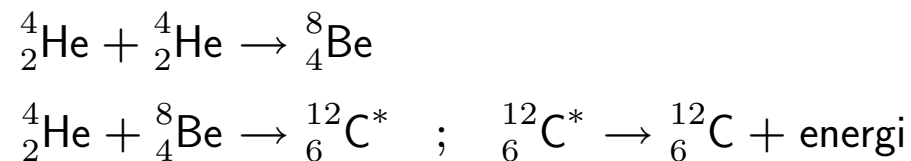
Nettoeffekten är igen konversion av fyra protoner till en heliumkärna. I detta fall avges ca 24 MeV energi.

Temperaturen som uppstår i centrum av en stjärna beror av stjärnans massa, men är i allmänhet omkring 10^7 K. Denna temperatur är tillräckligt hög för att alstra det hydrostatiska tryck, som behövs för att förhindra ytterligare gravitationskollaps, sålänge bränslet räcker. När jämvikt har nåtts, kommer stjärnan att förändras mycket litet tills nästan allt väte har förvandlats till helium. Små stjärnor fortsätter att förbränna sitt väte under en tid som är längre än galaxens ålder. En stjärna som vår sol håller sig på huvudserien under ca 10^9 år. Flere tunga stjärnor är tätare i de centrala delarna, brinner vid högre temperatur, och kommer därför snabbare att använda upp sitt väte. En stjärna på t.ex. 30 solmassor, kommer att befinna sig endast ca fem millioner år på huvudserien.

Om stjärnans massa är större än hälften av solens massa, kommer den småningom att bränna upp allt väte i centrum av stjärnan. Då detta inträffar, kan kärnans sammandragning på grund av gravitationen inte längre förhindras, utan stjärnans inre kärna kollapsar på nytt. Återigen förvandlas gravitationsenergin till värme och strålning, och stjärnan lämnar huvudserien. Vad som sedan händer, beror på stjärnans massa och dess struktur. Vi skall här bara se på ett exempel.

Strålningen, som uppstår till följd av innerkärnans kollaps, värmer upp stjärnans ytterhölje och startar termonukleär fusion för första gången i denna del av stjärnan. Gravitationsenergin kommer alltså att alstra värme i innerkärnan, och fusionen alstrar värme i höljet. Strålningstrycket kommer då att leda till att höljet vidgar sig utåt. När jämvikt uppnås på nytt, kan stjärnans radie ha ökat med en faktor 100 och yttemperaturen kan ha fallit till 4000 K, stjärnan har blivit en **röd jätte**. En typisk röd jättestjärna är t.ex. Betelgeuse i Orion, som befinner sig på ca 425 ljusårs avstånd och vars luminositet är 60000 gånger solens. Placerad i vårt solsystems mitt skulle den nå halvvägs ut till Jupiter.

Stjärnans kärna, som huvudsakligen består av helium, fortsätter att kollapsa och värma upp höljet. Då temperaturen stigit till ca 10^8 K vidtar en ny termonukleär process, **heliumförbränningen** (eller *trippel- α*). Denna heliumprocess ser sannolikt ut så här:



Här betecknar ${}^{12}_6\text{C}^*$ ett exiterat tillstånd av ${}^{12}_6\text{C}$. Nettoresultatet av heliumprocessen är alltså $3 \cdot {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{12}_6\text{C}$ och frigörelse av ca 7 MeV energi för varje kolkärna som bildas. Heliumförbränningsperioden för en stjärna på 30 solmassor varar endast ca 5 % av den tid den uppehåller sig på huvudserien.

Endast för mycket tunga stjärnor fortsätter utvecklingen förbi heliumförbränningskedet. I sådana kärnor vidtar en ny kollaps, då heliumet har förbrukats. Vid de höga temperaturer som då nås, kommer de tunga element som alstrats genom heliumförbränningen att bli bränsle för ytterligare termonukleära processer. Dessa processer sker i ökande tempo; kol, neon, syre och kisel förbränns allt snabbare, ända tills stjärnan exploderar som en **supernova**. Då tätheten för den kollapsade kärnan överskrider kärnmateriens täthet, kan det infallande materialet studsas tillbaka, och åstadkomma en chockvåg som spränger bort material i höljet. Detta resulterar i en oerhört energirik explosion (med energier upp till 10^{44} J). Endel supernovor har en sådan ljusstyrka att de överglänser en hel galax månader efter explosionen. Alla element som är lättare än järn uppstår i termonukleära processer i tunga stjärnor. Det som återstår av en stjärna efter en supernovaexplosion, blir troligen en neutronstjärna eller ett svart hål.

Stjärnor med liten massa (mindre än en halv solmassa) och andra stjärnor, som förlorat mycket av sin massa på annat sätt, utvecklas inte till röda jättestjärnor. Då väteförbränningen fullbordats, och gravitationskollapsen börjar på nytt, är temperaturen (ca 10^7 K) inte tillräckligt hög, och också tätheten (10^{10} kg/m³) otillräcklig, för att heliumförbränningen skall kunna vidta. I dessa stjärnor stoppas gravitationskollapsen på ett helt annat sätt.

Elektronerna, som hittills inte spelat någon större roll, blir plötsligt viktiga, eftersom de kan ge upphov till ett icke-termiskt tryck som kan balansera den inåtriktade gravitationskraften i mindre massiva stjärnors innerkärnor. Heliumgasen är fullständigt joniserad, och innerkärnan består därför av heliumjoner inneslutna i en elektrongas. Heliumjonerna, som är bosoner, kan alla befinna sig i samma energitillstånd, men elektronerna bildar en Fermigas som uppfyller Pauliprincipen. Elektrontätheten i en sådan vit dvärg är mer än 10^{36} m^{-3} , och sålunda är Fermienergin $E_F = \frac{\hbar^2}{2m_e}(3\pi^2 n_e)^{2/3} \approx 10^5 \text{ eV}$.

Den motsvarande Fermitemperaturen är $T_F = E_F/k \approx 10^9 \text{ K}$, som är mycket större än stjärnans temperatur (10^7 K). Fermidistributionen för $T = 0 \text{ K}$ kan därför tillämpas. För att beräkna den inre energin för elektronerna i ett skal med radien r skall vi använda resultatet $\langle E \rangle_{T \rightarrow 0} = \frac{3}{5} E_F$ som härleddes i kapitel 20. Genom att multiplicera med antalet elektroner N_e får vi $U = \frac{3}{5} N_e E_F$, och energitätheten blir då $u = \frac{U}{V} = \frac{3}{5} n_e E_F \propto n_e^{5/3}$.

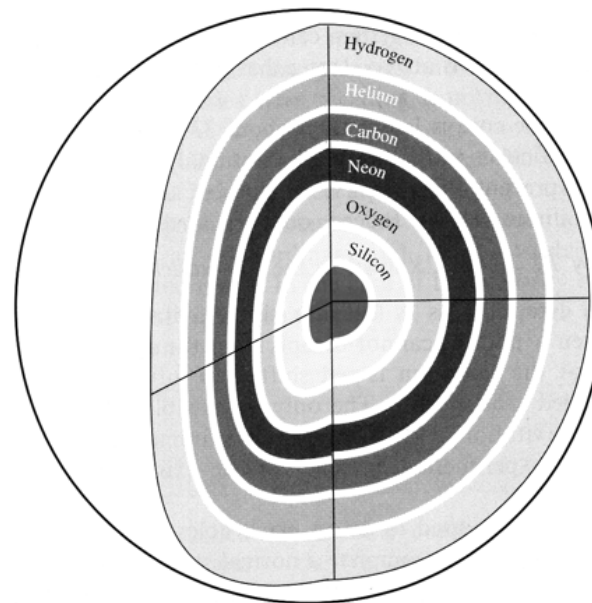
Om elektronerna antas vara icke-relativistiska (vilket kan vara en grov approximation, eftersom $E_F \approx 0.2 m_e c^2$), så kan vi beräkna trycket som elektrongasen utövar med hjälp av Boyles lag (sid. 250): $P_e = \frac{2}{3} u \propto n_e^{5/3}$. Ytterligare räkningar visar att trycket som utövas av elektrongasen (som kallas 'degenerationstrycket') kommer att motstå gravitationskollaps av icke-roterande sfäriska stjärninnerkärnor med massor mindre än 1.44 solmassor (detta brukar kallas för **Chandrasekhars gräns**). Den närmaste vita dvärgen är Sirius B, en kompanion till himlens ljusaste stjärna, 8 ljusår från oss.

Låt oss nu anta, att elektronernas och jonernas densitet är densamma överallt i stjärnan. Detta antagande kan inte stämma, men är en tillräckligt realistisk approximation för följande allmänna diskussion. Gravitationsenergin för en homogen sfärisk massfördelning beräknades i kapitel 5 (s. 111) vara $U_{\text{grav}} = -\frac{3}{5}G\frac{M^2}{R}$. Då gastrycket och gravitationstrycket är i jämvikt gäller att $\langle P_e \rangle = -\frac{1}{3}\frac{U_{\text{grav}}}{V}$ (se s. 698 i boken). Eftersom $P_e \propto n_e^{5/3}$ (som vi nyss sett), så får vi att $G\frac{M^2}{R^4} \propto n_e^{5/3}$.

Antalet elektroner per enhetsvolym n_e är dubbelt så stort som antalet heliumkärnor per enhetsvolym eller hälften av antalet nukleoner per enhetsvolym. I avsnitt 10.12 (s. 251) beräknades nukleonmassan ur den atomära massenheten till $\frac{1}{10^3 N_A}$ (uttryckt i kg/mol). Således är $n_e = \frac{1}{2}\rho/(10^3 N_A)^{-1} = \frac{1}{2}10^3 N_A \rho$, där $\rho = M/(\frac{4}{3}\pi R^3)$ anger stjärnans täthet. Således är $n_e \propto \frac{M}{R^3}$, och $\frac{M^2}{R^4} \propto \frac{M^{5/3}}{R^5}$, varav följer $R \propto M^{-1/3}$.

Jämviktsradien kommer därför att minska, då massan ökar. En noggrannare (icke-relativistisk) formel är $R/R_\odot \approx 0.0118(M/M_\odot)^{-1/3}$. Observera, att detta innebär, att ju större massa den vita dvärgen har, desto mindre är dess storlek. En vit dvärg som har samma massa som solen (som t.ex. Sirius B), kommer sålunda att ha en radie som är mindre än 1 % av solradien, dvs den är ungefär så stor som jorden.

Då en tung stjärna, vars massa är större än 10 solmassor, har slutfört den termonukleära förbränningen, kommer den att ha en järnkärna omgiven av koncentrisk skal av kisel, syre, neon, kol, helium och väte (se fig. 21.38, eller figuren nedan).



Eftersom energi inte frigörs vid fusion av järn och tyngre element kommer innerkärnan att kollapsa. Inte ens trycket från elektrongasen kan förhindra denna kollaps. Slutskedet av kärnans kollaps går mycket snabbt och utlöser stora mängder energi, som är tillräckligt för att spränga bort de omgivande skalorna i en kraftig explosion, som observeras som en supernova. Med de höga tätheter som förekommer i kärnan, är den dominerande partikelreaktionen som sker det omvända betasönderfallet, dvs $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$ där elektroner kolliderar med protoner och bildar neutroner.

Denna 'neutronisering' av kärnan tar bara några millisekunder, och ett starkt neutrinoflöde, som kan medföra upp till 10^{45} J energi utsänds från stjärnan under denna tid. Stjärnans innerkärna blir således en sfär som består av kärnmateria med en densitet av storleksordningen 10^{17} kg/m³. En stjärna som kollapsat till denna täthet har en radie på ca 10 km. Den kallas då för en **neutronstjärna**. Trycket som motverkar gravitationskollapsen är i detta fall det "degenerationstryck" som utövas av neutronerna. En neutronstjärna kan behandlas teoretiskt på ett liknande sätt som en vit dvärg, med undantag av att kraften mellan nukleonerna är sådan, att systemet inte kan behandlas som en ideal gas, och gravitationsfälten är då så starka, att den allmänna relativitetsteorin måste tillämpas.

Om innerkärnans massa är större än tre gånger solens massa, är trycket som beror på neutrondegenerationen otillräckligt för att stoppa sammandragningen. I detta fall känner man inte till någon mekanism, som skulle kunna stoppa stjärnans fullständiga kollaps. I princip kan den då falla ihop i en punkt med oändligt stor täthet. Om systemet kollapsar innanför radien $R_S = 2GM/c^2$ (**Schwarzschilds radie**), så kan varken materie eller strålning längre komma ut. Detta beror på att gravitationen där är så stark, att inte ens en foton längre kan komma ut (alternativt kan vi säga, att strålningen rödförskjutits oändligt mycket). Ett sådant objekt kallas ett **svart hål**. Den enda observerbara effekten av ett svart hål är det intensiva gravitationsfältet i dess omgivning. Därför är det ytterst svårt att påvisa existensen av ett svart hål.

En metod som numera används för att upptäcka svarta hål, är att studera röntgenkällor, som ingår i dubbelstjärnesystem. Sådana system består av en normal stjärna med en osynlig kompakt följeslagare, som kan vara en dvärgstjärna, neutronstjärna eller ett svart hål. Röntgenstrålningen uppstår, då materia dras från den normala stjärnan till den kompakta följeslagaren på grund av dess starka gravitationsfält. Den normala stjärnans banhastighet och systemets omloppstid kan bestämmas genom spektroskopiska undersökningar. Genom att analysera systemets dynamik kan man bestämma en undre gräns för följeslagarens massa. Om massan är tillräckligt hög (mer än 5 solmassor), så är det sannolikt, att följeslagaren inte är en dvärgstjärna eller en neutronstjärna. Pulsarerna (som upptäcktes av Hewish 1968) antas dock vara roterande neutronstjärnor.

4.14. Universums uppkomst

Solen och de andra stjärnorna som vi ser på natthimlen hör till de ca 200 miljarder stjärnorna i vår lokala galax, som brukar kallas Vintergatan. Med hjälp av de stora teleskop som byggdes i början av 1900-talet, upptäckte man tusentals andra galaxer, som alla visat sig innehålla många miljarder stjärnor. Galaxer finns av olika storlek och form (elliptiska, stavformiga och spiralformiga), och hålls ihop av gravitationskraften mellan stjärnorna. Dessutom innehåller de mängder av gas och stoft varur nya stjärnor hela tiden uppstår. Galaxerna bildar också hopar och hoparna grupperar sig till superhopar.

Under 20 år från 1912 till 1932 lyckades Vesto Slipher i Lowells observatorium i Arizona uppta spektra från ett antal relativt närbelägna galaxer. Slipher upptäckte att linjerna i dessa spektra var förskjutna till följd av Dopplereffekten, i huvudsak mot rött. Detta betyder att de flesta galaxerna rör sig bort från vår egen Vintergata med rätt höga hastigheter! Edwin Hubble, som arbetade i Mount Wilson-observatoriet i Kalifornien utvecklade en teknik, som gjorde det möjligt att mäta avståndet till avlägsna galaxer. Då Hubble kombinerade sina mätningar med Sliphers resultat märkte han (till alla astronomers förvåning) att rödförskjutningen, och således även hastigheten v , varmed galaxerna avlägsnar sig från oss, är direkt proportionell mot avståndet d : $v = H_0 d$.

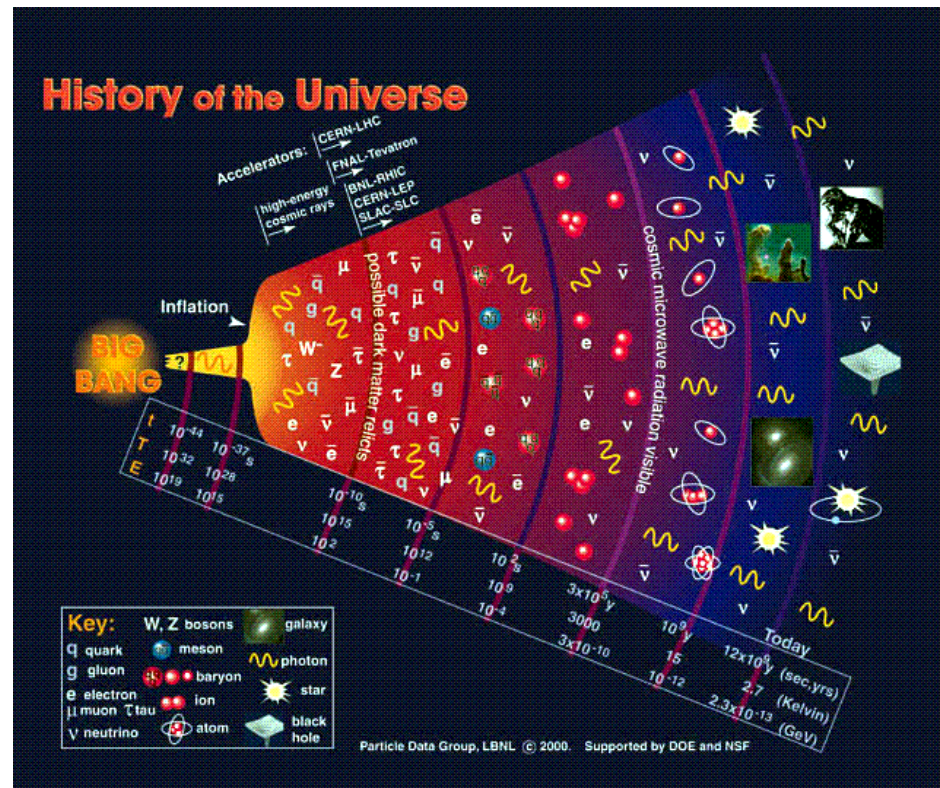
Konstanten H_0 kallas för **Hubbles konstant**. Detta innebär, att universum utvidgar sig. För mycket länge sedan måste all materie i universum ha varit samlad i en enda punkt. En naturlig förklaring till detta är att universum startade med en jättelik explosion (som vi nu kallar 'Big Bang', "den stora smällen"), varvid rymden och tiden skapades. Sedan dess har universum expanderat. Den hastighet, varmed universum utvidgas minskar med tiden, eftersom den bromsas upp av materiens attraktion som beror på gravitationen.

Hur lång tid som förflutit sedan Big Bang inträffade, beror på värdet av Hubbles konstant, som inte är så noggrant känd. Ett någorlunda gott värde på den torde vara 72 (km/s)/Mpc (Mpc = megaparsec; 1 parsec är det avstånd på vilket jordbanans medelradie synes under en vinkel av en bågsekund ≈ 3.26 ljusår). Vi kan göra en grov uppskattning av universums ålder genom att beräkna hur långt en avlägsen galax har färdats sedan Big Bang, om vi antar att den rört sig med konstant hastighet. Med hjälp av Hubbles lag finner vi då

$$t = \frac{d}{v} = H_0^{-1} = (72 \cdot 10^{-6} \text{ km/s/pc})^{-1} = \frac{3.26 \cdot c}{(72/3 \cdot 10^5) c \cdot 10^{-6}} \text{ a} = 1.35 \cdot 10^{10} \text{ a},$$

eller alltså ca 13.5 miljarder år (a = annum (år)). Expansionshastigheten behöver dock inte ha varit konstant, universums verkliga ålder beror därför av de kosmologiska modellerna. T.ex. enligt den euklidiska modellen är universums ålder $\frac{2}{3}H_0^{-1}$ eller alltså ca $9 \cdot 10^9$ år.

Det dröjde mycket länge innan en pålitlig teori för Big Bang utvecklades. Orsaken till detta var, att fysiken bakom de processer som ägde rum under universums tidigaste utveckling inte var kända på den tiden Hubble gjorde sin upptäckt. Det var först upptäckten av de subnukleära partiklarna, utvecklingen av kvarkmodellen, och teorin för de fundamentala växelverkningarna som gjorde det möjligt att utveckla en teori för Big Bang. I det följande skall vi ge ett kort sammandrag av de nuvarande kosmologiska teorierna. Schematiskt visas det som händer i figuren nedan.



Exakt hur det gick till vid universums skapelse kan fysiken inte ge något svar på, eftersom vi vet mycket litet om vad som hände under tiden fram till 10^{-43} s (**Planck-tiden**) efter Big Bang. Troligen var alla krafter i begynnelsen förenade till en enda fundamental kraft, men ännu vet man inte säkert hur detta går till. Efter 10^{-43} s sjönk temperaturen till ca 10^{32} K (energin var då $kT \approx 10^{28}$ eV) på grund av universums utvidgning, och gravitationskraften bortkopplades från den elektrosvaga kraften. Denna tidsperiod brukar också kallas **Plancks era**, eftersom storleken av universum då var av samma storleksordning som dess Compton-våglängd.

Efter omkring 10^{-35} s efter begynnelsen, då temperaturen hade fallit till ungefär 10^{27} K, kopplades den starka kraften bort från den elektrosvaga kraften. Under de följande 10^{-12} s ökade universums storlek mer än 10^{20} -faldigt, och bestod då av en kvarksoppa med leptoner, som växelverkade genom den elektrosvaga växelverkan. Enligt **inflationsteorin**, som lanserades av Alan Guth år 1979 expanderade universum med en faktor 10^{30} under den ytterst korta tidsrymden $10^{-36} \dots 10^{-34}$ s efter Big Bang, eller mer än vad universum expanderat under hela den tid, som förflutit sedan dess. Detta löser ett kosmologiskt problem, som brukar kallas för **horisontproblemet**. När man studerade den kosmiska bakgrundsstrålningen, som vi senare skall diskutera mera, så visade sig den motsvara en i det närmaste konstant temperatur i alla riktningar. Att vitt separerade delar av universum skulle ha samma temperatur verkade mycket egendomligt, även om de ursprungligen varit närmare varandra. Om man antar en ytterligt snabb expansion, så kan man föreställa sig, att anhopningar av materia som numera åtskiljs av miljoner ljusår, ursprungligen varit så nära varandra, så att temperaturen blivit densamma överallt.

Ett annat problem, som inflationsteorin kan sprida ljus över, är universums krökning, som bestämmer dess senare öden. Man har visat att universum har en kritisk densitet, som motsvarar värdet 1 av densitetsparametern Ω . Den ryska matematikern *Aleksandr Friedmann*, som var den första som introducerade ett expanderande universum redan år 1922, tänkte sig tre möjligheter beroende på vilken typ av krökning rymden hade. Ett universum med positiv krökning (ett slutet universum) skulle expandera först men sedan dra ihop sig igen, ett universum med negativ krökning (ett öppet universum) skulle expandera mer och mer för evigt. Om krökningen är noll (euklidiskt universum) så expanderar universum, men expansionshastigheten avtar småningom. Om universum är öppet, så är $\Omega > 1$ och expansionen tilltar, men om $\Omega < 1$ så är universum slutet och kommer till slut att dra ihop sig mot en punkt. Man antar att Ω var mycket nära 1 (euklidiskt universum) i ett tidigt skede av universums utveckling. Enligt inflationsteorin är avvikelserna fortfarande liten, vilket innebär att universum i stort sett är euklidiskt.

Vid tiden $t \approx 10^{-12}$ s hade temperaturen gått ned till ca 10^{15} K. Vid denna energi hade den elektrosvaga kraften blivit uppdelad på den elektromagnetiska och den svaga kraften. De laddade leptonerna kunde då växelverka med varandra elektromagnetiskt, och de neutrala leptonerna genom den svaga kraften. Kvarksoppan och de växelverkande leptonerna fortsatte att utvidgas och kylas ned, och vid tiden $t \approx 1\mu\text{s}$ hade temperaturen fallit till ca 10^{13} K.

Vid energier som svarade mot ca 10^{13} K började kvarkarna att bygga upp hadroner, dvs "kvarkarnas fångenskap" började.

Eftersom de flesta av dessa partiklar har korta livstider, så ersattes kvarksoppan snabbt av ett universum som huvudsakligen bestod av protoner, antiprotoner, neutroner och antineutroner jämte leptoner förstås. Partiklarna växelverkade med sina antipartiklar, vilket ledde till utsändning av en massa fotoner. Dessa γ -strålar kolliderade i sin tur med varandra och alstrade partikel-antipartikelpar. Således uppstod jämvikt mellan strålning och materie till följd av reaktioner av följande slag: $p + \bar{p} \leftrightarrow \gamma + \gamma$, $n + \bar{n} \leftrightarrow \gamma + \gamma$, $e^- + e^+ \leftrightarrow \gamma + \gamma$. Då temperaturen föll under 10^{13} K, vilket inträffade omkring $t = 100\mu\text{s}$, hade fotonerna inte längre tillräckligt med energi för att alstra p, \bar{p} eller n, \bar{n} par, dvs reaktionerna $\gamma + \gamma \rightarrow p + \bar{p}$ och $\gamma + \gamma \rightarrow n + \bar{n}$ var inte längre möjliga. Detta resulterade i p, \bar{p} och n, \bar{n} annihilation, tills det inte längre fanns några \bar{p} eller \bar{n} . Nästan alla protoner och neutroner annihileras också. Att det överhuvudtaget fanns några partiklar kvar vid denna tid beror på en liten asymmetri i de fundamentala lagarna (till lycka för oss), som ledde till att antalet kvarkar som ursprungligen bildades överskred antalet antikvarkar med 1 på 10^9 .

Den jämvikt mellan leptoner och fotoner som uppstod på grund av reaktionerna $e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$ och $\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$, upprätthölls ända till $t \approx 1$ s, då temperaturen föll under $6 \cdot 10^9$ K, på grund av den fortsatta expansionen. Vid denna tid var reaktionen $\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$ inte längre energetiskt möjlig. Som en följd härav, förintades elektroner och positroner, och universum dominerades av energi. Mycket litet antimateria återstod.

Under tiden mellan 1 s och 2 s efter Big Bang var de viktigaste processerna de svaga växelverkningarna $p + e^- \leftrightarrow n + \nu_e$ och $n + e^+ \leftrightarrow p + \bar{\nu}_e$. Vid tiden $t \approx 2$ s, hade temperaturen emellertid fallit så mycket, att reaktionerna $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ och $\nu_e + p \rightarrow n + e^+$ inte längre kunde äga rum, och universum blev genomskinligt för neutriner. Neutrinerna fortsatte att expandera utan växelverkningar, och byggde upp den 'kosmiska neutrino bakgrund', som man tror finns i universum idag.

Under tiden fram till 100 s, blev det också möjligt att producera tyngre kärnor genom termonukleär fusion. Dittills hade deuteriumkärnor som uppstod genom reaktionen $p + n \rightarrow {}^2_1\text{H}$ genast sönderfallit genom reaktionen $\gamma + {}^2_1\text{H} \rightarrow p + n$, eftersom deuterons bindningsenergi endast är 2.2 MeV. Detta förhindrade i sin tur uppkomsten av alla tyngre kärnor ("deuterium-flaskhalsen"). Vid $t \approx 100$ s hade temperaturen, och således också fotonernas energi fallit till en sådan nivå, att reaktionen $\gamma + {}^2_1\text{H} \rightarrow p + n$ inte längre var möjlig. Därefter kunde de lätta kärnorna ${}^2_1\text{H}$, ${}^3_2\text{He}$ och ${}^4_2\text{He}$ alstras genom termonukleär fusion. Heliumkärnans utomordentliga stabilitet, och avsaknaden av stabila kärnor med masstalet 5 och 8, förhindrade dock uppkomsten av tyngre kärnor med undantag av små mängder av ${}^7_3\text{Li}$.

Efter denna tid hade temperaturen fallit så, att de första atomerna kunde bildas. En proton fångade in en elektron och bildade en väteatom, men till en början sönderföll atomerna genom den fotoinducerade reaktionen $\gamma + {}^1_1\text{H} \rightarrow p + e^-$. När universum avkylts ca 300000 år var fotonenergierna inte längre så stora, att atomerna kunde joniseras. Kärnor och elektroner bildade stabila neutrala atomer av väte, helium och litium, och universum blev genomskinligt för fotoner. Materia och strålning skildes åt.

Fotonerna, som avkylts av expansionen, bildar den **kosmiska bakgrundsstrålningen**, som upptäcktes av Arno Penzias och Robert Wilson vid Bells laboratorier i New Jersey år 1964. Denna strålning, som är en svartkroppsstrålning med ett maximum omkring 2.73 K, är ett starkt stöd för Big Bang modellen.

Som vi redan nämnt, är den kosmiska bakgrundsstrålningen mycket likformig över hela himlen. Men år 1992 upptäckte COBE-satelliten fluktuationer i svartkroppsstrålningen av storleksordningen 10^{-5} K. Fluktuationerna beror på små densitetsvariationer i partikelsoppan, då universum var ungt. Man tror att det är de som gett upphov till stjärnor och galaxer. Nya mätningar av fluktuationerna genom observationer från ballonger (BOOMERanG) som sändes upp från Antarktis för några år sedan har nu visat, att universum sannolikt är nästan euklidiskt, alldeles som inflationsteorin har förutsagt. Densitetsparametern har alltså det kritiska värdet 1. Men ingen vet ännu, varför universum har blivit sådant det är.

Som vi har sett, har de lättaste grundämnena producerats i Big Bang, medan alla element lättare än järn har uppstått genom termonukleär fusion i stjärnorna. Element som är tyngre än järn förekommer mycket sparsamt, och tros ha uppstått vid supernova-explosioner. Så skall vi bege oss ner till jorden igen:

