

KAP XI ASTROFYSIK

1. INDLEDNING.

Astronomien regnes med rette for den ældste af alle videnskaber. Astronomiske observationer har fundet sted allerede flere tusinde år før år nul. Indtil moderne tid (år 1900), har astronomerne i alt væsentligt været beskæftiget med studiet af planeternes bevægelse i forhold til "fiksstjernerne". Med fremkomsten af Newtons gravitationslov (omk. år 1700) og udviklingen af den Newtonske mekanik, har man opnået en fuldstændig forståelse af planeterne og de øvrige himmellegemers indbyrdes bevægelse. De matematiske vanskeligheder med at forudberegne planeternes (og månens) nøjagtige baner er dog først blevet overvundet med indførelsen af de store datamater efter 1960.

Den traditionelle astronomi har i de sidste 50 år fået mindre betydning, og de astronomiske observationer er nu langt mere koncentreret om den galaktiske astronomi.

Først efter 1924 er man blevet klar over, at mælkevejens bælte af stjerner er et enormt roterende system af stjerner, som kaldes en galakse. Vor egen sol er én af ca. 200 milliarder stjerner, der tilhører denne galakse. Som det fremgår af mælkevejen er vor galakse fladtrykt, nærmest diskosformet med en kerne, hvor tætheden af stjerner er størst. Diameteren i vor galakse er ca. 100.000 lysår, og solen befinder i en afstand af ca. 30.000 lysår fra galaksens centrum. (1 lysår er lig den afstand, som lyset tilbagelægger på ét år. Omregnet til meter fås: $1 \text{ lysår} = 3,0 \cdot 10^8 \text{ m/s} \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600 \text{ s} = 9,5 \cdot 10^{15} \text{ m}$) Man formoder, at solen bevæger sig rundt om galaksens centrum med en fart på ca. 250 km/s.

Med konstruktionen af meget store teleskoper, har man opdaget, at objekter, der tidligere har været opfattet som stjerner i virkeligheden er fjerntliggende galakser. På side 276 er et fotografi af Andromedagalaksen, der blev identificeret allerede i 1924. Afstanden til Andromeda er 2,2 millioner lysår. I de senere år har man identificeret en mængde andre "stjerner" som fjerntliggende galakser.

Kap XI



Som en følge af den galaktiske astronomis udvikling og resultater, er der opstået en ny gren af astronomien, som kaldes kosmologi. Kosmologien beskæftiger sig med universets struktur, opståen og udvikling i stor skala. Alle kosmologiske teorier bygger på Einsteins generelle relativitetsteori fra 1916.

Astrofysikken beskæftiger sig med de fysiske processer, der er årsag til stjernernes udstråling af energi. I astrofysikken beskriver man de enkelte stjerners opståen og udvikling. Ud fra fysiske modeller af stjernerne, samt vores kendskab til atom- og kernefysik er man i stand til at beregne hvorledes en stjernes "liv" vil forløbe.

ASTROFYSIK

Hovedparten af den elektromagnetiske og anden stråling, der rammer jordens atmosfære bliver absorberet i atmosfæren. Atmosfæren er dog næsten gennemsigtig overfor lys i det synlige område. Dette kaldes for det "optiske vindue" til universet. Langt hovedparten af informationen om stjernerne hentes gennem det optiske vindue.

I de senere år har man fundet ud af, at også radiobølger i cm-området kan trænge gennem jordens atmosfære uden at blive absorberet. Dette bølgelængdeområde kaldes for "radiovinduet".

Det optiske vindue har tjent til astronomiske observationer i over 5000 år, mens radiovinduet kun har været i brug i ca. 20 år. Bygningen af de store radioteleskoper til at modtage og analysere radiostrålingen fra rummet har føjet radioastronomien til, som et vigtigt redskab i astrofysikkens tjeneste.

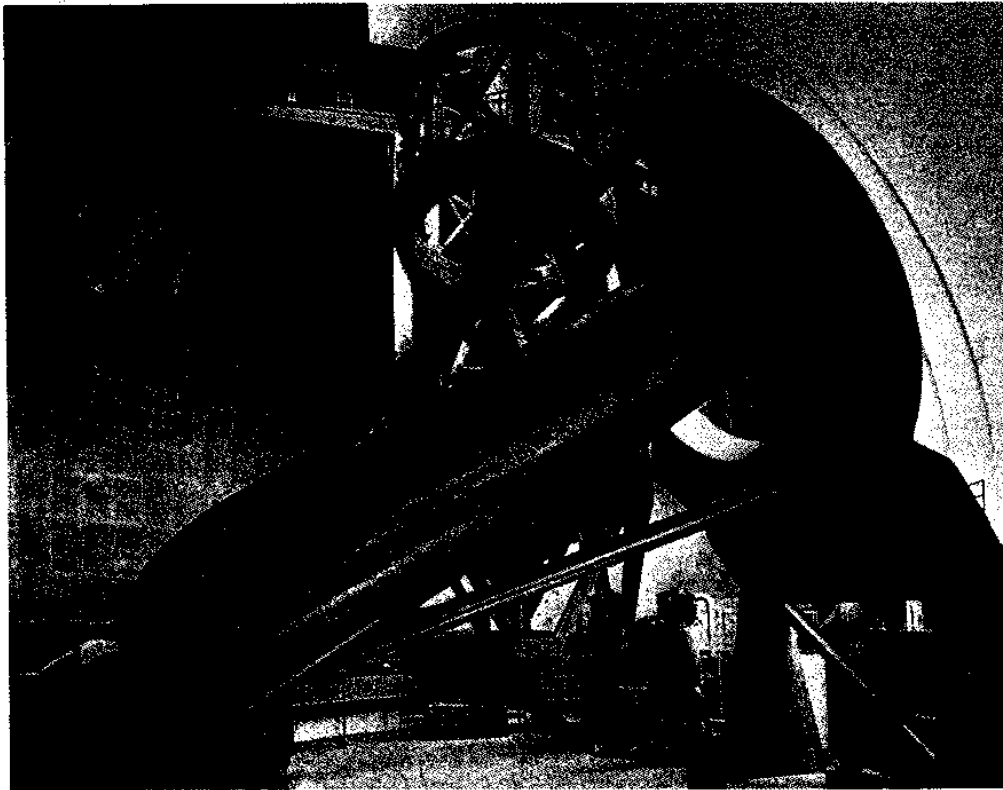


Kap XI

Fotografiet på side 277 viser et af de radioteleskoper, der både benyttes til radioastronomi og til kommunikation med fjerne rumsonder. Teleskopet er opstillet i en ørken i kalifornien. Det har en diameter på 65 meter og kan indstilles, således at det fastholder retningen til en radiokilde på trods af jordens bevægelse.

Radioteleskoperne har især vist deres store betydning ved at kunne modtage signaler fra objekter (quasarer) som er så fjerne (formodentlig 10^9 lysår borte), at de i mange tilfælde ikke kan registreres ved optiske metoder. Radioastronomien har også kunnet trænge ind i områder (f.eks. galaksekernerne), der ligger skjult bag store mængder af interstellart "støv", der hindrer lys i at passere.

Hovedparten af den information, vi får fra verdensrummet, kommer dog stadig fra en række observatorier forsynet med store optiske teleskoper. Verdens største spejlteleskop blev bygget i 1948 og findes på Hale-Observatory, Mount Palomar i California. Se figuren nedenfor.



ASTROFYSIK

Hulspejlet på Hale-teleskopet har en diameter på 5 meter. Teleskopet er anbragt i en drejelig kuppel, der kompenserer for jordens rotation, således at teleskopet kan være fixceret på et bestemt punkt i verdensrummet gennem lang tid. På denne måde kan man optage fotografier af meget fjerne og lyssvage objekter, idet eksponeringstiden kan være op til 6 timer. Andromeda-galaksen, som er vist på side 276, er et eksempel på et fotografi optaget med Hale-teleskopet.

Efter opsendelsen af satellitter nar man taet kendskab til den øvrige stråling vi modtager fra verdensrummet. Især har man lokaliseret en del røntgenkilder. Foruden røntgenstrålingen, der i det store og hele kan henføres til at stamme fra bestemte objekter i verdensrummet (sorte huller ?), er der i verdensrummet en konstant stråling af ladede partikler. Partikelstrålingen fra universet blev opdaget af R.A. Millikan, som gav den navnet kosmisk stråling. Den stråling, der rammer jordens atmosfære kaldes den primære kosmiske stråling. Intensiteten af den primære stråling er ca. 1 partikel pr. cm^2 pr. sek. Den sekundære stråling, som kan observeres ved jordoverfladen fremkommer når en primær-partikel reagerer med en atomkerne i atmosfæren, som skaber nye partikler. Efter flere påfølgende kernereaktioner, modtager man på jorden en "byge" af sekundær kosmisk stråling, hidrørende fra en enkelt primærpartikel.

En del af den kosmiske stråling kan henføres til solen, den såkaldte solvind, der er særlig voldsom samtidig med solpletter, der er "ekspllosioner" på solens overflade. En stor del af den kosmiske stråling er isotrop, hvilket betyder at intensiteten er den samme i alle retninger. Denne stråling kan derfor ikke komme fra solen. Det bemærkelsesværdige ved den kosmiske stråling er primærpartiklernes (hovedsaglig protoner og heliumkerner) meget store energier. Middelenergien for protonerne er ca. 10 GeV, men man har observeret partikler med energier op til 10^{11} GeV. Hvor, og hvordan partiklerne i den kosmiske stråling kan have fået disse enorme energier er stadig uvist.

Den kosmiske stråling kan iøvrigt iagttages som "nordlys", som fremkommer når hurtige ladede partikler afbøjes i jordens magnetfelt (nær polerne), under udsendelse af elektromagnetisk stråling.

Kap XI

2. ASTROFYSIKKENS GRUNDLAG.

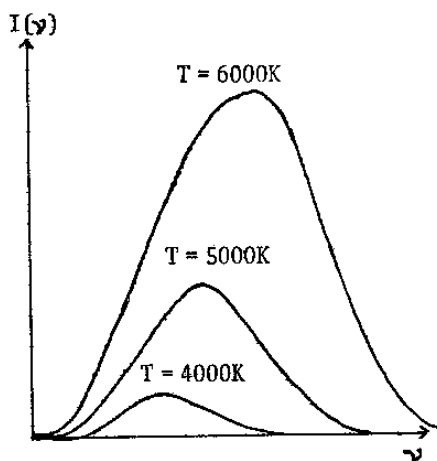
Astrofysikken inddrager mange forskellige områder af fysikken, hvoraf vi her vil opregne de vigtigste.

Plancks strålingslov er en formel for hvorledes intensiteten af den elektromagnetiske stråling, der udsendes fra et legeme i temperatur-ligevægt med omgivelserne, afhænger af strålingens frekvens.

Formlen, som angivet nedenfor, er diskuteret på side 129.

$$(2.1) \quad I(\nu)d\nu = \frac{8\pi h\nu^3 d\nu}{c^3(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1)}$$

$I(\nu)d\nu$ har enheden J/m^3 , og angiver den strålingsenergi pr. rumfangs-
enhed, der er i frekvensintervallet $[\nu, \nu+d\nu]$. T er den absolutte
temperatur af legemet og k er Boltzmanns konstant.



På figuren ved siden af er $I(\nu)$ skitseret for forskellige tempera-
raturer.

Plancks strålingslov anvendes til
at bestemme overfladetemperaturen
af en stjerne. Man kan se, at kur-
vens maximum forskydes mod højere
frekvenser, når temperaturen sti-
ger. Ud fra (2.1) kan man vise,
at den frekvens ν_{\max} , hvor kur-
ven har maximum, vokser propor-
tionalt med den absolutte tempera-
tur T efter Wiens forskydningslov.

$$(2.2) \quad \nu_{\max} = (1,03 \cdot 10^{11} \text{ Hz/K})T \quad \text{eller} \quad \lambda_{\max} T = 2,9 \cdot 10^6 \text{ nm K}$$

Ud fra Wiens forskydningslov kan man få et overblik over sammenhæn-
gen mellem en stjernes overfladetemperatur og farve.

Stjerner med en overfladetemperatur på 2000-4000 K har λ_{\max} i bølge-
længdeintervallet 1450-725 nm, og de er derfor røde.

Solen har en overfladetemperatur på ca. 6000 K. $\lambda_{\max} = 467 \text{ nm}$ og som

ASTROFYSIK

bekendt er solen gul.

Stjerner med en overfladetemperatur på mere end 9000 K har λ_{\max} mindre end 320 nm og de er derfor blåhvide.

Ud fra Plancks strålingslov kan man også opnå, hvorledes den totale udstråling fra en stjerne afhænger af temperaturen. Som vist på side 130 gælder der Stefan-Boltzmanns lov, der angiver den udsendte effekt pr. m^2 af overfladen.

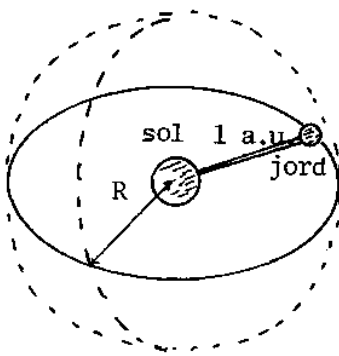
$$(2.3) \quad I = I(T) = \sigma T^4 \quad \text{hvor} \quad \sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{K}^4$$

2.4 Eksempel. Vi vil udregne den samlede energiflux fra solen og vise, hvorledes man kan efterprøve resultatet eksperimentelt.

Solens overfladetemperatur kan bestemmes ved at optage et spektrum fra solen og anvende Wiens forskydningslov. Man finder $T_{\odot} = 5800 \text{ K}$. Solens radius kan bestemmes til $R_{\odot} = 7,0 \cdot 10^8 \text{ m}$. Solens samlede energiudstråling findes da som energifluxen gennem en kugleflade med radius R_{\odot} .

$$L_{\odot} = 4\pi R_{\odot}^2 \sigma T_{\odot}^4 = 4\pi (7,0 \cdot 10^8 \text{ m})^2 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{K}^4 (5800 \text{ K})^4$$

$$L_{\odot} = 3,9 \cdot 10^{26} \text{ W}$$



På jorden kan man bestemme den såkaldte solar konstant, der er energifluxen fra solen gennem 1 m^2 ved jordens overflade, vinkelret på retningen til solen og korrigeret for absorptionen i atmosfæren.

Solar konstanten bestemmes kalorimetrisk til $F_{\odot} = 1,39 \cdot 10^3 \text{ W/m}^2$.

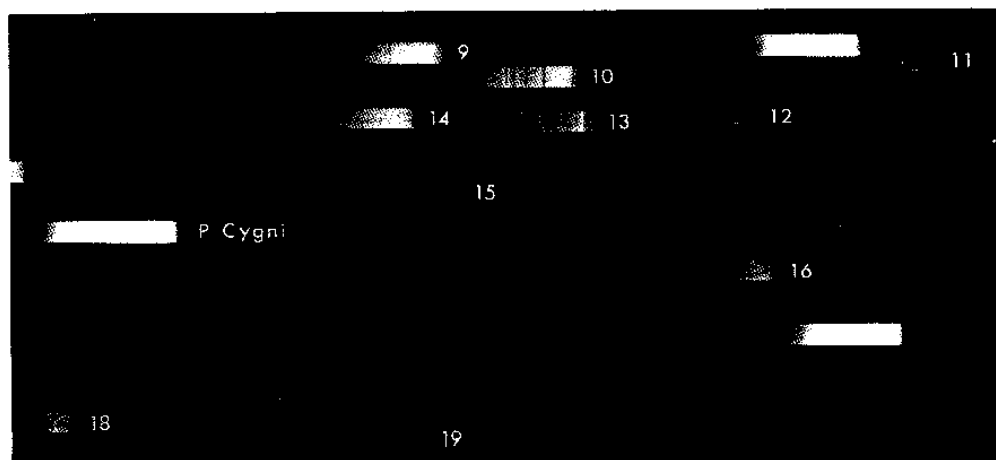
Som skitseret på figuren, kan L_{\odot} da beregnes som solar konstanten gange arealet af en kugleflade med radius $R = 1 \text{ a.u.}$ ($= 1 \text{ astronomisk enhed} = 1,495 \cdot 10^{11} \text{ m}$), som er middele radius i jordens bane omkring solen.

$$L_{\odot} = 4\pi R^2 F_{\odot} = 4\pi (1,495 \cdot 10^{11})^2 1,39 \cdot 10^3 \text{ W} = 3,9 \cdot 10^{26} \text{ W}$$

Kap XI

Ud fra Plancks strålingslov kan man bestemme en stjernes overfladetemperatur og energiudstråling ved at optage det kontinuerte spektrum fra stjernen. Plancks strålingslov giver derimod ingen oplysning om hvilke grundstoffer stjernen består af.

Grundstofferne i stjernens atmosfære kan imidlertid identificeres ved at bestemme absorptionslinierne i stjernens kontinuerte Planckspektrum. Absorptionslinierne i solens spektrum er navngivet efter deres opdager og kaldes Fraunhoferske linier.



Ovenfor er vist et udsnit af et fotografi med stjernespektre. Billedet er opnået ved at lade lyset fra stjernerne passere et prisme. Hver af de vandrette spektre svarer til en bestemt stjerne. På nogle af spektrene ses tydelige absorptionslinier.

Absorptionslinierne fremkommer, fordi lys med den givne frekvens absorberes i stjernens atmosfære. Dette sker, når stjerneatmosfæren deholder atomer med ensfgrskel i energiniveauer, der sammen med lysets frekvens passer i Bohrs frekvensbetingelse: $h\nu = E_i - E_j$

Absorptionslinierne svarer derfor til linierne i atomets spektrum.

Et atoms spektrum er en sikker kode til atomets identifikation.

Ved hjælp af absorbtionsspektrene, har man konstateret, at alle stjerners atmosfære indeholder brint. I de fleste tilfælde kan man også identificere helium. Man har endnu aldrig observeret spektre, der kunne tyde på eksistensen af andre grundstoffer end dem vi ken-

ASTROFYSIK

der på jorden.

Som det er udregnet på side 281 er solens energiudstråling enorm. Allerede i midten af 1800-tallet foreslog Kelvin og Helmholtz, at solens energiudstråling hidrørte fra et tab i potentiel tyngdeenergi. Dette skal forstås således, at solen opfattet som en gigantisk gasmasse trækker sig sammen på grund af sin egen gravitation, hvorved der omdannes potentiell tyngdeenergi til kinetisk energi af gasmolekylerne.

Sammenhængen mellem den middelkinetiske energi af et molekyle og gassens temperatur er givet ved Boltzmanns relation:

$$(2.5) \quad \langle \frac{1}{2}mv^2 \rangle = \frac{n}{2}kT \quad (k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K er Boltzmanns konstant})$$

n kaldes for antallet af frihedsgrader, og er lig med 3 for en énatomig gas.

En beregning viser imidlertid, at med solens nuværende energiudstråling, skulle den have en alder på ca. 10^7 år, hvis energiudstrålingen hidrørte fra potentiel tyngdeenergi. Denne alder er ca. 450 gange mindre end hvad man kan slutte sig til ud fra andre metoder. Det er derfor usandsynligt, at hele solens energiudstråling skulle kunne forklares ud fra tabet i tyngdeenergi.

De to fysikere H. Bethe og C.F. Von Weitzsäcker foreslog i 1930 i kernefysikkens tidlige år, at solens energiudstråling kunne forklares ud fra kerneprocesser i solens indre. Disse processer skulle bestå i en fusion af lette (brint)-kerner til tungere (helium)-kerner under frigørelse af energi efter Einsteins ækvivalens mellem masse og energi: $E = mc^2$.

Man er nu klar over, at hovedparten af stjernernes energiudstråling kommer fra fusionsprocesser i stjernernes indre. På denne måde har kernefysikken og elementarpartikelfysikken fået en central placering i astrofysikken.

Ved de temperaturer der hersker i stjernernes indre er atomerne fuldstændig ioniserede. Atomkerner og elektroner bevæger sig rundt mellem hinanden i en tilstandsform af stoffet som kaldes plasma.

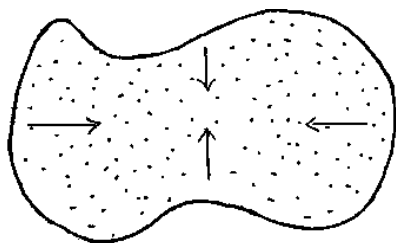
Kap XI

I et forsøg på at kontrollere fusionsprocesser til energiudvinding er plasmafysikken blevet en central faktor. Plasmafysikken beskæftiger sig med lovmæssighederne for plasmaets opførsel, (der afviger en del fra de almindelige gaslove), og med hvorledes fusionsprocesserne afhænger af plasmaets tryk, temperatur og tæthed. Det er klart at plasmafysikken er væsentlig for forståelsen af energiproduktionen i en stjerne.

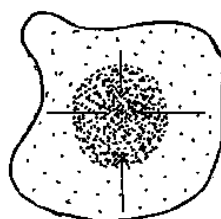
3. EN STJERNES UDVIKLING

Vi vil i dette afsnit meget summarisk opridse, hvorledes man forestiller sig, at en stjerne skabes, udvikler sig og dør. Man deler normalt dette forløb op i en række faser.

Kontraktionsfasen. I denne fase dannes stjernen ved at en stor gasmasse trækker sig sammen under indflydelse af sin egen gravitation



Gasmasse i kontraktion



Proto-stjerne

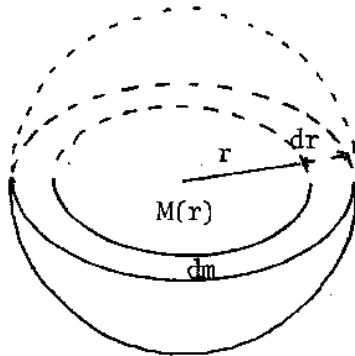
3.1 Eksempel.

Vi vil beregne den energi, der frigøres, når en gasmasse trækker sig sammen og danner et legeme med samme masse og radius som solen.

Denne energi kan beregnes som forskellen mellem den potentielle energi, når massedelene er uendelig langt fra hinanden (potentiell energi nul) og den potentielle energi af en homogen kugle med masse M_{\odot} og radius R .

Da den potentielle energi ikke afhænger af, hvorledes massen er blevet samlet, vil vi antage at den er blevet opbygget af tynde kugleskaller.

ASTROFYSIK



På figuren er vist en kugle med radius r og masse $M(r)$, hvor man tilføjer en skal med massen dm . Bidraget dE_{pot} til den potentielle energi, som man får fra denne skal, kan udregnes efter den sædvanlige formel for den potentielle energi af et legeme i afstanden r fra en kugle med masse $M(r)$:

$$dE_{\text{pot}} = -G \frac{M(r) dm}{r}$$

Vi antager at kuglen er homogen med massefylde ρ . Rumfanget $V_{\text{kugle}} = \frac{4}{3}\pi r^3$ og rumfanget af en kugleskal med radius r og tykkelse dr bliver $dV_{\text{skal}} = 4\pi r^2 dr$. Heraf fås $M(r) = \rho \frac{4}{3}\pi r^3$ og $dm = \rho 4\pi r^2 dr$. Indsættes dette nu i udtrykket for dE_{pot} , og integreres fra 0 til R_{\odot} , finder man:

$$dE_{\text{pot}} = -G \frac{(4\pi\rho)^2}{3} r^4 dr \quad \rightarrow \quad E_{\text{pot}} = -G \frac{(4\pi\rho)^2}{3} \int_0^{R_{\odot}} r^4 dr$$

$$E_{\text{pot}} = -G \frac{(4\pi\rho)^2}{15} R_{\odot}^5 \quad \rightarrow \quad E_{\text{pot}} = -\frac{3}{5} G \frac{M_{\odot}^2}{R_{\odot}}$$

For at opnå det sidste udtryk har vi benyttet at $M_{\odot} = \frac{4}{3}\pi R_{\odot}^3 \rho$. Indsætter man $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{30} \text{ kg}$ og $R_{\odot} = 7,0 \cdot 10^8 \text{ m}$ finder man:

$$E_{\text{pot}} = -2,26 \cdot 10^{41} \text{ J}$$

Antager man at solens udstråling har været konstant lig med den nuværende $L_{\odot} = 3,9 \cdot 10^{26} \text{ W}$, kan solen udsende en sådan energimængde i $|E_{\text{pot}}|/L_{\odot} = 5,81 \cdot 10^{14} \text{ s} = 1,84 \cdot 10^7 \text{ år}$.

I beregningen ovenfor har vi anvendt meget grove approximationer, men den viser alligevel klart forskellen mellem solens faktiske alder ($\sim 10^{10}$ år) og dens beregnede levetid under forudsætning af at den udelukkende forbruger tyngdeenergi til sin udstråling.

Uoverensstemmelsen fjernes ikke ved en mere nøjagtig beregning.

Kap XI

Stjernens kontraktion bevirker, at der omdannes potentiel energi til kinetisk energi af stjernens atomer. I trit med kontraktionen opvarmes stjernen, og den begynder at udstråle energi givet ved Plancks strålingslov. (Stefan-Boltzmanns lov).

Sammenhængen mellem stjernens temperatur og den gennemsnitlige kinetiske energi af stjernens atomer er givet ved Boltzmanns relation:

$$(3.2) \quad \langle \frac{1}{2} m_H v^2 \rangle = \frac{3}{2} k \cdot T$$

Den forbrugte tyngdeenergi går dels til opvarmning af stjernen, mens resten forsvinder som stråling. Hvor meget tyngdeenergi der går til opvarmning og hvor meget, der forsvinder som stråling er fastlagt af det såkaldte virial-teorem, der fastslår, at for et system af vekselvirkende partikler er den gennemsnitlige kinetiske energi af systemets partikler numerisk halvt så stor, som den gennemsnitlige potentielle energi af systemet. Dette skrives normalt på følgende måde:

$$(3.3) \quad 2 \langle E_{\text{kin}} \rangle + \langle E_{\text{pot}} \rangle = 0$$

Ud fra virial-teoremet og energibevarelse, kan man da slutte, at den anden halvdel af den potentielle energi må udsendes som stråling.

Irykket fra de overliggende gasmasser vokser efterhånden som stjernen trækker sig sammen. Med den forøgede temperatur i stjernens indre vil der imidlertid skabes et udadrettet modtryk, der i første omgang kan beregnes af tilstandsligningen for ideale gasser.

$$(3.4) \quad PV = NkT \Leftrightarrow P = \frac{N}{V}kT \Leftrightarrow P = nkT$$

Normalt vil man i astrofysikken anvende tilstandsligningen svarende til det sidste udtryk i (3.4). Her betyder n ikke antallet af mol, men antallet af atomer pr. m^3 .

I begyndelsen af kontraktionsfasen er stjernens temperatur ret lav og stjernen er ikke synlig. Efterhånden som temperaturen i stjernens

ASTROFYSIK

indre vokser, opvarmes også de ydre gasmasser, og når de ydre gasmasser har en temperatur på ca. 1000 K er stjernen blevet synlig. Den vil da lyse ret kraftigt på grund af sin store udstrækning, idet den udstrålede energi er proportional med overfladen af stjernen.

Hvis temperaturen i stjernens indre kommer op over 10^6 K, er tryk og temperatur i stjernens indre tilstrækkelige til at sætte en fusionsproces af brintkerner igang. Stjernen går da over i hovedseriefasen.

Hvis stjernens masse er mindre end 0,07 solmasser, bliver temperaturen aldrig tilstrækkelig til at kernereaktionerne går igang.

Stjernen vil da efterhånden afkøles, og ende som en sort dværg.

De sorte dværge er usynlige, men man har formodning om, at de er endog mere hyppige end de lysende stjerner.

Man kunne måske formode, at jorden og de andre planeter er sorte dværge, men det kan ikke være tilfældet på grund af planeternes store indhold af tungere grundstoffer. En sort dværg består formodentlig af universets oprindelige sammensætning, dvs. brint og lidt helium.

HOVEDSERIEFASEN.

Hvis temperaturen i en stjernes indre kommer op over 10^6 K, er det tilstrækkeligt til, at der begynder en fusionsproces af brintkerner.

Herved frigøres der energi, og temperaturen i stjernens indre vil begynde at stige yderligere. En forøget temperatur vil imidlertid give et forøget udadrettet tryk, og kontraktionen vil ophøre.

Stjernen vil nu befinde sig i en art ligevægtstilstand, hvor trykket fra de ydre gasmasser modsvares af et gastryk fra stjernens indre.

En kontraktion vil betyde en forøgelse af antallet af fusioner, dette bevirker en temperaturstigning i stjernens indre, som skaber et forøget udadrettet gastryk. Bliver det udadrettede gastryk for stort begynder stjernen at ekspandere med en påfølgende afkøling.

I hovedseriefasen fremtræder stjernen som klart lysende.

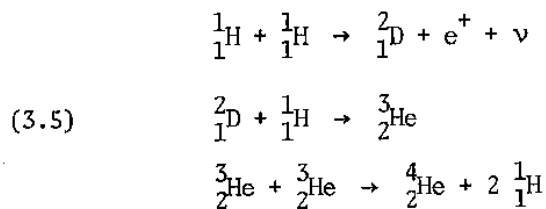
Solen befinder sig i hovedseriefasen, og de fleste modeller for stjerneudviklinger fastslår at solen har været i hovedseriefasen i ca.

Kap XI

$4,5 \cdot 10^9$ år og at den fortsat vil befinde sig i hovedseriefasen i endnu $5,2 \cdot 10^9$ år.

Den tid en stjerne befinder sig i de enkelte faser afhænger meget af stjernens masse. Reglen er dog i alle tilfælde, at en tung stjerne gennemløber sine faser hurtigere end en let stjerne. Således vil en stjerne på ca. 10 solmasser gennemløbe hovedseriefasen på ca. $2 \cdot 10^6$ år, d.v.s. mere end 10^3 gange hurtigere end solen. På side 291 er en tabel over hvor længe en stjerne vil opholde sig i de forskellige faser.

Den proces hvorved brintkerner sammensmeltes til heliumkerner foreløber oftest som vist nedenfor:



Man ser at nettoprocessen er at 4 ${}^1_1\text{H}$ -kerner smelter sammen til 1 ${}^4_2\text{He}$ -kerne, under udsendelse af to positroner og to neutrinoer.

Den frigjorte kinetiske energi, Q -værdien for processen, beregnes af:

$$(3.6) \quad Q = -\Delta mc^2 = -(4,00260u - 4 \cdot 1,00783u) = 0,02872u = 26,74 \text{ MeV}$$

3.7 Eksempel:

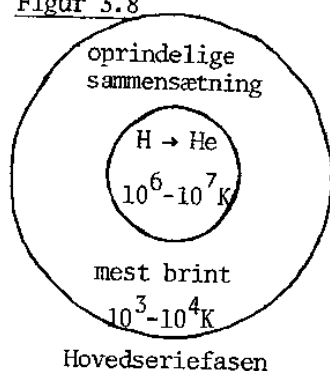
Vi har tidligere anført, at solens samlede energiudstråling er $3,9 \cdot 10^{26}$ W. Vi vil nu udregne, hvor mange kg brint der pr. sek. skal omdannes til helium for at fastholde denne energiproduktion.

Løsning: $Q = 26,74 \text{ MeV} = 4,28 \cdot 10^{-12} \text{ J}$. Per sek. skal der derfor ske $3,9 \cdot 10^{26} / 4,28 \cdot 10^{-12} = 9,10 \cdot 10^{37}$ processer. Da der indgår 4 brintkerner i hver fusion bliver dette til $3,64 \cdot 10^{38}$ brintkerner. Dette kan omregnes til g brint ved at dividere med Avogadros tal.

$$\text{Antal kg brint pr. sek: } \frac{3,64 \cdot 10^{38}}{6,023 \cdot 10^{23}} = 6,05 \cdot 10^{14} \text{ g} = 6,05 \cdot 10^{11} \text{ kg}$$

ASTROFYSIK

Figur 3.8

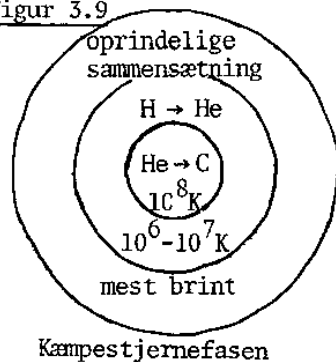


KÆMPESTJERNEFASEN

Ved hovedseriefasens afslutning begynder stjernen en ny kontraktion. Herved bliver såvel tæthed som temperatur forøget i de centrale dele af stjernen. Temperaturforøgelsen skyldes den frigjorte potentielle energi, hvoraf halvdelen ifølge virialteoremet vil omdannes til kinetisk energi.

Mens centralområdet af stjernen bliver mindre og varmere vil der ske det lidt overraskende, at stjernens atmosfære samtidig ekspanderer og bliver køligere. Stjernen er blevet til en rød kæmpestjerne.

Figur 3.9

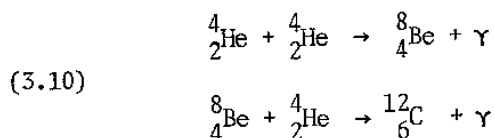


Når temperaturen i det centrale område har nået 10^8 K , vil der starte en fusion af heliumkerner til kulstof. Fusionen er ledsaget af energifrigørelse, og der kommer igen en vis balance mellem indadrettet og udadrettet tryk, så kontraktionen ophører. Når heliumfusionen kommer igang stiger temperaturen så meget, at det også sætter en brintfusion igang i det lag, der ligger uden om det centrale område. I kæmpestjernefasen vil der således være et centralt område, hvor der sker en fusion af helium til kulstof, og uden om dette en skal, hvor der sker en fusion af brint til helium. Endelig vil der være en ydre skal med stjernens oprindelige sammensætning. Dette er søgt illustreret på figur (3.9).

Ved hovedseriefasens afslutning består stjernen af en helium-kerne omgivet af en ydre skal af den oprindelige sammensætning, d.v.s. hovedsaglig brint. Fusionsprocesserne i stjernens indre vil langsomt ophøre, og temperaturen vil begynde at aftage, hvorved det udadrettede tryk vil reduceres. Stjernen vil igen begynde at trække sig sammen og gå over i en ny fase.

Kap XI

Fusionen af heliumkerner til kulstof kaldes for triple-alfa-proces-
sen. Den vil forløbe som angivet nedenfor.



Nettoprocessen er at 3 ${}^4_2\text{He}$ -kerner smelter sammen og danner en ${}^{12}_6\text{C}$ -kerne under frigørelse af energi. Q-værdien for processen er:

$$(3.11) \quad Q = -(12,0000 - 3 \cdot 4,00260) \cdot 931 \text{ MeV} = 7,26 \text{ MeV}$$

Ved hovedseriefasen understregede vi den balance, der er mellem ener-
giproduktion, temperatur og udadrettet tryk. Denne balance hviler
groft set på tilstandsligningen for ideale gasser, ifølge hvilket
trykket vokser med forøget temperatur, hvorefter det centrale område
ekspanderer og afkøles.

I kæmpestjernefasen er tætheden i det centrale område imidlertid så
stor (10^{10} kg/m^3) at stoffet ikke længere opfører sig som en ideal
gas. Gassen siges da at være degenereret.

I en degenereret gas vokser trykket ikke med temperaturen, mens ener-
giproduktionen vokser voldsomt med forøget temperatur. Dette kan be-
virke at He-fusionen løber løbsk, temperaturen i det centrale områ-
de stiger voldsomt på kort tid, stjernen er ikke længere stabil, og
det hele ender med en "eksplosion", hvor stjernens ydre lag slynges
ud i rummet, og tilbage bliver der kun det centrale område, der er
en lille (på størrelse med jorden), meget massiv (10^{30} kg) og me-
get varm (10^4 - $5 \cdot 10^4 \text{ K}$) kugle, der kaldes for en hvid dværg.

Det er især de lettere stjerner på størrelse med solen som ender
som hvide dværge. I de tungere stjerner vil heliumfusionen fortsætte
indtil stjernen har et centralt område af kulstof.

Når heliumfusionen ophører vil stjernen igen trække sig sammen, og
den frigjorte tyngdeenergi vil bevirke en yderligere opvarmning af
det centrale område.

ASTROFYSIK

Når temperaturen i det centrale område kommer op omkring 10^9 K, starter der en fusion af kulstofkerner til tungere kerner.

Fusionen af lettere kerner til tungere kerner vil fortsætte så længe sammensmeltningen sker under energifrigørelse. Som omtalt i kernefysikken, vil dette være tilfældet indtil atomnummeret når ca. 26. Dette svarer til jern, som har den højeste bindingsenergi pr. nukleon. Når der inde i den centrale del af stjernen er dannet en kerne af jern, har stjernen ikke længere nogen mulighed for at modstå presset fra de ydre lag. Der vil ske en hurtig kontraktion, et såkaldt kol-laps, og den enorme mængde tyngdeenergi, der på denne måde pludselig frigøres, vil give stjernen en voldsom "død" i form af en supernova-eksplosion. Dette vil vi videre omtale i afsnittet om stjernedød.

3.12 Tabel over hvor længe en stjerne vil opholde sig i de forskellige faser, angivet for en række karakteristiske stjernemasser. Bemærk, at massen også fastlægger overfladetemperaturen af stjernen.

Masse M = 1	Temperatur K	Kontraktions- fase. 10^6 år.	Hovedserie- fase. 10^6 år.	Kæmpestjerne- fase. 10^6 år.
0,1	3000	500	10^7	-
0,5	3900	200	10^5	-
1	5800	50	9700	-
3	14000	3	240	90
10	27000	0,2	22	5
30	44000	0,02	4,9	0,8

SLUTFASEN. STJERNEDØD.

Stjerner med en masse på mindre end 1,4 solmasser vil ende som hvide dværge. Dette skyldes som omtalt, at heliumfusionen løber løbsk i kæmpestjernefasen. De ydre lag af stjernen slynges ud i rummet i en art eksplosion, og tilbage er et lille varmt centrallegeme, en hvid dværg.

En hvid dværg er på størrelse med jorden, mens massen typisk er omkring én solmasse. Massefylden er derfor særdeles høj, 10^{10} - 10^{11} kg/m³.

Kap XI

På trods af, at hvide dværge er meget varme stjerner, er de normalt lyssvage på grund af den ringe størrelse. En af de bedst kendte hvide dværge er Sirius B, der er den ene af dobbeltstjernesystemet Sirius. Den kan dog kun ses i meget stærke teleskoper, da den anden stjerne i systemet, Sirius A er meget lysstærk.

I en hvid dværg sker der ingen kernereaktioner. Stjernen afkøles udelukkende på grund af sin udstråling, og afkølingen kan godt tage lang tid, af størrelsesorden 10^{10} år.

Hvis massen af stjernen er større end 2 solmasser, vil kæmpestjernefasen afsluttes med en supernovaeksplosion, hvor de ydre lag af stjernen slynges ud i rummet. Overfladen af stjernen vil vokse hurtigt uden at der sker en tilsvarende afkøling. Da den samlede lysudsendelse fra stjernen kan udregnes af formlen $L = 4\pi R^2 \sigma T^4$, ser man, at forøges radius for fastholdt temperatur vil lysstyrken vokse med 2. potens af radius. I en supernovaeksplosion kan radius vokse med en faktor 10^5 i løbet af få dage, og lysstyrken vil i løbet af samme tid vokse med en faktor 10^{10} . Dette vil svare til at supernovaen i nogle få dage lyser kraftigere end alle mælkevejens $2 \cdot 10^9$ stjerner tilsammen.

En supernovaeksplosion kan derfor ikke være vanskelig at observere, men desværre er de ret sjældne. Inden for de sidste 1000 år har man kun beretninger om 4 supernovaeksplosioner. Beretninger fra kinesiske astronomer tyder på at der har været én i år 1006 og én i år 1054. Thyco Brahe observerede en supernova i 1548, og Kepler én anden i 1604. Den mest berømte af supernovaerne er den som blev observeret i 1054.

I 1950'erne observerede man en ekspanderende gaståge i stjernebilledet Tyren. Denne tåge kaldes for krabbetågen. Inde i Krabbetågen befinder der sig en lyssvag, men formodentlig meget varm stjerne (dette kan ses af dens blåhvide farve). Observationerne af Krabbetågen tydede derfor på, at det drejede sig om resterne fra en supernovaeksplosion. Ved med års mellemrum at fotografere Krabbetågen lykkedes det (på trods af afstanden ca. 5000 lysår) at bestemme eks-

ASTROFYSIK

pansionshastigheden af gastågen. Derefter var det simpelt at regne baglæns for at finde ud af hvornår supernovaeksplosionen havde fundet sted. Man fandt at det måtte være sket for ca. 900 år siden. Det ejendommelige var, at man ikke i Europa havde nogen beretninger om mærkelige himmelfænomener på dette tidspunkt. Først da man gennemgik kinesiske observationer fik man identificeret supernovaeksplosionen. Både tidspunktet 1054 og positionen var i overensstemmelse med nutidige observationer. De kinesiske astronomer beretter, at lyset fra eksplosionen var så kraftigt, at den kunne ses om dagen.

Man antager, at grundstoffer tungere end jern bliver dannet ved supernovaeksplosioner. Opbygningen af de tunge grundstoffer sker ved neutronindfangning og påfølgende beta-henfald. Jorden og de øvrige planeter er med deres store rigdom af tunge grundstoffer antagelig rester fra en supernovaeksplosion.

Ved supernovaeksplosionen sker der et kollaps af stjernens centrale område. Gravitationskræfterne er så voldsomme, at kontraktionen fortsætter indtil atomkernerne ligger helt tæt, og alle elektroner er trykket ind i protonerne og har dannet neutroner. Tilbage er der en såkaldt neutronstjerne. En neutronstjerne kan bedst sammenlignes med en kæmpe stor atomkerne, idet massen svarer til 2-3 solmasser, mens radius kun er ca. 10 km. Massefylden er da af størrelsesordenen 10^{18} kg/m³. (En terning på 1 cm³ af "stoffet" vil veje en milliard tons) På grund af den ekstremt lille størrelse, er neutronstjernerne så lyssvage, at de næppe kan observeres direkte. I 1967 observerede en engelsk astronom en pulserende radiostråling, blandt andet fra centrum af krabbetågen. Radiokilderne blev kaldt for pulsarer. Man mener nu, at pulsarerne er roterende neutronstjerner, der udsender radiobølgerne med samme frekvens, som deres omløbsfrekvens. Da pulsarenes frekvens er af størrelsesordenen 100 Hz, betyder det at neutronstjernerne roterer med samme frekvens.

Neutronstjernernes meget korte omløbstid kan forklares ud fra impulsmomentbevarelse. Impulsmomentet $L = I\omega$ er produktet af stjernens inertimoment og dens vinkelhastighed. ($I = \frac{2}{5}Mr^2$, hvor r = stjerne-

Kap XI

radius). Når stjernen kollapser, formindskes r drastisk, og inertimomentet aftager med r^2 . Skal impulsmomentet $L = I\omega$ være bevaret må ω forøges tilsvarende. Dette forklarer den hurtige rotation.

Hvis massen af den stjerne, der kollapser ved en supernovaeksplosion er større end ca. 3 solmasser, standser kollapset ikke ved neutronstjernen, men fortsætter på grund af det enorme gravitationsfelt.

Hvad der egentlig sker med stoffet ved man ikke, men processen kaldes for "gravitationelt kollaps". Når kontraktionen standser, har man det man kalder et "sort hul".

Et sort hul kan bedst karakteriseres som et legeme med et gravitationsfelt, der er så stærkt, at undvigelseshastigheden fra legemet overstiger lysets hastighed. Dette betyder at lys, der forsøges udsendt, vil blive suget tilbage i det sorte hul. Et sort hul kan derfor ikke udsende stråling og er principielt usynligt.

3.13 Eksempel.

Vi har i bind 2 udledt en formel for undvigelseshastigheden v fra et legeme med radius R og masse M . Ud fra en urelativistisk energibetragtning følger det:

$$\frac{1}{2}mv^2 - G\frac{Mm}{R} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad v^2 = \frac{2GM}{R} \quad \Leftrightarrow \quad R = \frac{2GM}{v^2}$$

Den sidste af formlerne angiver radius af et legeme, hvor undvigelseshastigheden er v . Det er et bemærkelsesværdigt tilfælde, at man finder den samme formel ud fra den generelle relativitetsteori.

Sætter vi derfor i den sidste formel v lig med lysets hastighed c , finder man en formel til bestemmelse af radius i et sort hul

$$R_S = \frac{2GM}{c^2} \quad (\text{Radius i et sort hul med masse } M)$$

Man kan f.eks. benytte formlen til at udregne radius i et sort hul på 4 solmasser.

$$R_S = \frac{2 \cdot 6,67 \cdot 10^{-11} \cdot 8 \cdot 10^{30}}{(3 \cdot 10^8)^2} \text{ m} = 1,19 \cdot 10^4 \text{ m} = 11,9 \text{ km}$$

Massefylden for et sort hul af denne størrelse vil være $1,15 \cdot 10^{18} \text{ kg/}$

ASTROFYSIK

Teorien, der fører frem til eksistensen af sorte huller, har vakt en del kritik. Begrundelsen er især den, at de sorte huller er principielt usynlige. Nogle fysikere har derfor opfattet debatten om de sorte huller som ligeså meningsløs som at strides om, hvorvidt der gemmer sig en usynlig dæmon under bordet, hvis den iøvrigt ikke kan observeres direkte. Det er nok korrekt, at en fysisk teori, der ikke lader sig eksperimentelt efterprøve, er uden interesse, men i de senere år har man fundet inddirekte metoder til at observere sorte huller. Det mest kendte eksempel er røntgenkilden Cygnus X-1.

Cygnus X-1 er et dobbeltstjernesystem, men den ene af stjernerne er usynlig. Man har derfor foreslået, at den usynlige komponent kunne være et sort hul. (Hvad man har kunnet observere er egentlig at den synlige stjerne bevæger sig i et stærkt gravitationsfelt).

Efter opsendelse af satellitter, har man kunnet identificere Cygnus X-1 som en af røntgenkilderne i universet. Dette passer godt ind i teorien om et sort hul som ledsagerstjerne. Røntgenstrålingen skulle nemlig fremkomme ved, at det sorte hul suger gasmasser fra den synlige komponent til sig. De ladede partikler i gassen vil på grund af gravitationsfeltets størrelse få så voldsomme accelerationer, at de vil udsende røntgenstråling. Man kan ud fra teoretiske overvejelser fastlægge spektret af den udsendte stråling. I 1975 observerede man en forøget røntgenaktivitet fra Cygnus X-1. Røntgenspektret blev optaget af satellitter, der kredser om jorden, men spektret var ikke i særlig god overensstemmelse med de teoretiske beregninger.

Både målingerne og de teoretiske beregninger i forsøget med Cygnus X-1 er imidlertid behæftet med så stor usikkerhed, at man stadig (1978) må betragte det som eksperimentelt uafklaret om der findes sorte huller eller ej.