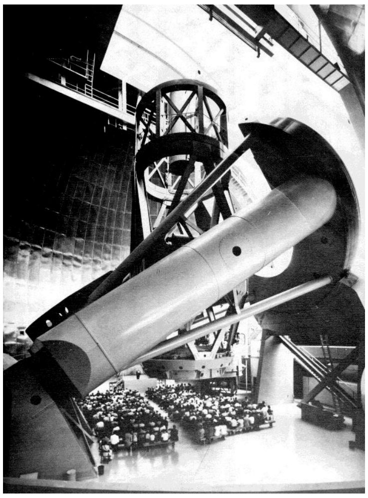
45 Zvezde in vesolje

O zvezdah – Spektralni razredi – Zvezdni diagram – Rojevanje zvezd – Zrela doba zvezd – Staranje in smrt zvezd – Galaksija in galaksije – Širjenje vesolja – Širitveni model – Napovedi modela – Zgodnje vesolje

45.1 O zvezdah

Pri raziskovanju čedalje manjših sestavnih delcev snovi smo dospeli do atomskih jeder in do njihovih nukleonov. Čas je, da raziskave usmerimo v nasprotno smer, proti čedalje večjim zgradbam – zvezdam in njihovim združbam. Bistveno vlogo pri tem imajo opazovalni instrumenti, daljnogledi. Za bližnja telesa zadostujejo "navadni" daljnogledi, za oddaljena pa potrebujemo ogromne priprave.



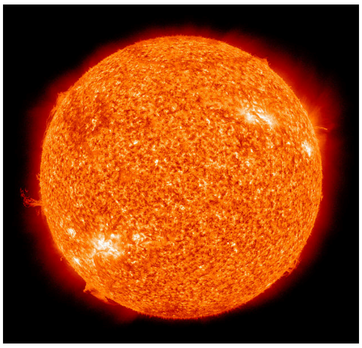
Slika 45.1 Daljnogled na Mt. Palomarju. Njegovo zrcalo ima premer 5 metrov. Daljnogled je tako velik, da lahko sedi opazovalec kar v njem. (Palomar Observatory)

Lastnosti Sonca

O zvezdah marsikaj že vemo. Najbolj seveda poznamo najbližjo zvezdo, Sonce. Izmerili smo že njegovo oddaljenost $d_\odot$ od Zemlje [27.2], polmer $R_\odot$ [27.2], maso $M_\odot$ [19.11], izsev $P_\odot$ [27.7] in površinsko temperaturo $T_\odot$ [27.9]:

$$\begin{aligned} d_\odot &= 150 \cdot 10^6\,\mathrm{km} \\ R_\odot &= 700 \cdot 10^3\,\mathrm{km} \\ M_\odot &= 2{,}0 \cdot 10^{30}\,\mathrm{kg} \\ P_\odot &= 3{,}8 \cdot 10^{26}\,\mathrm{W} \\ T_\odot &= 5800\,\mathrm{K}\,. \end{aligned} \tag{45.1}$$

Z maso in polmerom je določena povprečna gostota Sonca $\rho_\odot = M_\odot/(4\pi/3)R_\odot{}^3 = 1{,}4\,\mathrm{g/cm^3}$. To je približno gostota tekoče vode na Zemlji. V središču je gostota seveda večja in na površini manjša. Z radiometričnim datiranjem meteoritov [44.11] pa je določena še približna starost Osončja in s tem Sonca $t_\odot = 4{,}5 \cdot 10^9\,\mathrm{let}$.



Slika 45.2 Sonce. Fotografija z rumenim filtrom. Zrnata površina izdaja konvektivne celice. Na robu so vidni plinasti izbruhi – protuberance. (NASA)

Merjenje zvezd

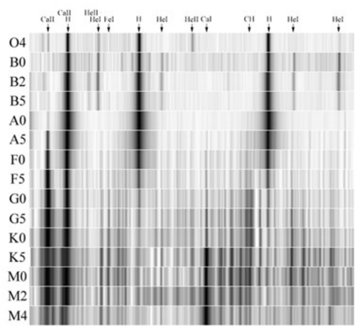
Izmed vse množice zvezd, ki jih vidimo z daljnogledi, jih je samo neznaten delež takih, ki so dovolj blizu, da kažejo letno paralakso. Daljnogledi lahko izmerijo paralakse, ki so večje od 0,1″, kar pomeni oddaljenosti do 10 pc oziroma do 30 svetlobnih let. Takih je nekaj sto zvezd. Tudi tem zvezdam lahko izmerimo skoraj vse lastnosti, ki smo jih izmerili Soncu. Razdaljo, kot rečeno, določimo s paralakso [27.12]. Temperaturo določimo iz valovne dolžine spektrovega maksimuma [27.8] ali iz razlike magnitud skozi moder in rumen filter. Izsev določimo iz bolometrične magnitude in oddaljenosti [27.13], radij pa iz izseva in temperature [27.13]. Najtežje je določiti maso: zvezda mora biti optično razločljivo dvozvezdje in izmeriti mu moramo obhodni čas [34.13]. Starosti pa zaenkrat ne znamo ugotoviti.

Kot vneti raziskovalci se lotimo težaškega dela in z veliko potrpežljivostjo sestavimo *katalog zvezd* z naštetimi izmerki. Poleg tega za vsako obravnavano zvezdo posnamemo še njen spekter. Vse to je nujna osnova za nadaljnje delo.

45.2 Spektralni razredi

Klasifikacija spektrov

Najprej se lotimo posnetih spektrov. Opazimo, da jih lahko razvrstimo v takšno zaporedje, da se istoležne spektralne črte gladko spreminjajo od spektra do spektra. Celotno zaporedje zato razdelimo v priročno število *spektralnih razredov* in za vsakega izberemo reprezentativni spekter.



Slika 45.3 Spektralni razredi zvezd od O do M. Vsakemu razredu je dodan še podrazred kot številka. Sonce je zvezda tipa G. (Harvard Center for Astrophysics)

Razrede poimenujemo s črkami O, B, A, F, G, K in M. Čudni vrstni red črk odraža dejstvo, da smo prvo zaporedje, ki smo ga uspeli sestaviti, poimenovali po abecednem redu; potem pa smo spektre bolje prerazporedili, pri čemer smo prvotne črke ohranili. Kakorkoli že: z uvedbo poimenovanih razredov si močno olajšamo nadaljnje delo. Zapomnimo pa si jih kot stavek "Oh, Be A Fine Girl, Kiss Me!".

Temperatura in spektri

K vsakemu spektru pripišemo še njegovo temperaturo. Vidimo, da ta praviloma narašča od M (3000 K) proti O (30 000 K). Če kje ni tako, zaporedje spektrov ustrezno spremenimo. Dokončana klasifikacija zvezd po spektrih je torej ekvivalentna klasifikaciji po naraščajoči oziroma padajoči temperaturi. Od sedaj naprej bomo zato obravnavali oznake od O do M kar kot okrajšave za ustrezne temperature.

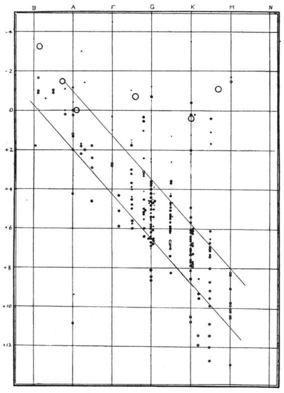
Tabela 45.1 Razredi in površinska temperatura zvezd.

Tip	$T_E (10^3\ K)$	barva
O	> 30	modra
B	10 – 30	
A	7,5 – 10	bela
F	6 – 7,5	
G	5 – 6	rumena
K	3,5 – 5	oranžna
M	< 3,5	rdeča

45.3 Zvezdni diagram

Temperatura in izsev

Ko pregledujemo izseve zvezd, opazimo, da imajo zvezde z višjo temperaturo praviloma tudi višji izsev oziroma – kar je isto – večjo absolutno magnitudo (HERTZSPRUNG). Zato narišemo ustrezen *zvezdni diagram*: porazdelitev zvezd po temperaturi in absolutni magnitudi (RUSSELL).



Slika 45.4 Zvezdni diagram bližnjih zvezd. Na abscisi so spektralni razredi (torej temperature) in na ordinati absolutne magnitude (torej izsevi). Temperatura narašča od desne proti levi, izsev narašča od spodaj navzgor. Obe skali sta logaritemski. Zvezde na diagonali tvorijo glavno vejo diagrama. (Russell, 1914)

Zvezdni diagram takoj pokaže, da zvezde nimajo vseh mogočih kombinacij temperature in izseva, ampak da tvorijo veje in otoke. Velika večina zvezd, preko 80 %, tvori *glavno vejo*: pri njih obstaja tesna povezava med temperaturo in izsevom. Čim višja je temperatura zvezde, tem večji je njen izsev. Približno velja

$$P \propto T_E{}^8 . \qquad (45.2)$$

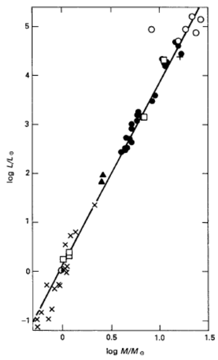
Ker $P = 4\pi R^2 \cdot \sigma T_E{}^4 \propto R^2 T_E{}^4$, sledi z izenačitvijo obeh izsevov

$$R \propto T_E{}^2 . \qquad (45.3)$$

Bolj vroče zvezde torej nimajo samo večjega izseva, ampak tudi večji polmer. Na spodnjem delu veje so torej hladne, rdeče in majhne zvezde z majhnim izsevom. To so *rdeče pritlikavke*. Njihova temperatura znaša 1/2 Sončeve in radij $(1/2)^2 = 1/4$ Sončevega. Na vrhu veje so vroče, modre in velike zvezde z velikim izsevom. To so *modre orjakinje*. Njihova temperatura je 5-kratnik Sončeve in njihov radij $5^2 = 25$-kratnik Sončevega. Sonce je nekje na sredini. Poleg glavne veje obstajata še dva otoka. Desno zgoraj so hladne rdeče zvezde z velikim izsevom in velikim polmerom $\sim 100\,R_\odot$. To so *rdeče orjakinje*. Levo spodaj pa so vroče bele zvezde z majhnim izsevom in majhnim polmerom $\sim 1/100\,R_\odot$; to so *bele pritlikavke*.

Masa kot osnova drugih lastnosti

Izsev zvezd je torej povezan z njihovo temperaturo. Zanimivo bi bilo pogledati, ali je morda izsev povezan tudi z maso zvezd. Za maloštevilne izmerjene mase zato narišemo ustrezen diagram.



Slika 45.5 Odvisnost izseva L zvezde od njene mase M. Križci označujejo meritve v optično razločljivih dvozvezdjih. Druge oznake pomenijo spektroskopsko in še kako drugače razločljiva dvozvezdja. (Anon)

Diagram pokaže naslednjo približno povezavo:

$$P \propto M^4 . \qquad (45.4)$$

Izenačitev (45.4) in (45.2) pove

$$T_E \propto M^{1/2} \qquad (45.5)$$

in (45.5) z upoštevanjem (45.3) še

$$R \propto M . \qquad (45.6)$$

Povprečna gostota zvezde $\langle\rho\rangle = M/(4\pi/3)R^3 \sim M/R^3$ pa z upoštevanjem (45.6) pove

$$\langle\rho\rangle \propto \frac{1}{M^2} . \qquad (45.7)$$

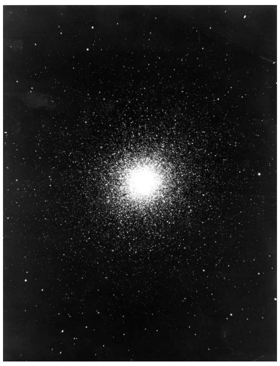
Kaže, da so izsev, temperatura, radij in gostota zvezde določeni kar z enim samim parametrom – z maso zvezde. Glavna veja na zvezdnem diagramu je torej masna veja. Na njej živijo zvezde različnih mas. Desno spodaj so lahke in goste, levo zgoraj težke in redke zvezde. Mase segajo od 0,1 do 100 Sončevih mas. Zvezda z desetkratno maso Sonca ima, v grobem, 10^4-kratni izsev, $10^{1/2} = 3$-kratno temperaturo površja, 10-kratni radij in $1/10^2 = 0{,}01$-kratno gostoto. Takšna je, na primer, modra orjakinja Spika.

Mlade, zrele in stare zvezde

Zvezda nenehno seva energijo in ko bo izčrpale svoj energijski vir – kakršenkoli pač že je – bo ugasnila. Prav tako ni od nekdaj sevala. Kar nam kaže sevalni diagram, je torej trenutni časovni pogled na množico sevajočih zvezd različnih starosti. Kakor pogled na ljudi pokaže otroke, odrasle in starčke, tako pogled na zvezde pokaže mlade, zrele in stare zvezde. Kjer je v sevalnem diagramu največ zvezd, tam preživljajo največ časa. Populacija zvezd torej – v povprečju – preživi največ časa na glavni veji. Spodnji del veje je gostejši: zrela doba lahkih zvezd je dolga. Zgornji del je redek: zrela doba težkih zvezd je kratka. Kako poteka življenje zvezde pa je vprašanje, ki se mu hočemo posvetiti v nadaljevanju.

Spektroskopska paralaksa

Zvezdni diagram omogoča, da določimo oddaljenost vseh onih zvezd, ki so izven dosega paralaktičnih meritev. Taki zvezdi najprej izmerimo magnitudo. Potem ji posnamemo spekter ali ji izmerimo temperaturo; s tem jo umestimo v enega izmed spektralnih razredov. S podrobnim pogledom na spekter je mogoče izključiti zvezdo, ki leži izven glavne veje. Nato predpostavimo, da leži zvezda na glavni veji in iz zvezdnega diagrama odčitamo, kakšen je njen izsev. Iz izseva in magnitude pa izračunamo oddaljenost. Napaka pri določitvi izseva je okrog $\Delta M = \pm 1$, zato je oddaljenost nenatančna za faktor $10^{\Delta M/5} \sim 2$. To sicer ni bogve kako dobro, a je neprimerno bolje kot nič.



Slika 45.6 Krogelna kopica M13. Spektroskopska paralaksa njenih zvezd razodeva, da je kopica od nas oddaljena 25 tisoč svetlobnih let. (Palomar Observatory)

Prileganje glavne veje

S spektroskopsko paralakso ne določamo le oddaljenosti posamičnih zvezd, ampak se lotimo tudi zvezdnih kopic. Za vsako izbrano zvezdo v kopici izmerimo magnitudo in temperaturo. Tako dobimo zvezdni diagram za zvezde v kopici. Ordinatna os tega diagrama je obeležena v navideznih magnitudah. Ker pa so vse zvezde v kopici približno enako oddaljene od nas, se navidezne magnitude razlikujejo od absolutnih zgolj za aditivno konstanto. Zvezdni diagram kopice zato položimo na zvezdni diagram za bližnje zvezde (z absolutnimi magnitudami po ordinati). Premikamo ga vzdolž ordinatne osi, da se glavni veji pokrijeta. S tem je določena aditivna konstanta med obema skalama in z njo oddaljenost kopice. Tako, na primer, ugotovimo, da je znamenita kopica M13 oddaljena $25 \cdot 10^3$ svetlobnih let.

45.4 Rojevanje zvezd

Sevajoča zvezda je vroča plinasta krogla, ki jo lastna gravitacija stiska navznoter in jo segreva, sesedanje pa ji preprečuje gradient pritiska navzven. Pritisk povzročajo vrveči masni delci (molekule, atomi, ioni, gola jedra, elektroni) in fotoni. Naravna je misel, da zvezda nastane iz redkega, ogromnega in hladnega oblaka plina (od koderkoli se je pač vzel) pod vplivom lastne gravitacije.

Gravitacijsko krčenje

Zamislimo si velik *plinast oblak* iz vodikovih molekul, atomov ali ionov in elektronov. Oblak naj bo homogen in kroglast z radijem R, maso M in gostoto ρ. Poglejmo, kaj se dogaja z masno lupino dm pri radiju r_0, ko na začetku miruje. Ta lupina objema notranjo maso m_0 in pada s pospeškom $g = \kappa m_0/r^2$. Notranja masa ostaja namreč znotraj padajoče lupine, saj tudi sama pada. Kinetična energija lupine se pri padanju veča, potencialna pa zmanjšuje. Ohranitev energije pove $^1/_2\,(\mathrm{d}r/\mathrm{d}t)^2 - \kappa\, m_0/r = -\kappa\, m_0/r_0$. Čas padanja lupine do središča znaša $t_{\mathrm{fall}} = {}_{r_0}\!\int^0 (\mathrm{d}t/\mathrm{d}r)\,\mathrm{d}r$. Odvod $\mathrm{d}t/\mathrm{d}r$ vzamemo iz ohranitve energije in po integraciji dobimo $t_{\mathrm{fall}} = (\pi^2\, r_0{}^3/8\kappa m_0)^{1/2}$. Razmerje $m_0/r_0{}^3$ izrazimo z začetno gostoto ter dobimo *čas skrčitve*

$$t_{\mathrm{fall}} = \left(\frac{3\pi}{32\kappa\rho}\right)^{1/2}. \tag{45.8}$$

V tem času bi se (katerakoli!) oblačna lupina popolnoma skrčila, če se kinetična energija lupin ne bi pretvarjala v termično gibanje njihovih delcev. To pa se seveda pri krčenju prej ali slej začne dogajati. Tedaj se pojavi notranji pritisk, ki gravitacijsko stiskanje upočasnjuje.

Zanimivo je, da čas skrčitve ni odvisen od velikosti oblaka in od mase plinskih delcev, ampak samo od začetne gostote. Velik oblak se skrči enako hitro kot majhen oblak, če le imata enako gostoto. Brez notranjega pritiska bi se Sonce z gostoto 1 g/cm^3 skrčilo v 1/2 ure! Oblak z maso Sonca in polmerom 1 svetlobno leto (kolikor je tipična razdalja med zvezdami v bližini Sonca) pa bi se skrčil v nekaj milijonih let.

Kritična masa

Plinski oblak se začne krčiti le, če privlačnih gravitacijskih sil ne prevpijejo odbojne sile zaradi notranjega pritiska. Oblak je gravitacijsko vezan, če je njegova gravitacijska potencialna energija absolutno večja kot notranja kinetična energija delcev. Masa oblaka znotraj radija r znaša

$$M_r = \int_0^r \rho\, 4\pi r^2 \mathrm{d}r\,. \tag{45.9}$$

Potencialna energija oblaka je vsota potencialnih energij vseh lupin $\mathrm{d}m = \rho 4\pi r^2\, \mathrm{d}r$ v polju notranje mase:

$$E_\mathrm{G} = -\int \frac{\kappa M_r}{r}\, \mathrm{d}m \sim -\frac{\kappa M^2}{R}\,. \tag{45.10}$$

Notranja energija je vsota kinetičnih energij vseh delcev $N = M/\bar{m}$:

$$E_\mathrm{T} = \frac{3}{2}\frac{M}{\bar{m}}\, kT. \tag{45.11}$$

Iz pogoja $|E_\mathrm{G}| = E_\mathrm{T}$ sledi (JEANS)

$$M_\mathrm{J} = \frac{3kT}{2\kappa\bar{m}}\, R\,. \tag{45.12}$$

Oblak radija R in temperature T se začne krčiti, če njegova masa presega mejno vrednost M_J. Namesto te *kritične mase* lahko vpeljemo *kritično gostoto* krčenja $\rho_\mathrm{J} \sim M_\mathrm{J}/R^3$, kar vodi do pogoja

$$\rho_\mathrm{J} = \frac{1}{M^2}\left(\frac{3kT}{2\kappa\bar{m}}\right)^3. \tag{45.13}$$

Oblak z maso M se začne krčiti, če je njegova gostota večja od kritične ρ_J. Za krčenje potrebno maso M ima lahko redek, a dovolj velik oblak oziroma majhen, a dovolj gost oblak. Velik oblak se začne krčiti že pri majhni gostoti. Ko se dovolj skrči, mu pa gostota toliko naraste, da se lahko začnejo neodvisno krčiti posamični deli oblaka. Začetni oblak se razcepi v mnogo delov – *protozvezd*, ki se nato zgoščujejo naprej.

Hidrostatično ravnovesje

Protozvezda se praviloma krči dovolj počasi, da jo lahko v vsakem trenutku obravnavamo, kot da je v hidrostatičnem ravnovesju. Na razdalji r od središča protozvezde si mislimo radialni snovni cilinder s ploščino S, višino $\mathrm{d}r$ in maso $\mathrm{d}m = \rho S \mathrm{d}r$. Na cilinder deluje navzdol teža $\kappa \mathrm{d}m M_r / r^2$. Če obstaja razlika pritiskov $\mathrm{d}p$ na vrhu in dnu cilindra, deluje nanj sila $S\mathrm{d}p$. V ravnovesju sta sili nasprotno enaki, zato dobimo

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}r} = -\frac{\kappa M_r \rho}{r^2}\,. \tag{45.14}$$

To je hidrostatična enačba za zvezdo. Negativni predznak pove, da pritisk narašča z globino. Enačba omogoča, da ocenimo njegovo velikost p_c v središču protozvezde. Postavimo $\mathrm{d}p/\mathrm{d}r \sim p_\mathrm{c}/R$, $M_r/r^2 \sim M/R^2$ in $\rho \sim M/R^3$ ter dobimo

$$p_c \sim \frac{\kappa M^2}{R^4}\,. \tag{45.15}$$

Segrevanje pri stiskanju

Pri krčenju se protozvezda segreva. Plinska enačba, zapisana za središče, pove $p_c = (\rho_c/\bar{m})kT_c$. Izenačimo jo z enačbo (45.15). Radij R izrazimo preko aproksimacije $\rho_c \sim \langle\rho\rangle \sim M/R^3$ in dobimo

$$kT_c = \kappa\bar{m}M^{2/3}\langle\rho\rangle^{1/3}\,. \tag{45.16}$$

Ko se protozvezda mase M stiska, se ji gostota $\langle\rho\rangle$ veča in s tem se ji viša tudi temperatura. Molekule disociirajo, atomi se ionizirajo in nastala mešanica začne čedalje izdatneje sevati fotone. Stiskanje se lahko konča na dva načina. Prvič: temperatura dovolj naraste, da se začno vodikova jedra – protoni – zlivati v težja jedra in pri tem sproščati energijo. To se očitno zgodi tedaj, če je masa M dovolj velika. Zvezda je rojena. In drugič: če je masa premajhna, pa se – preden temperatura dovolj naraste – gostota že toliko poveča, da postanejo elektroni degenerirani. Plin degeneriranih elektronov pa se, kot vemo [43.5], pod obremenitvijo ne segreva, ampak zgolj upira s tlakom $p \propto \rho^{5/3}$. Protozvezda tako izgubi vir toplote, se s sevanjem nadalje ohlaja in čedalje bolj temni. Postati zvezda ji ni uspelo.

Pogoj za prižig

Kolikšna je kritična *vžigna masa* zvezde? — Elektron s kinetično energijo $K \approx kT$ ima gibalno količino $G \approx (m_e kT)^{1/2}$ in valovno dolžino $\lambda = h/G \approx h/(m_e kT)^{1/2}$. Elektronski plin postane degeneriran, ko razdalja med elektroni postane primerljiva z njihovo valovno dolžino. Kritična gostota torej znaša $\langle\rho\rangle \approx \bar{m}/\lambda^3$. To gostoto vstavimo v (45.16) in po preurejanju dobimo

$$kT_c = \frac{\kappa^2\bar{m}^{8/3}m_e}{h^2}\,M^{4/3}\,. \tag{45.17}$$

Enačba podaja temperaturo, ki jo doseže protozvezda z maso M, če se prej ne prižgejo fuzijske reakcije. Kakor smo svoj čas ocenili, se te prižgejo pri $T \sim 10^7$ K [44.14]. Za to je potrebna vsaj masa $M \sim 0{,}1\,\mathrm{M}_\odot$. Našli smo razlago, zakaj ni lažjih zvezd.

45.5 Zrela doba zvezd

Življenje zvezd, ki v središču kurijo vodik, na primer sedanjega Sonca, tudi obravnavamo kot hidrostatično v vsakem trenutku.

Notranje razmere v Soncu

Iz enačbe hidrostatike (45.15) ocenimo pritisk v sredini zvezde. Za Sonce dobimo $p_c \sim \kappa M_\odot{}^2/R_\odot{}^4 \sim 10^{10}$ bar.

Pritisk v središču zvezde je vsota pritiska masnih delcev in fotonov: $p_c = p_{gas} + p_{rad}$, torej $\kappa M^2/R^4 = nkT_c + 4\sigma/3c \cdot T_c{}^4$. Privzemimo, da je masni plin popolnoma ioniziran vodik, to je plazma iz protonov in elektronov. Enačba stanja za idealen dvokomponentni plin je $p_{gas} = nkT_c = \rho_c/\bar{m}\cdot kT_c$, pri čemer $\bar{m} = (n_1m_1 + n_2m_2)\,/\,n$. Za ionizirani vodik je $n_e = n_p = n\,/\,2$ in $m_e \ll m_p$, zato $\bar{m} = m_p\,/\,2$. Upoštevamo še $\rho_c \sim M\,/\,R^3$ in izračunamo za Sonce $T_c \sim 10^7$ K. Pri tej temperaturi znaša razmerje pritiskov fotonov in masnih delcev $p_{rad} / p_{gas} \sim 10^{-3}$. Pritisk fotonov je zato zanemarljiv. Ves protiupor gravitacijskemu pritisku nudijo masni delci. Temperaturi 10^7 K ustreza energija 1 keV. Elektroni postanejo znatno relativistični šele pri 100 keV, protoni pa šele pri 10^3-krat višji energiji. Plazma v Soncu je torej nerelativistična.

Notranje razmere v zvezdi

Ocenili smo temperaturo in pritisk v Soncu. Kakšne pa so te vrednosti v drugih zvezdah?

Ker je $p_c \propto M^2/R^4 = MM / R^3R = M\langle\rho\rangle/R$ in hkrati $p_c \propto \langle\rho\rangle T_c$, izenačenje obeh izrazov pove

$$T_c \propto \frac{M}{R} . \tag{45.18}$$

Desetkrat težja zvezda enakega radija bi morala imeti desetkrat večjo središčno temperaturo. Ker pa velja $R \propto M$, je desetkrat težja zvezda ponavadi tudi desetkrat večja, zato ima približno enako središčno temperaturo.

Ostaneta še deleža plinskega im masnega pritiska. V razmerje $p_{rad}/p_{gas} \propto {T_c}^4/\langle\rho\rangle T_c \propto {T_c}^3/(M/R^3)$ vstavimo (45.18), pa dobimo

$$\frac{p_{rad}}{p_{gas}} \propto M^2 . \tag{45.19}$$

Čim bolj masivna je zvezda, tem pomembnejši je v njej tlak fotonov. Pri 100-krat težji zvezdi od Sonca je tlak fotonov že 10-krat večji od tlaka masnih delcev.

Vezavna energija zvezde

Zvezda ima gravitacijsko energijo $E_G = -\int (\kappa M_r/r)\rho 4\pi r^2 dr$. V izrazu $\kappa M_r \rho/r$ prepoznamo gradient hidrostatičnega pritiska $r dp/dr$, zato $E_G = \int r(dp/dr)\, 4\pi r^2 dr$. Integral preoblikujemo per partes z uvedbo $u = 4\pi r^3$ in $dv = (dp/dr)dr$ in dobimo

$$E_G = -12\pi \int p r^2 dr. \tag{45.20}$$

Gravitacijski pritisk p je uravnovešen s pritiskom masnega in fotonskega plina, tadva pa sta povezana z gostoto energije plina. Za masni plin znaša gostota energije $w = (3/2)p$ in notranja energija $E_T = \int (3/2)p\, 4\pi r^2 dr$. Primerjava s (45.20) takoj pove

$$E_T = -\frac{E_G}{2} . \tag{45.21}$$

Za fotonski plin pa velja $w = 3p$ in

$$E_T = -E_G . \tag{45.22}$$

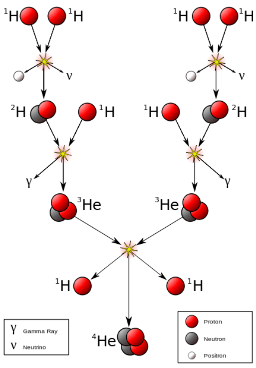
Celotna energija zvezde znaša $E_{tot} = E_T + E_G$ in njena *vezavna energija* je $-E_{tot}$. Za masni plin je torej vezavna energija enaka termični E_T. Za fotonski plin pa je enaka 0. To pomeni, da je taka zvezda na meji med vezano in nevezano, z drugo besedo, je hidrostatično nestabilna. Kakršnakoli majhna sprememba v zvezdi povzroči, da zvezda razpade. Tako smo razložili, zakaj v naravi ni zvezd z masami nad 100 Sončeve: zato, ker v njih prevladuje fotonski tlak in so neobstojne.

Ko se zvezda stisne iz neskončnosti na R, pridobi toplotno energijo $E_{\mathrm{T}} \sim \kappa M^2/2R$. Z izsevom P se te energije znebi v času $t \sim E_{\mathrm{T}}/P$. Za Sonce to znese 10^7 let. S sedanjim konstantnim izsevom Sonce ne bi moglo svetiti več kot toliko časa. Vemo pa, da je Sonce staro okrog $4{,}5 \cdot 10^9$ let [44.11]. Vemo tudi, da se v zadnji milijardi let njegov izsev ni bistveno spreminjal. To nam povedo radioaktivno datirane kamnine s fosili alg, podobnih današnjim, ki uspevajo le v ozkem temperaturnem območju. Gravitacijski rezervoar energije torej ne zadošča za sevanje zvezd. Potreben je jedrski vir energije.

Jedrski vir energije

Da lahko v zvezdi stečejo jedrske reakcije, mora biti njena središčna temperatura dovolj visoka. Ocenjena temperatura $10^7\,\mathrm{K}$ za središče Sonca je že kar pravega reda velikosti. Pri njej se protoni že lahko zlivajo v težja jedra in sproščajo energijo ter s tem ohranjajo zvezdo vročo in sevajočo. Veriga jedrskih reakcij se mora začeti s protoni (ker smo privzeli, da drugih jeder ni na voljo) in se končati vsaj z devterijevimi ali helijevimi jedri. Očitno se mora pri tem nekaj protonov spremeniti v nevtrone.

Ustrezna se zdi naslednja veriga reakcij: — Ob trku dveh protonov se eden zaradi šibke sile spremeni v nevtron, pozitron in nevtrino (potrebnih je vsaj 1.8 MeV energije). Nastane jedro devterija (sprosti se 2.2 MeV energije). Pozitron se takoj anihilira z najbližjim elektronom. — Ob trku devterija in protona nastane jedro helija $_2\mathrm{He}^3$. — Dve jedri $_2\mathrm{He}^3$ se zlijeta v $_2\mathrm{He}^4$, pri čemer odletita proč dva protona.



Slika 45.7 Zlivanje vodika v helij. Iz štirih protonov nastaneta dve helijevi jedri. Nastaneta tudi dva pozitrona, ki se takoj anihilirata z dvema bližnjima elektronoma; dva nevtrina, ki pobegneta; in dva fotona gama. (Anon)

Končni rezultat je zlitje štirih protonov v helijevo jedro, pri čemer odletita dva pozitrona in dva nevtrina:

$$4\mathrm{p} \rightarrow \mathrm{He}^4 + 2\mathrm{e}^+ + 2\nu \tag{45.23}$$

Masni primanjkljaj helijevega jedra pove, da se sprosti $4 \cdot 7 = 28\,\mathrm{MeV}$ energije. Anihilacija prinese dodatna $4 \cdot 0{,}5 = 2\,\mathrm{MeV}$, skupaj 30 MeV. Majhen delež tega odnesejo nevtrini. To je *protonski fuzijski cikel*. Privzeli bomo, da zares poteka v sredicah zvezd, kjer je temperatura dovolj visoka.

Ko zagori vodik v zvezdi, postane ta fuzijski reaktor. Kaj ji preprečuje, da ne eksplodira kot vodikova bomba? Naj se hitrost fuzije poveča. Potem se zgodi tole: temperatura se poveča; pritisk se poveča; sredica se razpne; gostota in temperatura se zmanjšata; hitrost fuzije se zmanjša. Če se hitrost fuzije zmanjša, pa velja nasprotno. Obstaja torej negativna povratna zveza, ki skrbi za to, da ne nastane eksplozija.

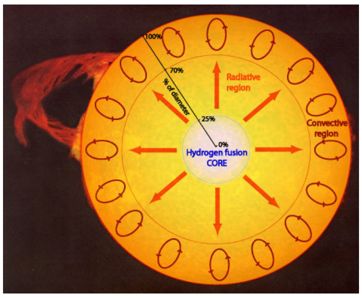
Za koliko časa pa zadošča vodik kot gorivo? Energija, ki jo izseva zvezda v življenju, je enaka vsoti energij, ki jo izsevajo vsi njeni protoni pri zlitju v težka jedra: $Pt = (M/m_p) \cdot (8\,\mathrm{MeV})$. Za Sonce sledi $t = 10^{11}$ let. Goriva za dosedanje življenje Sonca (10^{10} let) in za njegovo prihodnost je torej več kot dovolj. Ker $Pt \propto M$ in $P \propto M^4$ (45.3), velja

$$t \propto \frac{1}{M^3} \,. \tag{45.24}$$

Težje zvezde živijo manj časa. Zvezda z maso 10 Sončevih živi 10^3-krat manj časa, to je, okoli 100 milijonov let. Odkar obstaja Sonce, se je lahko rodilo in umrlo že mnogo generacij težjih zvezd.

Prenos energije

Energija, ki se proizvaja v sredici zvezde, teče navzven na dva glavna načina. — Prvi način temelji na slučajnem termičnem gibanju posamičnih delcev. Delci se gibljejo, trkajo in prenašajo energijo iz vročih v hladne plasti. Če so delci fotoni, govorimo o *difuziji sevanja*: sredica seva fotone gama, ki pa med potjo do površine izgubljajo energijo in zvezdo zapustijo večinoma kot vidni fotoni. Če so delci elektroni in ioni, pa govorimo o difuziji toplote oziroma o *prevajanju toplote*. — Drugi način temelji na kolektivnem gibanju masnih delcev: mehurji vročega plina se dvigajo, mehurji hladnega plina pa spuščajo. Govorimo o *konvekciji toplote*. Konvekcija se prične, če je temperaturni gradient dovolj velik. Stvar je podobna kot pri prenosu toplote v zemeljskem ozračju.



Slika 45.8 Prerez skozi Sonce. V sredini gori vodik v helij. Nastala toplota se širi navzven z difuzijo svetlobe in s konvekcijo. Relativne velikosti sredice, prevodne plasti in konvektivne plasti so ilustrativne. (Australia Telescope National Facility)

Za stacionarno stanje pove energijski zakon tole: v lupino z radijem r in debelino $\mathrm{d}r$ prihaja energijski tok $P(r)$, iz nje pa izhaja tok $P(r + \mathrm{d}r)$, povečan za energijo, ki se v časovni enoti proizvede v lupini. Velja torej

$$\frac{dP}{dr} = \varepsilon\rho 4\pi r^2\,, \tag{45.25}$$

pri čemer je ε fuzijska enegija, ki se proizvaja na masno in časovno enoto. Kolikšna je ta energija, zlasti kako je odvisna od temperature, gostote in sestave zvezdne snovi, to pa je vprašanje, ki se ga ne bomo lotili.

Stacionarni energijski tok implicira stacionarni temperaturni gradient. Difuzija svetlobe in toplote se pokorava difuzijski enačbi $j = -\lambda dT/dr$, pri čemer je λ povprečni difuzijski koeficient elektronov, ionov in fotonov. Upoštevamo $P = 4\pi r^2 \cdot j$ in dobimo

$$\frac{dT}{dr} = \frac{P}{4\pi r^2 \lambda}\,. \tag{45.26}$$

To je enačba za difuzijski prenos energije. Koliko delci – elektroni, ioni ali fotoni – prispevajo k difuziji, to je, kako je difuzijski koeficient odvisen od temperature, gostote in sestave zvezdne snovi, pa je prav tako vprašanje, ki se ga ne bomo lotili.

Ostane še konvekcija. Pri radiju r vladajo temperatura T, pritisk p in gostota ρ, pri radiju $r + dr$ pa $T + \Delta T$, $p + \Delta p$ in $\rho + \Delta\rho$. Zaradi $p \propto \rho T$ velja $\Delta\rho = \Delta p/p - \Delta T/T$. Poglejmo mehur plina pri r. Njegova temperatura, pritisk in gostota so enaki vrednostim v okolici. Naj se mehur adiabatno dvigne za dr. Na novi višini dobi pritisk $p + dp = p + \Delta p$ (pritisk se namreč izenači z okolišnjim), temperaturo $T + dT$ in gostoto $\rho + d\rho$. Pri adiabatni spremembi velja $p \propto \rho^\gamma$, $\gamma = c_p/c_V = (1 + 2/f)$, to je $dp/p = \gamma d\rho/\rho$. Če postane dvignjeni mehur redkejši od okolice, bo začutil neto vzgon iz se bo začel dvigati. Pogoj za konvekcijo je torej $d\rho < \Delta\rho$ oziroma $(1/\gamma)dp/p < \Delta p/p - \Delta T/T$ oziroma $\Delta T/T < (1 - 1/\gamma)\Delta p/p$. Drugače rečeno: temperaturni gradient v konvektivni plasti zvezde znaša

$$\frac{dT}{dr} = \frac{\gamma - 1}{\gamma}\,\frac{T}{p}\,\frac{dp}{dr} \tag{45.27}$$

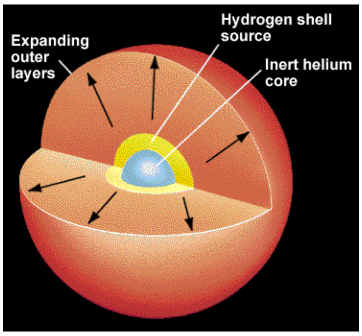
Če se kje pojavijo večji temperaturni gradienti, jih konvekcija učinkovito zgladi v konvektivnega.

45.6 Staranje in smrt zvezd

Rdeče orjakinje

Zvezda na glavni veji nenehno sežiga vodik v helij. Sežiganje poteka v središču zvezde. Prej ali slej pride čas, ko se porabi ves tamkajšnji vodik. V zvezdi tako nastane vroča inertna sredica iz helijevega pepela. S tem presahne centralni fuzijski vir energije, ki vzdržuje notranji pritisk in preprečuje zvezdi gravitacijsko sesedanje. Nastala helijeva sredica se zato začne krčiti in se pri tem segreva.

Zaradi gravitacijskega sesedanja in segrevanja helijeve sredice se segreje tanka okolišnja plast vodika in se prižge. Sedaj gori vodik v tej plasti in nastajajoči helijev pepel pada na inertno helijevo sredico. Ta sa seveda nadalje krči in segreva. Zaradi ne povsem jasnih vzrokov se zunanje plasti zvezde pri tem močno napihnejo. Gravitacijski stisk helijeve sredice in gorenje vodikove plasti povečata izsev; radialni razteg pa zmanjša površinsko temperaturo: zvezda zapusti svoje mesto na glavni veji in postane *rdeča orjakinja* z inertno, kolapsirajočo helijevo sredico in gorečo vodikovo plastjo.



Slika 45.9 Prerez skozi rdečo orjakinjo z inertno, kolapsirajočo helijevo sredico in gorečo plastjo vodika. (University of Alberta)

Kolaps sredice poteka, dokler se ne zgodi eno od dvojega. — Če je masa zvezde majhna, se sredica, preden se segreje do vžiga, že toliko stisne, da postanejo elektroni v njej degenerirani ter ustavijo nadaljnje krčenje in segrevanje. Goreča plast vodika pa se počasi prežira skozi zunanji negoreči vodik in sproti odlaga nastajajoči helijev pepel na helijevo lupino. — Če je masa zvezde večja, pa se helijeva sredica segreje do vžiga, še preden se pojavi degeneracija. Helij začne goreti v ogljik (tri helijeva jedra ravno zadoščajo za tvorbo enega ogljikovega). Ko zgori ves helij v sredici, tam nastane inertna ogljikova sredica in zgodba se ponovi: sredica se gravitacijsko stiska in segreva, obdana z gorečima plastema helija in vodika. Odvisno od mase postane sredica elektronsko degenerirana ali pa se prižge.

Če je masa zvezde zelo velika, zaporedoma nastajajo in se prižigajo vedno težja jedra. Zvezda postaja podobna čebuli s čedalje več plastmi: v vsaki plasti gori po ena značilna zvrst jeder. Postopek se praviloma ustavi, ko se snov v najbolj notranji sredici tako stisne in zgosti, da postanejo njeni elektroni degenerirani. Kdaj je to, določa masa zvezde. Najkasneje pa se postopek zaporednega prižiganja ustavi, ko nastane železo. Kot vemo, fuzija železovih jeder v še težja jedra ne sprošča energije, ampak jo porablja. Zvezda je porabila vse fuzijsko gorivo.

Slika 45.10 Razpad rdeče orjakinje v belo pritlikavko in planetarno meglico. Meglica je krogelna in beži navzven. V njenem središču je bela pritlikavka. (Palomar Observatory)

Vsako naslednje gorenje traja hitreje (ker je temperatura višja) in sprošča manj energije (ker se vezavna energija nukleona čedalje manj povečuje s težo jeder). Prižigi tudi povzročijo pritiskovne sunke, ki razpenjajo zunanje plasti zvezde in jih (ker je pri velikih razdaljah gravitacija manjša) odpihnejo v prostor kot *planetarno meglico*. Od rdeče velikanke preostane le gosta sredica, podprta z degeneriranim elektronskim plinom – *bela pritlikavka*. Odvisno od začetne mase je bela pritlikavka sestavljena iz helija; ogljika in kisika; ali še težjih jeder. Najtežje bele pritlikavke so iz železa.

Bele pritlikavke in planetarne meglice

Bela pritlikavka ima radij R, maso M, število elektronov N in število elektronov na prostorninsko enoto n. Gravitacijska energija na masno enoto znaša $E_g \sim \kappa M/R$, kinetična energija elektronov na masno enoto pa $E_k = (N/M)G^2/2m$. Elektroni so degenerirani: za vsakega velja $\Delta x \Delta G \sim \hbar$. Aproksimiramo $G \sim \Delta G \sim \hbar/\Delta x$, $\Delta x \sim 1/n^{1/3}$ in $n \sim N/R^3$ ter vse skupaj vstavimo v izraz za kinetično energijo. V ravnovesju sta gravitacijska in kinetična energija (če se ne menimo za faktor dva) enaki. Izenačimo ju in dobimo $R \sim (N/M)^{5/3}\hbar^2/2m\kappa M^{1/3}$. Razmerje N/M je odvisno od sestave plazme; če je plazma popolnoma ioniziran vodik, pride en degeneriran elektron na maso enega protona, torej $N/M = 1/m_p$. Vidimo, da velja

$$R \propto \frac{1}{M^{1/3}} . \tag{45.28}$$

Čim bolj masivna je pritlikavka, tem manjši radij ima! Potemtakem bi morala zelo masivna pritlikavka imeti izredno majhen radij. Vendar: čim manjši je radij, v tem manjši prostor so zaprti elektroni in tem hitrejši zato postajajo. Upoštevati moramo, da prej ali slej postanejo relativistični; tedaj velja $E_k = Gc$. Ko spet, kot zgoraj, izenačimo E_k in E_g, se R pokrajša in dobimo

$$M \sim (\frac{N}{M})^2(\frac{\hbar c}{\kappa})^{3/2} . \tag{45.29}$$

Ko se hitrost elektronov bliža svetlobni hitrosti, se masa pritlikavke približuje mejni masi M. Nobena pritlikavka torej ne more biti masivnejša od te *zgornje mase pritlikavk*. Če bi bila masivnejša, je degenerirani elektronski plin ne bi mogel več podpirati in bi kolapsirala. Za popolnoma ioniziran vodik izračunamo $M \sim 2M_\odot$. Seveda te številske vrednosti ne smemo jemati preveč resno, ker smo računali zelo na grobo. Vendar pa kaže, da smo res zadeli pravi red velikosti, saj v naravi ne najdemo pritlikavk z maso nad 1,5 Sončeve.

Nevtronske zvezde in supernove

Bele prtlikavke nastanejo iz tistih jeder rdečih orjakinj, ki so lažja od 1,5 Sončeve mase. Kaj pa, če je takšno jedro masivnejše? Potem se seveda tudi gravitacijsko krči, vendar ga degenerirani elektronski plin ne more zaustaviti in se krči ter segreva naprej. Predvidevamo, da se pod ogromnim pritiskom protoni in elektroni v plazmi zlijejo v nevtrone. Nastali nevtronski plin tudi postane prej ali slej degeneriran in zaustavi nadaljnje krčenje. Ker so nevtroni 10^3-krat težji od elektronov, se to zgodi pri 10^3-krat manjših polmerih oziroma pri 10^9-krat večji gostoti snovi kot v belih pritlikavkah. Nastane *nevtronska zvezda*.

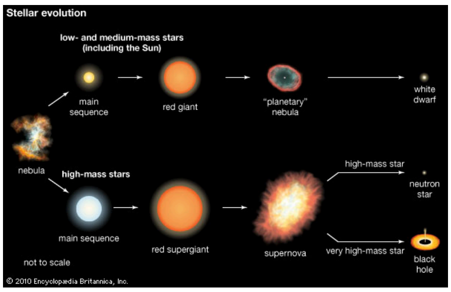
Slika 45.11 Leta 1054 se je na nebu nenadoma pojavila nova svetla zvezda in bila z golim očesom vidna nekaj mesecev. Po ~ 900 letih je na tistem mestu vidna meglica – ostanek eksplozije supernove. Znotraj meglice se skriva nevtronska vezda. (Palomar Observatory)

Jedro rdeče superorjakinje kolapsira v nevtronsko zvezdo mnogo siloviteje kot jedro rdeče orjakinje v belo pritlikavko. Sproščena energija v obliki sevanja in udarnega vala je ogromna: zvezda eksplodira in zasveti kot *supernova*. Zunanji deli odletijo v prostor in ga obogatijo z vsemi elementi, ki so nastali v zvezdi med njenim življenjem in v času njene eksplozije. V eksploziji nastanejo tudi elementi, težji od železa. Iz teh ostankov se kasneje rojevajo nove zvezde, vključno s svojimi planeti in z živimi bitji na njih. Upravičeno lahko rečemo, da smo ljudje sestavljeni iz *zvezdnega pepela*.

Črne luknje

Kaj pa tako masivna jedra v rdečih superorjakinjah, ki jih pri gravitacijskem krčenju niti pritisk degeneriranih nevtronov ne uspe zaustaviti? Ni druge: takšna jedra se nadalje krčijo in ne vemo, kaj bi jih sploh lahko zaustavilo. Skrčijo se v točko. To pomeni, da je ubežna hitrost z njih $v^2 = 2\kappa M/R$ neskončna. Svetlobna hitrost vsekakor ni dovolj za pobeg. Sklepamo, da zato tudi svetloba ne more zapustiti take gravitacijske singularnosti. Rečemo, da je to *črna luknja*.

Tako. Izdelali smo teorijo o rojstvu, življenju in smrti zvezd. Teorija je večinoma kvalitativna, vendar lepo pojasnjuje opažene in izmerjene lastnosti zvezd. Kot vsaka dobra teorija poskrbi tudi za konkretne napovedi, recimo obstoj nevtronskih zvezd in črnih lukenj. Teh napovedi z obstoječimi optičnimi daljnogledi (še) ne moremo eksperimentalno preveriti. Raziskovalnih ciljev in dela nam torej ne bo zmanjkalo.



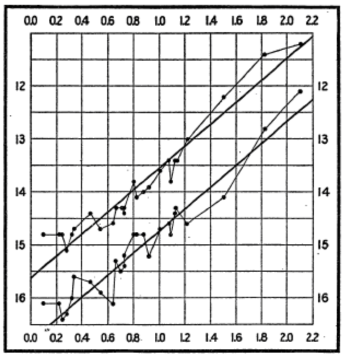
Slika 45.12 Razvoj zvezd od rojstva do smrti. Življenjska pot in končna usoda zvezde sta popolnoma določeni z njeno maso ob rojstvu. (Encyclopedia Britannica)

45.7 Galaksija in galaksije

Med zvezdami na nebu so nekatere, ki se jim sij periodično spreminja. Nihajni časi znašajo od nekaj ur do nekaj let. Vzroki so lahko raznovrstni, na primer nihanje radija. Naj bo vzrok kakršenkoli – *spremenljive zvezde* so očitno nekaj posebnega in zato jih hočemo podrobneje raziskati.

Kefeide

Prva stopnja raziskave je fotografiranje izbranega dela neba v kratkih časovnih presledkih, recimo vsak dan. Sledi pregled slik, lociranje spremenljivih zvezd in določitev njihove temperature, magnitude in periode. Pri tem opazimo, da precej spremenljivih zvezd leži – kot kaže – znotraj zvezdne meglice Mali Magellanov oblak. Te zvezde so torej od nas približno enako oddaljene. Ko pregledujemo njihove izmerke, opazimo, da imajo svetlejše zvezde daljšo periodo in temnejše zvezde krajšo. Narišemo ustrezen diagram in iz njega razberemo odvisnost: logaritem periode – med 1 in 100 dnevi – je sorazmeren z navidezno magnitudo (LEAWITT). Vse te spremenljive zvezde imajo približno enako temperaturo 6000 K. Kaže, da gre za zvezde "iste vrste". Poimenujmo jih *kefeide*.



Slika 45.13 Perioda in izsev kefeid v Malem Magellanovem oblaku. Na abscisi je perioda (v logaritmu dnevov) in na ordinati izsev (v navideznih magnitudah). Vsaka kefeida je predstavljena z maksimumom (zgornja črta) in minimumom (spodnja črta) izseva. Razlike med obema znašajo približno 1 magnitudo. (Leawitt, 1912)

Umeritev kefeid

Ker so vse kefeide v Magellanovem oblaku enako oddaljene od nas, velja opažena soodvisnost pravzaprav za njihove absolutne magnitude. Vendar so, žal, Magellanove kefeide izven dosega paralaktičnih meritev: tako jim absolutnih magnitud ne moremo določiti. Zato pa lahko to naredimo za kakšno dovolj bližnjo kefeido, če jo le uspemo najti! Da gre za kefeido, odločimo kar na podlagi njene periode in temperature, ki morata biti "ustrezni". Žal takih kefeid ne najdemo. Odkrijemo pa nekaj kefeid v kopici M13, ki smo ji že določili oddaljenost [45.3]. S tem smo problem rešili: za kefeido v M13 poznamo oddaljenost, magnitudo in periodo. Iz oddaljenosti in magnitude določimo absolutno magnitudo. K njej pripada izmerjena perioda. S tem je kefeidni diagram absolutno kalibriran (SHAPLEY). Prilegajoča premica za povprečne absolutne magnitude se glasi

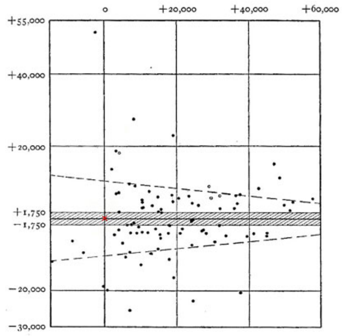
$$M = -a \lg \frac{P}{\text{dan}} - b \qquad (45.30)$$
$$a = 2.4$$
$$b = 1.7$$

Kefeide so torej svetle zvezde z izsevi med 300 in 40 000 izsevi Sonca. V zvezdnem diagramu ležijo izven glavne veje, približno nad Soncem.

Kefeida s svojo periodo razodeva svoj absolutni izsev. S tem postane odličen – in močan – vesoljski svetilnik. Z meritvijo magnitude in periode je namreč njena oddaljenost popolnoma določena. Tako, na primer, izračunamo, da je Mali Magellanov oblak oddaljen od nas za kakšnih $150 \cdot 10^3$ svetlobnih let. Ne smemo pa pozabiti, da pri merjenju magnitude nagaja absorpcija v plinskih oblakih v medzvezdnem prostoru. Verjetno so izmerjene premajhne magnitude in zato so oddaljenosti precenjene.

Galaktični disk

Na nebu je polno kroglastih kopic. V večini najdemo in izmerimo kefeide. S tem ugotovimo tudi njihovo oddaljenost. Opazimo, da je število kopic "nad" in "pod" ravnino Mlečne ceste je približno enako. Zato narišemo porazdelitev kopic glede na to ravnino.



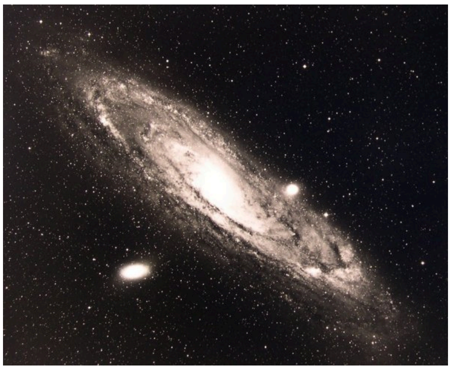
Slika 45.14 Razporeditev zvezdnih kopic okrog Sonca. Osrednji pas je določen z ravnino Mlečne ceste. Sonce je označeno z rdečim križcem. Kopice tvorijo kroglast "halo" okrog sploščenega diska zvezd – Galaksije. Razdalje so v parsekih in so dvakrat precenjene glede na kasnejše meritve. (Shapley, 1918)

Iz risbe razberemo, da tvorijo kopice kroglast sistem, ki je centriran glede na neko točko v osrednji ravnini. Ta sistem razodeva, da je Mlečna cesta pravzaprav vidni del velikega diska zvezd – Galaksije – in da leži Sonce približno v osrednji ravnini diska, vendar izven njegovega središča. Premer diska ocenimo na 80 kpc in oddaljenost Sonca iz središča na 20 kpc (Shapley). Izboljšane meritve pokažejo, da so te razdalje dvakrat precenjene: premer znaša okrog $100 \cdot 10^3$ svetlobnih let in debelina 1/10 tega. Mali Magellanov oblak leži torej izven Galaksije, vendar v njeni neposredni bližini.

Koliko zvezd je v Galaksiji? Razdalja do Soncu najbližje zvezde je nekaj čez 3 ly. Predpostavimo, da je to tudi povprečna razdalja med zvezdami, to je, da znaša številska gostota zvezd $N/V \sim 1/(10\,\text{ly})^3$. Prostornina galaktičnega diska znaša $V \sim (10^5\,\text{ly})^2 \cdot 10^4\,\text{ly}$. Množenje obeh količin pove $N \sim 10^{11}$.

Bližnja galaksija

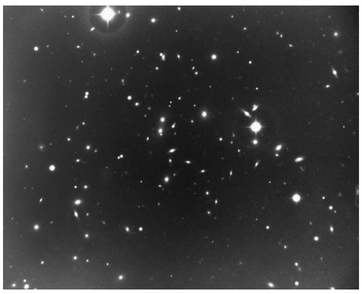
Krogelne kopice niso edine združbe zvezd, ki jih najdemo na nebu. Posebej markantne so spiralne meglice, recimo največja, znamenita M31. Z daljnogledom premera 5 metrov (!) uspemo v njej izmeriti nekaj kefeid. Tako izmerimo oddaljenost te meglice od nas: $2 \cdot 10^6$ svetlobnih let. Njen kotni premer znaša okrog 3 stopinje (!), zato ima premer okrog $100 \cdot 10^3$ svetlobnih let (HUBBLE). Meglica M31 je torej približno tako velika kot naša Galaksija in leži za kakšnih 20 svojih premerov proč. Ostale spiralne meglice so videti manjše. Sklepamo, da ležijo bolj daleč. Rečemo, da so vse to galaksije. Naša Galaksija je samo ena izmed mnogih. Če bi jo lahko pogledali od zunaj, bi bila verjetno podobna vsem ostalim.



Slika 45.15 Najbližja galaksija M31 v ozvezdju Andromede. Od nas je oddaljena 2 milijona svetlobnih let. Njen premer znaša 100 tisoč svetlobnih let. (Palomar Observatory)

Množica galaksij

Kako daleč so druge galaksije? Kefeide v galaksijah uspemo meriti vse do razdalje kakšnih 10 milijonov svetlobnih let. Potem postanejo za naše daljnoglede prešibke, predvsem zaradi svetlosti ozračja. Tako izmerimo razdalje le za kakšnih 100 najbližjih galaksij. Naprej ne gre več. Na srečo pa pri merjenjih opazimo, da ima posebna vrsta supernov, ki občasno izbruhnejo v naši in bližnjih galaksijah, približno enako absolutno magnitudo: neverjetnih -19! To pomeni, da sevajo kot $10^{(19+4,6)/2,5} \sim 10^{10}$ Sonc! Te supernove prepoznamo po značilnem naraščanju in pojemanju sija. Z njimi sežemo 100-krat dalje kot s kefeidami, torej do 1 milijarde svetlobnih let! V naši galaksiji smo zabeležili 3 supernove v 1000 letih (leta 1054, 1572 in 1604). Približno tako pogosto – 1 supernova na galaksijo na 100 let – se pojavljajo tudi drugod.



Slika 45.16 Gruča oddaljenih galaksij. Od bližnjih zvezd se ločijo po eliptični in difuzni obliki. (Palomar Observatory)

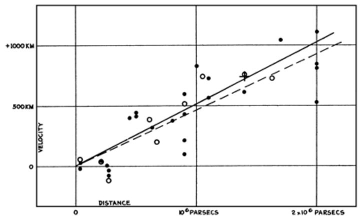
Koliko galaksij vidimo? Razdalja do prve galaksije znaša okrog 1 Mpc. Vzamemo, da je to povprečna razdalja med galaksijami.

Njihova številska gostota je zato $N/V \sim 1/(1\,\mathrm{Mpc})^3$. Z daljnogledi vidimo do razdalje $10^3\,\mathrm{Mpc}$, torej prostornino $V \sim (10^3\,\mathrm{Mpc})^3$. Množenje obeh količin pove število vidnih galaksij $N \sim 10^9$. To pomeni, da se v vidnem dosegu (sedanjih) daljnogledov pojavi 10^9 supernov v 100 letih oziroma 1 supernova vsako sekundo!

45.8 Širjenje vesolja

Beg galaksij

Kako se galaksije gibljejo? Svoj čas smo merili radialne hitrosti bližnjih zvezd s frekvenčnim zamikom njihovih spektralnih črt. Na enak način [35.8] izmerimo sedaj radialne hitrosti galaksij. Doživimo hudo presenečenje: vse galaksije – razen najbližjih – se oddaljujejo od nas in bolj kot so oddaljene, hitreje bežijo!



Slika 45.17 Beg galaksij. Vse galaksije bežijo proč od nas. Čim bolj so oddaljene, tem hitreje bežijo. Prijetno je videti, da so enote za hitrost napačne, namreč kilometri in ne kilometri na sekundo. (Hubble, 1929)

Graf pokaže, da velja sorazmernost med hitrostjo bežanja v in oddaljenostjo r (Hubble):

$$v = H_0 r\,. \tag{45.31}$$

To je *širitveni zakon*. Sorazmernostni koeficient H_0 poimenujemo *širitveni parameter*. Prve meritve galaksij kažejo $H_0 \approx 500\,\mathrm{km s^{-1}/Mpc}$; kasnejše, bolj natančne, vključujoče bolj oddaljene galaksije, pa pravijo $H_0 \approx 70\,\mathrm{km s^{-1}/Mpc}$.

Kako si naj to razlagamo? Kaj je res naša Galaksija nekaj posebnega, da se vse ostale gibljejo proč od nje? Kaj pa bi videl opazovalec v kakšni drugi galaksiji? Kratek razmislek pove: natanko isto, vse galaksije bi bežale proč od njega.

Veliki pok

Iz bega galaksij sklepamo naslednje. Ker se galaksije med seboj oddaljujejo, so morale biti včasih bolj skupaj. Če v mislih obrnemo tok časa, se začnejo galaksije stekati nazaj k nam. Dvakrat bolj oddaljena galaksija se giblje z dvakrat večjo hitrostjo, zato bi za vrnitev potrebovala enak čas. Vse galaksije, na kakršnikoli oddaljenosti od nas so pač, bi se zato vrnile k nam hkrati. Celotno vesolje bi se torej skrčilo v našo točko. Seveda to velja za vsako točko: vesolje bi se skrčilo vanjo. Pravzaprav bi se vse te opazovalne točke skrčile v skupno točko. Sklepamo torej, da ima vesolje svoj začetek, ko je bilo majhno in zgoščeno in zato vroče, tako kot pri gravitacijskem kolapsu plinskega oblaka v zvezdo. Vesolje se je torej, kot kaže, začelo z eksplozijo, z *velikim pokom*. Takrat je nastala snov, kakršnakoli je pač že bila, in svetloba, ki jo je začela snov sevati. Od tedaj naprej se snov in svetloba širita, pri čemer se oblikujejo galaksije, kakršne danes vidimo v bližnji in daljni okolici. Hitrost širjenja snovi opisuje širitveni parameter. Njegova recipročna vrednost $1/H_0$ ima dimenzijo časa in karakterizira čas širjenja, to je starost vesolja t_0:

$$t_0 \sim \frac{1}{H_0}\,. \tag{45.32}$$

Vesolje je torej staro $t_0 \sim 14 \cdot 10^9$ let. Ocenjeni številski rezultat je ugoden, saj je precej daljši od domnevne starosti Sonca. Sonce pač ne more biti starejše od vesolja.

Raztezanje prostora

Če hitrost galaksij res narašča z oddaljenostjo linearno, mora prej ali slej preseči svetlobno hitrost in "izginiti". Toda – ali je to sploh možno? Kaj ni res, da nobeno telo ne more potovati hitreje od svetlobe? Zagato odpravimo z naslednjo izjemno drzno domnevo. Res je: nobeno snovno telo ne more potovati hitreje od svetlobe v lokalnem delu prostora; kaj pa, če se prostor širi? Meja svetlobne hitrosti potem še vedno velja lokalno. Se pa lahko dva različna dela prostora med seboj oddaljujeta, in to s poljubno veliko hitrostjo. Oddaljene galaksije potem pravzaprav ne bežijo od nas, ampak jih s sabo nosi šireči se prostor. Kar vidimo kot beg galaksij, je torej širjenje prostora, ki nosi galaksije s seboj.

Ko pravimo, da se vesoljski prostor razteza, s tem ne mislimo, da se večajo tudi atomi, ali naše telo, ali Zemlja, ali Sončni sistem ali Galaksija. Vse to so telesa, ki jih držijo skupaj močne sile, in na katere povprečna, zglajena gravitacija vesolja nima zaznavnega vpliva. Skupna lastnost naštetih sistemov je, da predstavljajo področja z velikim odstopanjem masne gostote od povprečja preko več deset megaparsekov.

Vidno obzorje

Od svetlobe, ki pada v naše oči, nobena ni starejša od starosti vesolja. Tudi z najmočnejšimi daljnogledi ne moremo videti starejše svetlobe, ker je pač ni. Doseg, do kamor vidimo, je torej omejen. Rečemo, da je to naše *vidno obzorje*. Na prvi pogled se zdi, da je vidno obzorje tako daleč, kolikor prepotuje svetloba v času od velikega poka do danes, torej $r_{\mathrm{vis}} = ct_0 = 14 \cdot 10^9$ ly. Vendar se je v tem času telo, ki je to svetlobo izsevalo, odmaknilo od nas zaradi širjenja prostora. Vidno obzorje je zato ustrezno večje. Ocenimo ga takole. V času t_0, ki ga potrebuje svetloba od izseva do vpada v oko, se izvor od razdalje r_0 odmakne za dodatno razdaljo $s \sim v(r_0)t_0 \sim (H_0 r_0)/H_0 \sim r_0$. Vidno obzorje torej znaša $r_{\mathrm{vis}} \sim 2ct_0$. Čim starejše je vesolje, tem večje je vidno obzorje. To velja za vsakega opazovalca: vsak ima svoje vidno obzozrje. Kaj se skriva za njim, pa mora večno ostati nevidno.

45.9 Širitveni model

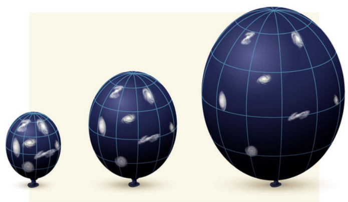
Širjenje vesolja hočemo zdaj zajeti v eno ali več enačb. Privzamemo, da je vesolje homogeno (na skali nekaj deset megaparsekov) in izotropno. To pomeni, da lahko za središče izberemo katerokoli njegovo točko, recimo kar našo Galaksijo. Poglejmo majhen prostorninski element – delec – z maso m na razdalji r od tega središča. Zaradi nazornosti si bomo namesto delca predstavljali kar razmazano galaksijo.

Skalirna enačba

Na galaksijo deluje gravitacijska sila mase v zaobjeti krogli: $F = \kappa M_r m/r^2 = 4\pi\kappa\rho r m/3$. Galaksija ima potencialno energijo $W = -\kappa M_r m/r$ in kinetično energijo $K = mr'^2/2$ (torej ne sme biti prehitra). Vsota obeh energij je konstantna: $(1/2)mr'^2 - (4\pi/3)\kappa\rho r^2 m = E$. Konstanta E je v splošnem različna za različne razdalje. Zapisana enačba opisuje spreminjanje razdalje med dvema galaksijama: izhodiščno in obravnavano. Ker je vesolje homogeno, velja enačba za poljubni dve galaksiji. To nam omogoča, da vpeljemo so-bežni koordinatni sistem, ki se giblje skupaj s prostorom. Ker je širjenje linearno, sta *fizična razdalja* $\boldsymbol{r}$ in *so-bežna razdalja* $\boldsymbol{R}$ med dvema poljubnima galaksijama povezani takole:

$$\boldsymbol{r} = a(t)\boldsymbol{R}\,. \tag{45.33}$$

Enačba opisuje so-bežno mrežo vektorjev $\boldsymbol{R}$, ki se širi skupaj s prostorom. Galaksije ostajajo, po definiciji, v fiksnih točkah te mreže. Količino $a(t)$ poimenujemo *skalirni faktor* vesolja. Odvisen je le od časa. Pove nam, kako fizične razdalje med galaksijami naraščajo s časom.



Slika 45.18 So-bežna koordinatna mreža na balonu. Mreža se širi skupaj z opno balona. "Galaksije" ostajajo v fiksnih točkah te mreže. (Bianchi, 2010)

Enačbo (45.33) vstavimo v energijsko enačbo, upoštevamo $R' = 0$ in dobimo *skalirno enačbo* (FRIDMAN)

$$\left(\frac{a'}{a}\right)^2 = \frac{8\pi\kappa}{3}\rho - \frac{kc^2}{a^2}\,, \tag{45.34}$$

pri čemer smo vpeljali okrajšavo $k = -2E/mc^2R^2$. Faktor c^2 smo pritaknili zato, da polepšamo enote: $[k] = 1/\mathrm{m}^2$. Količina k mora biti neodvisna od R, ker so taki vsi ostali členi v enačbi. Iz tega sledi $E \propto R^2$. Ker je E za izbrano galaksijo konstanta in ker je R zanjo fiksiran, je k kar navadna konstanta. Kakšen je njen pomen? Očitno je vezana na vezavno energijo vesolja. Ničelni, pozitivni in negativni vezavni energiji ustrezajo vrednosti konstante $k = 0$, $k > 0$ in $k < 0$. Rekli bomo, da imamo opravka z gravitacijsko uravnovešenim (*ravnim*), gravitacijsko nevezanim (*odprtim*) ali gravitacijsko vezanim (*zaprtim*) vesoljem. Kakšno je naše vesolje, bomo morali v nadaljevanju še ugotoviti.

Gostotna enačba

Skalirna enačba opisuje, kako se skalirni faktor a spreminja s časom, če poznamo gostoto vesolja $\rho(t)$. Kakšna pa je gostota vesolja kot funkcija časa? Krogelna prostornina vesoljske "tekočine" $V = (4\pi/3)a^3$ vsebuje energijo $E = mc^2 = (4\pi/3)a^3\rho c^2$. Pri adiabatnem raztegu te prostornine velja $dE + pdV = 0$. Izraza za E in V odvajamo po času in vstavimo, pa dobimo *gostotno enačbo* (FRIDMAN)

$$\rho' + 3\,\frac{a'}{a}\,(\rho + \frac{p}{c^2}) = 0\,. \tag{45.35}$$

Zdaj torej vemo, kako se spreminja gostota, vendar le, če vemo še, kakšna je enačba stanja $p = p(\rho)$. Če to enačbo poznamo, potem gostotna enačba in skalirna enačba enolično določata širjenje vesolja.

Skalirni faktor in širitveni parameter

Hitrost bežanja galaksij $\boldsymbol{v} = d\boldsymbol{r}/dt$ zapišemo kot $(|\boldsymbol{r}'|/|\boldsymbol{r}|)\boldsymbol{r}$, upoštevamo $\boldsymbol{r} = a\boldsymbol{R}$ in dejstvo, da je odvod so-bežnih koordinat enak nič. Potem iz širitvenega zakona $v = Hr$ sledi

$$H = \frac{a'}{a}\,, \tag{45.36}$$

skalirna enačba pa dobi alternativno obliko

$$H^2 = \frac{8\pi\kappa}{3}\,\rho - \frac{kc^2}{a^2} \tag{45.37}$$

Širitveni parameter se torej spreminja s časom. Njegovo vrednost ob današnjem času t_0 označujemo kot H_0.

Skalirni faktor in rdeči premik

Dve galaksiji naj bosta oddaljeni za dr. Potem se medsebojno razmikata z relativno hitrostjo $dv = Hdr = (a'/a)dr$. Svetloba, ki odpotuje iz ene galaksije in prispe v drugo, ima spremenjeno valovno dolžino: $d\lambda/\lambda = dv/c$. Potovalni čas znaša $dt = dr/c$. Ko zložimo vse skupaj, dobimo $d\lambda/\lambda = da/a$ oziroma

$$\lambda \propto a\,. \tag{45.38}$$

Ko se prostor širi, se valovna dolžina svetlobe v njem veča. Predstavljamo si, da prostor razteguje svetlobne valove. S tem svetloba doživlja rdeči premik. Rdeči premik svetlobe je torej posledica relativne hitrosti oddajnika in sprejemnika, pri čemer je njuna relativna hitrost posledica širjenja prostora. Ugotovitev smo izpeljali za dve bližnji točki. Privzeli bomo, da velja tudi za velike razdalje.

45.10 Napovedi modela

Sestavine vesolja

Če hočemo ugotoviti, kaj napovedujeta skalirna in gostotna enačba, moramo poznati povezavo med masno gostoto in pritiskom sestavin vesolja. H gostoti ρ in pritisku p prispevata tako snov kot svetloba. Današnje vesolje je "plin" iz počasnih masnih delcev (galaksij, atomov v medgalaktičnem prostoru) in relativističnega sevanja (fotonov in nevtrinov). Plin je redek in hladen, zato je pritisk v njem majhen in postavimo $p = 0$. Zgodnje vesolje pa je bilo gost in vroč plin iz osnovnih delcev. Kot vemo iz sredic zvezd, v takem plinu prevladuje pritisk zaradi radiacije; zato postavimo $p = w/3 = \rho c^2/3$. Zapisali smo dva mejna primera za vesolje. Rekli bomo, da sta to *masno dominirano* in *sevalno dominirano* vesolje.

Ravno, masno dominirano vesolje

Masno enačbo $\rho' = 3(a'/a)\rho = 0$ zapišemo v obliki $(1/a^3)\mathrm{d}/\mathrm{d}t(\rho a^3) = 0$ in nadalje $\mathrm{d}/\mathrm{d}t(\rho a^3) = 0$. To pomeni, da je ρa^3 konstanta oziroma $\rho \propto 1/a^3$. Nismo presenečeni, saj pričakujemo, da gostota pada obratno sorazmerno s prostornino vesolja. Če z ρ_0 označimo gostoto ob sedanjem času t_0, ko $a(t_0) = 1$, velja $\rho = \rho_0/a^3$. To gostoto vstavimo v skalirno enačbo (45.34), upoštevajoč $k = 0$, in dobimo $a'^2 = (8\pi\kappa\rho_0/3) \cdot (1/a)$. Enačbo poskušamo rešiti z nastavkom $a \propto t^q$. Leva stran je odvisna od t^{2q-2} in desna od t^{-q}. Obe strani se morata ujemati, kar se zgodi za $q = 2/3$. Zato $a \propto t^{2/3}$ oziroma

$$a(t) = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{2/3} \qquad (45.39)$$

$$\rho(t) = \frac{\rho_0}{a^3}\,.$$

Vesolje se torej večno razteza, pri čemer se širitveni parameter s časom zmanjšuje: $H = a'/a = 2/3t$. Za današnji čas velja $t_0 = (2/3)(1/H_0) = 9 \cdot 10^9$ let. Po modelu ocenjena starost vesolja je torej nekaj manjša od prvotne ocene na podlagi nespremenljivega širitvenega parametra. Je pa še vedno dovolj velika, da nas ne skrbi preveč.

Ravno, sevalno dominirano vesolje

Z upoštevanjem $p = \rho c^2/3$ se gostotna enačba glasi $\rho' = 4(a'/a)\rho = 0$. Rešujemo jo prav tako kot predhodno, pri čemer je a^3 nadomeščen z a^4. Dobimo $\rho \propto 1/a^4$ in nadalje še

$$a(t) = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{1/2} \qquad (45.40)$$

$$\rho(t) = \frac{\rho_0}{a^4}\,.$$

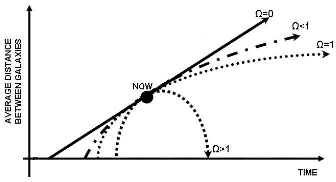
Sevalno dominirano vesolje se širi počasneje kot masno dominirano, in sicer zaradi vpliva tlaka. Torej ne smemo o tlaku misliti kot o nečem, kar vesolje razpihuje. Saj bi bil za to potreben pritiskov gradient, ki pa ga v vesolju ne najdemo. Je pa res, da pri razpenjanju pritisk opravlja delo, kar se kaže v dodatnem manjšanju gostote.

Odprto in zaprto vesolje

Kaj pa, če vesolje ni ravno, to je, če $k \neq 0$? Privzemimo, da je vesolje masno dominirano, kar velja za njegovo celotno dobo, razen za začetek.

Če je v skalirni enačbi (45.37) $k < 0$, sta oba člena na desni pozitivna in $H \equiv a'/a$ bo vedno večji od nič: vesolje se ne bo nikoli nehalo širiti. Z naraščanjem a pada člen kc^2/a^2 počasneje kot člen z $\rho \propto 1/a^3$ ter prej ali slej postane dominanten. Skalirna enačba dobi zato obliko $(a'/a)^2 = -kc^2/a^2$ in po krajšanju $a \propto t$. Hitrost postane konstantna: vesolje se širi enakomerno.

Če $k > 0$, postane razlika obeh členov na desni strani po določenem času enaka nič. To pomeni, da se širjenje ustavi. Ker gravitacijska privlačnost ostaja, pa se mora vesolje začeti krčiti. Kolaps je prav tak kot širitev, vendar v nasprotni smeri. Vesolje se skrči v vročo točko.



Slika 45.19 Razvoj vesolja, odvisen od masne gostote. Gostota je podana z razmerjem Ω med aktualno in kritično gostoto. Prazno vesolje $\Omega = 0$; odprto vesolje $\Omega < 1$; ravno vesolje $\Omega = 1$; zaprto vesolje $\Omega > 1$. (Anon)

Širitev vesolja je zelo podobna metu kamna v višino. Če ga vržemo navzgor z veliko hitrostjo, ga Zemljina gravitacija ne bo mogla ustaviti in kamen bo odletel proč z enakomerno hitrostjo. Če ga vržemo z majhno hitrostjo, ga bo gravitacija ustavila in vrnila na tla. Vmes pa je ubežna hitrost, s katero kamen ravno še ubeži gravitaciji in se ustavi v neskončnosti.

Kritična gostota

V skalirni enačbi (45.37) obstaja za dano vrednost H takšna vrednost ρ, ki "dela" vesolje ravno, torej $k = 0$. To je *kritična gostota*

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi\kappa}\,. \qquad (45.41)$$

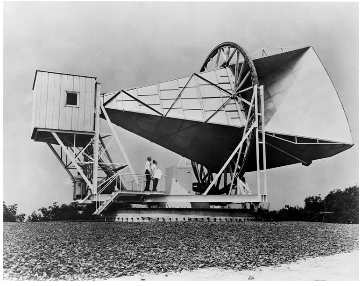
Ker se H spreminja s časom, se ustrezno spreminja tudi kritična gostota. Za sedanjo vrednost H_0 izračunamo iz (45.41) $\rho_c \sim 10^{-26}\,\mathrm{kg/m^3} \sim 10\,m_p/\mathrm{m^3}$. Na prvi pogled je to zelo majhna vrednost: po en nukleon na medsebojni razdalji en čevelj. Zapišemo pa jo lahko tudi v obliki $\rho_c \sim 10^{11}\,M_\odot/(\mathrm{Mpc})^3$. To pa ni več videti tako majhno: tipična galaksija na tipični medsebojni razdalji galaksij! Kaže, da dejanska gostota vesolja ne more biti daleč od kritične.

Kakšna je gostota vesolja (upoštevajoč zvezde, rjave pritlikavke, medgalaktične oblake plina, fotone, nevtrine in morda še kaj), je zaenkrat odprto vprašanje. Radi bi že videli, da bi bila enaka kritični gostoti. Zavedati pa se moramo, da vesolju ni mar za naše želje in upe. Na koncu vedno odločijo meritve.

45.11 Zgodnje vesolje

Prasevanje

Raziskave vesolja dobijo novo oporo z naslednjim nepričakovanim odkritjem. Kot radijski inženirji preučujemo širjenje mikrovalov in pri tem uporabljamo veliko sprejemno anteno ter zelo občutljiv sprejemnik za 7-centimetrske valove. Da bi lahko zaznali šibke energije, poskušamo odstraniti vse druge moteče vire. Med drugim tudi hladimo sprejemnik s tekočim helijem, da zmanjšamo njegov notranji termični šum. Kljub vsem naporom pa še vedno zaznavamo nekakšno sevanje. To sevanje prihaja enakomerno iz vseh delov neba in ni odvisno od dneva in noči ter od letnih časov. Kaže, da prihaja iz globin vesolja. Poimenujemo ga *sevanje ozadja* ali *prasevanje* (PENZIAS).



Slika 45.20 Antena, s katero je bilo odkrito prasevanje. (NASA)

Merjenja pri različnih valovnih dolžinah razkrijejo, da ima prasevanje spekter črnega telesa s temperaturo $T \approx 3\,\mathrm{K}$. To ustreza valovni dolžini $\lambda \propto 1/T \approx 1\,\mathrm{mm}$. Gostota energije znaša $w = 4\sigma T^4/3c$ in ustrezajoča gostota mase $\rho = w/c^2 = 10^{-30}\,\mathrm{kg/m^3}$. To je za štiri rede velikosti manj od kritične mase. Masa prasevanja ne igra nobene vloge pri širjenju današnjega vesolja.

Raztezanje in ohlajanje prasevanja

Ko se vesolje razteza, se z njim razteza tudi valovna dolžina prasevanja: $\lambda \propto a$. Ob upoštevanju $\lambda \propto 1/T$ sledi

$$T \propto \frac{1}{a}\,. \tag{45.42}$$

Pri širjenju se torej prasevanje oziroma prazen vesoljski prostor, vsebujoč prasevanje, ohlaja kar obratno sorazmerno s svojo velikostjo. Danes, ko je vesolje veliko $a = 1$, ima temperaturo $T_0 = 3\,\mathrm{K}$. Tisočkrat višjo temperaturo $\mathrm{T} = 3 \cdot 10^3\,\mathrm{K}$ je imelo, ko je bilo tisočkrat manjše: $a = 10^{-3}$. To se je zgodilo ob času $t/t_0 = a^{3/2} \sim 10^{-5}$, torej $10^{-5} \cdot t_0 \sim 10^5$ let po velikem poku.

Ko govorimo o temperaturi vesolja, mislimo na temperaturo praznega prostora, vsebujočega prasevanje. Vemo pa, da so zvezde vroče in da temu ustrezno sevajo. V vesolju je torej več sestavin – zvezde, medzvezdni plin, svetloba, nevtrini in morda še kaj – in vsaka ima svojo temperaturo. Med seboj so v slabem toplotnem stiku. Vesolje, kot ga vidimo danes, ni v toplotnem ravnovesju, ko bi bila temperatura v njem povsod enaka.

Nastanek snovi in prasevanja

Dovolj daleč nazaj v času je bila temperatura vesolja tako visoka, da v njem niso mogli obstajati današnji atomi, pa tudi ne njihova jedra: termično gibanje je bilo tako silovito, da so bila jedra in atomi razdrobljeni na sestavne dele. Takratna snov je bila zato mešanica prostih protonov, nevtronov, elektronov, nevtrinov in fotonov. Vsi so vplivali drug na drugega. Kaj je bilo pred to mešanico, na tej stopnji spoznavanja narave ne vemo.

Ko se je zaradi raztezanja vesolja temperatura znižala, so se začeli protoni in nevtroni združevati v jedra. To se je zgodilo tedaj, ko je energija delcev padla znatno pod vezavno energijo nukleonov v jedrih, recimo na okrog $E \sim 1\,\mathrm{MeV}$. Tej energiji ustreza temperatura $T = E/k \sim 10^{10}\,\mathrm{K}$. Tedanji skalirni faktor je znašal $a = (3\,\mathrm{K})/T \sim 10^{-10}$. Starost vesolja (predpostavimo masno dominiranega) pa je znašala $t = t_0 a^{3/2} \sim 10^3$ sekund. Vesolje je bilo torej mešanica jeder (večinoma vodika, devterija in helija, morda še kaj drugega), elektronov, nevtrinov in fotonov. V tej plazmi so švigali fotoni sem in tja in se sipali na električno nabitih jedrih in elektronih. Zaradi sipanja je bila prosta pot fotonov kratka: vesolje je bilo neprozorno za svetlobo.

Ko je energija delcev padla znatno pod vezavno energijo elektronov v današnjih atomih, recimo na okrog $E \sim 1\,\mathrm{eV}$, so jedra zagrabila in si prisvojila proste elektrone in nastali so prvi atomi. Na enak način kot zgoraj izračunamo tedanjo temperaturo $T \sim 10^4\,\mathrm{K}$, skalirni faktor $a \sim 10^{-4}$ in starost vesolja (predpostavimo masno dominiranega) $t \sim 10^5$ let. Prostih elektronov je zmanjkalo in s tem je prenehalo sipanje fotonov na njih. Fotonom se je odprla prosta pot za nemoteno gibanje. Snov je postala prozorna za svetlobo. Rodilo se je prasevanje s temperaturo $\sim 10^4\,\mathrm{K}$, to je, z valovno dolžino $\sim 10^3\,\mathrm{Å}$. Do danes se je sevanje ustrezno ohladilo in raztegnilo. Snov pa se je gravitacijsko združila v galaksije, zvezde in planete.

Kaj nas čaka

Vesolju je bilo torej potrebnih nekaj minut, da je naredilo prva jedra; nekaj stotisoč let, da je naredilo prve atome in nekaj milijard let, da je naredilo galaksije, zvezde, planete in nas same. Kaj se je dogajalo v prvih minutah vesolja, (še) ne vemo. Kaj je bilo "pred" tem, tudi ne. Morda ne bomo nikoli mogli ugotoviti. Tudi daljna prihodnost nam je bolj ali manj neznana. Vesolje, kot ga poznamo, pa se bo gotovo širilo še milijarde let. Potem bodo zvezde počasi ugasnile in vesolje bo postalo temno in mrtvo pokopališče snovi. Ali pa se bo morda širjenje ustavilo, obrnilo in končalo v novem vročem velikem poku. Življenje človeškega rodu, kaj šele življenje človeškega posameznika, se pokažeta neznatna v primerjavi s trajanjem in razvojem vesolja. Tolaži nas lahko zavest, da smo kljub svoji neznatnosti le uspeli spoznati zgradbo dobršnega dela sveta in odkriti marsikatere zakone, po katerih se ravna. Mnogo raziskovalnega dela nas pa še čaka. Imamo svoj čas; izkoristimo ga. □