

The cover features a vibrant red background. A large white circle is positioned in the upper left quadrant. Several smaller white circles of varying sizes are scattered across the middle and right sections. A network of black lines, including a prominent horizontal line and several intersecting diagonal lines, overlays the composition, creating a sense of depth and structure.

KOSMICKÉ ROZHLEDY

ROČNÍK 26 (1988) ČÍSLO 2

NEPERIODICKÝ VĚSTNÍK ČESKOSLOVENSKÉ ASTRONOMICKÉ SPOLEČNOSTI PŘI ČSAV

KOSMICKÉ ROZHLEDY, neperiodický věstník Československé astronomické společnosti při Československé akademii věd

ročník 26 (1988) číslo 2

Naši astronomii, Československou astronomickou společnost a nás všechny postihla zlá ztráta. 8. května 1988 zemřel

PhDr. Zdeněk HORSKÝ, CSc.

Odešel velký člověk, s nesmírně obsáhlými vědomostmi, neutuchající aktivitou a kromě toho člověk vzácně družný, ochotný a přátelský, vždy svůj. Zůstalo velké prázdno, zůstal smutek. Jsou lidé, které nelze nahradit a jejichž odched dává podnět k úvahám, kolik pozoruhodných studií mohlo ještě vzniknout, kolika zajímavými setkáními nás mohli ještě obohatit, kdyby nebyli tak brzo vstoupili do minulosti. Ano, stalo se, je to neodvolatelné. Buďme vděční osudu, že jsme ho mohli znát, že jsme se mohli setkávat s Dr. Zdeněkem Horským. Ještě přečteme mnohé z jeho prací, které vyjde jako poselství, jako odkaz nám živým. Ještě k nám bude promlouvat. A k jeho starším dílům se bude opět vracet. Budeme si ho připomínat. Škoda, že se zármutkem, který se přimísí i k těm veselým vzpomínkám.

Náš věstník, v jehož redakčním kruhu Dr. Zdeněk Horský působil od roku 1971, věnuje jeho dílu 3. číslo letošního ročníku.

Redakční kruh

Adam Burrows

Zrození neutronových hvězd a černých děr

Jádro hmotné hvězdy, která předtím žila 10 miliónů let, se zhroutí během jediné sekundy. Dá přitom vzniknout sérii nejexotičtějších a nejextrémnějších jevů, s nimiž se ve vesmíru setkáváme.

Neutronové hvězdy jsou přinejmenším exotické. Většinou jsou to pozůstatky hmotných hvězd, které po vyčerpání svého termonukleárního paliva okázale umírají jako supernovy. O polovinu hmotnější než naše Slunce, ale s průměrem pouhých 20 km jsou nejhustšími tělesy ve vesmíru. Gravitační zrychlení na povrchu neutronové hvězdy 10^{11} krát převyšuje zrychlení na Zemi a vazbová gravitační energie částičky hmoty v neutronové hvězdě je desetina její klidové hmotnosti. Akrece látky na neutronovou hvězdu, při které se uvolňuje energie větší než 100 MeV/nukleon, je proces s mnohem vyšší účinností než termonukleární syntéza, uvolňující kolem 8 MeV/nukleon. Podle teorie jsou neutronové hvězdy tvořeny z 95 % neutrony v "chemické" rovnováze s příměsí protonů a elektronů:

$$n = p^+ + e^-$$

Někteří přirovnávají neutronové hvězdy k obrovským atomovým jádrům s atomovým číslem řádově 10^{57} . V těchto útvech je gradient tlaku silně interagujících degenerovaných neutronů při hustotách vyšších než jsou jaderné vyrovnáván de hydrostatické rovnováhy s jejich vlastní tíhou. Neutronové hvězdy jsou proto laboratořemi jak jaderné fyziky, tak i obecné teorie relativity.

Výčet všech nej- týkajících se neutronových hvězd je mnohem delší, než ukázal předcházející odstavec /1/. Nejúžasnější se mi však jeví ta okolnost, že skutečně existují. Neutronové hvězdy nebo soustavy hvězd, které je obsahují, jsou např. rádiové pulsary s magnetickými poli o indukcii na povrchu řádu 10^8 teslů a periodami od 1,56 ms do 4,3 s, nebo rentgenové dvojhvězdy s výkonem v rentgenovém oboru až 10^{30} - 10^{31} W, t.j. 10^4 krát více než zářivý výkon Slunce /2/. Rovněž energie známé Krabí mlhoviny pochází z rychle rotující neutronové hvězdy, vzniklé při výbuchu supernovy pozorované r. 1054. Strážlivý odhad počtu starých "mrtvých" ale i aktivních - pozorovatelných neutronových hvězd v naší Galaxii je 10^8 . Hmotnosti několika málo neutronových hvězd, které byly určeny, se pohybují kolem $1,4 M_{\odot}$.

Existence černých děr - jiných možných zbytků zhroutení jader hmotných hvězd - zůstává dosud sporná. Nicméně, jak uvidíme, máme nepřímé důkazy o existenci černých děr hmotností hvězd v naší i jiných galaxiích. Tyto černé díry i neutronové hvězdy vznikají podle našich představ za podobných okolností. Jaká je fyzika vzniku těchto kompaktních objektů? Proč po zániku hmotné hvězdy jednou zůstane černá díra, podruhé neutronová hvězda? Pokusím se zde rozvést současné představy o těchto a po-

dobných problémech, nebudu se však snažit o úplnost ani nenaspadnutelnost. Tyto otázky jsou zde více než půl století a zřejmě ještě pár let potrvá, než budou moci být důstojně dořešeny.

Nedávno způsobila značný rozruch supernova SN 1987 A, kterou bylo možno sledovat i pouhým okem /3/. K výbuchu došlo natolik blízko, že pozemské detektory mohly zaregistrovat i několik neutrin, která byla vyzářena v několika sekundách vzniku neutronové hvězdy.

Přehled vývoje hvězd

Podle současných představ jsou bílí trpaslíci, neutronové hvězdy a černé díry hvězdných hmotností konečnými stadii vývoje hvězd. Nevznikají přímo zhuštěním mezihvězdné látky, ale jsou to pozůstatky běžných hvězd po skončení jejich dlouhého, v závěru i bouřlivého termonukleárního života. Tíhu látky v bílých trpaslících vyrovnává vztlak degenerovaného elektronového plynu, který takřka nezávisí na teplotě. K udržení hydrostatické rovnováhy tedy není nutné, aby plyn měl vysokou teplotu. Izolovaný bílý trpaslík se vyzařováním do prostoru ochlazuje, časem se stane trpaslíkem černým. Domníváme se, že všechny hvězdy s hmotností menší než 6 až 8 M_{\odot} , tedy i naše Slunce, projdou stadiem červeného obra, který ztratí vnější obálku a zbude z něj bílý trpaslík.

Jádra obyčejných hvězd zpočátku nejsou bílými trpaslíky. Do degenerovaného stavu se propracovávají postupně během vodíkového a heliového jaderného hoření, z nichž každé zanechává jádro ve stále hustším stavu. Ne hmotnosti hvězdy závisí, která reakce proběhne v jádru před jeho zdegenerováním naposled. Chemické složení bílého trpaslíka je tedy funkcí hmotnosti jeho předchůdce. Hvězdy hmotnější než 6-8 M_{\odot} patrně buď úplně zaniknou při svém výbuchu, nebo častěji z nich zbude neutronová hvězda nebo černá díra.

Jak si ukážeme v následujících odstavcích, fyzikální teorie hvězdného vývoje dává přímo zobrazení množiny normálních hvězd, uspořádané podle jejich hmotností, na posloupnost jejich pozůstatků: bílí trpaslíci - neutronové hvězdy - černé díry.

Hlavní náplní hvězdného života je neustálé soupeření gradientu tlaku s gravitací, které lze popsat rovnicí hydrostatické rovnováhy ve sféricky symetrickém tělese:

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{Gm(r)\rho}{r^2} \quad (1)$$

kde G je gravitační konstanta, P a ρ jsou tlak a hustota ve vzdálenosti r od středu. Hmotnost $m(r)$ uzavřená uvnitř koule o poloměru r je dána vztahem

$$\frac{dm(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \quad (2)$$

Když se hvězda vytváří z mezihvězdné látky, její smršťující se plyn houstne, zahřívá se na vysoké teploty a vyzařuje fotony, čili energii. Tato ztráta energie způsobuje, že celková energie protohvězdy je menší než energie téže hmoty rozptýlené do nekonečna. Je tedy vázána. Ačkoliv se v ní rychle ustaví hydrostatická rovnováha, hvězda není statická. Kdyby nevyzařovala, ustálila by se ve stavu plně popsaném celkovou energií nebo (při dané hmotnosti a chemickém složení) poloměrem či teplotou. V důsledku neustálé ztráty energie vyzařováním z povrchu se však hvězda vyvíjí posilováním čím dále tím kompaktnějších kvazistatických konfigurací.

Z rovnic (1), (2) a stavové rovnice

$$P = P(\rho, T)$$

můžeme odvodit zjednodušené, ale výstižné vztahy pro hvězdy s různými hmotnostmi, které však mají podobné průběhy hustoty. Podle (2) je celková hmotnost hvězdy

$$M \sim \rho_c \cdot R^3, \quad (3a)$$

kde R je celkový poloměr hvězdy a ρ_c centrální hustota. Podle (1) je tedy centrální tlak P_c

$$P_c \sim G M^2 / R^4 \quad (3b)$$

nebo

$$P_c \sim G M^{2/3} \rho_c^{4/3}. \quad (3c)$$

Mladé hvězdy jsou složeny převážně z horkého ionizovaného vodíku a helia. V nedegenerovaném stavu, tj. při nižších hustotách, je tlak plazmatu popsán stavovou rovnicí ideálního plynu

$$P \sim \rho T, \quad (3d)$$

zatímco v degenerovaném nerelativistickém plynu, tj. při středních hustotách, jaké se vyskytují v nepřilíš hmotných bílých trpaslících, je

$$P = \frac{1}{5} (3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 / m_e (N_A Y_e)^{5/3} \rho^{5/3} = \kappa \rho^{5/3}, \quad (3e)$$

kde Y_e je počet elektronů na baryon a N_A je Avogadrovo číslo, $\hbar = h/2\pi$, kde h je Planckova konstanta, κ je konstanta závislá na chemickém složení. Všimněme si, že tlak degenerovaného plynu nezávisí na teplotě. Z rovnic (3c) a (3d) vyplývá pro centrální hustotu ve hvězdě tvořené ideálním plynem

$$\rho_c \sim T_c^3 / G^3 M^2 \quad (4a)$$

a podle (3a)

$$T_c \sim GM/R. \quad (4b)$$

Z termodynamiky vyplývá, že entropie připadající na jednu volnou částici ideálního plynu je

$$k \ln(T^{3/2} / \rho) + \text{konst.}$$

V závislosti na chemickém složení můžeme (užitím 4a) vyjádřit centrální entropii na jeden nukleon v ideálním plynu

$$\begin{aligned}\sigma_c &= 3/2 K_1 \ln (T_c/\rho_c^{2/3}) + K_2 = \\ &= K_1 \ln (M^2/T_c^{3/2}) + K_3, \quad (4c)\end{aligned}$$

kde $K_{1,2,3} = \text{konst.}$, $K_1 > 0$. Ze statistické fyziky vyplývá, že entropie nerelativistického degenerovaného plynu je funkcí $T\rho^{-2/3}$ (čili T/p_F^2 ve Fermi-Diracově rozdělení), na rozdíl od (4c) je to však spíše přímá úměrnost než logaritmická závislost, a $\sigma = 0$ pro $T=0$. Můžeme užít rovněž viriálového teoremu

$$3(\gamma-1)U + \Omega = 0$$

svazujícího vnitřní energii U hvězdy s její potenciální energií Ω ,

$$\Omega = -K_4 GM^2/R.$$

γ je efektivní adiabatický index, $\gamma = 5/3$ pro nerelativistický ideální plyn, K_4 je bezrozměrná kladná konstanta řádu 1, daná vnitřní stavbou hvězdy. Celková energie hvězdy je tedy

$$E_T = U + \Omega = \frac{4-3\gamma}{3(\gamma-1)} \frac{K_4 GM^2}{R}. \quad (5)$$

Jestliže je $\gamma > 4/3$, tato energie je záporná a hvězda je vázaná. Lze dokázat, že v tomto případě je rovněž stabilní.

Co nám rovnice říkají? S pomocí rovnic (3) až (5) můžeme dojít k nejdůležitějším závěrům vyplývajícím z teorie hvězdného vývoje. Rovnice (5) ukazuje, že ztráta energie z hvězdy (tj. vzrůst absolutní hodnoty E_T) způsobuje pokles R . To podle (3a) vede ke vzrůstu ρ_c a podle (4b) i T_c . Hvězda z ideálního plynu se tedy ztrátou energie zahřívá! Toto paradoxní "záporné" efektivní měrné teplo je důsledkem toho, že pouze polovina gravitační potenciální energie uvolněné při kontrakci hvězdy je vyzářena a druhá zůstává ve hvězdě a vede ke vzrůstu její vnitřní energie. Podle rovnice (4c) se vzrůstem centrální teploty T_c klesá měrná entropie σ_c . Stupen degenerace i měrná entropie jsou monotónní funkce $T_c/\rho_c^{2/3}$ a to jak v nedegenerované tak i degenerované limitě. Proto i hvězda původně nedegenerovaná se v důsledku svého smršťování stává degenerovanější a tudíž uspořádanější. Entropie hvězdné hmoty je dost složitou funkcí jejího stavu, neboť k ní přispívají různá jádra, elektrony, fotony i jiné částice. Měrná entropie je však obecně převrácenou mírou stupně degenerace a vývoj hvězd spěje ke snižování entropie a růstu degenerace.

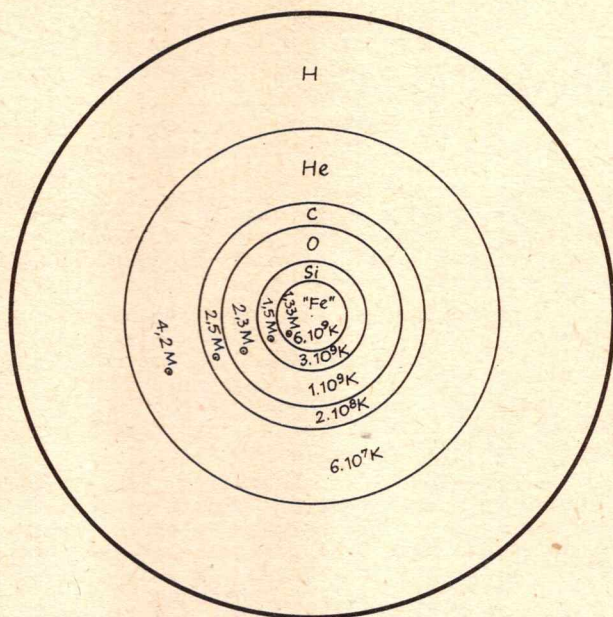
Centrální hustota a teplota hvězdy se nemohou zvyšovat neomezeně. Jejich růst zastaví buď vznik degenerace nebo zapálení termojaderné reakce. Jestliže hvězdné jádro zdegeneruje před zapálením reakce, tlak v něm se stane

prakticky nezávislý na teplotě a ztráty energie zářením sniží jeho teplotu stejně jako u bílého trpaslíka. Existuje tedy maximální teplota dosažitelná v raných stadiích vývoje hvězd. Jestliže tato teplota je nižší než zápalná teplota nejběžnějšího paliva - vodíku, protohvězda se stane tzv. hnědým trpaslíkem a její naděje na kariéru skutečné hvězdy padnou. Jestliže maximální teplota je naopak vyšší než zápalná, nukleární energie produkovaná v nitru pokryje zářivé ztráty povrchu a smršťování i degenerování jsou dočasně pozdrženy. Všimněme si, že termojaderné hoření udržuje teplotu nitra na nižší hodnotě, než by dosáhlo volným hrocením. Většinu svého života hvězdy stráví právě v této fázi spalování vodíku v jádře, kterou nazýváme pobyttem na hlavní posloupnosti. Rovnice (4c) nám ukazuje, že existuje jistá kritická hmotnost hvězdy tak, že pro všechny hmotnější hvězdy dosáhne centrální teplota zápalné hodnoty dříve, než centrální entropie klesne pod hodnotu, při níž dochází k degeneraci. Tato kritická hmotnost dosažení hlavní posloupnosti je 0,08 M. Méně hmotné hvězdy skončí jako hnědí trpaslíci. Jelikož velké jádro je vysoce uspořádaná kombinace protonů a neutronů, přeměna nukleonů do menšího počtu těžších jader odráží obecný vývoj k většímu uspořádání. Zapálení paliva prodlouží tuto přeměnu, ale palivo není neomezené. Jednou hvězdy ve svých nitrech vyčerpají vodík a to umožní jejich smršťování a přechod k vyšší degeneraci.

Jestliže hvězda má během pobytu na hlavní posloupnosti dostatečně vysokou entropii σ_c , pak po vyhoření vodíku v jádře může jeho pokračující smršťování zvýšit T_c nad zápalnou teplotu hélia dříve než dojde k degeneraci. Hoření hélia opět zbrzdí další smršťování a oddálí tak degeneraci. Takováto poloupnost vývojových stadií spalování stále těžších prvků může pokračovat tak dlouho, dokud je entropie dostatečně vysoká a dokud stačí palivo. Termojaderná syntéza je však exotermická pouze pro prvky lehčí než železo, v jehož blízkosti má křivka závislosti klidové hmotnosti připadající na jeden nukleon v jádře na atomovém čísle své minimum. Rovnice (4c) ukazuje, že čím je hvězda hmotnější, tím má vyšší entropii, která jí umožní postoupit dále řetězcem termojaderných reakcí směrem k vytváření železa, aniž by byla zastavena degenerací (při níž přestávají platit rovnice 4a, b). Hvězda se tak vyvíjí do cibulovité struktury soustředných kulových slupek, na jejichž rozhraní probíhá spalování paliva z horní slupky na popel v dolní slupce, který je palivem pro další reakci. Například pro hvězdu o hmotnosti 15 M. je v konečné fázi železné jádro obaleno postupně slupkami křemíku, kyslíku, neonu, uhlíku, hélia a vodíku /5/ - viz obr. 1.

Komplikace

Na rozdíl od výše uvedeného zjednodušeného obrazu, skutečnost je mnohem složitější. Především cibulovitá struktura hvězd, tedy existence a souběžné hoření slupek s různým chemickým složením, narušuje předpoklad podobnosti užitý k odvození rovnic (3a-c).



Obr. 1. Rozmístění prvků uvnitř hvězdy. Obrázek ukazuje "cibulovitou strukturu" rozdělení převládajících prvků v nitru hvězdy hmotnosti $15 M_{\odot}$ těsně před kolapsem. Vrstvy není možné zobrazit v nekresleném měřítku. Je uvedena střední teplota každé oblasti a hmotnost od středu k povrchu oblasti. Symbol pro železo je v uvozovkách, protože se železem jsou přítomny i jiné blízké prvky periodické tabulky; tyto prvky jsou v jaderné statistické rovnováze pro částečně neutronizovanou látku, tzn. pro látku, v níž se spojují některé elektrony a protony a roste podíl neutronů.

Po zapálení slupky se jádro uvnitř ní začne vyvíjet víceméně nezávisle. Tento vývoj závisí pouze na hmotnosti jádra, takže vnější vrstvy hvězdy na něj působí pouze prostřednictvím rychlosti, s níž dodávají spaliny slupkového hoření. Rovnice (4c) opět popisuje smršťování jádra, musíme však do ní místo celkové hmotnosti dosadit pouze hmotnost jádra. Ta je vždy menší, avšak roste s celkovou hmotností hvězdy, takže výše popsaný vztah mezi entropií, degenerací, jadernou reakcí a M zůstane v platnosti. Hvězdy s hmotnostmi mezi $0,08 M_{\odot}$ a $0,25 M_{\odot}$ spalují pouze vodík, hélium se v nich však již nezapálí a skončí jako heliovi bílí trpaslíci. Ve hvězdách mezi $0,25 M_{\odot}$ a 4 až $8 M_{\odot}$ se vznítí i hélium, patrně však již ne uhlík. Postupně se mění v uhlíkové nebo

kyslíkové bílé trpaslíky. Je však možné, že i ve hvězdách mezi 4 M_{\odot} a 8 M_{\odot} se zapálí uhlík již ve stavu degenerovaného plynu a vzplanou, případně jsou i zcela rozmetány při výbuchu některého z typů supernov.

Hvězdy s hmotnostmi mezi 8 až 10 M_{\odot} zapálí uhlík v nedegenerovaném stavu a zanechají jádra ^{16}O - ^{20}Ne - ^{24}Mg a hvězdy hmotnější než 10 až 12 M_{\odot} prohoří až na železo. Hvězdy hmotnější než přibližně 100 M_{\odot} již patrně ani nestačí projít celým vývojem až ke vzniku ^{56}Fe v důsledku nestabilit způsobených vznikem tepelných elektron-pozitronových párů. Takovéto hvězdy však musí být vzácné a nebudeme se jimi nadále zabývat.

Po zapálení uhlíku jsou teplota a hustota již natolik vysoké, že ztráty energie a entropie neutrinovými páry převládou nad ztrátami prostřednictvím fotonů. Další vývoj je urychlen a ovládnut neutrinovými procesy. Přesné hranice hmotností mezi různými typy vývoje se stávají neurčitější, obecný vztah mezi entropií, degenerací, spalováním a hmotností však zůstává v platnosti.

Hmotnost bílého trpaslíka, který vzniká v nitru hvězdy, je rovněž monotonně rostoucí funkcí její celkové hmotnosti. Např. naše Slunce, které je nyní v polovině svého pobytu na hlavní posloupnosti, po sobě zanechá bílého trpaslíka s hmotností 0,5-0,6 M_{\odot} . Hvězda s hmotností 6 M_{\odot} vytvoří bílého trpaslíka o hmotnosti 1,1 M_{\odot} a ^{16}O - ^{20}Ne - ^{24}Mg nebo ^{56}Fe jádra hvězd hmotnějších než 8 M_{\odot} dorostou alespoň do 1,2 M_{\odot} nebo ještě o několik desetin M_{\odot} více.

Nyní vidíme, proč bílí trpaslíci nemohou být původními objekty vznikajícími přímo kondenzací mezihvězdné látky. Látka totiž musí napřed vyzářit většinu své entropie, která musí poklesnout z původních 100 k/baryon (k - Boltzmannova konstanta) v mezihvězdné látce na 2 k/baryon v degenerovaném plynu. K tomu je zapotřebí mezidobí ve stavu zářících hvězd. Hvězdy lehčí než přibližně 8 M_{\odot} při svém zániku pravděpodobně ztrácejí vnější obálku a obnaží tak degenerovaného bílého trpaslíka ve svém jádru. Vzhledem k průběhu závislosti celkové energie na nukleon nepřesahuje atomové číslo látky v bílých trpaslících atomové číslo železa. Celková hmotnost degenerovaného železného jádra však může i nadále vzrůstat díky spalínám ze slupkového křemíkového hoření.

Proč hvězdy hmotnější než 8 M_{\odot} neshazují své vnější obálky podobně jako lehčí hvězdy a neliší se od nich pouze kvantitativně hmotností zanechaného bílého trpaslíka? Odpověď spočívá v existenci tzv. Chandrasekharovy hmotnosti, která je mezní hmotností bílého trpaslíka. Bílý trpaslík s hmotností větší než je tato kritická hodnota je dynamicky nestabilní vůči kolapsu. Jeho zhroucení vede ke vzniku neutronové hvězdy nebo černé díry, který je většinou, ne-li vždy, provázen mohutným výbuchem supernovy.

Chandrasekharova kritická hmotnost

Pojem Chandrasekharova hmotnost, jenž je jedním z nej-

základnějších pojmů astrofyziky, lze zcela snadno vysvětlit a odvodit. Tlak v nerelativistické degenerované látce je funkcí hustoty

$$P = \kappa \rho^{5/3},$$

kde κ je výše zavedená konstanta úměrnosti. Tlak má rozměr hustoty energie a hustota energie degenerovaného plynu je úměrná součinu elektronové Fermiho energie ϵ_F a hustoty elektronů n_e , která je úměrná hustotě plynu ρ

$$\epsilon_F = p_F^2 / 2m_e \sim n_e^{2/3} \sim \rho^{2/3},$$

p_F je Fermiho hybnost elektronů. Efektivní adiabatický index γ je tedy $5/3$, t.j. větší než $4/3$. Podle rovnice (5) je proto nerelativistický bílý trpaslík vázaný a stabilní.

Dosažením centrálního tlaku $P_c = \kappa \rho_c^{5/3}$ do (3c) dostaneme vztah

$$\rho_c \sim M^2.$$

S rostoucí hmotností bílého trpaslíka, tedy roste jeho centrální i průměrná hustota. Jestliže Fermiho hybnost p_F odpovídající centrální hustotě ($p_F \sim \rho_c^{1/3}$) dosáhne hodnoty $m_e c$, plyn se stane relativistický. Zatímco závislost hybnosti p_F na hustotě se nemění, Fermiho energie ϵ_F teď závisí na hybnosti p_F nikoli kvadraticky, ale pouze lineárně. V relativistickém degenerovaném plynu tedy platí

$$P = \kappa' \rho^{4/3},$$

tj. efektivní adiabatický index γ se "změkčí" na $4/3$, což je právě kritická hodnota v rovnici (5). Ideální relativistický bílý trpaslík má tedy celkovou vazbovou energii nulovou, je v rovnovážné vlné poloze. Dosadíme-li

$P_c = \kappa' \rho_c^{4/3}$ do rovnice (3c), ρ_c se vykrátí a zbude rovnice pro kritickou hmotnost

$$M_k = \left[\text{konst.} / m_B^2 \right] (\hbar c / G)^{3/2} Y_e^2 = 1,456 M_\odot (2Y_e)^2.$$

Tato Chandrasekharova hmotnost je dána pouze základními fyzikálními konstantami a chemickým složením. Numerický koeficient odpovídá hmotnosti baryonu $m_B = 1$ at.j. Jestliže hmotnost relativisticky degenerovaného jádra přeroste Chandrasekharovu mez, hvězda se stane nestabilní vůči kolapsu, neboť již neexistuje žádná hmotnější rovnovážná konfigurace relativistického degenerovaného plynu. Ve hvězdách hmotnějších než $8 M_\odot$ - tj. raných hvězdách typu B a O hlavní posloupnosti - může akrece spalin z vnitřního slupkového hoření na O-Ne-Mg nebo Fe jádro zvýšit jeho hmotnost nad Chandrasekharovu mez a pak následuje zhroutení hvězdy. Tento kolaps způsobí během jedné sekundy zánik hvězdy, která se předtím vyvíjela po dobu řádu 10^7 let. Během jednoho dne jsou pak rozmetány i vnější vrstvy hvězdy. Všimněme si, že průběh počtu elektronů na baryon Y_e v jádře ovlivňuje průběh entropie a prostřednictvím renormalizace konstanty κ' i Chandrasekharovu mez. Ta se díky

tomu může měnit od 1,2 M_{\odot} do 2,0 M_{\odot} . V důsledku rozdílných vývojových podmínek mají méně hmotné hvězdy (8-15 M_{\odot}) nižší výslednou entropii (0,6-1,0) k_{B} na částici, čemuž odpovídá i menší kritická hmotnost, na rozdíl od hmotnějších hvězd ($\geq 20 M_{\odot}$), pro které jsou α 1,0-2,0 i M_{K} větší /8/. Skutečná hmotnost degenerovaného jádra ovšem závisí na detailech konvektivního přenosu tepla a procesu zachycování elektronů, takže její výpočet si ještě vyžádá spoustu úsilí i počítačového času.

Teplejší degenerovaná jádra udrží těžší obálky. Jak bylo uvedeno výše, hmotnější hvězdy mají v každém vývojovém stádiu vyšší entropii. Tabulka 1 ukazuje hmotnosti jader podle nedávných vývojových modelů. Lehčí jádra s nižší entropií jsou zcela kompaktní pouze s tenkou obálkou. Těžší jádra jsou obalena masivnějšími obálkami, jejichž hustota pomalu klesá s poloměrem. Tyto systematické rozdíly mezi různými jádry se při kolapsu projeví velmi rozdílným chováním.

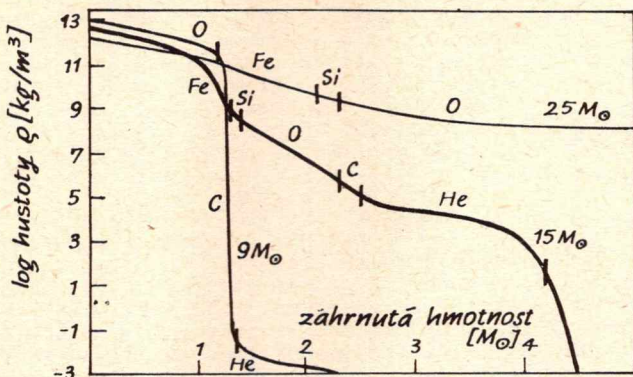
Hvězdný kolaps

Domníváme se sice, že většina neutronových hvězd pochází z velmi hmotných hvězd, avšak i O-Ne-Mg bílí trpaslíci ve dvojhvězdných systémech mohou překročit Chandrasekharovu mez v důsledku akrece hmoty z jejich průvodce. Ať je však kolaps způsoben akrecí nebo narůstáním kritických podmínek po termojaderném vyhoření jádra hmotných hvězd, přechod ze stádia elektronově bohatého "bílého trpaslíka" s 0,45-0,5 elektrony na baryon do stádia neutronově bohaté neutronové hvězdy s 0,05 elektrony na baryon je stejný fyzikální proces a vede k podobným dynamickým projevům /9/. Při jeho popisu budeme předpokládat sférickou symetrii, tj. zanedbáme rotaci jádra, neboť i jednorozměrná úloha je dostatečně složitá.

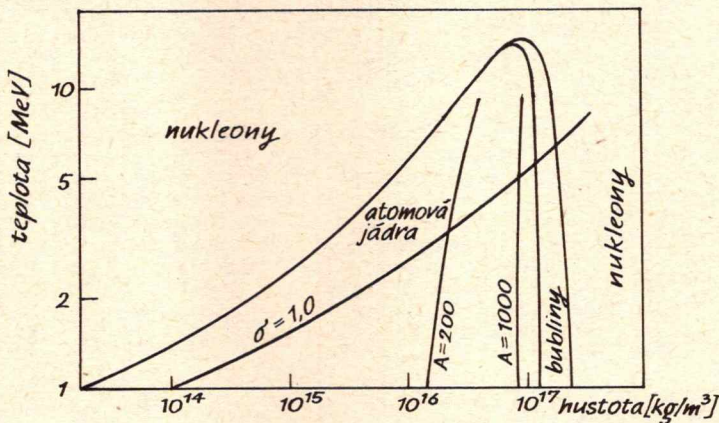
Jak jádro narůstá ke kritické hodnotě, jeho centrální hustota se pohybuje mezi 10^{12} až 10^{13} kg/m^3 a teplota mezi 3 až 9×10^9 K (tj. 0,3 až 0,8 MeV)⁺. Při těchto hustotách je elektronová Fermiho energie řádu MeV a tedy přesahuje hranici pro zachycení elektronů atomovými jádry Mg a Ne ve hvězdách o hmotnostech 8-10 M_{\odot} /6/ i Fe v těžších hvězdách. Při "teplotách" kolem 0,6 MeV se navíc začínají fotodisociovat jádra Fe. V důsledku zachycování elektronů i disociace poklesne efektivní adiabatický index γ pod kritickou hodnotu 4/3 a začne kolaps. Dynamika hvězdného jádra je příliš rychlá, takže zbytek hvězdy na ni nestačí reagovat a kolapsu se zúčastní pouze jádro. V současnosti se má za to, že jakmile v supernově zkolabuje jádro, pak jako výbuch nálože v bombě rozmetá svůj obal, jehož expanze je pro supernovy příznačná.

Počáteční poloměr elektronově degenerovaného jádra

+ "teplota" v energiích: kT



Obr. 2. Hustotní profily. Křivky ukazují hustotu jako funkci hmotnosti těsně před hvězdným kolapsem podle standardních modelů pro hvězdy s hmotnostmi 9; 15 a 25 M_⊙. Výsledky jsou zobrazeny jen pro vnitřní oblast hvězdy, zahrnující hmotnost 5 M_⊙. Značky prvků u křivek ukazují chemické složení oblastí. Všimněte si systematické změny ve struktuře obálky s rostoucí hmotností a ověřte si, že v jádru kolabující hvězdy 9 M_⊙ není železná a křemíková oblast.



Obr. 3. Fázový diagram pro nukleární látku, v níž je poměr počtu elektronů s elektronovými neutriny k počtu baryonů rovný 0,35. Zakreslená je adiabata pro $\sigma = 1,0$, která těsně sleduje skutečné dráhy, popisované zónami během kolapsu hvězdy. Obrázek ukazuje, že jádra přecházejí všechny přechody k nukleárním hustotám, na kterých hmotný bod prochází fázovým přechodem od atomových jader k nukleonům. Tento fázový přechod vede k odrazu od jádra hvězdy. Křivky pro $A=200$ a $A=1000$ jsou obrysy konstantních atomových hmotností, které se během kolapsu značně mění. Oblast přechodu atomových jader k nukleonům je označena "bubliny".

je několik tisíc kilometrů - přibližně rozměr Marsu. Při jeho implozi se jeho stlačování zrychluje, čímž vzrůstá jak Fermiho energie elektronů, tak samozřejmě i další zachycování elektronů. To je provázáno mohutnou emisí elektronových neutrin. Když však hustota dosáhne hodnot kolem 10^{14} kg/m³, střední volná dráha těchto neutrin klesne na rozměr kolabujícího jádra. Tato střední volná dráha pak klesá natolik rychle, že hrotilí se jádro je pro neutrina neprůhledné a strhává je s sebou /10/. Neutronizace hvězdné látky je tím vyrovnávána zpětným zachycováním neutrin a nastává chemická rovnováha obou procesů při poměru 0,35-0,40 elektronů na baryon, tedy při hodnotě mnohem vyšší než odpovídá neutronové hvězdě. V látce tak vzniká degenerovaný plyn elektronových neutrin. Jelikož látka je v chemické rovnováze a vyzařuje relativně málo energie, další stlačování probíhá adiabaticky s měrnou entropií σ kolem 1,0 k/baryon. Hlavními zdroji neutrinové opacity při kolapsu jsou koherentní rozptyl na jádrech způsobený neutrálními proudy a rozptyl na elektronech. Vznik neutronových hvězd je jedním z mála makroskopických jevů, v nichž hrají klíčovou roli slabé interakce.

Jelikož střed hvězdy je pevný a čas volného pádu vnějších vrstev je relativně dlouhý, dosahují největších rychlostí pádu střední vrstvy, tj. na povrchu koule obepínající hmotnost 0,5-0,8 M_{\odot} . Tato rychlost může být až čtvrtina rychlosti světla. Padající proud se dělí na vnitřní podzvukovou oblast, která kolabuje homologicky, tj. rychlostí úměrnou poloměru, a vnější nadzvukově padající obálku. Zvukový bod, oddělující tyto oblasti, se nachází poblíž maxima rychlosti /11/. Toto rozdělení je podstatné pro další vývoj události.

Dokud je tlak určován elektrony a elektronevými neutrinami, efektivní adiabatický index γ zůstává pod 4/3 a hmota je příliš měkká, než aby mohla kolaps zastavit. K tomu však dojde, když poloměr klesne pod 100 km a hustota v jádře dosáhne $2 \cdot 10^{17}$ kg/m³. Při těchto hustotách jsou atomová jádra rozdracena a přejdou fázovým přechodem do stavu degenerovaného plynu volných nukleonů. Tento proces je znázorněn ve fázovém diagramu na obr. 3. Jelikož nukleony jsou nerelativistické a silně se odpuzují, adiabatický index γ vyrostě z hodnoty 5/3 na 2 až 3. Tato nukleonová látka ztuhne a během desetiny sekundy se přeskupí v jeden celek. Nadzvukově padající obal však nemůže o této změně poměru v homologickém jádře dostat informaci prostřednictvím tlakových vln, protože ty se šíří proti proudu právě rychlostí zvuku. Obálka tedy dál dopadá na vnitřní jádro a na jejich rozhraní vzniká rázová vlna. V té se uvolňuje energie, která zahrátí vnitřních vrstev jejich pád zcela zabrzdí. Generování entropie v rázové vlně je známkou nevratnosti celého procesu, takže jádro se již nemůže vrátit do stavu bílého trpaslíka. Vázané vnitřní jádro je zárodkem budoucí neutronové hvězdy. Expandující vrstvy pod rázovou vlnou jsou však počátkem výbuchu supernovy, který je záležitostí obalu jádra.

Rázová vlna je pouze dětstvím výbuchu supernovy. Pro

Tabulka 1. Presupernova a zbytkové hmotnosti

hlavní poslední hmotnost M_{\odot}	heliové jádro hmotnost M_{\odot}	železné jádro hmotnost M_{\odot}	zbytková baryonová hmotnost M_{\odot}	zbytková gravitační hmotnost M_{\odot}
11	2,4		1,42	1,27-1,32
12	3,1	1,31	1,35	1,21-1,26
15	4,2	1,33	1,42	1,27-1,32
20	6,2	1,70		
25	8,5	2,05	2,44	~ 2 nebo černá díra?
35	14	1,80		
50	23	2,45		

Tabulka 2. Údaje detektorů Kamiokande II a IMB

úkaz	čas s	elektronová energie MeV	úhel vzhledem k LMC stupňů
Kamiokande II			
1	0,000	20,0±2,9	18±18
2	0,107	13,5±3,2	15±27
3	0,303	7,5±2,0	108±32
4	0,324	9,2±2,7	70±30
5	0,507	12,8±2,9	135±23
6	0,686	6,3±1,7	68±77
7	1,541	35,4±8,0	32±16
8	1,728	21,0±4,2	30±18
9	1,915	19,8±3,2	38±22
10	9,219	8,6±2,7	122±30
11	10,433	13,0±2,6	49±26
12	12,439	8,9±1,9	91±39
IMB			
1	0,00	38 (±25 %)	74 (±15)
2	0,42	37 (±25 %)	52 (±15)
3	0,65	40 (±25 %)	56 (±15)
4	1,15	35 (±25 %)	63 (±15)
5	1,57	29 (±25 %)	40 (±15)
6	2,69	37 (±25 %)	52 (±15)
7	5,01	20 (±25 %)	39 (±15)
8	5,59	24 (±25 %)	102 (±15)