Přírodovědecká fakulta Masarykovy univerzity v Brně

Katedra teoretické fyziky a astrofyziky

Zdeněk Mikulášek

Úvod do fyziky hvězd a hvězdných soustav

Skripta kurzu

Brno 2000

Katedra teoretické fyziky a astrofyziky Přírodovědecké fakulty Masarykovy univerzity v Brně

Zdeněk Mikulášek: **Úvod do fyziky hvězd**

Další, zcela přepracovaná elektronická verze skript pro kursy „Úvod do fyziky hvězd“ a „Úvod do fyziky hvězdných systémů“, jež jsou určeny posluchačům studia fyziky na Přírodovědecké fakulty Masarykovy univerzity v Brně (zejména se zaměřením na astrofyziku), budoucím učitelům fyziky, ale i jiným zájemcům o astronomii a astrofyziku

Oba kurzy jsou zvládnutelné se sumou znalostí, kterou studenti získávají na střední škole a v 1. ročníku studia na vysoké škole. Za optimální považujeme, když si studenti zařadí uvedené kurzy do 2. nebo 3. ročníku svého studia. Kurzy: „Úvod do fyziky hvězd“ a „Úvod do fyziky hvězdných systémů“ se vzájemně doplňují s dalšími dvěma předměty základní povahy: „Obecnou astronomií“ a „Astronomickým pozorováním“, a je proto žádoucí, aby si tyto předměty studenti zapsali rovněž. Doporučujeme, aby studenti, kteří se zamýšlejí v budoucnu zaměřit na astronomii, v 1. ročníku studia absolvovali též kursy „Základy astronomie I a II“, není to však podmínkou.

Brno, červen 2000

P

Obsah skript:

Přírodovědecká fakulta Masarykovy univerzity v Brně.....1

Katedra teoretické fyziky a astrofyziky.....1

Zdeněk Mikulášek.....1

Úvod do fyziky hvězd.....1

a hvězdných soustav.....1

Skripta kurzu.....1

Brno 2000.....1

1Úvod. Fyzika a hvězdy.....10

1.1První představy o povaze Slunce a hvězd. Zrod astrofyziky.....10

Starověk a středověk.....10
Počátek novověku.....11
Rozměry a povaha Slunce.....13
Spektrální rozklad světla Slunce a hvězd. Objev spektrálních čar.....14

1.2Fyzikální konstanty a jednotky.....15

1.3Z čeho je vesmír vystavěn?.....16

1.4Elektromagnetické záření. Základy astronomické fotometrie.....18

Elektromagnetické záření. Fotony.....18
Mechanismy vzniku záření.....20
Tepelné záření. Záření absolutně černého tělesa.....21
Zářivý výkon hvězd. Hvězdné velikosti.....23
Efektivní teploty hvězd.....27

1.5Charakteristiky Slunce.....29

Poměrné zastoupení prvků na Slunci 30

1.6Základní charakteristiky hvězd a jejich vztahy.....31

Rozpětí základních charakteristik.....31
Typické hvězdy. Výběrový efekt.....31
H-R diagram. Diagram poloměr-teplota. Vztah hmotnost-zářivý výkon.....32

1.7Literatura, úlohy.....37

Úlohy a problémy.....37
Použitá a doporučená literatura 43

2Stavba hvězd.....44

2.1Co jsou to hvězdy?.....44

Definice hvězdy.....44
Modely hvězd.....44

2.2Mechanická rovnováha ve hvězdě.....45

Rovnice hydrostatické rovnováhy.....45
Důsledky rovnice hydrostatické rovnováhy.....47
Narušení hydrostatické rovnováhy.....48
Rotující hvězdy.....49

2.3Stav látky ve hvězdném nitru....51
Termodynamická rovnováha....51
Vlastnosti ideálního plynu....52
Ideální plyn ve Slunci. Odhad centrální teploty ve hvězdě....55
Elektronově degenerovaný plyn. Teplota degenerace....56
Fotonový plyn....57
2.4Zdroje hvězdné energie a nukleosyntéza....58
Proč hvězdy září?....58
Smršťování a expanze hvězd....59
Termonukleární reakce....61
Vodíkové reakce....62
Heliové reakce....64
Nukleosyntéza....65
2.5Energetická rovnováha. Přenos energie ve hvězdách....66
Energetická rovnováha....66
Význam přenosu energie ve hvězdách....66
Zářivá difúze. Opacita. Rovnice zářivé rovnováhy....67
Zdůvodnění závislosti zářivého výkonu na hmotnosti....69
Eddingtonův mezní zářivý výkon....70
Konvekce ve hvězdách....71
Charakteristiky a životní doby hvězd různých hmotností....74
2.6Rovnice stavby hvězd. Příčiny hvězdného vývoje....75
Přehled základních rovnic vnitřní stavby hvězd....75
Příčiny hvězdného vývoje....76
Výpočet hvězdného vývoje....77
2.7Stručné dějiny poznávání hvězdné stavby....77
Mechanická a energetická rovnováha ve hvězdách....77
Chemické složení hvězdného nitra. Vztah L-M. Stav látky v nitru hvězd....78
Zdroje hvězdné energie....78
Moderní modely hvězdných niter. Nový koncept hvězdného vývoje....79
2.8Literatura, úlohy....80
Použitá a doporučená literatura....80
Úlohy a problémy....81

3Hvězdné atmosféry....85

3.1První pokusy o interpretaci hvězdného spektra....85
Obracení sodíkové čáry a Kirchhoffovy zákony....85
Počátky studia hvězdných spekter....86
Fyzika a astrofyzika na počátku 20. století....86
Modely hvězdných atmosfér....87
3.2Co je to hvězdná atmosféra?....89
Definice atmosféry....89
Důkazy existence hvězdných atmosfér....89
3.3Základy atomové fyziky....91
Stavba atomu....91
Atom vodíku. Energetické hladiny....92
Excitace, deexcitace. Role fotonů....93
Čárové spektrum záření atomu vodíku....94
Stavba a čárové spektrum složitějších atomů....96
Záření atomů v kontinuu. Přehled interakcí atomů s fotony....97

Záření řídkého a hustého horkého plynu....99
3.4Výklad hvězdného spektra....100
Vznik spektra ve hvězdné fotosféře....100
Profily spektrálních čar. Mechanismy rozšíření spektrálních čar....101
Stavba hvězdných atmosfér....102
Excitace a ionizace....103
Harvardská klasifikace....105
Luminozitní třídy – Morganova-Keenanova klasifikace....106
3.5Atmosféra Slunce....107
Fotosféra Slunce....107
Chromosféra....108
Koróna....109
Sluneční vítr....110
3.6Úlohy, literatura....110
Úlohy, problémy....110
Použitá a doporučená literatura....112
4Vznik a vývoj hvězd....114
4.1Vznik, stavba a vývoj Slunce....114
Obecná charakteristika slunečního vývoje....114
Vznik a raný vývoj Slunce....115
Vývoj před vstupem na hlavní posloupnost....116
Od hlavní posloupnosti nulového stáří až do dneška....117
Dnešní Slunce....118
Od dneška do konce hoření vodíku v centru....120
Hoření vodíku ve slupce kolem heliového jádra. Slunce červeným obrem....120
Zapálení helia v centru hvězdy. Slunce normálním obrem....122
Zapálení helia ve slupce kolem uhlíko-kyslíkového jádra. Slunce červeným obrem asymptotické větve....122
Dožívání Slunce. Slunce bílým, posléze černým trpaslíkem....123
4.2Vznik hvězd....123
Obří molekulové oblaky....123
Jeansovo kritérium....124
Rychlá fáze hvězdné kontrakce....126
Pomalá fáze hvězdné kontrakce....126
4.3Jaderný vývoj hvězd....131
Zapálení termonukleárních reakcí....131
Hvězdy hlavní posloupnosti – hoření vodíku v centru....132
K větvi obrů – hoření vodíku ve slupce....134
Zapálení heliových reakcí....135
Zapálení a hoření dalších prvků....135
4.4Elektronová degenerace a její role ve vývoji hvězd....136
Hnědí trpaslíci....136
Helioví trpaslíci....137
Degenerace v jádrech červených obrů....137
Degenerovaná jádra ve hvězdách asymptotické větve obrů....138
Degenerace v závěrečných fázích hvězdného vývoje....139
4.5Role úniku látky z hvězdy....139
Hvězdný vítr. Pulzace....139
Vývoj hvězd s hmotnostmi 0,5 až 11 M....141

Vývoj hvězd s hmotnostmi nad 11 M 141
4.6Historie poznávání vývoje hvězd. Interpretace H-R diagramu....142
Nevyhnutelnost hvězdného vývoje....142
Spektrální posloupnost a hvězdný vývoj....142
Co s obry a trpaslíky? Zdroje hvězdné energie....143
H-R diagram hvězd pole....144
Hvězdné populace....145
H-R diagramy hvězdokup....145
4.7Úlohy, literatura....148
Úlohy, problémy....148
Použitá a doporučená literatura....150

5Závěrečná stadia vývoje hvězd 151
5.1Úvod....151
Nerovnovážná závěrečná stadia vývoje....151
Závěrečná stadia hvězd v hydrostatické rovnováze....151
5.2Vlastnosti degenerovaného plynu....152
Fermiony a Pauliho vylučovací princip. Fermiho energie....153
Stavová rovnice degenerovaného plynu....154
Stavová rovnice chladné katalyzované látky....156
Model degenerované hvězdy....158
5.3Bílí trpaslíci....158
Stavba 159
Vývoj....160
Spektra 161
5.4Neutronové hvězdy....161
Hraniční hmotnost. Původ 162
Modely a stavba 163
Radiové pulzary....164
5.5Černé díry....166
Schwarzschildovo řešení. Obzor událostí....167
Obecné černé díry....168
Detekce černých děr....168
5.6Úlohy, literatura....169
Úlohy, problémy....169
Použitá a doporučená literatura....170

6Fyzika dvojhvězd....171
6.1Úvod....171
6.2Vizuální dvojhvězdy....171
Historie objevu....171
Hledání dalších vizuálních dvojhvězd....173
Trajektorie dvojhvězd – problém dvou těles....174
Vzdálenost a hmotnost dvojhvězdy. Dynamická paralaxa. Vzdálenosti složek....175
6.3Astrometrické dvojhvězdy....176
Objev neviditelných průvodců....176
Hledání neviditelných složek dvojhvězd....177
6.4Spektroskopické dvojhvězdy....177
Objev spektroskopických dvojhvězd....177

Spektra těsných dvojhvězd. Křivka radiálních rychlostí....178
Spektroskopické dvojhvězdy s kruhovými trajektoriemi....178
Spektroskopické dvojhvězdy s eliptickými trajektoriemi....179
6.5Zákrytové dvojhvězdy....180
Objev zákrytových dvojhvězd....180
Podmínky zákrytů. Astrofyzikální využití zákrytových dvojhvězd....180
Výklad světelné křivky....181
6.6Vývoj těsných dvojhvězd....184
Vznik a raný vývoj dvojhvězd....184
Paradox Algolu....184
Rocheovy plocha a klasifikace těsných dvojhvězd....185
Vývojový scénář. Konzervativní přetok látky....187
Neutronové hvězdy a černé díry v interagujících dvojhvězdách....190
6.7Literatura, úlohy....191
Použitá a doporučená literatura....191
Úlohy, problémy....192

1Fyzika proměnných hvězd....194

Definice....194
Význam studia proměnných hvězd....194
6.8Historie výzkumu proměnných hvězd....194
Prehistorie sledování proměnných hvězd....194
První vědecká pozorování....195
Začátky systematického studia....195
Příčiny proměnnosti. Výzkum proměnných hvězd ve 20. století....196
6.9Metodika výzkumu proměnných hvězd....197
Světelná křivka....197
Čas pozorování....198
Perioda světelných změn....199
Světelné elementy. Skládání pozorování....200
Graf (O – C)....200
Fiktivní periody....201
Hledání period....201
6.10Mechanismy proměnnosti hvězd....202
Typy proměnných hvězd....202
Základní členění mechanismů proměnnosti....203
GEOMETRICKÉ PROMĚNNÉ HVĚZDY....203
6.11Rotující proměnné hvězdy....203
Magnetické hvězdy....203
Hvězdná aktivita....204
6.12Dvojhvězdy....204
Zákrytové dvojhvězdy....204
Interagující dvojhvězdy....204
Fyzické proměnné hvězdy....205
6.13Nestacionární děje v okolí hvězdy....205
Látka ve dvojhvězdách....206
6.14Nestacionární děje na povrchu hvězdy....207
Vnější příčiny....207

6.15Sluneční činnost a její projevy.....207
Aktivní oblast a její vývoj.....207
Projevy sluneční činnosti.....208
Periodicita sluneční činnosti.....209
Sluneční fyzika a očekávaná aktivita ostatních hvězd.....210
6.16Aktivita hvězd a její projevy.....212
Optická pozorování aktivity hvězd.....212
Radiová a družicová pozorování hvězdné aktivity.....213
Příčiny a modely hvězdné a sluneční aktivity.....214
6.17Pulzující proměnné hvězdy.....215
Radiální pulzace.....216
Mechanismus pulzací.....218
Pás nestability a jeho vysvětlení 219
Závislost perioda–zářivý výkon a její vysvětlení.....219
Hvězdy typu β Cephei.....221
Sluneční oscilace.....221
Pulzace radiální i neradiální. Mody pulzací.....221
Helioseismologie a astroseismologie.....223
Dlouhoperiodické proměnné hvězdy.....224
6.18Supernovy.....224
Odezva dějů probíhajících v jádru hvězdy.....224
Supernovy typu II.....225
Supernovy typu Ib a Ic.....226
Supernovy typu Ia.....226
Role supernov ve vesmíru.....227
6.19Záblesky záření gama.....228
6.20Malý abecední zvěřinec opticky proměnných hvězd.....228
6.21Literatura, úlohy.....235
Použitá a doporučená literatura.....235
Úlohy, problémy.....236

7Fyzika mezihvězdné látky.....238
7.1Úvod.....238
Objev mezihvězdné látky.....238
Vztah mezihvězdné látky a hvězd, rozložení v prostoru 239
7.2Mezihvězdný prach.....239
Mezihvězdná extinkce.....239
Mezihvězdný prach.....242
Oblaky prachu 243
7.3 Mezihvězdný plyn 244
Záření mezihvězdných molekul.....244
Molekulové oblaky.....245
Interstelární čáry.....246
Oblasti H I. Záření vodíku na 0,21 m.....247
Záření ionizovaného vodíku.....249
Oblasti H II.....250
Planetární mlhoviny.....251
Koronální plyn.....251
Zbytky po supernovách.....252
Koexistence různých forem mezihvězdné látky.....253

7.4Literatura, úlohy.....254
Použitá a doporučená literatura.....254
Úlohy a problémy.....255

1Hvězdy v Galaxii.....258

7.5Vývoj názorů na Galaxii.....258
Mléčná dráha.....258
Povaha Mléčné dráhy.....259
Herschelův a Kapteynův model Galaxie.....259
Shapleyův model Galaxie. Velká debata.....262
7.6Morfologie Galaxie.....265
Velikost a hmotnost.....265
Statistika hvězd v Galaxii.....265
Hvězdné populace.....266
Galaktické halo 269
Galaktická výduť.....270
Jádro Galaxie.....271
Hvězdný disk.....271
Spirální ramena, extrémní populace I 272
7.7Dynamika Galaxie 273
Pohyby hvězd 274
Rotace Galaxie.....275
Spirální struktura Galaxie.....279
7.8Vývoj hvězd a mezihvězdné látky v Galaxii.....282
Etapy vývoje.....283
Vývoj centrálních oblastí Galaxie.....284
Povaha vývoje galaxií, galaktický kanibalismus.....285
7.9Literatura, úlohy.....285
Úlohy a problémy.....285
Učebnice, významné příručky, přehledové práce se širším záběrem.....287

P

1 Úvod. Fyzika a hvězdy

Hvězdy jsou nejtypičtější útvary ve vesmíru, soustřeďují v sobě významnou část jeho baryonové hmoty. Pochopení stavby, projevů, vzniku a vývoje hvězd je nezbytným předpokladem pro pochopení stavby a vývoje vyšších celků (dvojhvězdy, hvězdokupy, galaxie...) Důležitost hvězd v astronomii je konečně patrna i ze samotného názvu této přírodní vědy: v starořečtině „astro“ znamená hvězdu a „nomos“ je zákon. Astronomie je tedy něco jako „zákoník hvězd“. Ačkoli moderní astronomie a astrofyzika v sobě zahrnuje též studium planetárních systémů a jejich součástí, mezihvězdné látky, galaxií a vesmíru jako celku, zůstávají hvězdy nejdůležitějším objektem zájmu astronomů. Je to pochopitelně dáno i skutečností, že nejbližší hvězdou je Slunce, objekt, na němž jsme přímo životně závislí.

Fyzika hvězd je disciplínou astrofyziky, jež se zabývá fyzikální povahou, stavbou hvězd a fyzikálními ději, které v nich probíhají. Pokrok ve fyzice hvězd určuje nejen stupeň našich znalostí o hvězdách samých, ale zejména pokrok v teoretické i experimentální fyzice. Fyzika hvězd je významnou aplikací fyziky, jejímž cílem je na základě existujících fyzikálních zákonů pochopit, vysvětlit a předpovědět chování hvězd a hvězdných systémů. Astrofyzikální výzkum navíc velmi blahodárně ovlivňuje rozvoj fyziky mj. i tím, že neustále přichází s novými fyzikálními problémy a napomáhá k ověřování fyzikálních zákonů v extrémních podmínkách, které hned tak nebude možné v pozemských laboratořích napodobit.

V tomto oddílu skript se nejprve ve stručnosti seznámíme s vývojem poznání hvězd, který vyústil ve vznik astrofyziky, fyzikálními jednotkami, které běžně ve fyzice hvězd používáme, dále je tu uveden soupis základních fyzikálních konstant, které budeme v dalším výkladu používat. Následuje nezbytné seznámení se základním zdrojem informací o kosmických objektech: elektromagnetickým zářením a specifickou astronomickou fotometrií, s charakteristikami Slunce a ostatních hvězd.

1.1 První představy o povaze Slunce a hvězd. Zrod astrofyziky

Starověk a středověk

Zdánlivě triviální tvrzení, které patří do základní vědomostní výbavy školáků: *Hvězdy jsou různě vzdálená slunce* představovalo takovou míru abstrakce, že se jí starověcí a středověcí astronomové nedobrali. Chápání povahy hvězd tak bylo dosti odlišné od současného.

Hvězdy byly všeobecně byly považovány za *stálice* – objekty neproměnné co do jasnosti a polohy na hvězdné obloze. Představovaly tak jen jakousi kulisu, na jejímž pozadí probíhaly astronomicky zajímavé a důležité děje – pohyby planet, Slunce a

Měsíce. Proměřovaní kulisy není nikdy aktuální, vzhledem k neměnnosti je lze odložit na neurčito.

Tento statický náhled na hvězdy ještě prohloubil THALÉS Z MILÉTU (?624-?548 př. n. l.), jenž všechny hvězdy odsunul na jednu z nebeských sfér, která se kolem Země otočí jednou za jeden hvězdný den. S ohledem na to, že střed této sféry souhlasil se středem Země, byly všechny tyto hvězdy od nás stejně daleko. PYTHAGOROVCI (3. stol. př. n. l.) navíc soudili, že hvězdná sféra sférou desátou, poslední. Intuitivně se tak předpokládalo, že hvězdy jsou dál než ostatní nebeská tělesa. ANAXIMANDROS (?610-546 př. n. l.) ve hvězdách viděl průhledy do trubic obsahujících oheň, jež plápolá za poslední ze sfér.

DÉMOKRITOS Z ABDÉR (?340-283 př. n. l.), jenž proslul výjimečně správným náhledem na svět, již spekuloval o nekonečném prostoru s nesčíslnými světy podobnými tomu našemu. Správně rozpoznal povahu Mléčné dráhy, o níž tvrdil, že je tvořena hvězdami, které jsou natolik slabé, že je jednotlivě nevidíme, ale v kolektivu ano. Neměl však následovníky, takže další vývoj představ o hvězdách příliš neovlivnil.

Starověkou fyziku dovršil ARISTOTELÉS ZE STAGIERY (384-322 př. n. l.), největší systematik starověku. Hvězdám, jež jsou podle něj, útvary na sféře, je vlastní kruhový, rovnoměrný pohyb. Jsou složeny z jiné substance než pozemské substance (éter – věčně pohyblivý), pro niž neplatí pozemská, ale nebeská fyzika. Aristotelova autorita umrtvila další studium hvězd až do novověku.

Neměřitelnost *roční paralaxy*[0]) hvězd byla dlouho jedním z nejpádnějších argumentů proti heliocentrickému náhledu na uspořádání sluneční soustavy. Nikdo totiž neočekával, že by hvězdy mohly natolik daleko, že by jejich paralaxa byla proto neměřitelná.

Největším astronomem, pozorovatelem, matematikem a konstruktérem astronomických přístrojů starověku byl HIPPARCHOS Z NICEJI (190–125 př. n. l.), byl to „Tycho Brahe starověku." Mimořádně se zasloužil i o hvězdnou astronomii tím, že jako první sestavil v roce 129 př. n. l. katalog poloh a jasností 1080 hvězd, zavedl soustavu hvězdných velikostí, která se v zásadě používá dodnes. Většinu pozorování provedl 161-127 př. n. l. na Rhodu a v Alexandrii. Katalog sám se nezachoval, nicméně jeho přepočtená podoba byla součástí PTOLEMAIOVA (?85 - ?165) *Almagestu*. Na počest Hipparcha byla pojmenována první astrometrická družice *HIPPARCOS* (HIgh Precission PArallax Collecting Satellite).[0])

Počátek novověku

Na sféru stálic věřili i novověcí zastánci heliocentrického systému: MIKULÁŠ KOPERNIK (1473-1543) a JOHANNES KEPLER (1518-79). Ti ovšem předpokládali, že stálice jsou od nás velmi daleko: Kopernik soudil, že poloměr hvězdné sféry je minimálně 40 milionů průměrů Země (3400 astronomických jednotek - AU).

Největší pozorovatel éry před vynálezem dalekohledu – TYCHO BRAHE (1546-1601), soudil, že jasné hvězdy mají úhlové průměry 2', takže mu při kopernikovské vzdálenosti 3400 AU vycházely nepřijatelně obří rozměry hvězd kolem 2 AU. Hvězdy podle něj byly nutně blíž. Kdyby platil heliocentrický model, pak by měly hvězdy vykazovat měřitelný paralaktický pohyb, což

[0]) V důsledku ročního oběžného pohybu Země kolem Slunce opisují bližší hvězdy na pozadí velmi vzdálených hvězd během roku tzv. *paralaktickou elipsu*, jejíž velká poloosa je tzv. paralaxa hvězdy.

[0]) Družice Hipparcos, která pracovala v letech 1989-93, je zřejmě nejzasloužilejší astronomickou družicí všech dob. Pro fyziku hvězd je důležité, že velmi přesně změřila vzdálenosti 118 000 hvězd, což umožňuje určit jejich poloměry. Navíc získala kvalitní měření jasnosti hvězd, která v kombinaci s pozemskými daty umožňují studovat mnoho proměnných hvězd, 3000 jich též sama objevila.

P

ovšem Brahe nezjistil. I z toho důvodu popíral heliocentrismus a sestrojil speciální model, kde kolem nehybné Země obíhalo Slunce, střed sluneční soustavy.

Jeho argumenty zpochybnil až Galileo Galilei (1564-1642), který ukázal, že při pozorování dalekohledem i při větších zvětšeních zůstávají úhlové rozměry kotoučků hvězd stejné. Robert Hooke (1635-1703) pak roku 1674 dokázal, že úhlový průměr hvězd musí být menší menší než 1".

Různé vzdálenosti hvězd zřejmě poprvé uvažoval až Thomas Digges (1546-95) roku 1576.[0]) Myšlenku od něj převzal i Giordano Bruno (1548-1600), volnomyšlenkářský dominikánský mnich, jenž rovněž hlásal, že hvězdy jsou podobné Slunci a že všechny planety jsou obydleny. Tím vlastně zrovnoprávnil všechny hvězdy a z filozofického hlediska to byl první důsledný odklon od …centrismů všeho druhu.

Brahe se hvězdám kromě měření jejich paralaxy věnoval i z toho důvodu, že se snažil sestavit spolu s Vilémem Hessenským co nejpřesnější katalog stálic se změřenými souřadnicemi a hvězdnou velikostí. K této aktivitě ho přiměla nová hvězda, která se roku 1572 objevila v Kasijopeji. Katalog měl i propříště zabránit tomu, aby nové hvězdy neunikly pozornosti a mohly být bezpečně odlišeny od hvězd již známých. Práci nedokončil.

Tím začíná historie novodobé hvězdné astronomie, která vzápětí dostala nové impulsy po zavedení dalekohledu. Začaly objevy proměnných hvězd – 1596 David Fabricius (1564-1617) objevil Miru. Nálezy to ale byly náhodné, na systematické vyhledávání a studium doba ještě nedozrála.

Galilei měl lví podíl na experimentálním popření aristotelovské fyziky, které bylo nezbytným předstupněm k dnešnímu nazírání světa, kde všude platí tytéž fyzikální zákony. Astronomii však prospěl také tím, že zřejmě jako první (na přelomu let 1609/10) použil k astronomickým pozorováním dalekohled. Jím objevil mj. skvrny na Slunci a jeho rotaci. Zjistil, že hvězd je mnohem více, než kolik jich vidíme okem. Potvrdil Démokritovu[0]) hypotézu o hvězdné podstatě Mléčné dráhy. V Plejádách napočítal přes čtyřicet hvězd, rozpoznal první hvězdokupy. Spolu se svým kolegou, profesorem matematiky v Pise, benediktýnem Benedettem Castellim (1577-1643) objevili též dvojhvězdy (1617). Většinu svých nálezů popsal ve spisku *Nuncius sidereus*.

„Nové" hvězdy nabouraly aristotelovský pohled na svět s dvojí fyzikou pro Zemi a nebesa. Měnily se a byly přitom prokazatelně dál než Měsíc, neboť jejich paralaxa byla (na rozdíl od Měsíce) neměřitelná. Revoluci ve fyzice ukončil Isaac Newton (1642-1727) formulací pohybových zákonů a zejména zákona gravitačního, který v plném rozsahu platí jak v pozemské laboratoři, tak kdekoli ve vesmíru. Ukazuje se, že právě gravitace a setrvačnost jsou těmi hlavními momenty, které určují povahu dění v celém vesmíru.

První významný objev ve hvězdné astronomii učinil královský astronom Edmond Halley (1656-1742), jenž nalezl *vlastní pohyb hvězd* (1717). Porovnáním vlastních pozorování ze svaté Heleny (1676) s katalogy Flamsteedovými[0]), Tychonovými a Ptolemaiovou verzí Hipparchova katalogu zjistil, že Aldebaran, Sirius, Arktur a Betelgeuze jeví znatelný posuv. Tento vlastní pohyb Halley správně připsal prostorovému pohybu hvězd vůči pozorovateli (Slunci). Vše bylo potvrzeno již v roce 1760, kdy

[0]) Viz C. J. Corbally (1999)

[0]) Démokritos (470-360 př. n. l.), první všestranně vzdělaný a přírodovědně orientovaný starověký filozof. Zabýval se též atomismem.

[0]) Reverend John Flamsteed (1646-1719), anglický astronom.

TOBIAS MAYER (1723-62) odvodil vlastní pohyby 57 hvězd. Představa křišťálových sfér nebyla již nadále udržitelná.

Rozměry a povaha Slunce

Už od starověku učenci soudili, že Slunce, podobně jako Země a Měsíc, má podobu koule. Ze Země Slunce vidíme jako kotouček o průměru 32', což v zásadě umožňuje stanovit i jeho poloměr v délkových jednotkách. Musíme však znát lineární vzdálenost Země-Slunce, neboli délku *astronomické jednotky (AU)*. Skutečnosti blízkou představu o vzdálenosti Slunce, ale i dalších těles sluneční soustavy, si lidé učinili teprve v roce 1672. Tehdy na základě výsledků souběžného pozorování polohy Marsu[0]) ze dvou odlehlých míst na zemského povrchu byla velikost astronomické jednotky stanovena na 140 milionů kilometrů.[0])

Slunce se tak se svým průměrem přes milion kilometrů definitivně stalo bezkonkurenčně největším tělesem ve sluneční soustavě. Jeho rozměr ovšem spíše působil rozpaky, protože tehdejší věda si s tak gigantickým tělesem nevěděla rady.

První dochovaný odhad velikosti Slunce pochází od iónského filozofa ANAXAGORA Z KLAZOMEN (asi 500 – 428 př.n.l.), který přišel v polovině 5. stol. př. n. l. do Athén přednášet svou přírodní filozofii. Ten tvrdil, že Slunce je žhavý kámen velký jako Peloponnésos. Vyneslo mu to obžalobu z bezbožnosti, neboť Slunce měli Athéňané za boha, o jehož „rozměrech" se prostě neuvažuje, takže musel Athény kvapem opustit. Z dnešního hlediska je zřejmé, že velikost i vzdálenost Slunce podcenil zhruba o 4 řády, nicméně v jeho době znamenal ten odhad revoluční zvrat v představách o rozlehlosti vesmíru a velikosti nebeských těles.

Astronom ARISTARCHOS ZE SAMU (310-230 př. n. l) dvě století po Anaxagorovi na základě pozorování úhlové vzdálenosti Slunce a Měsíce v okamžiku první čtvrti odhadl vzdálenost Slunce na 19násobek vzdálenosti Země-Měsíc. Vzhledem k tomu, že z měsíčních zatmění znal poměr průměrů Země a Měsíce, byl schopen vypočítat, že Slunce nutně musí být nejméně sedmkrát větší Země! Zhruba stejnou představu o vzdálenosti Slunce měli i astronomové z Keplerovy doby, kteří délku astronomické jednotky oceňovali na 7 milionů kilometrů, což je 1/21 její skutečné velikosti.

Pozornost astronomů se na počátku novověku soustřeďovala především na proměřování poloh a pohybů kosmických objektů, studiem fyzikální povahy Slunce a hvězd se žádný z astronomů cíleně nezabýval. Jejich názory na věc se tak dovídáme jen zprostředkovaně z kusých poznámek či dobových „popularizačních výkladů" zaměřených zejména na objasnění fenoménu slunečních skvrn.

Objev[0]) slunečních skvrn do jisté míry narušil tehdy vládnoucí koncept Slunce jako koule čistého světla (odtud název pro viditelný povrch Slunce – fotosféra = koule světla). První výklady slunečních skvrn proto viděly ve slunečních skvrnách temná tělesa promítající se na sluneční kotouč. Po zdokonalení pozorovací techniky však toto vysvětlení již neobstálo

[0]) Podrobněji v populární knize Rudolfa Kippenhahna (1999): „Odhalená tajemství Slunce".

[0]) Astronomická jednotka patří mezi vedlejší jednotky SI: 1 AU = 1,495 979 $\cdot 10^{11}$ m, je tedy o 7% větší než její tehdejší určení.

[0]) Sluneční skvrny objevili takřka současně kolem roku 1610 anglický matematik a filozof THOMAS HARRIOT (1560-1621), bavorský jezuita CHRISTOPH SCHEINER (1575-1650), italský fyzik a astronom Galileo Galilei a friský astronom JOHANNES FABRICIUS (1587-1616), který celý jev též popsal v knize. Těmto pozorováním vedeným vesměs dalekohledy předcházela četná řada pozorování skvrn buď pouhýma očima nebo promítnutím slunečního kotouče (1607 pozorování Keplerovo).

(nepravidelný tvar skvrn, jejich vývoj, penumbra). V polovině 18. století se soudilo, že skvrny jsou vrcholky hor vyčnívajících ze světelného oceánu, případně sopky chrlící saze a škváru. V roce 1769 však skotský astronom ALEXANDER WILSON (1714-1786) ukázal, že perspektivní zkracování okrajů skvrny okraji rotujícího Slunce spíš nasvědčuje tomu, že jde o deprese, jakési díry do zářivého slunečního povrchu (1774).

Tuto představu podporoval i WILLIAM HERSCHEL (1738-1822). Ten ve Slunci viděl tmavou hornatou kouli, nejspíše obydlenou Slunečňany, obklopenou hustou vrstvou mraků chránících zrak obyvatel před nesnesitelným jasem a žárem z vnějšku. Sluneční skvrny jsou pak průrvy v mracích, jimiž vidíme až na dno. Díky Herschelově autoritě byl tento, z dnešního hlediska kuriózní názor akceptován většinou astronomů. Slunce tedy nebylo nic víc než velká planeta podobná Zemi. Nepříjemný rozdíl mezi hvězdou a planetou se tak smazal. To bylo v pořádku, protože existence planet byla zdůvodnitelná tím, že tato tělesa jsou stvořena k tomu, aby nesla život. Vyplývalo to ze všeobecného přesvědčení, že vše je ve světě zařízeno zcela účelně – ve shodě s úradkem Božím.

JOHN HERSCHEL (1792-1871) otcovu představu zdokonalil v tom smyslu, že sluneční skvrny jsou obrovské víry ve sluneční atmosféře. Jeho pohled podpořil i objev RICHARDA CHRISTOPHERA CARRINGTONA (1826-1875), jenž na základě svých pozorování pohybů slunečních skvrn na slunečním disku dokázal, že sluneční fotosféra nerotuje jako tuhé těleso. Začalo se tak spekulovat o tom, že povrchové vrstvy Slunce asi budou složeny ze žhavých plynů.

Spektrální rozklad světla Slunce a hvězd. Objev spektrálních čar

Zcela nové informace v sobě obsahuje sluneční a hvězdné spektrum. Vážné pokusy s rozkladem slunečního světla hranolem započal již v roce 1666 sám Isaac Newton.[0]) Ukázal, že duhový pás spektrálně čistých (dále nerozložitelných) barev, čili tzv. spektrum lze opět složit v bílé světlo.

Na jeho experimenty navázal 1802 anglický fyzik WILLIAM HYDE WOLLASTON (1766-1828), jenž vstupní dírku nahradil úzkou štěrbinou. Barvy se tak ještě vyčistily, nicméně se tu nečekaně objevily temné čáry. Wollaston je kvalifikoval jako hranice mezi osmi „přirozenými“ barvami spektra.

V roce 1814 experimentoval výtečný německý optik JOSEPH VON FRAUNHOFFER (1787-1826) s hranoly z různých druhů skel. Pomocí nich ve slunečním spektru objevil tisíce temných čar různé šířky a intenzity. Aniž věděl, co znamenají, pořídil 1817 jejich katalog s 324 položkami. Čarám ve spektru se pak též říkalo *Fraunhofferovy čáry*.

Fraunhoffer svým primitivním spektroskopem pozoroval též Měsíc a zjistil, že dle očekávání jeví sluneční spektrum, a hvězdy, u nichž zjistil, že se jejich spektra od slunečního občas liší (Sirius, Castor).

Nejvíce ho zaujala dvojitá temná čára (D) ve žluté oblasti, s níž se setkal nejen ve slunečním spektru, ale i ve spektrech hvězd Slunci podobných (Pollux, Capella). Povšiml si rovněž, že v témž místě spektra plamene plynového hořáku se vyskytuje týž čárový dublet, jenže v emisní podobě. Později bylo zjištěno, že jde o čáry sodíku, který se do plamene dostává ve stopách kuchyňské soli v lidském potu.

Zcela zásadní přínos ovšem znamenají práce dvou německých fyziků: ROBERTA WILHELMA BUNSENA (1811-99) a GUSTAVA-ROBERTA KIRCHHOFFA (1824-87). Tito vědci při rozboru spektra Slunce a jasných hvězd našli nezvratné důkazy, že atmosféry těchto

[0]) Je doloženo, že už před Newtonem se podobnými problémy zabýval český učenec JAN MAREK MARCI z Kronlandu (1595-1667).

objektů jsou tvořeny týmiž chemickými prvky s nimiž se setkáváme v pozemských materiálech. Tím byl položen základ pro dnes všeobecně přijímaný **koncept materiální jednoty světa**, jenž nám ve svých důsledcích umožňuje zkoumat a vykládat vlastnosti kosmických objektů pomocí fyzikálních metod a zákonů. Zrodila se nová vědní disciplína – ***astrofyzika***.

1.2 Fyzikální konstanty a jednotky

Veškerý astrofyzikální výzkum je založen na předpokladu, že všude ve vesmíru platí tytéž fyzikální zákony, jako u nás na Zemi. Tyto fyzikální zákony, určují vlastnosti a chování všech objektů po kvalitativní i kvantitativní stránce. Je to právě systém fyzikálních zákonů, který sjednocuje a určuje vzhled světa.

Stavba, vývoj a vůbec všechny vlastnosti hvězd jsou výslednicí nejrůznějších interakcí součástí hvězdy a jejího okolí na makroskopické i mikroskopické úrovni. K jejich popisu a pochopení jsou nezbytné poznatky z oblasti teoretické mechaniky, teorie záření, kvantové mechaniky, fyziky elementárních částic, atomové a molekulové fyziky a statistiky.

V dalším výkladu budeme důsledně držet mezinárodní soustavy jednotek *SI*, s jejími základními jednotkami, případně povolenými vedlejšími. Jen výjimečně budeme užívat některé speciální astrofyzikální jednotky, které v soustavě jednotek *SI* nejsou zastoupeny. Vzhledem k tomu, že se v odborné literatuře (zejména zahraniční) setkáváme též s jinými jednotkami (převážně v soustavě *CGS*), uvedeme si vzájemné převody:

<u>Délka</u>	
ångström	1 Å = 10^{-10} m = 0,1 nm
astronomická jednotka (vedlejší jednotka *SI*)	1 AU = 1,495 979 $\cdot 10^{11}$ m
světelný rok (vedlejší jednotka *SI*)	1 ly = 9,460 528 $\cdot 10^{15}$ m
parsek (vedlejší jednotka *SI*)	1 pc = 3,085 678 $\cdot 10^{16}$ m = 206 264,81 AU
<u>Čas</u>	
den	1 d = 86 400 s
tropický rok	1 r = 365,2421 99 d = 3,155 6926 $\cdot 10^{7}$ s
<u>Síla</u>	
dyn	1 dyn = 10^{-5} N
<u>Tlak</u>	
fyzikální atmosféra	1 atm = 760 torr = 101 325 Pa
torr	1 torr = 133,322 Pa
<u>Energie</u>	
erg	1 erg = 1 g cm^2 s^{-2} = 10^{-7} J
mezinárodní kalorie	1 cal = 4,1868 J
eV (vedlejší jednotka SI)	1 eV = 1,602 176 462(63) $\cdot 10^{-19}$ J
<u>Výkon, zářivý tok</u>	
nominální Slunce[0])	1 L = 3,846 $\cdot 10^{26}$ W (přesně)
<u>Magnetická indukce</u>	

[0]) Tato vedlejší jednotka výkonu, resp. zářivého toku byla zavedena v roce 1997 rozhodnutím Mezinárodní astronomické unie. Viz: *Transactions of the IAU*, vol. XXIIIB, Proceedings of the 23rd General Assembly, ed. Andersen J., p. 141 and 181. Kluwer Accademic Press, 1999

gauss	1 Gs = 10^{-4} T

Fyzikální konstanty běžně používané v astrofyzice[0]):

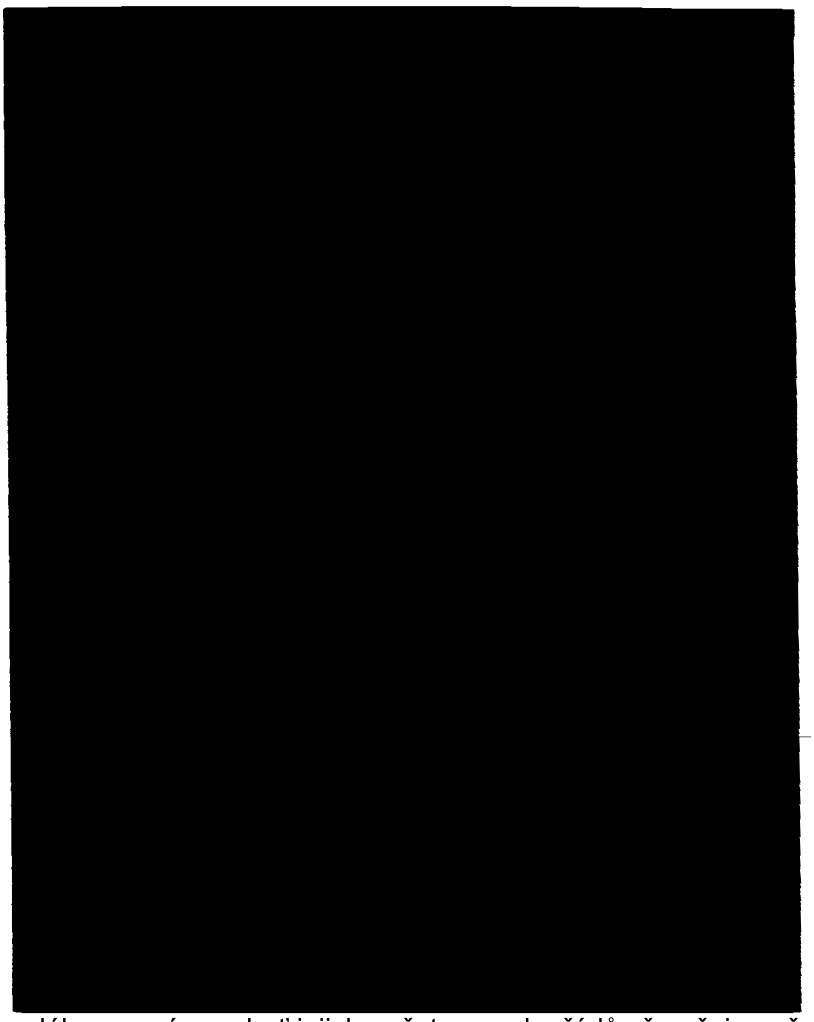
atomová hmotnostní jednotka	$\boldsymbol{u}$ = 1,660 538 73(13) ·10^{-27} kg
Avogadrova konstanta	$\boldsymbol{A}$ = 6,022 141 99(47) ·10^{23} mol^{-1}
Bohrův poloměr	$\boldsymbol{a}_0$ = 5,291 772 083(19) ·10^{-11} m
Boltzmannova konstanta	$\boldsymbol{k}$ = 1,380 6503(24) ·10^{-23} J K^{-1} = 8,617 342 ·10^{-5} eV K^{-1}
Comptonova vlnová délka elektronu	λ_C = 2,426 310 215(18) ·10^{-12} m
elementární náboj	$\boldsymbol{e}$ = 1,602 176 462(63) ·10^{-19} C
gravitační konstanta	$\boldsymbol{G}$ = 6,672 59(85) ·10^{-11} m^3 $kg^{-1}s^{-2}$
klidová hmotnost elektronu	$\boldsymbol{m_e}$ = 9,109 381 88(72) ·10^{-31} kg
klidová hmotnost neutronu	$\boldsymbol{m_n}$ = 1,674 927 16(13) ·10^{-27} kg
klidová hmotnost protonu	$\boldsymbol{m_p}$ = 1,672 621 58(13) ·10^{-27} kg
magnetický moment elektronu	μ_e = 9,284 763 62(37) ·10^{-24} A m^2
magnetický moment protonu	μ_p = 1,410 606 633(58) ·10^{-26} A m^2
měrný náboj elektronu	$\boldsymbol{e/m_e}$ = 1,758 820 174(71) ·10^{11} C kg^{-1}
normální tíhové zrychlení	$\boldsymbol{g_n}$ = 9,806 65 m s^{-2} (přesně)
permeabilita vakua	μ_0 = 4 π ·10^{-7} H m^{-1} (přesně)
permitivita vakua	ε_0 = 8,854 187 817 ·10^{-12} F m^{-1}
poměr hmotností protonu a elektronu	$\boldsymbol{m_p/m_e}$ = 1 836,152 6675(71)
rychlost světla ve vakuu	$\boldsymbol{c}$ = 2,997 924 58 ·10^8 m s^{-1} (přesně)
Planckova konstanta	$\boldsymbol{h}$ = 6,626 068 76(52) ·10^{-34} J s
plynová konstanta	$\boldsymbol{R}$ = 8,314 472(15) J mol^{-1} K^{-1}
Rydbergova konstanta	$\boldsymbol{R_\infty}$ = 1,097 373 1568549(83) ·10^7 m^{-1}
Stefanova-Boltzmannova konstanta	σ = 5,670 400(40) ·10^{-8} W m^{-2} K^{-4}

1.3 Z čeho je vesmír vystavěn?

Nejmenšími stavebními kameny vesmíru jsou tzv. elementární částice, jež někdy dělíme na *látkové* – zejména protony, neutrony, elektrony, a na *částice pole*, které zprostředkovávají vzájemnou interakci mezi nimi – fotony, mezony, gravitony aj. Všechny částice na sebe působí gravitačními silami, případně jinými typy interakcí (slabá, jaderná, elektromagnetická). Částice vytvářejí hierarchické struktury, které lze seřadit buď podle hmotnosti nebo podle jejich „charakteristického“ rozměru.

Obr. 1 *Hmotnosti a rozměry objektů ve vesmíru*

[0]) Hodnoty konstant včetně jejich chyb byly převzaty z údajů uveřejněných Fyzikální laboratoří Národního ústavu standardů a technologií (NIST) – konstanty z roku 1998. V závorce za číselnou hodnotou konstanty je uvedena nejistota vztahující se k posledním uvedeným platným cifrám: $\boldsymbol{u}$ = 1,660 538 73(13) ·10^{-27} kg ≡ (1,660 538 73±0,000 000 13) ·10^{-27} kg.



- „Nejmenšími“ elementárními částicemi, jejichž existence je prokázána, jsou neutrální leptony (částice, které se neúčastní jaderné interakce) zvané *neutrina*. Ta interagují jen gravitačně a slabě. Jejich účinný průřez roste s energií, typický účinný průřez činí řádově 10^{-50} m^2. I relativně vysoce energetická neutrina hladce procházejí celými hvězdami. Neutrina běžně vznikají při jaderných reakcích, probíhajících v centrech hvězd. Ve vesmíru též zřejmě existuje obrovské množství tzv. *reliktních neutrin*, která však mají natolik nízkou energii, že jejich detekce není v dohledu. Pokud mají nenulovou klidovou hmotnost, mohou v sobě obsahovat významnou část hmoty celého vesmíru, neboť jejich počet o mnoho řádů převyšuje počet baryonů.
- V prostoru mezi hvězdami i v nitrech hvězd se setkáváme s jednotlivými protony, neutrony, i s jejich systémy – tzv. *jádry prvků*. Charakteristickým rozměrem tohoto typu částic je 10^{-15} m.
- Často nacházíme i celé *atomy*, občas ionizované, a *volné elektrony* – rozměry atomů jsou dány rozměrem jejich elektronových obálek: 10^{-10} m (rozměrem elektronu). *Mezihvězdný plyn* je tvořen zejména atomárním vodíkem.
- Atomy se vážou i do *molekul*, někdy i velmi komplikovaných. Charakteristická velikost molekul je 10^{-9} m. Nejfrekventovanější molekulou *mezihvězdného plynu* je dle očekávání molekula vodíku – H_2.
- Komplikovanějšími kosmickými strukturami s vrstevnatou strukturou a specifickým vývojovým cyklem jsou pevná zrna tvořící *prachovou složku mezihvězdné látky*. Běžně se setkáváme s prachovými částicemi o charakteristické velikosti od 10^{-7} do 10^{-5} m. Mezihvězdný prach rozhodující měrou přispívá k celkové extinkci procházejícího záření.
- K mezihvězdné látce je možné též započítat i *fotony* nejrůznějších vlnových délek a původu. Početně mezi nimi převažují fotony reliktní pocházející z období raného vesmíru. Vlnová délka typického reliktního fotonu je 10^{-3} m, délka optického záření pocházejícího z horkých fotosfér hvězd je přibližně 2000krát menší: $5 \cdot 10^{-7}$ m. Velmi vzácné jsou fotony ultrafialového, rentgenového nebo gama záření.

- V prostoru planetárních soustav se hojně vyskytují *mikrometeoroidy* a *meteoroidy*, které jsou nejčastěji výsledkem vzájemných srážek planetek a rozpadu kometárních jader. Drobnější částice najdeme též v prstencích kolem velkých planet. Pohromadě jsou drženy negravitačními silami. Velikost: 10^{-3} až 10 m.
- Většími a strukturovanějšími tělesy v meziplanetární látce jsou *jádra komet* a *planetky* (asteroidy) – charakteristický rozměr 10^3 – 10^5 m. Větší z planetek jsou již vázány gravitačně.
- Okolo hvězd krouží též *planety* o charakteristickém rozměru 10^6 až 10^8 m obklopené suitou vlastních *družic* o velikosti od planetky až po menší planetu. Planety a jejich měsíce drží pohromadě vlastní gravitace.
- Přechodem mezi planetami a klasickými hvězdami jsou *hnědí trpaslíci* o rozměrech planet, s hmotnostmi 0,01 až 0,075 M .
- Nejtypičtějšími souvislými gravitačně vázanými útvary ve vesmíru, v nichž je soustředěna významná část baryonové látky ve vesmíru, jsou *hvězdy*.
- *Dvojhvězdy* a *vícenásobné hvězdné soustavy* – v těchto gravitačně vázaných soustavách se vyskytuje kolem 75 % hvězd. Vzdálenosti složek jsou velice rozmanité – od poloměrů Slunce (10^9 m) po tisíce AU (10^{14} m). Násobné hvězdy existují pospolu zpravidla už od svého zrození, vznik dvojhvězdy je snazší než vznik hvězdy osamělé.
- Většina mezihvězdné látky je vázána v tzv. *obřích molekulových oblacích*, shlucích mezihvězdné látky o hmotnosti 10^5 až 10^6 Sluncí a charakteristickým rozměrem několika desítek parseků. Tyto oblaky mají komplikovanou vnitřní strukturu, mají i svůj vlastní vývojový cyklus. Za příznivých okolností v nich vznikají nové hvězdy i jejich soustavy.
- *Hvězdokupy* – hvězdné soustavy držené pohromadě vlastní gravitací, jež obsahují desítky (chudé otevřené hvězdokupy) až miliony hvězd (bohaté kulové hvězdokupy), s lineární rozměry od jednotek až po stovky parseků.
- *Galaxie* – gravitačně vázané soustavy o rozměru řádově 10^{21} m sestávající se z 10^6 až 10^{13} hvězd, naše Galaxie, o průměru 10^{21} m (30 kpc), obsahuje $2 \cdot 10^{11}$ hvězd. Galaxie vznikly v raných fázích vývoje vesmíru gravitačním zhroucením zárodečného plynu. Utvořily se protogalaxie a v nich pak vznikla první generace hvězd, z nichž část je vázána v *kulových hvězdokupách*. K celkové hmotnosti galaxií kromě hvězd a mezihvězdné látky zřejmě asi z 90 % přispívá tzv. *skrytá látka* dosud neznámé povahy.
- *Kupy galaxií* – galaxie občas tvoří vyšší gravitačně vázané celky – s mnoha tisíci členy a charakteristickým rozměrem řádově 10^{24} m.
- Jednotlivé galaxie a jejich kupy vytvářejí *buněčnou* strukturu, rozměry buněk jsou 10^{24} až 10^{25} m.
- Poloměr *pozorovatelného vesmíru* (ve světelných letech je číselně roven stáří vesmíru) – asi $1{,}4 \cdot 10^{10}$ ly – $1{,}3 \cdot 10^{26}$ m – 4300 Mpc.

1.4 Elektromagnetické záření. Základy astronomické fotometrie

Elektromagnetické záření. Fotony

Důležitou součástí materiálu hvězdy je *elektromagnetické záření*. Ve většině hvězd zprostředkovává přenos energie z centrálních oblastí na povrch, ve hmotnějších hvězdách se významně podílí na tlaku hvězdného materiálu. Zcela nezastupitelnou roli má při přenosu energie z povrchu hvězd do prostoru, jelikož se dokáže šířit i vakuem. Podtrhněme, že právě tato vlastnost elektromagnetického záření je pro nás

životně důležitá. Elektromagnetické záření navíc přenáší důležité informace o hvězdách, bez nichž bychom nemohli tyto objekty studovat.

Elektromagnetické záření nebo též jen *záření*, je podle Maxwellovy[0]) teorie elektromagnetického pole příčným vlněním, kde proměnné vektory magnetické indukce a elektrické intenzity jsou vzájemně kolmé a současně kolmé ke směru šíření (Poyntingův vektor). Základními charakteristikami elektromagnetického záření jsou *frekvence (kmitočet)* ν udávaná v hertzích (Hz) nebo *vlnová délka* λ udávaná v metrech nebo jeho zlomcích.

Ve vakuu se elektromagnetické záření šíří rychlostí *c*, která patří k základním fyzikálním konstantám. Je to současně maximální a nepřekročitelná rychlost, jíž se může jakýkoli objekt v inerciální soustavě pohybovat. Frekvence a vlnová délka elektromagnetického záření ve vakuu jsou spolu vázány relací:

$$c = \nu \lambda.$$

V optickém prostředí, čili obecně mimo vakuum, se toto záření šíří rychlostí *v*, $v = c/n$, kde *n* je tzv. *index lomu* ($n \geq 1$). Při přestupu záření z jednoho optického prostředí do druhého se nemění frekvence[0]), vlnová délka je funkcí indexu lomu:

$$\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{c}{n\nu}.$$

Pokud má záření pouze jedinou vlnovou délku (kmitočet), hovoříme o tzv. *monochromatickém* záření. Reálné zdroje však nikdy zcela monochromatické záření nevysílají, vždy je to směs záření o různých vlnových délkách. Funkce zastoupení záření podle vlnové délky se nazývá *spektrum záření.*

Jestliže se ve spektru vyskytují všechny vlnové délky a intenzita v nich je dostatečně hladkou spojitou funkcí, pak hovoříme o tzv. *spojitém spektru*. Většinou lze v takovém spektru v určitém rozmezí kmitočtů vyjádřit závislost intenzity elektromagnetického záření na kmitočtu v podobě mocninné závislosti: $I \sim \nu^{-\beta}$ nebo $I \sim \nu^{\beta}$, kde β je tzv. *spektrální index* spojitého spektra.

Důležitou charakteristikou elektromagnetického záření je jeho *polarizace*. U nepolarizovaného záření je rovina kmitů elektrické složky (všechny v astrofyzice používané detektory elektromagnetického záření jsou citlivé jen na tuto složku) náhodná. V záření *lineárně polarizovaném* se setkáváme pouze s jedinou rovinou kmitů elektrické složky, u *kruhově polarizovaného* elektromagnetického záření se rovina kmitů stáčí kolem směru šíření vlnění, přičemž amplituda záření se zachovává. Při *eliptické polarizaci* rovina kmitů rovněž rotuje, koncový bod vektoru amplitudy přitom opisuje elipsu.

Kruhová a eliptická polarizace podle smyslu své rotace může pak být *pravá* (z pohledu ve směru ke zdroji jde o směr matematicky záporný) nebo *levá.* Rovina kolmá ke směru šíření vlny, vůči níž je intenzita elektromagnetického záření maximální se nazývá *rovinou polarizace*. Kosmické zdroje elektromagnetického záření generují vlnění s rozličnou polarizací. Vzhledem k tomu, že nejčastěji jde o tzv. tepelné záření, je jejich záření převážně nepolarizované. Při

[0]) James Clerk Maxwell (1831-1879), skotský fyzik.

[0]) Poznamenejme, že v astronomii se běžně udává vlnová délka zkoumaného záření, správnější by ale bylo hovořit o frekvenci, neboť ta je primární charakteristikou elektromagnetického záření, nezávislou na prostředí, jímž se toto záření šíří.
Pokud v dalším textu nebude zmíněno jinak, pak budeme automaticky předpokládat, že vše se týká elektromagnetického záření šířícího se vakuem.

průchodu mezihvězdným prostředím s částicemi orientovanými elektrickými či magnetickými silami se původně nepolarizované světlo hvězd může změnit na polarizované. To však více vypovídá o vlastnostech tohoto prostředí, než o zdrojích záření. Někdy se však tento údaj může hodit jako dodatečná informace o vzdálenosti dotyčného objektu.

Elektromagnetické záření je podle kvantové teorie tvořeno tzv. *fotony*. Fotony se počítají mezi ostatní elementární částice, jako jsou elektrony nebo protony, tzn. že je lze charakterizovat stejnými fyzikálními charakteristikami. Fotony v současném pojetí jsou částice pole, které zajišťují elektromagnetickou interakci.

Pojem fotonu byl zaveden počátkem 20. století, aby se tak popsala pozorovaná skutečnost, že energie přechází mezi zářením a látkou vždy nespojitě – po kvantech. Na odhalení vlastností fotonu se podíleli fyzikové Max K. E. L. Planck (1858-1974), Albert Einstein (1879-1955) a řada dalších. Foton se v různých situacích projevuje jako vlna nebo částice, což je konečně vlastností všech elementárních částic. Pro foton je specifické, že má nulový náboj, jednotkový spin (je to tedy tzv. bozon) a nulovou klidovou hmotnost. Fotony se tak mohou pohybovat ve vakuu jedině rychlostí světla. Každému z fotonů lze přisoudit jak energii E_f. Pro foton o kmitočtu ν a vlnové délce ve vakuu λ platí:

$$E_f = h\nu = \frac{hc}{\lambda}.$$

Ve vztahu se kromě rychlosti světla vyskytuje i další ze základních fyzikálních konstant – *Planckova konstanta h*, $h = 6{,}626\,08 \cdot 10^{-34}$ J s. Vzhledem k tomu, že se v astrofyzice z praktických důvodů pro vyjadřování malých energií využívá jednotky 1 eV, je vhodné uvést Planckovu konstantu i s touto jednotkou: $h = 4{,}135\,67 \cdot 10^{-15}$ eV s.

Mechanismy vzniku záření

Ekvivalentní hmotnosti fotonů, vypočtené podle Einsteinovy relace $E = mc^2$, jsou zpravidla velmi malé, například pro foton viditelného světla o kmitočtu $\nu = 5 \cdot 10^{14}$ Hz, je tato hmotnost jen $3{,}7 \cdot 10^{-36}$ kg. Nejlehčí z tzv. látkových částic – elektron je 250 000krát hmotnější. Z toho vyplývá, že se fotony mohou relativně snadno tvořit a stejně lehce mohou i zanikat.

K vyzáření fotonu dochází nejčastěji v tom případě, kdy se mění hybnost elektricky nabité částice. Čím je taková nabitá částice lehčí, tím snadněji se její hybnost mění a snadněji též vyzařuje fotony. V astrofyzice se tak prakticky výhradně setkáváme se zářením, které souvisí se změnami pohybového stavu elektronů. Záření elektronů ve vázaných soustavách (atomech, molekulách) budeme podrobněji probírat až v oddílu 3, pojednávajícím o hvězdných spektrech, nyní se omezíme jen na záření generované volnými elektrony.

Pohybový stav volných elektronů v plazmatu ovlivňuje jak elektrické tak magnetické pole. Elektrická interakce se projevuje zejména při těsných přiblíženích k jiným iontům, čili při tzv. *srážkách* (ty tedy nemusí být fyzické). Při srážce se trajektorie „srážejících se“ iontů navzájem zakřiví natolik, že z místa blízkého setkání odlétávají

jiným směrem. *Lorentzova*[0]) *síla*, kterou vyvolává makroskopické magnetické pole, působí stále, tj. i mimo srážky.

Při průletu volného elektronu elektrickým polem kladně nabitého iontu, jímž může být buď holé jádro nebo ionizovaný atom prvku, se dráha elektronu zakřiví a změna hybnosti může být vyrovnána vyzářením fotonu. Tím se ovšem sníží kinetická energie elektronu, elektron se zabrzdí. Mluvíme proto o tzv. *brzdném záření*. Takto vznikají fotony v nitrech hvězd, v ionizovaném mezihvězdném plazmatu nebo ve sluneční koróně. Protože volný elektron může nabývat libovolné energie, je spektrum brzdného záření obecně spojité. Rozložení energie ve spektru je dáno rozložením energií volných elektronů.

V rovnovážném stavu je stejně pravděpodobný i opačný proces, kdy elektron prolétávající kolem kladně nabitého iontu pohltí foton a jeho energie se tak příslušně zvýší. Upozorňuji, že z hlediska zákonů zachování energie a hybnosti není možný děj, kdy by samostatný volný elektron vyzářil nebo pohltil foton. K tomu je zapotřebí ještě další částice.

V řidším plazmatu, kde existuje makroskopické magnetické pole se uplatňuje i *magnetické brzdné záření*. Zde zakřivuje dráhu elektronu Lorentzova síla, která nutí volný elektron opisovat šroubovici s osou rovnoběžnou s magnetickou indukcí. Tím se mění hybnost elektronu, který pak vyzařuje buď *cyklotronové* nebo *synchrotronové záření*. Záření cyklotronové, vysílané pomalejšími, tzv. nerelativistickými elektrony, je monochromatické o kmitočtu odpovídajícímu *cyklotronové frekvenci*; ve spektru synchrotronového záření buzeného relativistickými elektrony se objevují i násobky této frekvence. Pro synchrotronové záření je charakteristická jeho silná polarizace a spektrální index kolem 0,7 – většina energie je vyzářena v oboru radiového nebo mikrovlnného záření. Synchrotronově září nestacionární objekty, aktivní jádra galaxií apod. Ve hvězdách tento mechanismus lze zanedbat, nikoli však v jejich horkých a řídkých korónách.

Fotony za obvyklých energií (tj. menších než 0,5 MeV) spolu fotony vzájemně neinteragují. Při energiích vyšších mohou při srážce dvou dostatečně energetických fotonů γ vzniknout páry *částice-antičástice*, nejčastěji dvojice elektron-pozitron. Možný je i opačný proces, zvaný *anihilace* částice a antičástice, při níž vzniká dvojice fotonů odpovídající energie:

$$\gamma + \gamma \leftrightarrow e^+ + e^-.$$

K tvorbě částic z fotonů dochází jen ve výjimečných situacích – při kolapsu hvězdy nebo na počátku vývoje vesmíru, kdy všude panovala nepředstavitelně vysoká teplota. Opačný proces – anihilace – probíhá naopak kdykoli, její tempo na teplotě nezávisí.

Tepelné záření. Záření absolutně černého tělesa

Už dávno bylo známo, že teplá tělesa září, a to tím víc, čím více jsou zahřátá. Vysílají přitom spojité záření, jehož spektrální složení se s teplotou rovněž mění. To nám přináší zásadní informaci o teplotě vyzařujícího tělesa.

Jistou idealizací je tzv. *záření absolutně černého tělesa.* Laboratorním zdrojem záření absolutně černého tělesa je dobře vodivý kovový blok udržovaný rovnoměrně na téže termodynamické teplotě *T*. Uvnitř bloku je dutina s vyčerněnými stěnami, které velmi dobře pohlcují záření. V dutině existuje záření, které vyzařují samotné stěny dutiny.[0]) Po krátké době se v dutině ustaví rovnováha popsaná termodynamickou teplotou stěn dutiny. V dutině je pak tzv. *rovnovážné tepelné záření* nebo též

[0]) Antoon Hendrik Lorentz (1853-1928), nizozemský fyzik.

[0]) Jde o brzdné záření, ale na mechanismu vzniku nezáleží.

rovnovážný fotonový plyn o teplotě *T*. Sledovat jej můžeme velice tenkým kanálkem spojujícím povrch bloku a zmíněnou dutinu.

Kirchhoff již v roce 1859 ukázal, že charakteristiky záření absolutně černého tělesa závisejí *pouze* na této teplotě, nikoliv na vlastnostech stěn, což svými precizními měřeními potvrdili v roce 1895 i fyzikové Otto Lummer (1860-1925) a Wilhelm C. W. Wien (1864-1928).

Fyzikové však dlouho tápali při sestavení vzorce pro popis spektra záření absolutně černého tělesa. Dílčím úspěchem bylo nalezení *Stefanova*[0]) *vztahu* pro celkový zářivý výkon: výkon je přímo úměrný 4. mocnině absolutní (termodynamické) teploty. Pro rozdělení energie ve spektru poskytl správný vztah až v roce 1900 Max Planck. Ten k němu došel za odvážného předpokladu, že zářivá energie není vysílána spojitě, ale po kvantech, jejichž energie je dána frekvencí záření (vlnovou délkou): $E = h\nu = hc/\lambda$, kde h je tzv. Planckova konstanta.

Planckův zákon pro záření absolutně černého tělesa vysvětlil již dříve známý Stefanův zákon, objasnil též jak a proč a se s rostoucí teplotou mění rozložení energie ve spojitém spektru hvězd.

- Vlastnosti rovnovážného tepelného záření:

a) je izotropní (ve všech směrech má tytéž vlastnosti),
b) je homogenní (ve všech místech dutiny má stejné vlastnosti),
c) koncentrace fotonů a jejich rozdělení podle energií (podle kmitočtu) závisí pouze na teplotě záření – nezávisí tedy ani na mechanismu vzniku záření, ani na absorpčních vlastnostech stěn,
d) spektrum popisuje tzv. Planckův zákon *záření absolutně černého tělesa.*

- Vlastnosti spektra vyzařovaného absolutně černým tělesem (AČT):

e) absolutně černé těleso je tzv. *kosinový zářič*, tzn. například, že koule zářící jako AČT nejeví okrajové ztemnění
f) zvýšíme-li teplotu, vzroste tzv. monochromatický jas B_ν ve všech vlnových délkách. Závislosti B_ν na kmitočtu ν pro různé teploty se neprotínají!
g) zvyšujeme-li teplotu, vlnová délka maxima λ_{max} vyzařované energie klesá. Kvantitativně závislost popisuje tzv. *Wienův zákon posuvu* (též Wienův posunovací zákon), který byl znám už před formulací Planckova zákona:

$$\lambda_{max}\, T = 2{,}898 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{K\ m}.$$

Důsledek – zabarvení absolutně černého tělesa se mění v závislosti na teplotě.

h) plocha absolutně černého tělesa o výměře S a teplotě T vysílá do poloprostoru zářivý výkon Φ_e :

$$\Phi_e = \sigma\, T^4\, S,$$

i) kde σ je Stefanova *konstanta*, $\sigma = 5{,}670 \cdot 10^{-8}\ \mathrm{W\ m^{-2}\ K^{-4}}$. Tento tzv. *Stefanův zákon* je nejdůležitějším astrofyzikálním vztahem, neboť dává do souvislosti celkové množství vyzářené energie a povrchovou teplotu vyzařujícího tělesa. Umožňuje tak „na dálku“ měřit teplotu kosmických objektů, což se v případě hvězd velice hodí.

j) *Planckův zákon* vyjadřuje závislost monochromatického jasu absolutně černého tělesa $B_\nu(T)$ na teplotě a frekvenci:

$$B_\nu(T) = 2\frac{\nu^2}{c^2}\frac{h\nu}{\exp(h\nu/kT)-1}$$

k) v dlouhovlnné oblasti spektra, kde již platí, že $h\nu << kT$, je argument exponenciály blízký nule, takže lze využít rozvoje: $\exp(h\nu/kT) \cong 1 + h\nu/kT$. Za těchto okolností přechází Planckův zákon v *Rayleighův-Jeansův*[0]) *zákon*, objevený 1900 a dobře známý zejména v radioastronomii:

$$B_\nu(T) = 2\frac{\nu^2}{c^2}kT.$$

Příznačné je, že se zde nevyskytuje Planckova konstanta *h*, což souvisí s faktem, že v dlouhovlnné oblasti se elektromagnetické záření chová jen jako vlnění.

l) V krátkovlnné oblasti ($h\nu >> kT$), kde je $h\nu/kT$ mnohem větší než 1, takže lze 1 ve jmenovateli v Planckově zákonu zanedbat, přechází tento v tzv. *Wienův zákon*, objevený 1896:

$$B_\nu(T) = 2\frac{\nu^2}{c^2}h\nu\exp(-h\nu/kT).$$

Tam se ovšem Planckova konstanta již objevuje.

Astronomové, kteří se na samém počátku 20. století zabývali měřením rozložení energie ve spektrech Slunce i dalších hvězd, došli k významnému závěru, že *naprostá většina hvězd září v prvním přiblížení jako absolutně černá tělesa.* Tento fakt jim umožnil určovat efektivní teplotu hvězdných atmosfér z průběhu jejich spojitého spektra, respektive z jejich barevných indexů.

Zářivý výkon hvězd. Hvězdné velikosti

Hvězdy lze v prvním přiblížení považovat za zdroje elektromagnetického záření, které do prostoru září izotropně – rovnoměrně ve všech směrech. Celkový *zářivý výkon* L (= *zářivý tok*[0])) zdroje, odpovídající celkové energii vyzářené ve všech vlnových délkách za jednotku času, se vyjadřuje ve wattech nebo zářivých tocích tzv. *nominálního Slunce* $L_\odot$. Rozhodnutím Valného shromáždění IAU z roku 1997 byl výkon nominálního Slunce definován takto: $L_\odot = 3{,}846 \cdot 10^{26}$ W.

Zářivý výkon skutečného Slunce se v průběhu času mírně mění, a navíc ani střední hodnota tohoto výkonu v zásadě nemusí odpovídat výkonu nominálního Slunce. Podle posledních měření činí výkon Slunce $L = (3{,}8419 \pm 0{,}0017) \cdot 10^{26}$ W $= (0{,}9989 \pm 0{,}0005)\, L_\odot$.

V souvislosti se zářivým tokem či zářivým výkonem se též můžete setkat s veličinou nazývanou *zářivost I*, což je zářivý tok vysílaný do prostorového úhlu o velikosti 1 steradiánu –

[0]) Baron JOHN WILLIAM RAYLEIGH (čti *rejli*) (1842-1919), britský fyzik. JAMES HOPWOOD JEANS (1877-1946), britský fyzik a astronom.

[0]) Pojem „zářivý tok“ u většiny studentů budí dojem, že se tu jedná o tok energie jednotkovou plochou, proto se mu raději vyhýbám.

jednotka: W m^{-2} sr^{-1}. V případě izotropně zářícího zdroje platí mezi zářivým výkonem a zářivostí jednoduchá relace: $L = 4\pi I$.[0])

Zářivý výkon *L* lze vypočítat známe-li *bolometrickou jasnost F = hustotu zářivého toku F*, (tok záření, který za 1 sekundu projde 1 m^2 plochy kolmo nastavené ke směru přicházejících paprsků) a vzdálenost zdroje *r*. Hustotu zářivého toku (bolometrickou jasnost) *F* vyjadřujeme ve W/m^2, vzdálenost v metrech. Snadno lze nahlédnout, že pak platí:

$$L = 4\pi r^2 F \quad \rightarrow \quad I = \frac{L}{4\pi} = r^2 F.$$

Praktické měření vzdálenosti hvězd *r* je svízelné, a to z toho důvodu, že hvězdy s výjimkou Slunce jsou od nás velice daleko. Základní metodou měření je zjišťování tzv. *roční trigonometrické paralaxy*, což je úhlově vyjádřená velká poloosa elipsy, kterou v důsledku orbitálního pohybu Země kolem Slunce hvězdy opisují. Astrometrická měření polohy zvolené hvězdy se vedou relativně – vzhledem k poli okolních slabých, a tudíž zřejmě hodně vzdálených hvězd. Časem byla vypracována řada dalších důmyslných metod, které nám umožňují odhadovat i vzdálenosti velice vzdálených objektů, pro trigonometrickou paralaxu nedostupných.

Měření hustoty zářivého toku přicházejícího od hvězd patří k neobtížnějším astrofyzikálním úlohám, neboť tu jde zpravidla o nesmírně nízké toky, které je navíc nutno registrovat v celém rozsahu elektromagnetického spektra. Pomineme-li instrumentální komplikace týkající se nestejné spektrální citlivosti detektorů záření, pak hlavní překážku představuje zemská atmosféra, která je pro řadu oborů elektromagnetického spektra prakticky nepropustná. Výsledky měření je pak nutno o vliv propustnosti atmosféry opravit nebo přímo vést pozorování z kosmického prostoru.[0]) Praktická měření se provádějí pomocí tzv. *bolometrů*, hovoříme zde o tzv. bolometrických měřeních a veličinách.

I z tohoto důvodu se v řadě astrofyzikálních aplikací místo bolometrických veličin, zahrnujících v sobě celý rozsah elektromagnetického spektra, používají veličiny vztahující se jen na jistý obor elektromagnetického záření vymezený zpravidla nějakým filtrem s přesně definovanou propustností.

Mezi množstvím používaných oborů (tzv. fotometrických „barev“) zaujímá zvláštní postavení *vizuální obor*, definovaný filtrem *V* s propustností, jež odpovídá spektrální citlivosti lidského oka v denním (fotopickém) režimu vidění: maximum propustnosti filtru leží u 550 nm, efektivní šířka filtru činí 89 nm. Hustota zářivého toku v barvě *V* se tak přímo ztotožňuje hustotou světelného toku, nebo-li *jasností j*. Jednotkou jasnosti je v principu W/m^2, jasnost lze ovšem též vyjadřovat ve speciálních jednotkách zavedených pro světlo: [*j*] = 1 lumen/m^2. Obdobně lze zavést i další *„nevizuální“ jasnosti* j_s definované vždy jako hustoty zářivého toku po průchodu určitým definovaným filtrem.

Nejvíce fotometrických měření bylo vykonáno v tzv. širokopásmovém standardním (Johnsonově[0]) nebo mezinárodním) fotometrickém systému a jeho dlouhovlnném rozšíření. Speciální filtry zde udávají jasnosti v barvě *U* (365 nm), *B* (440 nm), *V* (550 nm), *R* (700 nm), *I* (900 nm), *J* (1250 nm) atd. Měřením jasnosti hvězd v řadě fotometrických barev si lze učinit uspokojivou představu o celkové hustotě zářivého výkonu *F* i o rozložení energie ve spektru hvězd, které je funkcí jejich povrchové teploty.

[0]) Veličina „zářivost“ má své opodstatnění tehdy, když není záření zdroje izotropní (např. u zákrytové dvojhvězdy), v opačném případě jde o veličinu nadbytečnou. Podrobněji v pojednání Jana Hollana (1999).

[0]) Dalším, tentokrát neodstranitelným vlivem zkreslujícím naše měření je zeslabení světla hvězdy působením mezihvězdné látky nacházející se mezi hvězdou a námi.

[0]) Harold L. Johnson (1921-80), americký astronom, průkopník hvězdné fotometrie.

Astronomové z tradičních i praktických důvodů vyjadřují jasnost zdroje záření pomocí tzv. *hvězdné velikosti* vyjadřované v jednotkách zvaných *magnitudy*. Hvězdná velikost m je logaritmická veličina svázaná s příslušnou jasností j tzv. *Pogsonovou*[0]) *rovnicí:*

$$m = -2{,}5 \log\left(\frac{j}{j_0}\right) \text{mag},$$

kde j_0 je tzv. referenční jasnost, kterou má zdroj s hvězdnou velikostí m = 0 mag. Podle typu jasnosti rozeznáváme např. vizuální hvězdnou velikost m_V, bolometrickou hvězdnou velikost m_{bol}, aj.

Převodní vztahy mezi bolometrickou jasností F a bolometrickou hvězdnou velikostí m_{bol} vycházejí z definice, podle níž hvězda s bolometrickou hvězdnou velikostí $\boldsymbol{m_{bol} = 0\ \text{mag}}$ působí mimo zemskou atmosféru hustotu zářivého toku $\boldsymbol{F_0 = 2{,}553 \cdot 10^{-8}\ \text{W m}^{-2}}$. Lze tedy psát:

$$F = 2{,}553 \cdot 10^{-8}\ \text{W m}^{-2}\ 10^{-0{,}4\left(\frac{m_{bol}}{1\,\text{mag}}\right)}, \qquad \left(\frac{m_{bol}}{1\,\text{mag}}\right) = -18{,}9824 - 2{,}5 \log\left(\frac{F}{1\,\text{W m}^{-2}}\right).$$

V případě vizuální hvězdné velikosti m_V je stanovena referenční jasnost $j_0 = 2{,}54 \cdot 10^{-6}$ lm m^{-2} = $2{,}54 \cdot 10^{-6}$ luxů, což odpovídá propuštěné energii cca $3{,}2 \cdot 10^{-9}$ W m^{-2}.

Mezi bolometrickou hvězdnou velikostí a vizuální hvězdnou velikostí platí vztah:

$$m_{bol} = m_V + BC,$$

kde BC je tzv. *bolometrická korekce*, která vyjadřuje rozložení energie ve spektru zdroje, jež je v případě hvězd určeno v prvé řadě teplotou. Bolometrická korekce byla definována tak, aby byla nulová u hvězd o povrchové teplotě kolem 7000 K, jejichž záření má největší světelnou účinnost (hvězdy spektrálního typu F). Směrem k vyšším i nižším teplotám bolometrická korekce klesá, v extrémních případech dosahuje až několika magnitud! Tento fakt je vyjádřením skutečnosti, že u hvězd vysoké či nízké teploty se maximum vyzařované energie přesouvá do ultrafialové, respektive infračervené oblasti spektra, kde již není lidské oko citlivé.

V astrofyzice hvězd se v řadě aplikací zaměňují bolometrické veličiny snáze měřitelnými veličinami vizuálními. Je třeba mít neustále na paměti, že taková záměna někdy může zcela závažným způsobem zkreslit reálné vztahy mezi jednotlivými charakteristikami hvězd. Všude tam, kde nám půjde např. o celkové množství energie, které hvězda vydává prostřednictvím záření, je žádoucí použít správné, tedy bolometrické veličiny.

Bolometrická jasnost F (hustota zářivého toku) určitého izotropně vyzařujícího zdroje o výkonu L je nepřímo úměrná kvadrátu vzdálenosti r, v níž jasnost měříme:

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

Porovnáme-li nyní jasnosti F_1 a F_2 téhož zdroje, změřené v různých vzdálenostech r_1 a r_2, dostaneme pro jejich poměr[0]):

$$\frac{F_2}{F_1} = \frac{L}{4\pi r_2^2}\frac{4\pi r_1^2}{L} = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2.$$

Vyjádříme-li bolometrické jasnosti pomocí výše uvedené Pogsonovy rovnice hvězdnými velikostmi m_1 a m_2, dostaneme důležitý vztah pro jejich rozdíl ve tvaru:

---

[0]) Norman Robert Pogson (1829-91), anglický astronom. Pogsonovu rovnici formuloval 1857.
[0]) Mezihvězdnou extinkci pro jednoduchost zanedbáme.

P

$$\left(\frac{m_2 - m_1}{1\,\mathrm{mag}}\right) = -2{,}5 \log\left(\frac{F_2}{F_1}\right) = 5 \log\left(\frac{r_2}{r_1}\right).$$

Tento vztah ovšem neplatí jen pro bolometrické hvězdné velikosti, ale zcela obecně pro jakékoli hvězdné velikosti.

Ze vztahu jasně plyne, že hvězdná velikost závisí na vzdálenosti. K tomu, abychom mohli mezi sebou porovnávat zářivé výkony či svítivosti objektů tedy nutně musíme znát jejich vzdálenosti. Pak je vhodné zavést pojem *absolutní hvězdná velikost M*, což je hvězdná velikost zdroje pozorovaného z jisté dohodnuté vzdálenosti r_0. U těles sluneční soustavy (nejčastěji planetek nebo komet) je touto vzdáleností 1 astronomická jednotka, ve hvězdné astronomii byl tento „základní metr" ztotožněn se vzdálenosti r_0 = 10 parseků (= 3,08568 ·10^{17} m). Dosadíme-li do výše uvedené rovnice pozorovanou hvězdnou velikost *m* hvězdy vzdálené *r* (s roční paralaxou π) dostaneme pro rozdíl pozorované a absolutní hvězdné velikosti, čili pro tzv. *modul vzdálenosti* (*m* – *M*) vztah:

$$\left(\frac{m - M}{1\,\mathrm{mag}}\right) = 5 \log\left(\frac{r}{1\,\mathrm{pc}}\right) - 5 = -5 \log\left(\frac{\pi}{1''}\right) - 5\,, \qquad (m - M) = -31{,}5721 \text{ mag}.$$

Modul vzdálenosti, jak konečně plyne z jeho názvu, závisí pouze na vzdálenosti.

Pozorujeme-li hvězdy soustředěné v nějaké fyzické skupině, jejíž členové jsou od nás víceméně stejně daleko (hvězdy ve hvězdokupách, galaxiích), jak je jejich modul vzdálenosti zhruba týž. Při sledování různých závislostí pozorovaných charakteristik hvězd zde můžeme předpokládat, že absolutní hvězdné velikosti od velikostí pozorovaných liší jen o konstantu.

S absolutní hvězdnou velikostí, či *absolutní jasností* bezprostředně souvisí i zářivý výkon (tok) či světelný výkon zdroje. Absolutní jasností zdroje *J* se obecně rozumí jasnost, jakou by tento zdroj měl, kdyby se od nás nacházel ve standardní vzdálenosti 10 pc. Absolutní jasnost zdroje tak přímo souvisí s příslušnou zářivostí (svítivostí) *I*:

$$I = 9{,}521406 \cdot 10^{34}\ \mathrm{m^2\ sr^{-1}}\ J.$$

Níže uvedené převodní vztahy mezi absolutní bolometrickou hvězdnou velikostí M_{bol} v magnitudách a zářivým výkonem izotropně vyzařujícího zdroje *L* ve wattech, případně ve výkonech nominálního Slunce L☼ vycházejí z definice IAU z roku 1997, podle níž izotropní zdroj záření s absolutní bolometrickou hvězdnou velikostí $\boldsymbol{M_{bol} = 0\ mag}$ emituje referenční zářivý tok (zářivý výkon) $\boldsymbol{L_0 = 3{,}055 \cdot 10^{28}\ W}$ = 79,43 L☼. Lze tedy psát:

$$L = 3{,}055 \cdot 10^{28}\ \mathrm{W}\ \ 10^{-0{,}4\left(\frac{M_{bol}}{1\,\mathrm{mag}}\right)} = 79{,}43\ \mathrm{L_{\odot}}\ \ 10^{-0{,}4\left(\frac{M_{bol}}{1\,\mathrm{mag}}\right)},$$

$$\left(\frac{M_{bol}}{1\,\mathrm{mag}}\right) = 71{,}2125 - 2{,}5 \log\left(\frac{L}{1\,\mathrm{W}}\right) = 4{,}750 - 2{,}5 \log\left(\frac{L}{\mathrm{L_{\odot}}}\right).$$

Referenční zářivost izotropně zářícího zdroje o nulové absolutní bolometrické hvězdné velikosti I_0 je s L_0 vázáno relaci: 4 π sr *I* = *L,* tedy $I_0 = 2{,}431 \cdot 10^{27}$ W sr^{1}.

Izotropní světelný zdroj s vizuální absolutní hvězdnou velikostí M_V = 0 mag má svítivost I_0, kde $I_0 = 2{,}42 \cdot 10^{29}$ cd = $2{,}42 \cdot 10^{29}$ lm sr^{1}. Tento zdroj vysílá světelný tok $\Phi_0 = 4\ \pi$ sr $I_0 = 3{,}04 \cdot 10^{30}$ lm.

Efektivní teploty hvězd

Už v roce 1837 se podařilo francouzskému fyziku Claudu Pouilletovi (1790-1868) pomocí primitivního bolometru změřit bolometrickou jasnost Slunce, čili tzv. *sluneční konstantu*. Téhož roku tato měření zopakoval John Herschel v jihoafrickém Kapském Městě a došel k témuž výsledku. Třebaže šlo spíše jen o hrubé odhady, dostali se docela blízko k dnešní hodnotě: K = (1367,5±1,0) W m^{-2}. Při známém úhlovém poloměru slunečního kotouče lze ze sluneční konstanty určit i *zářivý výkon* vystupující z jednotky plochy Slunce. Všeobecně se tehdy soudilo, že tato veličina úzce souvisí s teplotou.

Bohužel, nevědělo se jak. Názory se v tomto směru dosti různily: Isaac Newton měl za to, že obě veličiny jsou přímo úměrné. Odtud Waterson nalezl sluneční povrchovou teplotu 7 milionů stupňů, Antonio Secchi (1818-78) 10 milionů. Naproti tomu Pierre-Louis Dulong (1785-1838) a Alexis Thérèse Petit (1791-1820) soudili, že výkon závisí na teplotě exponenciálně. Ti obdrželi teploty Slunce mnohem nižší: 1500 °C, což ovšem bylo v rozporu s tím, že železo, které je na Slunci prokazatelně v plynné podobě, taje při 2500 °C!

Teprve v roce 1879, kdy nalezl rakouský fyzik Josef Stefan správný vztah mezi hustotou zářivého výkonu vystupujícího *z* povrchu absolutně černého tělesa zahřátého na absolutní teplotu T, bylo možné odvodit tzv. *efektivní teplotu sluneční fotosféry*, jež činí 5700 K. Byl to současně první případ, kdy se podařilo změřit povrchovou teplotu hvězdy.

Efektivní teplota hvězdy T_{ef} je definována jako teplota, kterou by měla koule o poloměru hvězdy R zářící jako absolutně černé těleso, jež do prostoru vysílá zářivý výkon L, odpovídající zářivému výkonu hvězdy. Podle Stefanova zákona platí:

$$L = \sigma\, T_{ef}^4\, 4\pi\, R^2 ,$$

kde σ je Stefanova-Boltzmannova[0]) konstanta, $\sigma = 5{,}67051 \cdot 10^{-8}$ W m^{-2} K^{-4}. Zavedeme-li bolometrické hvězdné velikosti M_{bol} a $m_{bol,}$ lze též psát:

$$\left(\frac{M_{bol}}{1\,\mathrm{mag}}\right) = 86{,}580 - 5\log\left(\frac{R}{1\,\mathrm{m}}\right) - 10\log\left(\frac{T_{ef}}{1\,\mathrm{K}}\right) = 42{,}368 - 5\log\left(\frac{R}{\mathrm{R}_{\odot}}\right) - 10\log\left(\frac{T_{ef}}{1\,\mathrm{K}}\right)$$

$$\left(\frac{m_{bol}}{1\,\mathrm{mag}}\right) = 25{,}706 - 5\log\left(\frac{\alpha}{1''}\right) - 10\log\left(\frac{T_{ef}}{1\,\mathrm{K}}\right),\ \alpha = 206\,265''\,\frac{R}{r} = 0{,}004651\left(\frac{R}{\mathrm{R}_{\odot}}\right)\pi ,$$

kde α je pozorovaný úhlový poloměr kulového tělesa vyjádřený v úhlových vteřinách. Předpokládáme přitom, že poloměr Slunce, určený na základě dlouhodobého pozorování úhlového průměru slunečního disku: (959,41±0,01)“, činí 1 R$_{\odot}$ = 6,95830 ·10^8 m.

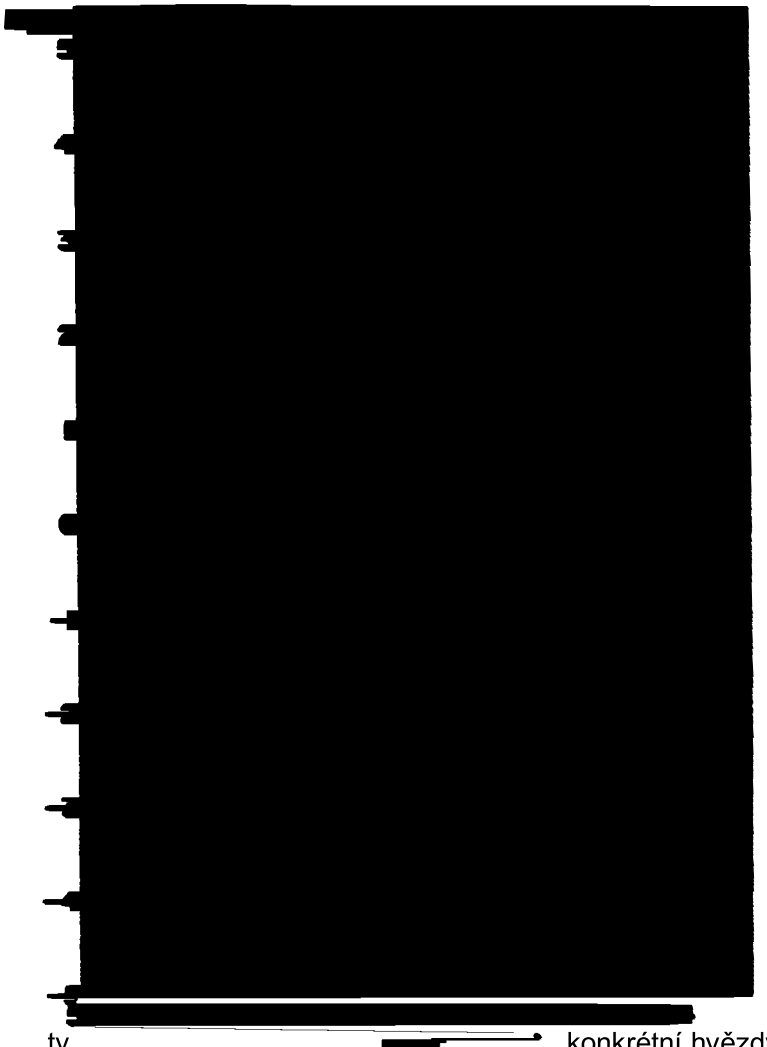
Všechny výše uvedené vztahy patří mezi základní a žádný astrofyzik zabývající se fyzikou hvězd se bez nich neobejde. Vyskytují se samozřejmě i v jiných modifikacích, občas se setkáte i s jinými konstantami, což je zpravidla důsledkem toho, že autoři vycházejí z jiných (často již zastaralých) definic výše uvedených veličin, i z jiných hodnot poloměru a zářivého výkonu Slunce.

Výše naznačený postup stanovení efektivní teploty hvězdných fotosfér zdaleka nelze použít u většiny hvězd. Přímé (interferometrické) měření úhlového průměru hvězd lze provést jen u těch největších a nejbližších hvězd, s výjimkou zákrytových dvojhvězd neznáme u většiny hvězd jejich poloměry. Naštěstí se ukazuje, že efek-

tivní teplotu můžeme alespoň odhadnout na základě rozložení energie ve spektru hvězd reprezentovaného např. barevnými indexy, polohou maxima vyzařování ve spektru nebo vzhledem některých detailů samotného spektra, jimiž mohou být třeba výskyt a intenzita spektrálních čar citlivých na teplotu.

Barevný index hvězdy *CI* je rozdílem hvězdných velikostí téže hvězdy určených ve dvou rozdílných barvách *c*1 a *c*2, pro jejichž efektivní vlnové délky λ_{c1} a λ_{c2} platí: $\lambda_{c1} < \lambda_{c2}$:

$$CI = m_{c1} - m_{c2}\,.$$



Všeobecně pak platí, že čím vyšší je teplota hvězdy, tím menší je její barevný index. Vztah je to monotónní, takže barevný index může teplotu nahradit. Barevný index ovšem není jenom funkcí efektivní povrchové teploty (jak by tomu bylo v případě, kdyby povrch hvězd zářil přesně jako absolutně černé těleso), takže tato náhrada není stoprocentní.

Až donedávna se pro určení tzv. *barevné teploty* nejvíce používal barevný index (*B* – *V*), odpovídající poměru hustot toků záření v modré a žluté barvě.[0]) Tento barevný index ovšem dosti trpí vlivem mezihvězdné extinkce, která jej obecně zvyšuje (mezihvězdné zčervenání) a vytváří dojem, že pozorovaná hvězda má nižší teplotu než ve skutečnosti. Proto se v poslední době jako spolehlivější indikátory efektivní teploty hvězd prosazují barevné indexy využívající měření v dlouhovlnné oblasti spektra, např. (*V* – *R*) nebo ještě lépe (*R* – *I*), které jsou účinky extinkce zkreslovány jen v malé míře.

Spolehlivým měřítkem efektivní teploty konkrétní hvězdy je i její spektrální typ. Soudobá spektrální klasifikace se opírá o systém vybudovaný na sklonku 19. století na Harvardově observatoři Edwardem Charlesem Pickeringem (1846-1919) a Willaminou Paton Stevens Flemingovou (1857-1911), později do značné dokonalosti dovedený Antonií C. Mauryovou (1866-1952).[0]) Zmínění astronomové vytvořili jednoparametrickou posloupnost spektrálních tříd O-B-A-F-G-K-M s vnitřním desetinným dělením, která se pak ukázala jako posloupnost teplotní. Nejvyšší teplotu revnou teplotou T_b a barevným indexem (*B* – *V*) měla platit relace:

$$(B-V) = \frac{7200\ \mathrm{K}}{T_b} - 0{,}51\,.$$

Ve skutečnosti se reálné hodnoty barevné teploty od teploty efektivní určené z celkového zářivého toku hvězdy poněkud odlišují, nicméně jako prvotní odhad tato rovnost sloužit může.

[0]) Podrobněji v kapitole 3. 5 *Spektrální klasifikace hvězd a modely atmosfér*

mají namodralé hvězdy třídy O (až 50 000 K), nejnižší pak načervenalé hvězdy pozdních podtypů spektrální třídy M (2 500 K). Výhodou teploty odvozené ze vzhledu spektru je fakt, že spektrální klasifikace prakticky nezávisí na mezihvězdné extinkci, nevýhodou (zejména zpočátku) tu byly poměrně velké nároky hvězdné spektroskopie na dostatek světla. Proto se spektrální klasifikace zprvu omezovala jen na dostatečně jasné hvězdy.

1.5 Charakteristiky Slunce

Životně nejdůležitější a současně nejlépe prozkoumanou hvězdou ve vesmíru je Slunce. Vůči ní poměřujeme i ostatní hvězdy.

Základní charakteristiky Slunce:

hmotnost[0])	$\boldsymbol{M = 1{,}98892(25) \cdot 10^{30}}$ **kg**
střední poloměr	$\boldsymbol{R = 6{,}95830(7) \cdot 10^{8}}$ **m**
střední zářivý výkon	$\boldsymbol{L = 3{,}8419(17) \cdot 10^{26}}$ **W**

Slunce pozorované ze Země:

($G\,M$)	1,327 124 400 18(8) $\cdot 10^{20}$ m^3 s^{-2}.		
střední vzdálenost od Země	1 AU = 1,495 979 $\cdot 10^{11}$ m (přesně)		
	1 AU (střed)	0,98326	až 1,01674 AU
	499,004782 sv. s	490,653	až 507,358 sv. s
rovníková hor. paralaxa	8,794148“ (střed)	8,66“ až 8,95“	
úhlový poloměr Slunce	9,5941(1) $\cdot 10^{2}$“ (střed)[0])	944” až 976”	
	1’ ~ 43 516 km, 1“ ~ 725,30 km		
plocha kotouče Slunce	6,7968(1) $\cdot 10^{-5}$ sr		
sluneční konstanta[0])	1,3661(6) $\cdot 10^{3}$ W m^{-2}		
bolometrická hvězdná velikost	–26,821(1) mag		

Vedlejší charakteristiky

povrch	6,084 38(13) $\cdot 10^{18}$ m^2
objem	1,411 23(4) $\cdot 10^{27}$ m^3
střední hustota	1,409 35(19) $\cdot 10^{3}$ m^{-3}
tíhové zrychlení na rovníku	274,12 m s^{-2} = 27,95 g_n
odstředivé zrychlení na rovníku	–5,87 $\cdot 10^{-3}$ m s^{-2} = –2,14 $\cdot 10^{-5}$ g
log g/(1 cm s^{-2})	4,438

[0]) Nejistota údaje je dána výhradně nejistotou znalosti gravitační konstanty. (viz hodnota *GM*) Gravitační konstantu poprvé změřil v roce 1798 anglický fyzik HENRY CAVENDISH (1731-1810).

[0]) Střední hodnota úhlového poloměru Slunce pozorovaného z 1 AU: (959,41±0,01)“ byla nalezena základě měření prováděných v průběhu 1978-98 na Observatoire de la Côte d’Azur. Odpovídající poloměr Slunce 1 R = (959,41±0,01) 1,495 979 $\cdot 10^{11}$ m/206 265. V časové závislosti úhlového poloměru jsou patrny variace v antifázi s indexem sluneční činností s rozkmitem ±0,1“ (70 km).

[0]) Sluneční konstanta je hustota zářivého toku Slunce *F* neboli jeho bolometrická jasnost měřená ve vzdálenosti 1 AU. Za předpokladu, že je Slunce izotropní zářič, lze vypočítat i hodnotu zářivého výkonu hvězdy: 1 L = 4π (1366,1±0,6) W m^{-2} · (1,495 979 $\cdot 10^{11}$ m)^2 = 3,842(2) $\cdot 10^{26}$ W.

zploštění	1 : 20 000
úniková rychlost z povrchu	$6{,}177 \cdot 10^{5}$ m s^{-1}
střední rotační úhlová rychlost	$2{,}865 \cdot 10^{-6}$ rad s^{-1}
střední perioda rotace	25,380 d
moment hybnosti	$1{,}63 \cdot 10^{41}$ kg m^{2} s^{-1}
absolutní bolometrická hvězdná velikost	4,751(1) mag
efektivní teplota T_{ef}	5777(1) K
spektrální typ	G2 V
výkon z jednotky plochy	$6{,}314(3) \cdot 10^{7}$ W m^{-2}
rotační energie	$2{,}4 \cdot 10^{35}$ J
gravitační potenciální energie	$-6{,}6 \cdot 10^{41}$ J
vnitřní energie v záření	$2{,}8 \cdot 10^{40}$ J
vnitřní energie tepelného pohybu	$2{,}7 \cdot 10^{41}$ J
střední vnitřní teplota	$7{,}2 \cdot 10^{6}$ K

Poměrné zastoupení prvků na Slunci

Chemické složení látky – u Slunce dobře prostudováno, protože s ním máme přímý kontakt díky slunečního větru, což je expandující *svrchní* části sluneční atmosféry.

Poměrné zastoupení určitých chemických prvků v kosmických objektech, nazývané též *abundance,* se v astrofyzice nejčastěji vyjadřuje v logaritmech počtu atomů vztažených vůči takovému množství látky, v němž je obsaženo právě 10^{12} atomů vodíku (zastoupení počtu), případně 10^{12} kg vodíku (hmotnostní zastoupení).

V následující tabulce[0]) je uvedeno standardní chemické složení povrchových vrstev Slunce, které můžeme ze Země bezprostředně analyzovat. Z údajů vyplývá, že na 1000 atomů vodíku v povrchových vrstvách Slunce připadá 85 atomů helia a 1,2 atomu lehčích prvků, tj. kyslíku, uhlíku, dusíku nebo neonu, a 0,14 atomu těžších prvků. 1000 kg sluneční látky je tvořeno 733 kg vodíku, 249 kg helia a 17 kg jiných prvků: 8 kg kyslíku, 3 kg uhlíku, 1,6 kg železa, 1,2 kg neonu, 0,9 kg dusíku, 0,7 kg křemíku, 0,5 kg síry a dalšími prvky. Střední atomová hmotnost sluneční směsi je 1,36 u, střední atomová hmotnost zcela ionizovaného materiálu je 0,60 u.

Prvek	atomy	hmotnosti	Prvek	atomy	hmotnosti
H	12,00	12,00	Ar	6,80	8,40
He	10,93	11,53	Ni	6,30	8,07
O	8,82	10,02	Ca	6,30	7,90
C	8,52	9,60	Al	6,39	7,78
Fe	7,60	9,35	Na	6,25	7,61
Ne	7,92	9,22	Cr	5,85	7,57
N	7,96	9,11	Cl	5,60	7,20
Si	7,52	8,97	Mn	5,40	7,14
Mg	7,42	8,81	P	5,52	7,01
S	7,20	8,71	Co	5,10	6,90

Vnitřní chemické složení slunečního materiálu se od složení materiálu na povrchu poněkud liší. Směrem do centra (jak to dokládají i helioseismometrická měření) roste

[0]) Tabulka převzata z knihy Clabona Waltera Allena (1904-87): *Astrophysical Quantities* (1976).

abundance helia. To je zcela ve shodě s naší představou, že právě v centrálních částech naší hvězdy se vodík postupně termonukleárně spaluje na helium.

1.6 Základní charakteristiky hvězd a jejich vztahy

Rozpětí základních charakteristik

Ještě v polovině 19. století astronomové soudili, že není důvod, proč by si neměly být všechny hvězdy velice podobné. Skutečnost je však zcela jiná – hvězdy se svými vnějšími i vnitřními charakteristikami odlišují přímo závratně, a právě tato pestrost je určujícím znakem hvězdné populace.

Rozpětí hmotností: od 0,075 M (červení trpaslíci – Gliese 623 B) do 60 M (hmotní „modří" veleobři – Plaskettova hvězda)

Rozpětí poloměrů: od 12 km = $1{,}7 \cdot 10^{-5}$ R (neutronové hvězdy) až po 2000 R (červení veleobři – VV Cephei, μ Cephei)

Rozpětí zářivých výkonů: od $1{,}5 \cdot 10^{-5}$ L (červení trpaslíci – Gliese 623 B) až 10^7 L (velmi hmotné nestacionární hvězdy typu Pistole, η Carinae)

Rozpětí efektivních teplot: od 2500 K u červených trpaslíků a obrů až po stovky tisíc kelvinů v případě jader planetárních mlhovin. Z historických důvodů se hvězdám teplejším než 7500 K říká *rané hvězdy*, chladnějším *pozdní hvězdy*.

Chemické složení: pozorování jsou bezprostředně přístupny jen svrchní vrstvy hvězd, jejichž složení zpravidla odpovídá složení zárodečné mlhoviny, z níž hvězdy vznikly. Vodík a helium zde mají zhruba stejné relativní zastoupení jako na Slunci, markantní rozdíly jsou v obsahu těžších prvků: od téměř 0 % u nejstarších hvězd v kulových hvězdokupách až po 5 % u příslušníků tzv. extrémní ploché složky Galaxie. Připomeňme, že Slunce obsahuje zhruba 2 % těžších prvků.

Jak patrno, Slunce není v žádném ze zmíněných ohledů hvězdou s extrémními charakteristikami. Toto tvrzení ovšem jen málo vypovídá o skutečném postavení Slunce mezi ostatními hvězdami. Chceme-li však Slunce porovnávat s ostatními hvězdami, musíme vždy velice dobře množinu oněch „ostatních hvězd" definovat.

Typické hvězdy. Výběrový efekt

Porovnáním Slunce se vzorkem stovky jemu nejbližších hvězd docházíme ke konstatování, že „Slunce je dosti nadprůměrná hvězda": pouze sedm hvězd ze sta tu Slunce předčí, co do hmotnosti, poloměru a zářivého výkonu. Porovnáním Slunce se stovkou nejjasnějších hvězd na obloze však dospějeme k diametrálně odlišnému závěru: „Slunce je silně podprůměrná hvězda": jen jediná hvězda (α Centauri B) ve sledovaném vzorku má zářivý výkon, hmotnost a poloměr menší než naše Slunce.

- Za *typickou hvězdu slunečního okolí* (nalezena jako medián zářivého výkonu) lze označit okem neviditelnou hvězdu HD 155 876 v souhvězdí Herkula, vzdálenou 21 ly. Zářivý výkon hvězdy činí 1/50 slunečního výkonu, poloměr je 2/5 slunečního poloměru, efektivní teplota

3500 K a hmotnost 1/3 M . Jedná se o červeného trpaslíka spektrálního typu M3 V. Typický je i tím, že je složkou fyzické dvojhvězdy s oběžnou dobou 13 let.

- *Typičtí zástupci hvězd hvězdné* oblohy a současně nejjasnější hvězdy severní hvězdné oblohy jsou Vega a Arcturus: hvězda *Vega* (α Lyrae) – je hvězdou hlavní posloupnosti spektrálního typu A0. Má zářivý výkon 45 Sluncí, poloměr 2,6 R , efektivní teplotu 9400 K. Hmotnost hvězdy lze odhadnout na 2,3 M . *Arcturus*, (α Bootis) je naproti tomu normálním obrem spektrálního typu K2 III s efektivní teplotou 4200 K, s poloměrem dvacetkrát větším než je ten sluneční, s výkonem 110 Sluncí a hmotností kolem 2 M . Jde o hvězdu, která je již v pokročilém stadiu vývoje.

Hvězdná obloha nám zjevně poskytuje velice zkreslené informace o skutečných poměrech ve hvězdném světě. Na obloze povětšinou vidíme výjimečné a atypické hvězdy, jejichž společnou vlastností je, že svítí mnohokrát více než Slunce. „Hvězdný plankton“ v podobě četných červených trpaslíků zcela uniká naší pozornosti.

Vše je důsledkem tzv. *výběrového efektu*, který se ve hvězdné astronomii často uplatňuje. Souvisí s tím, že hvězdy s větší svítivostí pozorujeme i na větší vzdálenost . Pokud zanedbáme extinkci a budeme předpokládat, že hvězdy jsou v slunečním okolí rozloženy rovnoměrně, pak bude objem oblasti, odkud lze hvězdy o absolutní jasnosti S pozorovat, úměrný $S^{3/2}$. Pro typické hvězdy hvězdné oblohy ($S \sim 55$ S) je tento objem 400krát větší než pro hvězdy slunečního typu a pro typické hvězdy slunečního okolí ($S \sim 0{,}004$ S) je naopak 4000krát menší než objem hvězd Slunci podobných. Je zřejmé, že veškeré statistiky, které výběrový efekt neuvažují, musejí být značně zavádějící.

Mezi hvězdami ve slunečním okolí se nachází méně než 1 % obrů, 7 % tvoří bílí trpaslíci a 92 % tzv. *hvězdy hlavní posloupnosti*, mezi nimiž převládají *červení trpaslíci* třídy M – ti představují celkem 73 % hvězdné populace.

H-R diagram. Diagram poloměr-teplota. Vztah hmotnost-zářivý výkon

Vyneseme-li si do grafu závislost základních charakteristik hvězd, jimiž jsou hmotnost M, zářivý výkon L, efektivní teplota T_e a poloměr hvězdy[0]) R, zjistíme, že obrazy jednotlivých hvězd v těchto diagramech nepokrývají jejich plochu rovnoměrně. I při uvážení všech možných vlivů výběrového efektu konstatujeme, že některé kombinace charakteristik jsou velice frekventované, jiné se vyskytují vzácně, některé nejsou pozorovány vůbec.

Historicky nejdříve byl sestrojen diagramem zachycující závislost zářivého výkonu na efektivní teplotě ($\log L - \log T_e$), všeobecně označovaný jako *Hertzsprungův-Russellův diagram*, zkráceně též *H-R diagram*. Stalo se tak na počátku 20. století, půlstoletí poté, kdy se podařilo hodnověrně změřit vzdálenosti několika nejbližších hvězd pomocí trigonometrické paralaxy. Informace o vzdálenosti konkrétních hvězd je v tomto ohledu zcela klíčová, neboť bez ní nelze převést pozorované veličiny (hvězdnou velikost, jasnost) na veličiny absolutní (absolutní hvězdná velikost, absolutní jasnost, světelný či zářivý výkon). Po pěti desítkách let pečlivé astrometrické

práce však už byly k dispozici paralaxy několika desítek hvězd, což umožnilo začít přemýšlet o vztazích absolutních veličin s jinými, přímo měřitelnými charakteristikami vesměs souvisejícími s efektivní teplotou.

Většina astrofyziků 19. století věřila, že spektrální posloupnost *O-B-A-F-G-K-M* je i posloupností vývojovou. Hvězda postupně kontrahuje, zmenšuje se a slábne. Čili červené hvězdy musí být málo svítivé a malé. Nicméně už v roce 1905 dánský inženýr chemie, později profesionální astronom, EJNAR HERTZSPRUNG (1873-1965) zjistil, že některé „červené" hvězdy jsou hodně vzdáleny, tudíž musí mít vysokou svítivost. Upozornil, že v případě chladných hvězd je co do svítivosti nutno rozlišovat mezi „rybami a velrybami".

První H-R diagram v podobě, v níž je nyní nejčastěji uváděn, publikoval göttingenský astronom HANS ROSENBERG (1879-1940), a to již v roce 1910! Práci, jež nese výmluvný název: „K závislosti mezi jasností a spektrálním typem hvězd v Plejádách"[0]), vykonal na podnět renomovaného astronoma KARLA SCHWARZSCHILDA (1873-1916), který obdobný úkol uložil i Hertzsprungovi. Rosenberg za tímto účelem exponoval Plejády komorou s objektivovým hranolem a získal tak kratičká spektra řady hvězd, v nichž však mohl rozeznat alespoň několik nejvýznačnějších spektrálních čar. Pro tento účel vypracoval si vypracoval vlastní hrubou spektrální klasifikaci, kterou je ovšem možné vcelku dobře navázat na standardní. Na svislou osu místo absolutní hvězdné velikosti vynášel pozorovanou vizuální hvězdnou velikost ovšem s vědomím, že vzhledem k stejné vzdálenosti všech členů hvězdokupy Plejády se musí vynášené hvězdné velikosti od absolutních lišit jen o konstantní modul vzdálenosti.

Na Rosebergově diagramu je jasně patrno, že se zde hvězdy kupí podél hlavní úhlopříčné linie nazývané *hlavní posloupnost* a mimo to jsou zde přítomny i rozměrné, relativně chladné hvězdy – ony hvězdné velryby. Podobný diagram pak publikoval i Hertzsprung v roce 1911.

Hertzsprungův-Russellův diagram zachycující vztah mezi absolutní hvězdnou velikostí a spektrálním typem pro jednotlivé hvězdy jako první předložil v roce 1913 uznávaný HENRY NORRIS RUSSELL (1877-1939). Ten potvrdil Hertzsprungovy a Rosenbergovy závěry a zavedl též názvosloví: obr-trpaslík, kterého se v zásadě držíme dodnes.

HARLOW SHAPLEY (1885-1972) v roce 1913 zveřejnil měření lineárních průměrů desítek složek zákrytových dvojhvězd. Navíc se vyjasnila souvislost mezi zářivými výkony, poloměry a efektivními teplotami hvězd. Ze všeho pak vyplynulo zjištění, že tzv. „obři" jsou skutečně několikanásobně větší než Slunce, které se propadlo mezi „trpaslíky". Různé poloměry obrů a trpaslíků podpořila i přímá *interferometrická* měření úhlových rozměrů hvězd zahájená na Mt. Wilsonu v roce 1920.

Současně ovšem vyvstala zásadní otázka: Lze ze spektra zjistit, k jaké kategorii dotyčná hvězda patří? Rozdíly ve spektrech obřích a trpasličích hvězd velmi důkladně studovali Walter S. Adams[0]) a Arnold Kohlschütter (1914), kteří doložili, že jsou nejen signifikantní, ale i dostatečně nápadné.

Vysvětlení rozdílnosti spekter souvisí s různou hustotou a tlakem ve fotosférách obřích a trpasličích hvězd. Čáry ionizovaných kovů jsou ve spektrech obrů zesíleny protože v tamním řídkém prostředí je vyšší počet ionizovaných atomu, než v hustých atmosférách, kde v důsledky větší koncentrace volných elektronů častěji dochází k rekombinaci. Dále vlivem větší frekvence srážek jsou spektrální čáry trpaslíků oproti obrům rozšířeny.

---

[0]) Překlad práce včetně zasvěceného komentáře LEOŠE ONDRY najdete na adrese *http://www.physics.muni.cz~ondra/an/an.html*

[0]) WALTER SYDNEY ADAMS (1876-1956) americký astronom, ředitel observatoře na Mt. Wilsonu (1923-46), zabýval se spektry hvězd, 1915 dokázal, že Sirův průvodce je horká hvězda.

Astronomové tak ze spektra hvězd byli schopni vyčíst, do které kategorie je zařadit a kam ji umístit na ploše H-R diagramu. Odtud bylo možné odvodit absolutní hvězdnou velikost a z pozorovaní hvězdné velikosti vypočítat vzdálenost. Jde tu o použití metody tzv. *spektroskopických paralax*. Výhodou metody je její dosah, nevýhodou jistá hrubost při odhadu absolutní jasnosti.

Spektroskopické paralaxy umožnily zmapovat nejen okolí Slunce, ale i celou pozorování dostupnou část Galaxie. Tuto metodu poprvé použil Walter Adams (1916) u 21 hvězd, v roce 1948 ji pak aplikoval na 20 000 hvězd.

H-R diagram se stal nejslavnějším astronomickým diagramem s mnohostranným využitím.[0]) V dalším výkladu se budeme držet idealizovaného H-R diagramu, kde budeme na svislé ose vynášet log L, resp. M_{bol} a vodorovné ose log T_e [0]). V tomto zobrazení je geometrickým místem obrazů hvězd se stejným poloměrem přímka se směrnicí 4.

$$\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right) = -15{,}047 + 4\log T_e + 2\log\left(\frac{R}{R_{\odot}}\right).$$

Obr. 2 *Hertzsprungův–Russellův diagram pro nejjasnější hvězdy na obloze a nejbližší hvězdy v okolí Slunce. Na osách jsou v logaritmické škále uvedeny zářivý výkon L a efektivní teplota T_e. Tři rovnoběžné šikmé čáry jsou geometrickým místem bodů hvězd o stejném poloměru. Diagram byl převzat z přehledové práce Icko Ibena (1990).*

V uvedeném H-R diagramu na můžeme vysledovat dvě posloupnosti – hlavní posloupnost, jež se táhne napříč digramem z levého horního rohu, k níž patří i naše Slunce, a posloupnost velice malých, relativně teplých hvězd nazývaných bílí trpaslíci, kterou najdeme v pravém dolní rohu diagramu. Rozměrným obrům či veleobrům je vyhrazena polorovina napravo od hlavní posloupnosti.

Chceme-li si vytvořit vskutku názornou představu o velikostech a teplotách jednotlivých typů hvězd, je výhodnější soustředit se na diagram poloměr-efektivní teplota, přesněji řečeno log R - log T_e (viz

Povšimněte si například, že poloměr hvězd hlavní posloupnosti s klesající teplotou mírně klesá, zatímco rozměry hvězd obřích a veleobřích směrem k nižším teplotám strmě narůstají. Již zmiňovaná posloupnost bílých trpaslíků je pak víceméně vodorovná – střední poloměr bílých trpaslíků na teplotě takřka nezávisí.

---

[0]) Není proto divu, že řada učitelů začíná svůj výklad o fyzice hvězd právě jím. Z didaktického hlediska však tento postup není zrovna nejšťastnější, protože pochopit obsah a sdělení tohoto diagramu není nijak jednoduché, zejména tehdy ne, pokud na jeho osy vynášíme veličiny, které dosti neprůhledným způsobem souvisejí se zářivým výkonem a efektivní teplotou.

[0]) Z úcty k astronomické tradici i zde budeme logaritmus efektivní teploty vynášet v opačném smyslu, než je zvykem. Je to daň za skutečnost, že v tom nejklasičtějším – Russellově H-R diagramu byl na místo teploty vynášen spektrální typ. Posloupnost spektrálních tříd *OBAFGKM* řadí hvězdy od nejteplejších k těm nejchladnějším.

Obr. 3 *Závislost poloměru hvězd R na jejich efektivní teplotě Te pro nejbližší a nejjasnější hvězdy na obloze. Obě veličiny jsou vyneseny v logaritmické míře.*

Astronomové, kteří se zabývali stavbou a vývojem hvězd brzy pochopili, že nejdůležitější charakteristikou hvězdy je její hmotnost. Ta určuje její vzhled, kvalitu i rychlost vývoje. Už v roce 1924 ARTHUR STANLEY EDDINGTON (1882-1944) upozornil na skutečnost, že by z teoretických důvodů měl existovat výrazný vztah mezi zářivým výkonem a hmotnosti hvězdy. Bohužel dat o hvězdných hmotnostech bylo v té době poskrovnu. Na rozdíl od teploty či zářivého výkonu totiž hmotnost hvězdy nelze měřit přímo, ale jen z jejich gravitačních účinků na jiná tělesa. Naštěstí řada hvězd je vázána ve dvojhvězdách, z nichž některé jsou i zákrytovými dvojhvězdami. Pečlivým rozborem jejich světelných křivek a křivek radiální rychlosti odvozených ze spektra bylo možné najít hmotnosti množství hvězd nejrůznějších teplot i zářivých výkonů.

Eddingtonova předpověď z roku 1924 byla potvrzena, přičemž se ovšem ukázalo, že zcela přesně platí pro hvězdy hlavní posloupnosti, které z hlediska stavby vytvářejí víceméně kompaktní celek. Hvězdy obří a veleobří mají vnitřní strukturu velmi komplikovanou, takže tam závislost hmotnost-zářivý výkon platí jen rámcově. Na degenerované bílé trpaslíky ovšem nelze uvedenou závislost vůbec aplikovat.

PETR HARMANEC (1988) shrnul výsledky moderních pozorování několika desítek zákrytových systémů obsahujících hvězdy hlavní posloupnosti a metodou nejmenších čtverců v prostoru Čebyševových polynomů proložil pozorované závislosti charakteristik v tomto tvaru:

$$\log(M/\mathrm{M}_\odot) = (((-1{,}744951\,X + 30{,}31681)\,X - 196{,}2387)\,X + 562.6774)\,X - 604{,}0760;$$

$$\log(R/\mathrm{R}_\odot) = (((-0{,}8656627\,X + 16{,}22018)\,X - 112{,}2303)\,X + 341{,}6602)\,X - 387{,}0969;$$

$$M_{bol} = [(((4{,}328314\,X - 81{,}10091)\,X + 561{,}1516)\,X - 1718{,}301)\,X + 1977{,}795]\ \mathrm{mag},$$

kde $X = \log T_e$. Výše uvedené vztahy dobře platí v rozmezí: $4{,}62 \geq \log T_e \geq 3{,}425$.

Pomocí výše uvedených vztahů pak byla sestavena následující tabulka, která přehledně uvádí nejrůznější charakteristiky hvězd hlavní posloupnosti různých spektrálních typů.

Střední hodnoty charakteristik hvězd hlavní posloupnosti

Sp	T_{ef} /K	$M/\mathrm{M}_\odot$	$R/\mathrm{R}_\odot$	$\log(L/\mathrm{L}_\odot)$	$\log(100g/\mathrm{ms}^{-2})$	ρ_s /kg m^{-3}

P

O6	42 000	32	9,9	5,4	3,95	47
O8	35 600	22	7,5	4,9	4,00	73
B0	29 900	14,5	5,8	4,4	4,05	100
B2	23 100	8,6	4,3	3,7	4,10	150
B5	15 500	4,40	3,0	2,7	4,10	230
A0	9 400	2,25	2,1	1,5	4,15	350
A5	8 100	1,85	1,85	1,2	4,20	420
F0	7 200	1,50	1,55	0,75	4,25	560
F5	6 450	1,35	1,40	0,50	4,25	660
G0	5 900	1,15	1,25	0,25	4,30	830
G5	5 600	1,05	1,15	0,10	4,35	960
K0	5 200	0,90	1,00	–0,15	4,40	1 300
K5	4 300	0,60	0,70	–0,85	4,55	2 700
M0	3 900	0,45	0,50	–1,25	4,65	4 500
M5	3 250	0,25	0,30	–2,0	4,90	13 000
M8	2 600	0,10	0,15	–3,2	5,25	75 000

Pro hvězdy hlavní posloupnosti zjevně platí, že se vzrůstající hmotností monotónně roste jejich povrchová teplota a poloměr, zatímco gravitační zrychlení na povrchu, stejně jako průměrná hustota hvězdy, s rostoucí hmotností poněkud klesá. Jedním z úkolů teorie stavby a vývoje hvězd je vysvětlit, proč tak velké procento hvězdo nacházíme právě v oblasti hlavní posloupnosti, a zdůvodnit pozorované závislosti, včetně závislosti mezi zářivým výkonem a hmotností.

1.7 Literatura, úlohy

Úlohy a problémy

Na konci všech oddílů skript je uvedena řada úloh a problémů vztahujících se k probíranému učivu, které je možné vyřešit pomocí vztahů a úvah obsažených v předcházejícm textu skript. Výsledky uvedené v hranatých závorkách za zadáním úloh mají posloužit jen k orientaci a kontrole. Důležitý je postup, který k výsledkům vede.

Převážná většina příkladů, úloh a problémů k zamyšlení je původních, i když občas jsem pro inspiraci sáhl i k úlohám uvedeným v učebnicích: M. Šolc a kol., *Fyzika hvězd a vesmíru*, SPN, Praha 1983, nebo J. Široký, M. Široká*: Základy astronomie v příkladech*, SPN, Praha 1970, 1977.

Náročnost úloh je velice rozdílná, některé úlohy jsou triviální, jiné naopak obtížné a časově náročné. Výběr úloh a způsob jejich řešení stanoví učitel podle časových možností a úrovně studia.

1. Vypočtěte délku světelného roku a parseku podle jejich definice. 1 AU = 1,495 979 $\cdot 10^{11}$ m, c = 2,997 9246 $\cdot 10^{8}$ m s^{-1}.

[1 sv. rok = 9,460528 $\cdot$ 10^{15} m, 1 pc = 3,085678 $\cdot 10^{16}$ m]

2. Mikuláš Koperník soudil, že všechny hvězdy jsou od nás vzdáleny asi 40 milionů průměrů Země. Vypočtěte: a) vzdálenost hvězd v AU a pc. b) jakou by měly tyto hvězdy paralaxu. Byla by měřitelná bez dalekohledu?

[a) 5,1 $\cdot 10^{14}$ m = 3400 AU = 0,016 pc, b) 1´, což by bylo na hranici měřitelnosti.]

3. Tycho Brahe pak měl zato, že jasné hvězdy mají úhlové průměry 2´. Vypočtěte pro koperníkovské vzdálenosti poloměr jasné hvězdy v poloměrech Slunce. Existují tak veliké hvězdy?

[210 R_S, Brahe se tak velkých hvězd zalekl, my však dnes víme že tak velké hvězdy jsou mezi obry a veleobry zcela běžné.]

4. Vlastní pohyb hvězdy μ se zpravidla udává v úhlových vteřinách za rok. Znáte-li paralaxu hvězdy π vypočítejte vzdálenost hvězdy ve světelných rocích r a tečnou složku rychlosti v_t v km/s.

$$[r = \frac{3{,}262\,\text{ly}}{(\pi / 1'')}\,,\; v_t = 4{,}74\,\text{km s}^{-1}\left(\frac{\mu}{1''/\text{rok}}\right)\left(\frac{r}{1\,\text{pc}}\right) = 4{,}74\,\text{km s}^{-1}\left(\frac{\mu}{1''/\text{rok}}\right)\left(\frac{1''}{\pi}\right).]$$

5. Barnardova hvězda je známa jako hvězda s největším známým vlastním pohybem, který činí 10,29“/rok. Objevil ji E. Barnard v roce 1916, když porovnával fotografické desky zachycující hvězdné pole v Hadonoši z let 1894 a 1916. Ze spektra hvězdy s vizuální hvězdnou velikostí V = 9,56 mag vyplývá mj., že jde o červeného trpaslíka typu M3 V, který se k nám blíží rychlostí V_R = -108 km/s. Hvězda je v současnosti druhou nejbližším hvězdným objektem, hned po trojhvězdě zvané Toliman. Běžně je udávaná její paralaxa: π = 0,552“.

Vypočtěte: a) její vzdálenost ve světelných letech, b) vypočtěte hodnotu tečné složky její prostorové rychlosti vztažené k Zemi, c) velikost vektoru prostorové rychlosti, d) absolutní hvězdnou velikost hvězdy, e) zkontrolujte, zda má pravdu jistý Burnham, když tvrdí, že se tato hvězda přiblíží ke Slunci na pouhé 4 sv. roky, a to už za 8000 let, a pak se

bude od něj opět vzdalovat. V době největšího přiblížení prý vzroste vlastní pohyb hvězdy na 25“/rok a hvězdná velikost hvězdy dosáhne 8,6 mag.

[(a) 5,91 sv. roku, (b) 88,4 km/s, (c) 140 km/s, (d) 13,36 mag, (e) jo]

6. Vypočítejte vlnovou délku fotonu, jehož hmotnost odpovídá klidové hmotnosti elektronu. Hmotnost vyjádřete v kg a eV.

[Vlnová délka: $2{,}43 \cdot 10^{-12}$ m, $m_e = 9{,}11 \cdot 10^{-31}$ kg = 0,512 MeV]

7. O kolik kg své hmotnosti přichází denně Slunce vyzařováním fotonů? Kolik jich denně vyzáří?

[$3{,}7 \cdot 10^{14}$ kg, cca $8{,}5 \cdot 10^{49}$ fotonů.]

8. Kolikrát vyšší zářivý výkon má hvězda o teplotě 20 000 K, než stejně rozměrná hvězda o efektivní povrchové teplotě 5000 K? Za předpokladu, že obě září jako absolutně černá tělesa, zjistěte, kde leží maximum vyzařované energie v jejich spektru?

[256krát, 145 nm (UV) a 580 nm (oranžová).]

9. Sluneční záření o vlnových délkách mezi λ a $(\lambda + 1\ \text{nm})$ nese maximální energii pro λ = 480 nm. Pomocí Wienova posunovací zákona odhadněte teplotu Slunce. Srovnejte s efektivní teplotou a rozdíl diskutujte.

[6038 K, T_{ef} = 5777 K.]

10. Obří hvězda o výkonu L = 1000 L je obklopena neprůhledným mrakem okolohvězdné látky o poloměru cca 10 a. j. Za předpokladu, že tento stav trvá již poměrně dlouho a oblak září jako absolutně černé těleso, vypočtěte efektivní teplotu zámotku. Diskutujte, zda byste tuto hvězdu mohli spatřit pouhýma očima, jak byste ji pozorovali nejlépe?

[T = 700 K, v infračerveném oboru]

11. Ukažte, že pokud je teplota absolutně černého tělesa podstatně větší než $T_{min} \cong$ 30 000 kelvinů, pak je zbarvení světla tohoto objektu na teplotě nezávislé. a) odvoďte T_{min}, b) Jaké to bude zabarvení? Střední vlnová délku viditelného světla: λ_s = 500 nm.

[(a) $T_{min} = \dfrac{hc}{k\lambda_s}$: Planckův zákon přechází v Rayleighův-Jeansův, (b) stejné jako zabarvení těch nejteplejších pozorovaných hvězd, čili bledě modré.]

12. Představte si, že v dutině se ustavilo dokonale rovnovážné záření odpovídající teplotě T_1. a) Jak by se změnila povaha tohoto záření, kdybychom stěny dutiny naráz nahradili dokonalými zrcadly, jejichž povrch odráží záření beze ztrát. Teplota zrcadel nechť je T_2. b) Co by se stalo, kdyby tato zrcadla nebyla tak úplně dokonalá, tj. že by jistou část záření přece jen pohlcovala?

[(a) nijak, (b) po chvíli by se v zrcadlové krabičce ustavilo rovnovážné záření o teplotě T_2.]

13. Prostor současného vesmíru je vyplněn reliktním zářením, které má povahu záření absolutně černého tělesa o teplotě 2,7 K. Tyto dlouhovlnné fotony jsou pozůstatkem z rané éry vesmíru, kdy ještě byly látka a záření v rovnováze. V průběhu rozpínání vesmíru klesala koncentrace fotonů a prodlužovala se jejich vlnová délka.

Ukažte a) si tepelně rovnovážné reliktní záření během rozpínaní podržuje povahu záření absolutně černého tělesa, b) že teplota tohoto záření je nepřímo úměrná faktoru rozepnutí vesmíru, c) zjistěte, kolikrát byl vesmír menší, když došlo k oddělení záření od látky (stalo se tak zhruba při teplotě 6000 K)

[(c) $z = 2200$]

14. Kulová hvězdokupa o 250 000 členech se jeví jako objekt 4. velikosti. Jaká je průměrná hvězdná velikost člena hvězdokupy. Předpokládejte zde na okamžik, že hvězdná velikost všech hvězd hvězdokupy je stejná. Diskutujte, co se změní, není-li stejná.

[$m = 17{,}5$ mag]

15. Dvojhvězda Castor sestává ze dvou složek s hvězdnými velikostmi 2,0 a 2,9 mag. Jaká je pak hvězdná velikost Castoru při pozorování pouhým okem, jímž jednotlivé složky dvojhvězdy nerozlišíme.

[$m = 1{,}6$ mag]

16. Jaká je jasnost (v luxech) Síria o vizuální hvězdné velikosti $m_v = -1{,}46$ mag a nejslabších, okem viditelných hvězd. Kolik takových hvězd šesté velikosti by se muselo spojit, aby se co do jasnosti Síriovi vyrovnalo?

[$1{,}02 \cdot 10^{-5}$ luxů, $1{,}06 \cdot 10^{-8}$ luxů, celkem 960 hvězd]

17. Z charakteristik Slunce: $1\ R = 6{,}958\ 30(7) \cdot 10^{8}$ m, $1\ M = 1{,}988\ 92(25) \cdot 10^{30}$ kg, $1\ L = 3{,}8419(17) \cdot 10^{26}$ W, $GM = 1{,}327\ 124\ 400\ 18(8) \cdot 10^{20}$ m^3 s^{-2} a střední vzdálenosti Země-Slunce $1\ AU = 1{,}495\ 979 \cdot 10^{11}$ m, vypočtěte (včetně chyby): a) střední hustotu hvězdy, b) její střední úhlový poloměr pozorovaný ze Země, c) plochu slunečního kotouče se sr, d) velikost sluneční konstanty, e) zářivý výkon vystupující z 1 m^2 sluneční fotosféry, f) gravitační zrychlení na povrchu, g) únikovou rychlost z povrchu Slunce.

[(a) 1409,35(19) kg m^{-3}, (b) 959,41(1)", (c) $6{,}7968(1) \cdot 10^{-5}$ sr, (d) 1366,1(6) W/m^2, (e) $6{,}314(3) \cdot 10^{7}$ W m^{-2}, (f) 274,0977(55) m/s^2, (g) 617,6170(31) km/s.]

18. Rotační energie současného Slunce činí $2{,}4 \cdot 10^{35}$ J. a) Na kolik let by tato energie dokázala krýt jeho zářivý výkon? b) Za předpokladu zachování momentu hybnosti vypočítejte jak by se změnila perioda rotace a rotační energie, kdyby se Slunce naráz zhroutilo na bílého trpaslíka s rozměry stokrát menšími než má dnes? c) Odkud se vzala energie rotace?

[(a) 20 let, (b) 3,7 min, $2{,}4 \cdot 10^{39}$ J, (c) z potenciální energie uvolněné kolapsem.]

19. Zjistěte vztah mezi vzdáleností hvězdy r, paralaxou π, poloměrem hvězdy R a poloměrem kotoučku hvězdy α v úhlových vteřinách. Vyjděte z toho, že střední úhlový poloměr slunečního kotoučku činí: $\alpha = 959{,}41$".

$$[\alpha = 206265" \left(\frac{R}{r}\right) = 0{,}004654" \left(\frac{R}{\mathrm{R}\text{-}}\right)\left(\frac{1\mathrm{pc}}{r}\right) = 0{,}004654 \left(\frac{R}{\mathrm{R}_{\Pi}}\right)\pi \ .]$$

20. Najděte vzájemné vztahy mezi absolutní bolometrickou hvězdnou velikostí M_{bol}, zářivým výkonem L v jednotkách Slunce, jejím lineárním poloměrem R v jednotkách slunečních, pozorovanou bolometrickou hvězdnou velikostí hvězdy m_{bol}, její efektivní teplotou T_{ef}, vzdáleností r v pc, zářivým tokem F ve W/m^2 a úhlovým poloměrem hvězdy α. Vyjděte přitom ze skutečnosti, že pro Slunce platí m_{bol} = -26,821 mag, T_{ef} = 5777 K, α = 959,41“, F = 1366,1 W/m^2.

$$\left(\frac{M_{bol}}{1\,\mathrm{mag}}\right) = 42{,}368 - 5\log\left(\frac{R}{\mathrm{R}_\odot}\right) - 10\log\left(\frac{T_{ef}}{1\,\mathrm{K}}\right) = \left(\frac{m_{bol}}{1\,\mathrm{mag}}\right) + 5 - 5\log\left(\frac{r}{1\,pc}\right) =$$

$$= 4{,}751 - 2{,}5\log\left(\frac{L}{L_\odot}\right) = \left(\frac{m_{bol}}{1\,\mathrm{mag}}\right) + 5 - 5\log\left(\frac{r}{1\,pc}\right),$$

$$\left(\frac{m_{bol}}{1\,\mathrm{mag}}\right) = 25{,}706 - 5\log\left(\frac{\alpha}{1''}\right) - 10\log\left(\frac{T_{ef}}{1\,\mathrm{K}}\right) = \left(\frac{M_{bol}}{1\,\mathrm{mag}}\right) - 5 + 5\log\left(\frac{r}{1\,pc}\right).]$$

21. Pomocí výše uvedených vztahů vypočtěte (a) úhlový a (b) lineární poloměr Vegy, víte-li, že m_{bol} = -0,4 mag, paralaxa podle Hipparca 0,1289“ a efektivní teplota ze spektra 9500 K.

[(a) 0,0018“, (b) R = 3,00 R$_\odot$]

22. Vypočtěte sluneční efektivní teplotu, činí-li sluneční konstanta F = 1366,1 W/m^2 a úhlový průměr je 959,41´.

[T_{ef} = 5777 K.]

23. Je-li dosah dalekohledu 23 magnitudy, do jaké vzdálenosti jím lze zaznamenat: a) nejjasnější cefeidy s absolutní hvězdnou velikostí M = -5 mag, b) novy, dosahující v maximu svého lesku M = -8 mag, c) supernovy typu Ia M = -19,5 mag?

[4, 16 a 3000 Mpc]

24. Na generálním shromáždění Mezinárodní astronomické unie v Koytu v roce 1998 byl projednáván návrh pracovní skupiny vedené astronomem Cayrelem na uzákonění definice absolutní bolometrické hvězdné velikosti M_{bol}, podle níž izotropně vyzařující hvězda s $\boldsymbol{M_{bol}}$ **= 0** mag má mít zářivý výkon právě $\boldsymbol{L = 3{,}055 \cdot 10^{28}}$ **W** . Vypočtěte jaký je potom vztah mezi zářivým výkonem a absolutní bolometrickou hvězdnou, dále vztah mezi hustotou zářivého toku F a pozorovanou bolometrickou hvězdnou velikostí m_{bol}, a konečně vztah mezi vzdáleností r v pc, pozorovanou a absolutní hvězdnou velikostí m a M.

$$[\left(\frac{M_{bol}}{1\,\mathrm{mag}}\right) = 71{,}2125 - 2{,}5\log\left(\frac{L}{1\,\mathrm{W}}\right),\ L = 3{,}055\cdot 10^{28}\ \mathrm{W}\ 10^{-0{,}4\left(\frac{M_{bol}}{1\,mag}\right)},$$

$$\left(\frac{m_{bol}}{1\,\mathrm{mag}}\right) = -18{,}9824 - 2{,}5\log\left(\frac{F}{1\,\mathrm{W\,m^{-2}}}\right),\ F = 2{,}553\cdot 10^{-8}\ \mathrm{W\,m^{-2}}\ 10^{-0{,}4\left(\frac{m_{bol}}{1\,\mathrm{mag}}\right)},$$

$$\left(\frac{M}{1\,\mathrm{mag}}\right) = \left(\frac{m}{1\,\mathrm{mag}}\right) + 5 - 5\log\left(\frac{r}{1\,pc}\right).]$$

25. Dokažte, že pro rozdíl absolutní a pozorované hvězdné velikosti (libovolného typu) Slunce platí $m - M = 33{,}572$ mag,

26. Moderní měření hustoty zářivého toku přicházejícího od Slunce, vedou k závěru, že hodnota sluneční konstanty K (hustota toku ve vzdálenosti 1 AU) činí 1366,1 W m^{-2}. Za předpokladu, že Slunce izotropně vyzařuje, vypočtěte a) hodnotu zářivého výkonu Slunce 1 L ve W, b) hodnotu sluneční bolometrické hvězdné velikosti a c) sluneční absolutní bolometrické hvězdné velikosti M_{bol} . Najděte dále d) převodní vztahy mezi zářivým výkonem a absolutní bolometrickou hvězdnou velikostí.

[(a) 1 L = 3,8419 $\cdot 10^{26}$ W, (b) $m_{bol} = -26{,}821$ mag, (c) $M_{bol} = 4{,}751$ mag, (d) $\left(\frac{M_{bol}}{1\,\mathrm{mag}}\right) = 4{,}751 - 2{,}5 \log\left(\frac{L}{L_\odot}\right)$, $L = 79{,}52\, L_\odot \; 10^{-0{,}4\left(\frac{M_{bol}}{1\,\mathrm{mag}}\right)}$.]

27. Jistá dvojhvězda, která nechce býti jmenována, sestává ze dvou složek o absolutní hvězdné velikosti 1,267 mag a 1,875 mag. Vypočtěte a) jejich zářivé výkony v jednotkách slunečních, b) celkový zářivý výkon soustavy a d) její celkovou absolutní bolometrickou hvězdnou velikost.

[(a) 24,76 L a 14,14 L , (b) 38,90 L , (d) 0,776 mag.]

28. Představte si, že by nám někdo zaměnil Slunce za a) Vegu, b) Arkturus, c) typickou hvězdu slunečního okolí. Vypočtěte jejich vizuální hvězdnou velikost a úhlový průměr.

29. Vypočtěte jakou hvězdnou velikost m_v by sama o sobě měla sluneční skvrna o teplotě 4200 K pokrývající asi 0,1 % plochy slunečního disku. Úhlový průměr Arkturu s toutéž teplotou je 0,022“, vizuální hvězdná velikost je 0,0 mag. Srovnejte s hvězdnou velikostí Měsíce v úplňku.

[$m_v = -17{,}2$ mag, o 4,5 magnitudy jasnější.]

30. Hvězda Pollux je zřejmě nejbližším obrem. Hvězdná velikost Polluxu činí 1,14 mag, paralaxa podle Hipparca 0,0967“, teplota 4100 K a bolometrická korekce se odhaduje na +0,37 mag. Vypočtěte: a) vzdálenost Polluxu, b) jeho absolutní hvězdnou velikost, c) bolometrickou hvězdnou velikost, d) absolutní bolometrickou hvězdnou velikost hvězdy, e) zářivý výkon v jednotkách slunečních, f) poloměr hvězdy v poloměrech Slunce.

!![(a) 10,0 pc, (b) 1,00 mag, (c) 0,75 mag, (d) 0,65 mag, (e) 44 L , (f) 13 $R_\odot$]

31. Efektivní teplota Siria A je 9400 K, poloměr 1,8 $R_\odot$ a hmotnost 2,2 $M_\odot$. Určete: a) zářivý výkon hvězdy v jednotkách slunečních, b) její absolutní bolometrickou hvězdnou velikost, c) střední hustotu hvězdy a d) odhadněte její centrální teplotu.

[(a) 22,7 L , (b) 1,35 mag, (c) 530 kg/m^3 = 0,38 $\rho_\odot$, (d) 1,7 $\cdot 10^7$ K]

32. Jistý červený trpaslík spektrální třídy M5 V má hmotnost 0,2 $M_\odot$ a poloměr 0,31 $R_\odot$, absolutní bolometrická velikost hvězd činí 9,8 mag. Vypočtěte: a) zářivý výkon v jednotkách slunečních, b) efektivní povrchovou teplotu, c) střední hustotu hvězdy, d) odhadněte centrální teplotu hvězdy. Diskutujte.

[(a) 0,0095 L , (b) 3240 K, (c) 9500 kg/m^3 = 6,7 $\rho_\odot$, (d) 9 $\cdot 10^6$ K]

33. Diskutujte, jak se na ploše HR diagramu projeví, že zakreslený objekt je vlastně nerozlišenou dvojhvězdou sestávající ze dvou hvězd hlavní posloupnosti.

P

34. Studujte nyní hvězdy, které mají absolutní hvězdnou jasnost J a jsou a) rozloženy v prostoru zcela rovnoměrně, b) jsou zcela rovnoměrně rozloženy v tenké vrstvě, v níž je i pozorovatel (galaktická rovina). Vypočtěte jak bude záviset počet těchto objektů jasnějších než je jistá mezní jasnost j_m na této jasnosti a absolutní jasnosti J pro oba tyto idealizované případy. Extinkci zanedbejte. Co tyto výsledky naznačují?

[(a) $N \sim (J/j_m)^{3/2}$, (b) $N \sim J/j_m$]

35. Předpokládejte, že hvězdy jsou v prostoru rozloženy zcela rovnoměrně. Je-li počet hvězd jasnějších než m magnitud a N_{m+1} je počet hvězd jasnějších než (m+1) magnitud, dokažte, že poměr $N_{m+1}/N_m = 3{,}98$. Na naší obloze je však tento poměr poněkud menší. Proč?

Použitá a doporučená literatura

V soupisech použité a doporučené literatury, které jsou zařazeny vždy na konci jednotlivých oddílu skript, jsou uvedeny odkazy na důležité učebnice fyziky hvězdy a dvojhvězdy, přehledové články a stěžejní práce, které znamenaly výrazný pokrok v chápání vlastností hvězd a hvězdných soustav. Naprostá většina z nich je snadno přístupna na internetové síti, konkrétně na: *http://adsabs.harvard.edu/abstract_service.html*, (NASA Astrophysics Data Systém) kde je soustředěno přes půl milionu abstrakt i celých článků.

Formát odkazu je oproti běžným zvyklostem rozšířen ještě o plný název příslušného článku, tak aby bylo možno učinit si představu, o čem citovaná práce pojednává. V textu skript je u autorů prací uvedeno i jejich křestní jméno (pokud se ovšem podařilo zjistit) a v kulatých závorkách letopočet vydání práce.

Böhm-Vitense, E.: *Introduction to Stellar Astrophysics I – Basic Stellar Observations and Data*, Cambridge University Press, Cambridge 1989

Corbally, C. J.: *Thomas Digges and Giordano Bruno: 400 years of plurality of worlds*, Amer. Astron. Soc. **194** (1999), 25.01

Harmanec, P.: *Stellar masses and radii based on modern binary data*, Bull. Astron. Inst. Czechosl. **39** (1988), 329

Hertzsprung, E: *Publ. Astrophys. Observ. Potsdam* **22** (1911), 1

Hollan, J.: *Veličiny a jednotky v astronomii, zvláště v astronomické fotometrii*, Hvězdárna a planetárium M. Koperníka v Brně, Brno 1999

Rosenberg, H.: *On the relation between brightness and spectral type in the Pleiades*, Astron. Nachr. **176** (1910), 71

Ondra, L.: *Rosenberg diagram*, http://www.physics.muni.cz~ondra/an/an.html 1998

Sterken, C., Manfroid, J.: *Astronomical photometry*, A Guide. Kluwer Academic Publisher, 1992

Šindelář, V., Smrž, L.: *Nová soustava jednotek*. SPN, Praha 1968, 4. upravené vydání 1989

Taylor, B. N.: *Guide for the Use of the International Systém of Units (SI)*, NIST Special Publication 811, USA 1995

2 Stavba hvězd

2.1 Co jsou to hvězdy?

Definice hvězdy

Charakteristiky hvězd jsou velmi rozmanité, a proto je užitečné si již předem přesněji vymezit, co si budeme z hlediska hvězdné stavby pod pojmem „hvězda“ představovat.

Za hvězdy obvykle pokládáme horká (tudíž svítící) relativně stabilní gravitačně vázaná tělesa. V nitrech hvězd dostupuje teplota natolik vysoko, že zde mohou probíhat termonukleární reakce, jež alespoň po část jejich aktivního života hradí ztráty energie působené vyzařováním z povrchu.

Lze ukázat, že pro vzhled hvězdy, její vnitřní stavbu a vývoj má rozhodující význam její *hmotnost*; ostatní charakteristiky (rotace, počáteční chemické složení) dění ve hvězdě ovlivňují jen okrajově. Právě z tohoto pohledu pak vyplývá následující definice hvězdy, které se i nadále budeme držet:

Hvězdy jsou samostatná souvislá gravitačně vázaná tělesa o hmotnostech od 0,075 M do 100 M .

Spodní hranice hmotnosti souvisí s faktem, že v méně hmotných útvarech během jejich celého vývoje nedojde k zažehnutí dostatečně energeticky vydatných (vodíkových) termonukleárních reakcí. Objektům tohoto typu se říká *hnědí trpaslíci,* případně planety. Horní hranice naproti tomu souvisí se skutečností, že útvary o hmotnosti nad 100 M nemohou být z důvodu enormně vysokého zářivého výkonu dlouhodobě stabilní a velmi brzy se opět rozpadají.

Hnědí trpaslíci jsou nyní mezi hvězdy též započítáváni. Ukazuje se totiž, že tato tělesa o hmotnostech od asi 0,03 do 0,075 M mohou vznikat i samostatně stejně jako hvězdy – gravitačním zhroucením části oblaku mezihvězdné látky. Tím se ovšem liší od planet, které vznikají zhroucením části protohvězdného disku, který obklopuje centrální hvězdu. Proto planety, na rozdíl od hnědých trpaslíků, krouží kolem svých hmotnějších partnerů po víceméně kruhových trajektoriích.

Modely hvězd

Stavbu ani vývoj hvězd nemůžeme studovat přímo. Hvězdy se proti tomu pojistily vnitřními teplotami, jež se počítají na miliony kelvinů, a drtivými tlaky 10^{10} atmosfér. Těmto podmínkám stěží kdy odolá jakákoli výzkumná sonda. Navíc hvězdný vývoj standardně probíhá v časových měřítkách o 5 až 8 řádů delších, než je délka lidského života.

I z těchto důvodů se proto uchylujeme ke studiu stavby a vývoje hvězdy prostřednictvím matematických *modelů* jejich hvězdného nitra, které (nejčastěji formou soustavy diferenciálních rovnic) odrážejí všechny podstatné fyzikální skutečnosti a děje probíhající v jejich fyzických předlohách.

Model je ovšem vždy zjednodušením skutečnosti. Naštěstí se však hvězdy, jakožto soustavy s velkým množstvím prvků, chovají tak, že i jejich poměrně jednoduché modely vystihují jejich vlastnosti nečekaně věrně. Nejjednodušší modely odpovídají idealizovaným hvězdám, které nerotují (jeví tedy sférickou symetrii) a nemají makroskopické magnetické pole.

Konstrukci hvězdných modelů značně usnadňuje skutečnost, že naprostá většina hvězd je stabilních: jejich základní charakteristiky, tj. poloměr a zářivý výkon, se v časové škále stovek tisíc i milionů let prakticky nemění. Svědčí to o tom, že se vnitřní části hvězd nacházejí ve stavu stabilní *mechanické* (hydrostatické) a *energetické rovnováhy.* Hvězdu tak může velice dobře reprezentovat její *statický model.* Vývojové efekty lze pak dobře reprezentovat sledem postupně se měnících statických modelů.

2.2 Mechanická rovnováha ve hvězdě

Mechanická rovnováha (též hydrostatická rovnováha) je stav, v němž se nachází všechna stabilní (či alespoň přibližně stabilní) tělesa v gravitačním poli. Ve stavu přibližné hydrostatické rovnováhy jsou tak všechna tělesa na Zemi (pokud právě nepadají), v mechanické rovnováze je člověk, živé i neživé bytosti i samotná Země.

Pro těleso ve stavu hydrostatické rovnováhy platí, že výslednice gravitačních a všech ostatních mechanických sil působících na libovolný elementární objem uvnitř tělesa, je nulová. Pokud by tomu tak nebylo, pak by tato výslednice sil způsobila zrychlení dotyčného objemu, což by vedlo k tomu, že by se v rámci tělesa začal pohybovat.

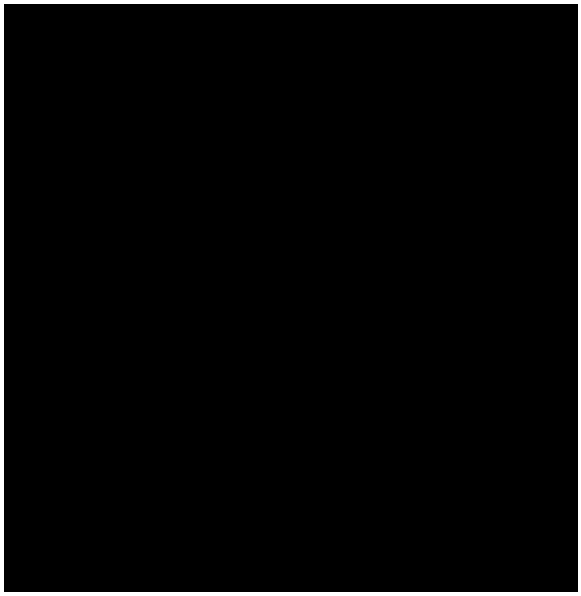
Hvězda je gravitačně vázaný útvar, kde jednotlivé části na sebe působí gravitační silou. Pokud by ve hvězdě působila jen gravitace, pak by se musela zhroutit do jediného hmotného bodu během několika desítek minut. Jelikož se tak zjevně neděje, je zřejmé, že uvnitř hvězdy musí proti dostředivé gravitaci musí působit opačně namířená odstředivá síla.[0])

Rovnice hydrostatické rovnováhy

Pokud hvězda nerotuje, ani není složkou těsné dvojhvězdy, má tvar koule, jeví sférickou symetrii. Zvolme si nyní v takové idealizované sféricky symetrické hvězdě elementární objem ve tvaru kvádru o velikosti základny S a výšce Δr. (viz obr. 4) Těžiště elementárního objemu nechť se nachází ve vzdálenosti **r** od středu hvězdy. Hustota hvězdného materiálu v této vzdálenosti je $\rho(r)$ a působící gravitační zrychlení $\mathbf{g}(r)$ (vektor gravitační síly je namířen do centra hvězdy). Gravitace hvězdy působí na

[0]) Nejen v populárních výkladech, ale i v učebnicích astrofyziky se zhusta setkáváme s nesprávným nebo nepřesným vysvětlením povahy této síly. Hovoří se o tom, že proti gravitaci ve hvězdách působí tlak plynu či záření. Tlak je však veličina skalární či tenzorová, zatímco síla (gravitační) má povahu vektoru. Už z tohoto pohledu je zřejmé, že tlak nemůže gravitační sílu vyrovnávat. Nicméně je pravdou, že ona hledaná odstředivá síla s tlakem souvisí.

P



Obr. 4 *Hydrostatická rovnováha*

látku o hmotnosti m obsaženou ve vybraném elementárním objemu tíhovou silou $\mathbf{F_g}$, kterou lze pro $\Delta r/r \rightarrow 0$ aproximovat vztahem:

$$\mathbf{F_g} = m\,\mathbf{g}(r) = \rho(r)\,S\,\Delta r\,\mathbf{g}(r).$$

Na tento objem dále působí tlakové síly. Ty, které tlačí na svislé stěny pláště elementárního kvádru jsou vzájemně v rovnováze a jejich výslednice je tak rovna **0**. Neplatí to však o silách působících na podstavy. Tlak ve hvězdě P se totiž mění, je funkcí vzdálenosti od středu hvězdy $P = P(r)$. Na spodní podstavu vybraného objemu působí síla $\mathbf{F_1}$ namířená směrem od středu. Její absolutní velikost je dána vztahem: $F_1 = S\,P(r-\Delta r/2)$, kde $P(r-\Delta r/2)$ je velikost tlaku ve vzdálenosti $(r-\Delta r/2)$ od centra. Opačně je namířená tlaková síla $\mathbf{F_2}$ shora působící na horní podstavu kvádru. Absolutní hodnota této síly je dána: $F_2 = S\,P(r+\Delta r/2)$, kde $P(r+\Delta r/2)$ je velikost tlaku ve vzdálenosti $(r+\Delta r/2)$ od centra. Velikost výslednice tlakových sil působících na elementární objem $\mathbf{F_t}$ je pak dána vztahem:

$$F_t = F_2 - F_1 = S\,\Delta P = S\,[P(r+\Delta r/2) - P(r-\Delta r/2)] \cong S\,[(P(r)+\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r}\,\Delta r/2) - (P(r)-\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r}\,\Delta r/2)]$$

$$= = S\,\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r}\,\Delta r,$$

nebo vektorově:

$$\mathbf{F_t} = S\,\mathrm{grad}P\,\Delta r\,.$$

Aby byl zvolený element v klidu, tj. aby ve hvězdě ani neklesal nebo nestoupal, musí být celková výslednice tíhové síly a tlakových sil na něj působící rovna **0**.

$$\mathbf{F_t} + \mathbf{F_g} = \mathbf{0}$$

Vzhledem k tomu, že ve hvězdách tíhová síla míří do středu tělesa, musí tlak monotónně klesat směrem od centra k povrchu. Dosadíme-li do rovnice, pak dostáváme:

$$S\,\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r}\,\Delta r + m\,g(\mathrm{r}) = S\,\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r}\,\Delta r + \rho(r)\,S\,\Delta r\,g(r) = 0 \rightarrow$$

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r} = -\rho(r)\,g(r)$$

nebo vektorově:

$$\text{grad } P = \rho(r)\, \boldsymbol{g}(r).$$

Proti vektoru gravitačního zrychlení na pravé straně vynásobenému hustotou, což odpovídá tíze jednotkového objemu látky v dotyčném místě, stojí vektorová veličina – místní gradient tlaku grad P.

Poznamenejme, že výše uvedená rovnice hydrostatické rovnováhy platí zcela obecně, tj. pro libovolná tělesa umístěna v obecném gravitačním poli.

Důsledky rovnice hydrostatické rovnováhy

Vzhledem k tomu, že v celé hvězdě platí, že $-\rho\, g < 0$, musí být tlak ve hvězdě monotónně klesající funkcí s maximem v centru ($r = 0$) a minimem na povrchu[0]) ($r = R$), kde se předpokládá, že tlak klesá k nule.

Lze si učinit představu o velikosti tlaku v centru hvězd, či jiných gravitačně vázaných těles v hydrostatické rovnováze:

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r} \approx \frac{\Delta P}{\Delta r} \approx \frac{P_c - 0}{0 - R} = -\frac{P_c}{R}, \quad \rho \approx \frac{3M}{4\pi R^3}, \quad g \approx G\frac{M}{(R/2)^2} \;\; {}^{0)} \rightarrow$$

$$-\frac{P_c}{R} \approx -G\frac{M^2}{R^5} \quad \rightarrow \quad P_c \approx G\,\frac{M^2}{R^4}.$$

Dosadíme-li do tohoto přibližného vztahu hodnoty platné pro Slunce, obdržíme odhad: $P_c \approx 6{,}67 \cdot 10^{-11}\ \mathrm{N\ m^2\ kg^{-2}}\ (2 \cdot 10^{30}\ \mathrm{kg})^2\ (7 \cdot 10^8\ \mathrm{m})^{-4} = 10^{15}\ \mathrm{Pa} = 10^{10}\ \mathrm{atm}$.

Realističtější modely stavby Slunce ovšem ukazují, že v centru panuje tlak zhruba 25násobný. Tento řádový rozdíl souvisí s řadou okolností, které náš velice hrubý odhad neuvážil, mj. i vysokou koncentrací látky v okolí centra hvězdy, danou jak vysokým tlakem, tak i odlišným chemickým složením (zvýšená abundance helia).

Vyšetřujeme-li velikost tlaku v centru hvězd hlavní posloupnosti, zjistíme, že s rostoucí hmotností mírně klesá. Logicky to souvisí se skutečností, že jak průměrná hustota hvězd, tak i jejich povrchové tíhové zrychlení s rostoucí hmotností klesají. Hmotnější hvězdy jsou „načechranější“. V centru hmotných hvězd B0 V je tak desetkrát menší tlak než v centru Slunce, zatímco v červeném trpaslíku typu M5 V je zhruba čtyřikrát vyšší.

Uvnitř sféricky symetrické hvězdy platí, že gravitační zrychlení v místě vzdáleném r od centra je totéž, jako by v dotyčném místě působila pouze gravitace hmotného bodu umístěného v centru hvězdy o hmotnosti M_r, což je hmotnost té části hvězdy, která je obsažena v kouli o poloměru r a středem ve středu hvězdy.

Výše uvedené tvrzení lze s výhodou dokázat využitím gravitační obdoby Gaussova zákona, známého z teorie elektromagnetického pole. Tato možnost pramení ze skutečnosti, že intenzita gravitační i elektrostatické interakce mezi dvěma body je nepřímo úměrná čtverci jejich vzdálenosti. Gaussův zákon pro intenzitu elektrického pole **E** lze zapsat ve tvaru:

---

[0]) Striktně vzato hvězdy žádný povrch nemají, jakožto plynné objekty držené pohromadě vlastní gravitací sahají do nekonečna. „Povrchem“ hvězdy zpravidla míníme fotosféry, čili oblast, z níž k nám přichází valná většina jejího záření. Nicméně právě zde tlak ve hvězdě klesá na hodnotu relativně velmi nízkou (defacto k 0) ve srovnání s tlakem v nitru.

[0]) Zde odhadujeme gravitační zrychlení g na půl cesty mezi středem a povrchem hvězdy, přičemž předpokládáme, že naprostá většina hmotnosti hvězdy M se nachází uvnitř koule o poloměru $r = R/2$.

P

$$\int \mathbf{E}\,\mathrm{d}\mathbf{A} = Q_{\mathrm{in}}/\varepsilon_0,$$

kde zmíněný integrál se počítá po povrchu plochy uzavírající objem, v němž je obsažen elektrický náboj o velikosti Q_{in}, ε_0 je konstanta označovaná jako permitivita vakua. Gravitační obdoba Gaussova zákona vyhlíží podobně:

$$\int \mathbf{g}\,\mathrm{d}\mathbf{A} = -4\pi\, G\, M_{\mathrm{tv}},$$

kde opět počítáme plošný integrál po uzavřené ploše obsahující materiál o celkové hmotnosti M_{in}. Pro případ sféricky symetrického objektu a kulové plochy o poloměru r se středem v centru hvězdy, pak pro absolutní hodnotu gravitačního zrychlení ve vzdálenosti r dostaneme:

$$g = -G\,\frac{M_r}{r^2}.$$

Základní rovnici hydrostatické rovnováhy tak lze přepsat do tvaru:

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r} = -G\,\rho(r)\frac{M_r}{r^2}.$$

Veličiny M_r musí ve sféricky symetrickém modelu vyhovovat podmínce:

$$\frac{\mathrm{d}M_r}{\mathrm{d}r} = 4\pi\, r^2\rho(r),$$

což je další ze základních diferenciální rovnic hvězdné stavby. Je vyjádřením zákona zachování hmoty.

Narušení hydrostatické rovnováhy

Dojde-li ve sféricky symetrické hvězdě k porušení hydrostatické rovnováhy, pak na elementární objem začne působit síla vyvolávající jisté zrychlení elementu ***a***. Hvězda nebo alespoň její část se začne rozpínat (převládá-li gradient tlaku) nebo naopak smršťovat (převažuje-li tíhová složka).

$$\mathbf{F}_t + \mathbf{F}_g \neq 0 \quad \rightarrow \quad m\,\mathbf{a} = \mathbf{F}_t + \mathbf{F}_g$$

$$S\,\Delta r\,\rho(r)\,a = -S\,\Delta r\,\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r} - S\,\Delta r\,\rho(r)\,g(r) \quad \rightarrow$$

$$\rho(r)\,a = -\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r} - \rho(r)\,g(r) = -\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r} - G\,\rho(r)\frac{M_r}{r^2}.$$

Při expanzi látka řídne a současně vzrůstá její potenciální energie, a to na úkor vnitřní energie – hvězda (nebo její část) chladne. Tlak ve hvězdě klesne a totéž platí i pro gradient tlaku. Expanze se zabrzdí.

Při kontrakci naopak látka houstne a klesá její potenciální energie, která se zčásti (z jedné poloviny) mění v energii vnitřní – látka se zahřívá. To vede k nárůstu tlaku a tím i k nárůstu gradientu tlaku. Kontrakce se zabrzdí. Vše trvá tak dlouho, dokud se ve hvězdě po několika zákmitech opět neustaví mechanická rovnováha.

Takto se ovšem chovají jen ty hvězdy, které jsou v tzv. *stabilní rovnováze*. Během vývoje se však může hvězda dostat též do stavu *labilní rovnováhy*, kdy i malá výchylka způsobí, že tento objekt pokračuje v expanzi nebo v kontrakci a do výchozího stavu se již nevrátí. Vše záleží na mechanických vlastnostech látky, z níž se tento objekt skládá.

Celou situaci si lze přiblížit následujícím myšlenkovým experimentem: Představme si, že máme hvězdu kulovou hvězdu v *mechanické* rovnováze. Nyní ji celou nepatrně stlačíme tak, že se její poloměr R_0 změní na $R = R_0\,(1–x)$, kde x je *velmi* malé kladné číslo. Budeme-li nyní pro jednoduchost předpokládat, že hvězda je stlačena ve všech svých částech stejnoměrně, pak všude ve hvězdě vzroste hustota z ρ_0 na ρ a gravitační zrychlení z g_0 na g:

$$\rho = \rho_0(R_0/R)^3 = \rho_0(1–x)^{-3} \cong \rho_0(1+3x) \qquad g = g_0(R_0/R)^2 = g_0(1–x)^{-2} \cong g_0\,(1 + 2x) \;\rightarrow$$

$$\rho\, g = \rho_0\, g_0\,(1+ 5x).$$

Vybereme si nyní testovací objem, v němž byla látka z tlaku P_0 *převedena* do stavu s tlakem P. Tento tlak nechť závisí na hustotě látky ρ takto: $P = K\rho^{\gamma}$ [0]) takže:

$$P = K\,\rho^{\gamma} = P_0\,(\rho/\rho_0)^{\gamma} = P_0(1 + 3\,\gamma\, x); \qquad \frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}r_0} = (1 - x) \;\rightarrow$$

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r} = \frac{\mathrm{d}[P_0(\,1+3\gamma\, x)]}{\mathrm{d}r_0}\frac{\mathrm{d}r_0}{\mathrm{d}r} = \frac{\mathrm{d}P_0}{\mathrm{d}r_0}\left[\,1+(3\gamma+1)\,x\right].$$

Dosazením do vztahu: $\rho\, a = -\dfrac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r} - \rho\, g$ *dostaneme* pro sílu f působící na jednotkový objem:

$$f = \rho\, a = -\frac{\mathrm{d}P_0}{\mathrm{d}r_0}\left[\,1+(3\gamma+1)\,x\right] - \rho_0\, g_0(1+ 5x).$$

Je-li výchozí stav hvězdy stavem *hydrostatické* rovnováhy, pak platí: $\dfrac{\mathrm{d}P_0}{\mathrm{d}r_0} = -\rho_0\, g_0$. Pro zrychlení a lze pak psát:

$$a = g_0\,(3\,\gamma - 4)\,x.$$

Je-li $\gamma > 4/3$, pak je síla vzniklá narušením *hydrostatické* rovnováhy namířena ven z hvězdy a působí tak v opačném směru než výchylka poloměru. Navíc je její absolutní velikost výchylce úměrná. Řešením pohybových rovnic s tímto chováním síly jsou harmonické kmity kolem klidové rovnovážné polohy. S ohledem na to, že v reálné hvězdě nutně dochází ke tření, musí se tento kmitavý pohyb vbrzku utlumit a hvězda se vrátí do svého původního rovnovážného stavu.

Jinak je tomu ovšem v případě, že $\gamma < 4/3$. Zde při *infinitesimálním* zmáčknutí hvězdy začne působit síla urychlující testovaný objem směrem do středu hvězdy. Hvězda se začíná hroutit se zrychlením úměrným výchylce. Kolaps se začne brzdit až ve chvíli, kdy hvězdný materiál „ztvrdne“ natolik, že se začne důrazněji bránit dalšímu stlačování: jinými slovy, kdy $\gamma > 4/3$. K následující situaci vskutku dochází třeba při kolapsu v raných fázích vývoje hvězdy, kdy při hroucení dochází k disociaci molekul, či k ionizaci vodíku. Tehdy se smršťování hvězdy značně urychlí. Naznačeným mechanismem lze vysvětlit i zhroucení jádra hvězdy před tím, než vybuchne jako supernova typu II.

Rotující hvězdy

Až doposud jsme uvažovali jen idealizované, nerotující, tedy přísně sféricky symetrické hvězdy. Skutečností však je, že všechny hvězdy více či méně rychle rotují.

Rotace ovlivňuje nejen vnější vzhled hvězdy, ale i její vnitřní stavbu. Důležitou roli zde hraji tzv. *ekvipotenciální plochy*, čili plochy, jež jsou množinou všech bodů o zvoleném potenciálu. Pohybuje-li se bod po ekvipotenciální ploše, nekoná práci, neboť se pohyb děje kolmo k působící síle (síla je gradient potenciálu). Jsou-li objekty, udržované pohromadě vlastní gravitací složeny z plastického materiálu (může se pohy-

[0]) Běžně tímto exponentem γ rozumíme Poissonovu konstantu (exponent adiabaty), u jednoatomového ideálního plynu je $\gamma = 5/3$.

bovat), pak v nich plochy se stejnou hustotou musí v rovnovážném stavu zaujímat tvar ekvipotenciálních ploch.

Idealizovaným případem je osamělá, nerotující plynná koule o hmotnosti M (hvězda). Lze ukázat, že gravitační pole takového útvaru ve vzdálenosti r je stejné jako pole buzené hmotným bodem umístěným v centru hvězdy o hmotnosti $M(r)$, té části tělesa, která je obsažena uvnitř koule o poloměru r. Pokud se zajímáme o vzhled vnějších, velmi řídkých vrstev hvězdy, pak lze s dostatečnou přesností brát, že naprostá většina hmoty je uvnitř koule, čili že platí $M(r) = M$. Gravitační potenciál Φ pak bude dán vztahem:

$$\Phi = -G\frac{M(r)}{r} = -G\frac{M}{r}.$$

Je zřejmé, že ekvipotenciální plochy zde mají tvar koulí. To je také příčina toho, proč mají všechna dostatečně hmotná plastická tělesa v hydrostatické rovnováze (větší družice, planety, hvězdy) kulový vzhled.

Na vnitřním uspořádání i vzhledu rotujících těles se kromě vlastní gravitace podepisuje i odstředivá síla, která tato tělesa zplošťuje. Pokud opět předpokládáme, že nejvýznamnější část hmotnosti hvězdy, rotující úhlovou rychlostí ω, je soustředěna v bezprostřední blízkosti centra, pak je potenciál vnějších vrstev Φ dán výrazem:

$$\Phi = -G\frac{M}{r} - \frac{\rho^2\omega^2}{2}.$$

Plocha $\Phi = const.$ je plochou vyššího řádu, kterou lze uspokojivě nahradit rotačním elipsoidem, jehož rovníkový poloměr r_e se má k poloměru polárnímu r_p jako:

$$\frac{r_e}{r_p} = 1 + \frac{r_e^3\omega^2}{2GM} = 1 + \frac{1}{2}\frac{a_{od}}{g_{gr}},$$

kde a_{od} je odstředivé zrychlení na rovníku a g_{gr} je hodnota gravitačního zrychlení tamtéž.[0]) Relativní velikost odchylky od přísně kulového tvaru je přímo úměrná kvadrátu úhlové rychlosti a třetí mocnině poloměru. Je zjevné, že pro menší hodnoty je tato korekce zanedbatelná – uvnitř hvězdy, i dosti zvenčí zploštělé, jsou ekvipotenciální plochy velice podobné kouli. Znamená to, že např. v oblastech, kde se ve hvězdách uvolňuje jaderná energie, vystačíme se sférickým modelem hvězdy.

Rotace způsobuje polární zploštění hvězdy, která pak nabývá zhruba tvar rotačního elipsoidu. Totéž platí i pro plochy stejné hustoty uvnitř hvězdy, které jsou v též zásadě ekvipotenciálními plochami. Jak plyne z výše uvedeného vztahu, zploštění oskulačních elipsoidů se s klesajícím poloměrem rychle zmenšuje. V centrálních oblastech, které jsou pro energetiku hvězdy rozhodující, jsou tyto ekvipotenciály plochy takřka přesně kulové.

[0]) Uvedený vztah platí přesně jen tehdy, je-li splněna podmínka, že valná většina hmoty tělesa je soustředěna v oblasti centra. V opačném případě má gravitační potenciál složitější tvar, neboť se v něm objeví členy související s nesféričností rozložení hmoty uvnitř tělesa způsobenou jeho rotací. V konečném důsledku budou pak ekvipotenciální plochy zploštělejší, než v diskutovaném zjednodušeném případě. Vztah tak udává dolní mez zploštění rotujícího objektu, nicméně pro většinu hvězd je docela dobrou aproximací.

Ve vyšších vrstvách hvězdy způsobuje rotace koloběh hmoty. Mezi rovníkem a póly vznikají poledníkové proudy přepravující jak materiál, tak teplo. Rychlost tohoto meridionálního proudění je poměrně nízká, takže svůj význam pro přenos energie má jen v těch hvězdách, u nichž nedochází ke konvektivnímu proudění, neboť toto je nesrovnatelně rychlejší a účinnější.

Zploštění hvězdy má též vliv na rozložení teploty (tudíž i jasu) na povrchu hvězdy, na pólech rychle rotující hvězdy je teplota větší, a to z toho důvodu, že je zde větší teplotní gradient (za jistých zjednodušujících předpokladů[0]) zde platí tzv. *von Zeipelův teorém*: jas $B \sim \sqrt{g}$, kde g je efektivní gravitační zrychlení na povrchu hvězdy).[0]

2.3 Stav látky ve hvězdném nitru

K řešení rovnic hvězdné stavby je zapotřebí znát leccos o mechanických vlastnostech hvězdné látky. Konkrétně je nezbytné znát stavovou rovnici popisující vztah mezi tlakem a dalšími stavovými veličinami hvězdného materiálu: teplotou, hustotou a dalšími charakteristikami (chemickým složením atp.)

Tlak, to je makroskopický projev dějů na úrovni mikročástic. Základní informace o tom podává molekulová fyzika, statistická fyzika a termodynamika.

Látka, s níž se ve hvězdném nitru nejčastěji setkáváme, je ve stavu tzv. vysokoteplotního plazmatu, jež je složeno z látkových částic (povětšinou kladně nabitých iontů a záporně nabitých volných elektronů) a záření (fotonů). Částice a záření spolu navzájem interagují, nejsilněji pak v okamžiku přímého kontaktu – srážky.

Termodynamická rovnováha

Poměry ve hvězdných nitrech se velice blíží poměrům v soustavách v *termodynamické rovnováze* (TE: Thermodynamic Equilibrium).

Stav TE se zákonitě ustaví v tzv. *izolovaných soustavách* – tj. v dokonale uzavřených částech prostoru s částicemi a zářením, kde nedochází k výměně ani částic ani energie s okolím. V takových soustavách, pro něž je charakteristická neproměnnost některých fyzikálních veličin (celková energie, hybnost, náboj, hmotnost látky a záření, počet elektronů a baryonů), situace záhy dospěje k rovnovážnému stavu, do stavu termodynamické rovnováhy.

Stav soustavy popisujeme souborem tzv. *stavových veličin* jako je tlak P, hustota ρ, objem V, počet částic N, vnitřní energie U. Jednou z nejdůležitějších stavových veličin je i tzv. *termodynamická teplota*, která se udává v kelvinech (K). Tato teplota je v rámci celé izolované soustavy tatáž, charakterizuje tedy soustavu jako celek (podobně jako V či U). O termodynamické teplotě lze mluvit pouze v případě soustav ve stavu termodynamické rovnováhy.

Vzhledem k tomu, že absolutně izolované soustavy nikde ve vesmíru neexistují, neexistují ani soustavy v dokonalé termodynamické rovnováze. V reálných případech jsme vždy svědky nerovnovážných dějů (jimiž jsou například toky částic a energie), které způsobují, že stav látky se více či méně liší od idealizovaného stavu soustavy v TE.

---

[0]) viz Robert C. Smith, Richard Worley (1974)

[0]) Edvard Hugo von Zeipel (1873-1959), švédský astronom

Důsledkem těchto odchylek kupříkladu je, že teploty naměřené různými metodami se od sebe obecně liší – podle typu použité metody pak mluvíme třeba o efektivní, jasové, barevné, kinetické teplotě. Je dobré však mít stále na paměti, že to nejsou skutečné termodynamické teploty, ale jen jisté parametry s povahou teploty, jimiž vyjadřujeme výsledky provedených měření.

V rámci malého objemu se podmínky ve hvězdách mohou termodynamické rovnováze velice silně blížit. Mluvíme pak o tzv. *místní termodynamické rovnováze* (LTE – local thermodynamic equilibrium). Lze tak říci, že nitra hvězd jsou ve stavu LTE, zatímco hvězdné atmosféry, z nichž uniká záření do prostoru, nejsou obecně ve stavu LTE (jsou ve stavu tzv. *non-LTE*).

Vlastnosti ideálního plynu

Všeobecně se tvrdí, že se látka v nitru hvězd chová velmi podobně jako tzv. *ideální plyn.* Je to dost neobvyklé, uvědomíme-li si, že hvězdný materiál bývá leckdy hustější než pozemské kapaliny a navíc sestává z elektricky interagujících částic. Je tedy na hony vzdálen od ideálu plynu složeného z dokonale pružných koulí, které spolu interagují jen v okamžiku jejich bezprostřední vzájemné srážky. Nicméně je tomu skutečně tak. Důvodem tu jsou: a) malé účinné průřezy iontů (atomová jádra a silně ionizované atomy těžších prvků jsou o mnoho menší než neutrální atomy), b) velké relativní rychlosti iontů, které efektivně vedou k tomu, že hvězdné plazma se chová jako ideální plyn.

Teoreticky i experimentálně bylo zjištěno, že pokud je plyn v rovnovážném stavu a je přitom dostatečně horký a řídký, pak se jeho stavová rovnice velice blíží stavové rovnici ideálního plynu. Ta říká, že tlak P takového víceméně ideálního plynu je přímo úměrný koncentraci částic n a absolutní (termodynamické) teplotě T:

$$P = n\,k\,T,$$

kde k je tzv. Boltzmannova konstanta (k = 1,381 ·10^{-23} J K^{-1}).

Částice ideálního plynu nesou jen kinetickou energii. Tu si spolu při vzájemných srážkách neustále vyměňují. Ve stavu termodynamické rovnováhy se ustálí určité rozdělení částic podle jejich energií, popsané tzv. *Maxwellovou-Boltzmannovou rozdělovací funkcí*.

Pro částice ideálního plynu platí, že *střední kinetická energie* připadající na jednu částici E_{sk} je v rovnovážném stavu přímo úměrná teplotě termodynamické teplotě[0]) T:

$$E_{sk} = \frac{3}{2}\,k\,T\ .$$

Odtud lze snadno vypočítat i odpovídající *střední kvadratickou rychlost* v_{sk}:

$$\frac{1}{2}\,m\,v_{sk}^2 = E_{sk} = \frac{3}{2}\,kT \quad \rightarrow$$

$$v_{sk} = \sqrt{\frac{3\,kT}{m}}\ .$$

[0]) Povšimněte si, že tato energie nezávisí ani na typu ani na hmotnosti částice m.

Ze vztahu tedy vyplývá, že rychlosti částic plynu jsou úměrné odmocnině teploty a nepřímo úměrné odmocnině z hmotnosti částice. Ve hvězdném nitru se tak volné elektrony (m_e = 1/1836 m_p) pohybují v průměru 43krát rychleji než jádra vodíku, jádra helia se pak pohybují dvakrát pomaleji než protony.

Vnitřní energie ideálního plynu připadající na jednotku objemu w je dána prostým součtem kinetických energií E_k všech jednotlivých částic.:

$$w = \Sigma E_k = n E_{sk} = \frac{3}{2} n k T \quad \rightarrow \quad P = \frac{2}{3} w.$$

Je tedy zjevné, že tlak a specifická vnitřní energie ideálního plynu jsou až na multiplikativní faktor tytéž veličiny, což konečně vyplývá i z rozměrové analýzy : 1 Pa = 1 N/m^2 = 1 (N m)/m^3 = 1 J m^{-3}.

Vše lze podpořit a kvantitativně zdůvodnit následující úvahou: Z mikroskopického hlediska je tlak, jímž ideální plyn působí na stěny vybraného objemu v podobě krychle o hraně a, dán předáváním hybnosti částic stěně, od níž se tyto částice pružně odrážejí. Pro jednoduchost předpokládejme, že ve zvoleném objemu se nachází plyn s částicemi o hmotnosti m, v němž se vždy jedna šestina z celkového počtu částic N pohybuje kolmo k jedné z vybraných šesti stěn, a to střední kvadratickou rychlostí v_{sk}. Při dopadu na stěnu a pružném odrazu od ní předá taková typická částice stěně hybnost m (v_{sk} – (–v_{sk})) = 2 m v_{sk}. Za jednotku času takto svou hybnost stěně předá (1/6 N v_{sk}/a) částic. Uvážíme-li, síla F je časová změna hybnosti a tlak je roven této síle přepočtené na jednotku plochy, pak platí:

$$p = \frac{F}{a^2} = \frac{(2 m v_{sk})(\frac{1}{6} N v_{sk}/a)}{a^2} = \frac{\frac{2}{3} N}{a^3} (\tfrac{1}{2} m v_{sk}^2) = \frac{2}{3} n E_{sk} = \frac{2}{3} w .$$

Jakkoli jsme se při odvození dopustili řady zjednodušení, celkový výsledek je správný a platí zcela obecně, čili i pro směs částic s různou hmotností. To je důsledek skutečnosti, že výsledný tlak v soustavě je dán prostým součtem tlaků jednotlivých komponent směsi.

Rychlosti atomů různých prvků lze v principu měřit spektroskopicky z tzv. *dopplerovského* [0]) *rozšíření spektrálních čar*. Z položířky spektrálních čar rozšířených zejména tepelným pohybem lze odvodit tzv. *kinetickou teplotu* plazmatu. Tato teplota nemusí souhlasit s teplotami zjištěnými jinak (efektivní, barevnou, jasovou atp.), neboť hvězdné atmosféry, odkud pozorované záření pochází, nejsou ve stavu termodynamické rovnováhy.

Při popisu stavu hvězdného nitra je třeba ve stavové rovnici pro hvězdný materiál koncentraci částic v objemové jednotce n vyjádřit pomocí jiných, makroskopických veličin, jako je hustota materiálu ρ a jeho chemické složení. Hustota látky, čili hmotnost její objemové jednotky je dána součtem hustot jejich jednotlivých součástí:

$$\rho = \sum_i m_i n_i = m_s \sum_i n_i = \mu_s m_H n \quad \rightarrow \quad n = \frac{\rho}{\mu_s m_H} ,$$

kde m_H je hmotnost atomu vodíku, m_i je hmotnost částic i-tého druhu a n_i je jejich počet, m_s je střední hmotnost částice a μ_s je tzv. *střední molekulová hmotnost* částic.

[0]) Pojmenováno po rakouském fyzikovi Christianu Dopplerovi (1803-1853), který na svůj pověstný Dopplerův jev připadl v roce 1842, v době svého působení na pražské technice.

Je-li X_i hmotnostní zastoupení částic *i*-tého druhu a jejich atomová hmotnost $A_i = \frac{m_i}{m_H}$, pak platí:

$$\frac{1}{\mu_s} = \sum_i \frac{X_i}{A_i} .$$

U neutrálního plynu slunečního složení je třeba vzít v úvahu vodík s hmotnostním zastoupením X = 0,70; helium, Y = 0,28 A = 4 a ostatní těžší prvky s hmotnostním zastoupením Z = 0,02; $\overline{(1/A_i)}$ = 1/15,5. Odtud pak vyplyne, že střední molekulová hmotnost neionizované sluneční látky je μ_s =1,30. Jinými slovy vlastnosti neionizované sluneční látky odpovídají situaci, jako by v ní existovaly pouze fiktivní částice s atomovou hmotností 1,30 u, s koncentrací odpovídající koncentraci reálné směsi plynů.

Jinak je tomu v případě *ionizovaného plynu*, kde se navíc objevují volné elektrony. Limitním případem je plyn zcela ionizovaný. Je-li Z_i atomové číslo *i*-tého druhu atomu, pak platí:

$$\frac{1}{\mu_s} = \sum_i (1+Z_i)\frac{X_i}{A_i} .$$

Vzhledem k tomu, že pro prvky těžší než helium platí: $(1+Z_i)/A_i \cong 1/2$, lze výše uvedený vztah přepsat do tvaru:

$$\frac{1}{\mu_s} \cong 2\,X + \tfrac{3}{4}\,Y + \tfrac{1}{2}\,Z ,$$

kde X je hmotnostní zastoupení vodíku, Y je hmotnostní zastoupení helia a Z je zastoupení těžších prvků. Střední molekulová hmotnost zcela ionizované látky se standardním slunečním složením je pak $\mu_s \cong 0{,}62$.

Stavovou rovnici plynové složky hvězdného materiálu, pokud se tento chová jako ideální plyn, lze pomocí střední molekulové hmotnosti zapsat ve tvaru:

$$P_g = nkT = \frac{\rho\, kT}{\mu_s\, m_H} .$$

Dosadíme-li za konstanty jejich numerické hodnoty v SI, dostaneme:

$$P_g = 8250 \text{ Pa} \left\{\frac{\rho\, T}{\mu_s}\right\} .$$

Tlak je zjevně úměrný součinu hustoty a teploty a nepřímo úměrný střední molekulové hmotnosti.[0])

[0]) Během vývoje hvězdy dochází k postupné změně chemického složení v důsledku termonukleárních reakcí: zmenšuje se zde zastoupení vodíku ve prospěch helia, případně těžších prvků. Vede to k snižovaní počtu částic v 1 kg látky, čili ke zvyšování střední molekulové hmotnosti μ_s, a tím i ke snižování tlaku při téže hodnotě součinu $\rho\, T$. Výsledkem je postupné narušování hydrostatické rovnováhy ve prospěch gravitace, čili k ustavičnému hroucení a zahušťování vnitřku hvězd. Tento proces je rozhodující příčinou hvězdného vývoje v poklidném období nukleárního hoření.

Ideální plyn sestávající z dokonale pružných částic interagujících jen v okamžiku srážky je idealizací, která ukazuje některé rysy chování hvězdné látky v podmínkách velmi vysoké teploty, s níž se setkáváme v centrálních částech hvězdy. Při nižších teplotách je nutno mít vždy na mysli skutečnou povahu složek hvězdného materiálu, který je složen ze záporně nabitých elektronů, iontů různého stupně ionizace a excitace, někdy i z molekul. Při změně stavu složek látky, jíž může být třeba disociace molekul nebo *ionizace* či *rekombinace* iontů dochází k významné změně *vnitřní energie* látky.

Máme-li kupř. 1 kg molekulárního vodíku H_2 přeměnit na vodík atomární H, musíme dodat energii $2{,}1 \cdot 10^8$ J. Pokud bychom 1 kg atomárního vodíku chtěli zcela ionizovat, je třeba vynaložit ionizační energii $1{,}3 \cdot 10^9$ J, která odpovídá energii neuspořádaného tepelného pohybu v 1 kg zcela ionizovaného vodíku o teplotě 50 000 K. Lze ukázat, že disociační a zejména ionizační energie tvoří nezanedbatelnou část celkové vnitřní energie a při podrobných výpočtech modelů hvězdné stavby musí být brána v potaz.

Ideální plyn ve Slunci. Odhad centrální teploty ve hvězdě

Za předpokladu, že hvězda je tvořena materiálem, který se chová jako ideální plyn a tento plyn je hlavním zdrojem tlaku ve hvězdě, lze odhadnout i její centrální teplotu.

$$P_g = \frac{\rho k T}{\mu_s m_H} \qquad P_c \sim G\frac{M^2}{R^4} \qquad \rho \sim \frac{M}{R^3} \quad \rightarrow$$

$$T_c \approx \frac{G\mu_s m_H}{k}\frac{M}{R} = 1{,}4 \cdot 10^7\ \mathrm{K}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)\left(\frac{R_\odot}{R}\right).$$

Dosadíme-li hodnoty platné pro Slunce, dojdeme k výtečné shodě s předpověďmi získanými dokonalejšími modely Slunce: $T_c = 1{,}4 \cdot 10^7$ K. Tak vysoká teplota ve slunečním centru je spolehlivou zárukou, že i zde se hvězdný materiál bude chovat jako ideální plyn.

Pro demonstraci předchozích úvah si nyní vybereme v nitru Slunce, přesně na polovině vzdálenosti mezi centrem a povrchem ($r = 3{,}48 \cdot 10^8$ m), testovací objem o tvaru krychle s hranou 1 m. Podle standardních modelů vládne v této vzdálenosti teplota $T = 3{,}4 \cdot 10^6$ K. Hvězdný materiál je tu takřka perfektně ionizován, a to i přesto, že dosahuje hustoty vody: $\rho = 1000$ kg m^{-3}. Střední molekulová hmotnost tak bude: $\mu_s = 0{,}62$. Počet částic v 1 m^3 je pak $9{,}6 \cdot 10^{29}$, jejich střední kvadratická rychlost je 370 km s^{-1}.

Pod poloměrem $r = 0{,}5$ R je obsaženo celých 94 % hmoty celého Slunce, zrychlení v daném místě je tedy $0{,}94/(0{,}5)^2 = 3{,}76$krát větší než na povrchu Slunce, tedy $1{,}03 \cdot 10^3$ m s^{-2} (105 g_Z). Celý objem tak na spodní části Slunce tlačí silou 10^6 N, tlakem 10^6 Pa. Za to, že se celý objem nepropadá směrem do centra, mohou srážky částic ze sousedství objemu. Lze odhadnout, že každou sekundu dopadá na každou ze stěn zhruba $5{,}9 \cdot 10^{34}$ částic. Vyvozuje to tlak $4{,}5 \cdot 10^{13}$ Pa ($4{,}5 \cdot 10^8$ atm).

Vzhledem k tomu, že hustota i teplota klesají směrem od centra, bude počet srážek částic s horní a dolní podstavou různý. Gradient teploty zde není nijak vysoký: absolutně to je –0,019 K m^{-1}, relativně $-5{,}6 \cdot 10^{-9}$ m^{-1}. Tak malý gradient se i v laboratorních podmínkách obtížně realizuje. V nitru je tedy velmi dobře splněna podmínka pro LTE. V hustotě je relativní gradient $1{,}6 \cdot 10^{-8}$ m^{-1}. Celkově je rozdíl v tlacích mezi horní a dolní stěnou číselně roven tíze elementu, tj. 10^6 Pa, relativně to je $2{,}2 \cdot 10^{-8}$. Hydrostatická rovnováha zde spočívá hlavně ve zvyšování hustoty.

Na spodní základnu dopadne během jedné sekundy o $1{,}1 \cdot 10^{27}$ částic více, než na horní. Navíc, střední rychlost srážek je tu zhruba o $3{,}6 \cdot 10^8$-tinu větší, než při dopadech na horní stěnu. Tento rozdíl právě postačí na to, aby dotyčný objem byl dlouhodobě stabilizován na místě.

Elektronově degenerovaný plyn. Teplota degenerace

V průběhu hvězdného vývoje se v centrálních oblastech hvězdy postupně zvyšuje hustota. Atomy se tak k sobě přiblíží natolik, že se jejich elektronové obaly začnou drtit. Částice spolu začnou významně interagovat i v době *mezi* vzájemnými srážkami. Nejvýznamnější interakcí přitom jsou kvantově mechanické efekty působící mezi nejlehčími z fermionů – volnými elektrony. Velmi markantně se tu začne uplatňovat tzv. *Pauliho*[0]) *vylučovací princip*, který zakazuje dvěma různým fermionům v soustavě zaujmout tentýž kvantový stav.

Látka, jejíž stav určuje tato kvantově mechanická interakce mezi volnými elektrony, se nazývá *elektronově degenerovaný plyn.* S elektronově degenerovaným plynem se běžně setkáváme v centrálních částech hvězd v pokročilejším stupni vývoje, případně v nitrech bílých trpaslíků a ve svrchních vrstvách neutronových hvězd.

Tlak degenerovaného plynu velmi silně závisí na koncentraci volných elektronů, tedy na hustotě, jen zcela okrajově pak závisí na teplotě. Při nižších hustotách, kdy je kinetická energie elektronů menší než energetický ekvivalent jejich hmotnosti (0,5 MeV, rychlosti menší než polovina rychlosti světla), pak platí:

$$P_{edg} \sim \rho^{5/3}.$$

Degenerovaná látka je velmi obtížně stlačitelná. Svými mechanickými, tepelnými a elektrickými vlastnostmi (výborný vodič tepla a elektřiny) připomíná pozemské kovy. Je zde jen „drobný“ rozdíl: bod tání elektronově degenerované látky je řádově 10^9 K.

Při zvlášť vysokých hustotách, kdy se v látce začnou vyskytovat i elektrony s rychlostmi blížícími se rychlosti světla, elektronově degenerovaná látka „poněkud změkne“, stane se lépe stlačitelnou, přechází do stavu tzv. *ultrarelativistického elektronově degenerovaného plynu*. Stavová rovnice pro tento degenerovaný plyn přejde do tvaru:

$$P_{uedg} \sim \rho^{4/3}.$$

Elektronová degenerace se projeví vždy tam, kde je látka silně stlačena a je přitom relativně chladná. Stav elektronové degenerace lze „sejmout“ pokud látku zahřejeme alespoň na tzv. *teplotu degenerace*[0]) T_{deg}, která je funkcí koncentrace volných elektronů N_e:

$$T_{deg} \approx 10^{-15}\ \mathrm{K\ m^2}\ N_e^{2/3}.$$

Více se o stavu elektronově i neutronově degenerovaného plynu dovíme v kapitole 5.2.

---

[0]) Wolfgang Pauli (1900–58), švýcarský fyzik rakouského původu, zabýval se především kvantovou mechanikou. Za formulaci vylučovacího principu obdržel v roce 1945 Nobelovu cenu.

[0]) Ve vysokoteplotním plazmatu hvězdného materiálu, tvořeném především zcela ionizovanými atomy a volnými elektrony, závisí koncentrace volných elektronů N_e na zastoupení vodíku X a hustotě materiálu ρ:

$$N_e = \frac{(1+X)\,\rho}{2\,m_H} \quad \rightarrow \quad T_{deg} \cong 450\ \mathrm{K}\ (1+X)\ \{\rho^{2/3}\}.$$

Ve slunečním centru s hustotou materiálu $\rho_c = 1{,}5 \cdot 10^5\ \mathrm{kg\ m^{-3}}$ je teplota degenerace $2{,}2 \cdot 10^6$ kelvinů několikrát menší, než skutečná teplota: $1{,}5 \cdot 10^7$ K. Aby při této teplotě materiál degeneroval, bylo by zapotřebí zvýšit jeho hustotu osmnáctinásobně.

Fotonový plyn

Důležitou složkou hvězdného materiálu je i *elektromagnetické záření*. Ve většině hvězd zprostředkovává přenos energie z centrálních oblastí na povrch, v celkově teplejších hmotnějších hvězdách se významně podílí na tlaku hvězdného materiálu.

Elektromagnetické záření je podle kvantové teorie tvořeno speciálními elementárními částicemi – *fotony*. Připomeňme, že tyto částice mají nulový náboj, jednotkový spin (jsou to tedy tzv. *bozony*) a nulovou klidovou hmotnost. Jednotlivé fotony se od sebe liší energií E_f, jež je dána jejich frekvencí ν (vlnovou délkou λ), hybností p_f a konečně i hmotností m_f, kterou jim podle relace teorie relativity: $E = mc^2$, lze též přisoudit. Pro foton o kmitočtu ν a vlnové délce ve vakuu λ platí:

$$E_f = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \qquad p_f = \frac{E_f}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}, \qquad m_f = \frac{E_f}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda}.$$

Je-li soustava ve stavu termodynamické rovnováhy, pak se v ní neustále tvoří a zanikají fotony, přičemž jejich koncentrace a zastoupení podle energií (spektrum) závisí pouze na termodynamické teplotě soustavy. Říkáme, že v soustavě nacházíme *rovnovážné tepelné záření* nebo též *rovnovážný fotonový plyn* o teplotě T.

- Vlastnosti rovnovážného fotonového plynu:

a) hustota energie uvnitř dutiny w:

$$w = \frac{4\sigma}{c} T^4 .$$

b) koncentrace fotonů (počet v 1 m^3) n_f:

$$n_f = 2{,}029 \cdot 10^7 \text{ m}^{-3}\text{K}^{-3}\ T^3.$$

Proměnným počtem částic se fotonový plyn nejvýznamněji liší od ideálního plynu nebo plynu složeného z látkových částic, kde se koncentrace s teplotou nemění.

c) střední energie připadající na jeden foton:

$$\varepsilon_s = 2{,}70\ k\ T = 3{,}726 \cdot 10^{-23}\ \text{J K}^{-1}\ T$$

d) odpovídající frekvence ν_s a vlnová délka λ_s „středního fotonu“ v metrech:

$$\nu_s = \frac{\varepsilon_s}{h} = 5{,}623 \cdot 10^{10}\ \text{Hz K}^{-1}\ T,$$

$$\lambda_s = \frac{c}{\nu_s} = \frac{5{,}33 \cdot 10^{-3}\ mK}{T} = 1{,}84\ \lambda_m\ (!).$$

e) *Stavová rovnice* – závislost zářivého tlaku P_r a teploty:

$$P_r = \frac{1}{3} w = \frac{4\sigma}{3c} T^4.$$

Všimněte si, že u klasického ideálního plynu je odpovídající tlak dvojnásobný: 2/3 w – částice dopadne na stěnu a pak se od ní ještě odrazí, v případě fotonu je tu jen dopad, po pohlcení foton zaniká. Další výrazný rozdíl mezi ideálním plynem a fotonovým plynem spočívá v tom, že tlak ideálního plynu je úměrný 1. mocnině teploty, zatímco tlak fotonového plynu je úměrný 4. (!)

mocnině. Z toho plyne, že fotonový plyn je důležitý tam, kde je buď látka velmi řídká nebo kde panuje velmi vysoká teplota.

V nitru hvězd je fotonový plyn i látka zhruba ve stavu termodynamické rovnováhy, tj. jejich vlastnosti jsou popisovány touž teplotou. Neustálé vyrovnávání teplot je důsledkem velmi časté vzájemné interakce mezi fotony a látkou. Ty jsou pohlcovány, rozptylovány a znovu vyzařovány jak volnými elektrony, tak ionty. Fotonový plyn uvnitř hvězd je tak velice blízký stavu rovnovážného. Tlak fotonového plynu přispívá k celkovému tlaku ve hvězdě.

Poměr mezi tlakem záření a tlakem ideálního plynu je označován veličinou β,

$$\beta = \frac{P_r}{P_g} = 3{,}06 \cdot 10^{-20} \{\frac{\mu_s T^3}{\rho}\}.$$

U hvězd se stavbou a chemickým složením podobným Slunci platí, že jejich teplota v nitru je úměrná M/R a hustota M/R^3. Na půl cesty mezi centrem a povrchem pak platí:

$$\beta = \frac{P_r}{P_g} \sim 0{,}0007 \left(\frac{M}{\mathrm{M_J}}\right)^2.$$

Z výše uvedeného vztahu ovšem plyne, že tlak záření začne být důležitý až teprve u mimořádně hmotných hvězd, u hvězd s hmotností větší než 30 Sluncí (spektrální třída O).

Pro ilustraci poměrů v nitru hvězd se vrátíme k našemu testovacímu objemu na polovině cesty mezi středem a povrchem Slunce. Připomeňme, že teplota zde je $3{,}4 \cdot 10^6$ K, tlak 10^6 Pa, gradient teploty $-0{,}019$ K m^{-1}, v 1 m^3 je $9{,}64 \cdot 10^{29}$ látkových částic všeho druhu. Vlnová délka fotonů je tam v průměru 600krát kratší než vlnová délka záření Slunce přicházejícího k nám ze Slunce – jde tedy o měkké rentgenové záření 1,6 nm.

Srovnáme-li charakteristiky tohoto plynu s charakteristikami rovnovážného fotonového plynu téže teploty, musíme dojít k závěru, že fotony jsou ve slunečním nitru dosti „vzácnými zvířaty“. Jejich koncentrace je $8 \cdot 10^{26}$ fotonů na m^3, tzn. že na 1150 částic všeho druhu připadá v průměru jeden foton. Hustota energie fotonového plynu je 10^{11} J m^{-3}, je tedy 650krát menší než hustota kinetické energie plynu. Z toho okamžitě plyne, že příspěvek fotonového plynu na celkovém tlaku je zanedbatelný – činí 1/1300 tlaku ideálního plynu. Fotony jsou však důležité z jiného důvodu – díky svým velkým cestovním rychlostem jsou i přes svůj nepatrný počet schopny přenést značné množství energie.

2.4 Zdroje hvězdné energie a nukleosyntéza

Proč hvězdy září?

Nejčastější odpověď: „No přece proto, že v nich probíhají termonukleární reakce!“ je nesprávná, což lze doložit třeba na příkladu bílých trpaslíků, v nichž již dávno žádné jaderné reakce nehoří, a hvězdy přesto svítí. Nebo jsou tu hvězdy typu T Tauri, které se teprve smršťují a termojaderné reakce se v nich dosud nevznítily.

Správná odpověď by mohla znět: „Hvězdy září, protože je jejich povrch zahřát na vysokou teplotu několika tisíc stupňů Celsia.“ Jiná otázka ovšem je, jakpak je to ve hvězdách zařízeno, že dokážou takto zářit po miliony i miliardy let?

Tenká a řídká slupka hvězdné fotosféry, oddělující vnitřek hvězdy od chladného mezihvězdného prostoru, by jistě brzy vychladla, kdyby nebyla nepřetržitě dotována přísunem tepla zevnitř. K tomu, aby teplo samočinně postupovalo z nitra směrem k povrchu, je nezbytné, aby uvnitř byla hvězda teplejší než na povrchu, aby v ní exis-

toval jistý teplotní spád. A konečně: aby se tento potřebný teplotní spád uchoval po dlouhou dobu, musí být udržován činností nějakého tepelného zdroje uvnitř hvězdy. Tím zdrojem pak mohou (ale nemusí) být termonukleární reakce.

Pokud je hvězda v rovnováze, pak platí, že v jejím nitru se uvolní právě tolik energie, kolik ji hvězda odevzdá do prostoru (povětšinou vyzáří).

Smršťování a expanze hvězd

V přechodných, dynamických fázích vývoje se hvězda, kdy se hvězda přestavuje, dochází, ke změnám *potenciální* (gravitační) *energie hvězdy* E_P. Při smršťování, kontrakci hvězdy nebo její části se potenciální energie snižuje, při expanzi, nafukování tato energie naopak roste. Chování hvězdy po stránce kvalitativní i kvantitativní dobře vystihuje tzv. *věta o viriálu* (též teorém viriálu). Odvodil ji již v roce 1870 vynikající fyzik 19. století RUDOLPH CLAUSIUS (1822-88) pro systémy sestávající ze vzájemně se přitahujících částic vázaných pospolu po delší dobu, čili pro soustavy, pro něž platí, že jejich vnitřní energie *U,* daná součtem kinetické a potenciální energie systému, je záporná:

$$U = E_k + E_p < 0.$$

Jde-li o gravitační přitažlivost, kde vzájemně působící síla mezi jednotlivými částicemi je nepřímo úměrná čtverci jejích vzdálenosti $F \sim -r^{-2}$, pak mezi střední hodnotou celkové kinetické $< E_k >$ a střední hodnotou potenciální energie $< E_p >$ platí pozoruhodný vztah:

$$2 < E_k > + < E_p > = 0,$$

čili:

$$U = \frac{1}{2} < E_p > = - < E_k >.$$

Celková energie gravitačně vázaného systému ze stavu rovnováhy je tedy vždy rovna právě polovině střední hodnoty potenciální energie systému nebo záporně vzaté celkové střední kinetické energii.

Vzhledem k tomu, že věta o viriálu má v astrofyzice, a zejména pak v teorii stavby a vývoje hvězd zcela zásadní význam, je jistě užitečné uvést si na tomto místě i její stručné odvození. Předpokládejme, že studujeme vázaný stabilní systém složený z diskrétních částic, které spolu vzájemně interagují. Pro takový systém platí věta o viriálu, kterou lze odvodit tak, že nejprve zavedeme určitou veličinu Q, kde:

$$Q \equiv \sum_i \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{r}_i ,$$

kde $\mathbf{p}_i$ a $\mathbf{r}_i$ jsou hybnost a polohový vektor *i*-té částice v nějaké inerciální vztažné soustavě, přičemž Q je suma skalárního součinu obou veličin pro každou částici soustavy. Uvažujme nyní derivaci této veličiny podle času:

$$\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\sum_i m_i \frac{\mathrm{d}\mathbf{r}_i}{\mathrm{d}t} \cdot \mathbf{r}_i = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\sum_i \frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(m_i r_i^2) = \frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}^2 I}{\mathrm{d}t^2},$$

kde *I* není nic jiného než moment setrvačnosti soustavy vzhledem ke zvolenému počátku.

Derivaci veličiny Q lze vyjádřit i jinak:

$$\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} = \sum_i \mathbf{p}_i \cdot \frac{\mathrm{d}\mathbf{r}_i}{\mathrm{d}t} + \sum_i \frac{\mathrm{d}\mathbf{p}_i}{\mathrm{d}t} \cdot \mathbf{r}_i = 2\sum_i \frac{1}{2} m_i v_i^2 + \sum_i \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i = 2\,E_K + \sum_i \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i ,$$

kde první člen je tzv. *živá síla*, což není nic jiného než dvojnásobek celkové kinetické energie soustavy částic, a druhý člen je tzv. *Clausiův viriál*[0]), pojmenovaný po vynikajícím fyzikovi, který tento vztah obsahující členy s povahou energie (či práce) vlastně objevil.

Rozeberme si nyní právě tento viriál. Je to suma skalárního součinu výslednice vzájemných sil $\mathbf{F}_i$ působících na každý z bodů a jejich polohového vektoru $\mathbf{r}_i$. Platí tedy:

$$\sum_i \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i = \sum_i \left(\sum_{j,\ j\neq i} \mathbf{F}_{ij} \right) \cdot \mathbf{r}_i \ .$$

Dokažte, že použijeme-li nyní třetího Newtonova zákona o akci a reakci: $\mathbf{F}_{ij} = -\mathbf{F}_{ji}$, lze po jistých manipulacích dojít k tomuto vyjádření viriálu ve tvaru:

$$\sum_i \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i = \frac{1}{2} \sum_i \left(\sum_{j,\ j\neq i} \left(\mathbf{F}_{ij} - \mathbf{F}_{ji} \right) \right) \cdot \mathbf{r}_i = \frac{1}{2} \sum_i \sum_{j,\ j\neq i} \mathbf{F}_{ij} \cdot \left(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j \right).$$

Budeme-li předpokládat, že rozhodujícím silovým působením mezi jednotlivými částicemi je gravitační přitažlivost daná Newtonovým gravitačním zákonem, pak:

$$\mathbf{F}_{ij} = -G \frac{m_i\, m_j}{r_{ij}^3} \left(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j \right),$$

kde r_{ij} je prostorová vzdálenost *i*-tého a *j*-tého bodu: $r_{ij} = \left| \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j \right|$. Dosadíme-li do viriálu, pak zjistíme, že:

$$\sum_i \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i = -\frac{1}{2} \sum_i \sum_{j,\ j\neq i} G \frac{m_i\, m_j}{r_{ij}^3} \left(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j \right)^2 = -\frac{1}{2} \sum_i \sum_{j,\ j\neq i} G \frac{m_i\, m_j}{r_{ij}} = E_P \ .$$

Viriál je tak přímo roven celkové potenciální energii soustavy. Jestliže nyní podle času vystředujeme základní vztahy pro časovou derivaci *Q*, dojdeme ke vztahu:

$$\frac{1}{2} \left\langle \frac{\mathrm{d}^2 I}{\mathrm{d}t^2} \right\rangle = 2 \left\langle E_K \right\rangle + \left\langle E_P \right\rangle .$$

Pokud je systém periodický nebo pokud se nevyvíjí příliš bouřlivě, pak se člen na levé straně limitně blíží nule a lze jej proto zanedbat. Tím se dostáváme ke standardnímu tvaru věty o viriálu, který je jedním z nejdůležitějších vztahů popisujících stavbu stabilních gravitačně vázaných systémů:

$$0 = 2 \left\langle E_K \right\rangle + \left\langle E_P \right\rangle .$$

V případě, že dochází k *pozvolnému* toku energie ze soustavy do prostoru, děje se tak na účet vnitřní energie. Poklesne-li tato o hodnotu ΔU, vzroste o tutéž hodnotu celková kinetická energie E_k a o dvojnásobek této hodnoty poklesne potenciální energie soustavy E_p.

Z věty o viriálu pak vyplývá, že přitom polovina energie hvězdu, složenou převážně z ideálního plynu vázaného pohromadě vlastní gravitací, opouští formou záření o výkonu *L* a druhá v ní zůstává v podobě vnitřní energie *U* – nejčastěji poslouží k zvýšení kinetické energie neuspořádaného pohybu částic, čili ke zvýšení teploty.

$$L = \frac{\mathrm{d}(-E_p - U)}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{2} \frac{\mathrm{d}E_p}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t} \ .$$

---

[0]) Viriál je slovo latinského původu odvozené od základu *vir* – muž. Je vyjádřením aktivního, mužského principu, který bývá spojován s mužskou potencí, plodivou silou a aktivitou. Viriál bychom tak mohli nazvat „mužnou silou“ na rozdíl od živé síly.

V této situaci zastihujeme třeba již zmíněné hvězdy typu T Tauri. Jejich postupné smršťování se zastaví v okamžiku, kdy se v jejich centru zažehnou termonukleární reakce. Tento vydatný tepelný zdroj pak na sebe na dlouhou dobu vezme nevděčný úkol hradit veškeré tepelné ztráty hvězdy.

Z teorému viriálu dále vyplývá, že pokud ve hvězdě dojde k tomu, že do některé její vrstvy přichází více zářivé energie, než kolik se z ní odebírá, pak dochází k opačnému pochodu: na úkor zadržené energie, procházející vrstvou z centra na povrch, se potenciální energie dotyčné vrstvy zvyšuje – tato vrstva se postupně vzdaluje od centra – expanduje a současně chladne. To je třeba důvodem toho, proč se z hvězdy hlavní posloupnosti v průběhu času stává rozměrný obr.

Termonukleární reakce

Nejdůležitějším zdrojem energie hvězd jsou po valnou část jejich aktivního života *termonukleární reakce*, při nichž se v důsledku vysokých teplot a tlaků jádra lehčích prvků postupně spojují v pevněji vázaná jádra těžších prvků (konfigurační energie na jeden nukleon klesá). Energie takto uvolněná pak z větší části přechází v energii neuspořádaného tepelného pohybu částic okolního plazmatu. Díky tomu je oblast jaderného hoření dlouhodobě schopna podržet si svou vysokou teplotu.

Volnému spojování lehčích jader v těžší, pevněji vázaná jádra brání zejména elektrostatické síly působící mezi souhlasně nabitými atomovými jádry, které mezi nimi vytvářejí nesnadno prostupnou potenciálovou bariéru. Při vzájemných srážkách se reagující jádra mohou k sobě přiblížit i na malou vzdálenost. Pokud se jádra při srážce dostanou k sobě na vzdálenost menší, než je jistá *kritická vzdálenost*, pak při srážce převládnou přitažlivé krátkodosahové jaderné síly, jež reagující jádra svážou v pevněji vázaný nuklid. Vzhledem k tomu, že vzdálenost, na niž se jádra k sobě přiblíží, je nepřímo úměrná energii srážky, lze stanovit i jistou *kritickou energii* srážky, které je zapotřebí k tomu, aby byla potenciálová bariéra překonána a jaderná syntéza se uskutečnila.

Podrobné výpočty však ukáží, že v reálných podmínkách, které panují i ve hvězdných centrech, je takovýchto dostatečně prudkých a tudíž úspěšných nepružných srážek příliš málo na to, aby hrály v energetice hvězdy jakoukoli významnější roli. Naštěstí však uskutečnění termojaderné syntézy významně napomáhá tzv. *kvantový tunelový jev*, který s malou, nikoli však zanedbatelnou pravděpodobností umožňuje proniknout (protunelovat) potenciálovou bariérou i v tom případě, že vzájemná energie srážky je menší, než je klasickou mechanikou vypočtená kritická energie. Nicméně i zde pravděpodobnost úspěšného splynutí dvou jader velmi silně záleží jak na frekvenci, tak zejména na razanci vzájemných srážek atomových jader, čili na teplotě. To je také důvod, proč termonukleární reakce probíhají nejrychleji v oblastech s nejvyšší teplotou, tedy v centru.

Množství energie uvolněné v 1 kg hvězdného materiálu v důsledku termonukleárních reakcí za jednotku času vyjadřuje tzv. *energetická výtěžnost* označovaná nejčastěji symbolem ε. Pro výkon uvolňovaný v objemové jednotce pak platí:

$$\rho\,\varepsilon = n_r\,\Delta m\,c^2,$$

kde Δm je úbytek hmotnosti (též hmotnostní deficit) konečného produktu jediné jaderné reakce a $\Delta m\, c^2$ pak odpovídající energie reakcí uvolněná. Tyto veličiny jsou dány vazebnými energiemi vstupujících a vystupujících jader a na teplotě ani hustotě nezávisejí. Naproti tomu n_r, což je množství těchto reakcí, které proběhnou v jednotce objemu za jednotku času, závisí (často komplikovaným způsobem) zejména na místní teplotě, dále pak i na hustotě a chemickém složení.

Vodíkové reakce

Energeticky nejvydatnější, a tudíž nejdůležitější, jsou termonukleární reakce, při nichž se čtyři jádra nejběžnějšího z prvků – vodíku, čtyři protony, postupně spojí v jádro helia, čili v tzv. částici α. Ostatní termonukleární reakce mají pro energetiku hvězdy jen epizodní či okrajový význam, důležité však mohou být z toho důvodu, že mohou poněkud ovlivnit vnitřní stavbu a tím i rychlost vývoje hvězdy dané jinak zejména tempem vodíkových reakcí.

Do vodíkových reakcí vstupují čtyři protony o celkové hmotnosti 4 x 1,0073 u a vystupuje z něj jádro helia o hmotnosti 4,0004 u. K úbytku hmotnosti, o velikosti 0,0287 u dochází proto, že nukleony v jádru helia jsou silně vázány. Vazebná energie jádra[0]) je: 0,0287 x 1,6606 $\cdot 10^{-27}$ kg x (2,9979 $\cdot 10^{8}$ m s^{-1})^2 = 4,29 $\cdot 10^{-12}$ J = 26,8 MeV. Na jeden nukleon tak připadá 6,7 MeV.

Přeměnou 1 kg vodíku na helium „ubude“ 0,0071 kg (0,71 %) hmoty a uvolní se přitom odpovídající energie: 0,0071 x (2,9979 $\cdot 10^{8}$ m s^{-1})^2 = 6,4 $\cdot 10^{14}$ J. K zajištění zářivého výkonu 1 L (3,846 $\cdot 10^{26}$ W) je zapotřebí, aby se každou sekundu přeměnilo 6,0 $\cdot 10^{11}$ kg vodíku na helium. Pro uklidnění poznamenejme, že ve Slunci je k dispozici asi 1,35 $\cdot 10^{30}$ kg vodíku.

Při spojení čtyř protonů nevzniká jen jádro helia, ale i další částice odnášející sebou část hmotnosti, kladný náboj, spin, hybnost a energii tak, aby při reakcích byly splněny všechny patřičné zákony zachování. Souhrnně lze psát:

$$4\ {}^1\mathrm{H} \rightarrow {}^4\mathrm{He} + 2\ e^+ + 2\ \nu_e + 2\ \gamma,$$

respektive:

$$4\ {}^1\mathrm{H} + e^- \rightarrow {}^4\mathrm{He} + e^+ + 2\ \nu_e + 2\ \gamma\,.$$

Z energetického hlediska dochází ke ztrátám jen v případě neutrin, která většinou hvězdy opouštějí, aniž by svou energii hvězdě předaly.[0]) Ostatní částice dílem anihilují nebo jsou pohlceny a jejich energie slouží k přírůstku vnitřní energie materiálu.

Ve hvězdných nitrech se termonukleární syntéza vodíku na helium uskutečňuje řadou řetězců jaderných reakcí, či jaderných cyklů, jejichž energetická účinnost silně závisí na teplotě. Ve hvězdách s centrální teplotou od 7 do 18 milionů kelvinů se nejvíce energie uvolní prostřednictvím tzv. *protonově-protonového (p-p) řetězce.*

---

[0]) Vazebnou energii, tak jak ji zde chápeme, lze definovat jako práci nezbytnou k tomu, aby se všechny nukleony vázané v jádře osamostatnily a vzdálily do nekonečna. Vazebná energie je tak rovna záporně vzaté konfigurační energii, případně potenciální energii systému nukleonů.

[0]) Neutrina sebou do prostoru odnášejí vcelku zanedbatelnou část uvolňované energie – 2 až 7 % - v závislosti na typu vodíkových reakcí.

Rozhodující reakce, která určuje tempo *p-p řetězce*, je ta první, při níž se dva protony spojí v jádro deuteria:

$$^1H + {}^1H \rightarrow {}^2D + e^+ + \nu_e.$$

Třebaže dochází neustále k vzájemným srážkám protonů, na dostatečně prudkou srážku, mající za následek nepružné splynutí obou částic, čeká proton řádově 10^{10} let. Další reakce jsou již mnohem rychlejší. Existuje řada variant průběhu *p-p* řetězce, z nichž uveďme dvě nejfrekventovanější:

$$^1H + {}^1H \rightarrow {}^2D + e^+ + \nu_e$$

$$^2D + {}^1H \rightarrow {}^3He + \gamma$$

$$^3He + {}^3He \rightarrow {}^4He + 2\ {}^1H.$$

Ve Slunci, čili ve hvězdě s běžnou centrální teplotou, takto proběhne 69% reakcí; zbylých 31% se realizuje komplikovaněji:

$$^1H + {}^1H \rightarrow {}^2D + e^+ + \nu_e$$

$$^2D + {}^1H \rightarrow {}^3He + \gamma$$

$$^3He + {}^4He \rightarrow {}^7Be + \gamma$$

$$^7Be + e^- \rightarrow {}^7Li + \nu_e$$

$$^7Li + {}^1H \rightarrow 2\ {}^4He.$$

Během reakcí vznikají jeden až dva pozitrony, které okamžitě po vzniku anihilují s některým z volných elektronů. Uvolněná energie v daném místě nahřívá materiál hvězdy, podobně jako energie absorbovaných nebo rozptýlených fotonů. Celková energetická bilance jednoho sledu reakcí *p-p* řetězce je 26,2 MeV.

Rychlost reakcí p-p řetězce, určená tempem první z reakcí, závisí při teplotách 10 až 18 milionů K na 4. až 6. mocnině teploty.

V centrech hmotnější hvězd, kde vládne teplota vyšší než 18 milionů K, je energeticky významnější *uhlíko-dusíko-kyslíkový* (*CNO) cyklus*, v němž jádra uhlíku, dusíku a kyslíku slouží jako katalyzátory. Vyšší teplota je tu zapotřebí z toho důvodu, že zde do reakcí vstupují atomová jádra s vyšším nábojem; jádra při srážkách musejí překonávat vyšší potenciálovou bariéru. Jedna z variant cyklu je naznačena zde:

$$^{12}C + {}^1H \rightarrow {}^{13}N + \gamma$$

$$^{13}N \rightarrow {}^{13}C + e^+ + \nu_e$$

$$^{13}C + {}^1H \rightarrow {}^{14}N + \gamma$$

$$^{14}N + {}^1H \rightarrow {}^{15}O + e^+ + \nu_e$$

$$^{15}O \rightarrow {}^{15}N + {}^{12}C + {}^4He$$

Energetická výtěžnost jednoho uskutečněného *CNO cyklu* je mírně menší než v případě *p-p* řetězce – jen 25,0 MeV.

Závislost energetické vydatnosti cyklu je ještě strmější, než v případě protonově-protonového řetězce, udává se 16. – 18. mocnina teploty. Důsledkem takovéto

skutečnosti je fakt, že oblast hoření vodíku *CNO cyklem* je daleko více koncentrovaná než v případě spalování vodíku *p-p řetězcem.* Díky mimořádné koncentraci zdroje energie dochází v centrálních oblastech hmotných hvězd k promíchávání materiálu (konvekci), která do titěrné oblasti jaderného hoření neustále dopravuje čerstvý, na vodík bohatý hvězdný materiál.

Ve hvězdách, i v místech kde dochází k hoření vodíku na helium, vždy počet vodíkových jader mnohonásobně převyšuje počet atomů skupiny CNO. Je zřejmé, že pak všechny zde přítomné CNO atomy v průběhu jaderného hoření musí vstoupit do *CNO* reakcí a to zpravidla několikrát. Jejich zastoupení se pak upraví v poměru jejich životních dob v rámci *CNO* cyklu.

Vzhledem k tomu, že u *CNO* cyklu nejpomaleji probíhá předposlední reakce, čili ta s ^{14}N, musí v oblastech vodíkového hoření velmi rychle narůst zastoupení tohoto izotopu na úkor zastoupení jiných izotopů skupiny CNO. Pokud se v průběhu vývoje hvězdy dostane na povrch látka s takto pozměněným chemickým složením, může to sloužit jako závažný nepřímý důkaz toho, že ve hvězdě probíhaly vodíkové reakce *CNO* cyklem.

Heliové reakce

Velmi významnou reakcí, s níž se setkáváme až v pokročilém stupni hvězdného vývoje, kdy se v centrálních oblastech v důsledku vodíkových reakcí vytvoří téměř čistě heliové jádro, je tzv. *Salpeterova reakce*[0]) jinak též *reakce* 3α (částic):

$$^4He + {}^4He \leftarrow\rightarrow {}^8Be$$
$$^8Be + {}^4He \rightarrow {}^{12}C + \gamma.$$

Dvě částice α se tu spojí na nestabilní jádro berylia ^8Be, které se ovšem okamžitě rozpadá, pokud ovšem toto jádro nezachytí další jádro helia, jímž se převede na stabilní jádro uhlíku ^{12}C. Energetický výtěžek sledu reakcí je jen 7,4 MeV. Na jeden nukleon připadá 0,62 MeV, což o řád méně než v případě vodíkových reakcí. „Zápalná teplota“ Salpeterovy reakce je relativně velmi vysoká – kolem 10^8 K. V místech, kde se taková teplota vytvoří, hoří helium na uhlík a kyslík poměrně svižně (tempo reakcí je úměrné 30. mocnině teploty a kvadrátu hustoty), což vede k tomu, že energetická vydatnost ε řetězce přepočítaná na 1 kg jaderného paliva je srovnatelná s vydatností dejme tomu *CNO* cyklu. Zásoby méně výhřevného heliového paliva se pak ovšem spotřebují o řád rychleji než zásoby vodíku.

Při dostatečně vysokých teplotách se mohou jádra uhlíku a dalších prvků spojovat s jádry helia (v rámci tzv. α–procesu) podle schématu:

$$^{12}C + {}^4He \rightarrow {}^{16}O + \gamma \qquad (7{,}2\ \text{Mev})$$
$$^{16}O + {}^4He \rightarrow {}^{20}Ne + \gamma \qquad (4{,}8\ \text{MeV})$$
$$^{20}Ne + {}^4He \rightarrow {}^{24}Mg + \gamma\ldots \qquad (9{,}3\ \text{MeV})$$

Všeobecně platí, že čím složitější jádra se reakcí účastní, tím vyšší musí být pracovní teplota, při nichž tyto reakce účinně probíhají. Současně se snižuje energetický výtěžek termonukleárních reakcí přepočtený na jeden nukleon. Je to důsledek skutečnosti, že s rostoucím atomovým číslem stabilních nuklidů stále klesá vazebná energie přepočtená na jeden nukleon v jádru. Absolutního minima (–8,8 MeV/nukleon) dosahuje tato

[0]) viz Edwin Ernest Salpeter (1952)

závislost pro jádra prvků skupiny železa, u nichž klidný termojaderný vývoj v nitrech hvězd končí (pokud se k němu hvězda vůbec dostane). Chceme-li vytvořit těžší prvky, musíme naopak energii dodávat. To je možné ovšem jen při velmi krátkodobých bouřlivých obdobích hvězdného vývoje, například krátce před vzplanutím supernovy.

Nukleosyntéza

neboli vznik prvků s vyššími hmotnostmi je jedním z důsledků jaderných reakcí, které ve hvězdách probíhají.

Souhrnně:

a) Běžný izotop helia – ^{4}He vzniká při spalování vodíku lehkého vodíku ^{1}H, lehký izotop helia – ^{3}He vzniká v průběhu *p-p řetězce*.
b) Deuterium, lithium, berylium a bór vznikly už na počátku vývoje vesmíru, ve hvězdách se velmi rychle spalují vesměs na helium. Jejich „zápalná teplota“ je relativně velmi nízká – tímto faktem se vysvětluje jejich zanedbatelné zastoupení ve hvězdách.
c) Izotopy ^{12}C, ^{16}O, ^{18}O, ^{22}Ne vznikají při spalování helia ^{4}He, kdežto izotopy ^{14}N, ^{13}C, ^{15}N, ^{17}O jsou produkty *CNO*-cyklu.
d) Izotopy ^{20}Ne, ^{24}Mg, ^{26}Al, ^{28}Si, ^{30}P a ^{32}S vznikají spalováním uhlíku, případně kyslíku.

V průběhu hvězdného života dochází ke vzniku těžších prvků postupně, a to tak, že pokud už je spotřebováno kritické množství prvku méně hmotného, nastoupí v plné intenzitě proces spalování prvku s vyšší hmotností, který je produktem děje předešlého.

Na vzniku prvků těžších než $A = 23$ se podílejí následující děje:

- *p-proces*: Produkuje vzácnější lehké prvky v prostředí, v němž ještě zbylo něco jader vodíku. Uplatňuje se při teplotách kolem $2{,}5 \cdot 10^{9}$ K.
- α*-proces*: Syntéza prvků při teplotách kolem 10^{9} K postupným napojováním částic α. Takto vznikají prvky postupně až po ^{40}Ca. Uplatňuje se tam, kde ještě helium zcela nevyhořelo
- *e-proces*: Při vyšších teplotách, kolem $4 \cdot 10^{9}$ K vznikají prvky nejtěsněji vázané, prvky skupiny železa.
- *s-proces*: Zachycením neutronů jádry lehkých prvků nebo prvků skupiny železa vznikají jádra Sr, Zr a Ba. Jde o proces relativně pomalý (*s* – slow) ve srovnání se souběžně probíhajícím β rozpadem.
- *r-proces*: Je to v podstatě *s-proces*, probíhající ovšem ve srovnání se souběžným β rozpadem rychleji. Umožňuje vznik transuranů na úkor jader skupiny železa.

  Neutrony nezbytné pro s- a r-proces se mohou generovat při různých jaderných reakcích, například: $^{13}\mathrm{C} + {}^{4}\mathrm{He} \rightarrow {}^{16}\mathrm{O} + \mathrm{n}$. Dostatek potřebných neutronů vzniká jen v místech s mimořádně vysokou teplotou a hustotou, třeba v centru hvězdy těsně před tím, než odhodí zbytky svého obalu v podobě planetární mlhoviny nebo vybuchne jako supernova.

Nukleosyntézou proběhnuvší na počátku vývoje vesmíru a nukleosyntézou probíhající v nitrech hvězd lze kvalitativně i kvantitativně vysvětlit pozorované zastoupení prvků ve vesmíru. Nezbytný je však ještě jeden krok – objasnění mechanismu, jímž se nově vyrobené prvky dostávají z centrálních oblastí hvězd do prostoru. Tím může být

třeba výbuch supernovy nebo hvězdný vítr vanoucí z povrchu hvězd ve velmi pokročilém stadiu vývoje.

2.5 Energetická rovnováha. Přenos energie ve hvězdách

V reálných hvězdách dochází k přenosu energie, jehož výsledkem je, že hvězdy ustáleně svítí po řadu stovek milionů let. Takové objekty musejí být ve stavu energetické rovnováhy.

Energetická rovnováha

Pomocí *energetické vydatnosti* $\varepsilon(r)$ lze ve sféricky postavené hvězdě zformulovat *rovnici energetické rovnováhy*:

$$\frac{\mathrm{d}L_r}{\mathrm{d}r} = 4\pi\, r^2 \rho\, \varepsilon\ ,$$

kde $\mathrm{d}L_r$ je zářivý výkon uvolněný v kulové slupce o poloměru r, tloušťce $\mathrm{d}r$ a hustotě ρ. Ve vnějších oblastech, kde reakce neprobíhají, je $\varepsilon = 0$ je tento přírůstek $\mathrm{d}L_r$ nulový.

V případě, že dotyčná slupka ještě expanduje nebo se smršťuje, je třeba do rovnice započítat další, tzv. *dynamické členy*:

$$\frac{\mathrm{d}L_r}{\mathrm{d}r} = 4\pi\, r^2 \rho \left(\varepsilon + \frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t} + \frac{\mathrm{d}E_p}{\mathrm{d}t}\right),$$

kde U je vnitřní energie[0]) ($\mathrm{d}U = c_v\, \mathrm{d}T$) a E_p je potenciální (gravitační) energie.

Vzhledem k tomu, že tempo termonukleárních reakcí závisí na vysoké mocnině teploty, probíhá rozhodující část těchto reakcí v bezprostřední blízkosti centra, kde je nejvyšší teplota. Ve Slunci například 94 % zářivého výkonu vzniká v oblasti o poloměru 0,2 R – tj. v 8 % objemu, v němž je ovšem soustředěno 35 % hmoty hvězdy. Centrální hustá a horká oblast hvězdy, v níž probíhají jaderné reakce (v průběhu vývoje se jimi postupně mění i chemické složení), se nazývá *jádro hvězdy*. Vnější, chladnější, řidší a energeticky neaktivní vrstvy hvězdy pak tvoří její *obal.*

Krátce po zformování hvězdy je přechod mezi jádrem a obalem povlovný, v průběhu vývoje se však rozdíl mezi nimi prohlubuje. V závěru vývoje se již jádro vůči obalu chová autonomně: je to jakási horká a hustá hvězda a obal je její rozsáhlou, neprůhlednou a relativně řídkou atmosférou.

Význam přenosu energie ve hvězdách

Energetická centrála hvězdy s pracovní teplotou 10^7 K a vyšší, umístěná v jádru hvězdy, je od okolního prostoru výtečně izolována obalem, který představuje vrstvu víceméně ideálního plynu o mocnosti 10^5 až 10^8 km!!

---

[0]) Připomeňme, že významnou část vnitřní energie hvězdného materiálu představuje i ionizační a excitační energie. Procesy ionizace a rekombinace hrají významnou roli zejména ve vnějších vrstvách hvězdy, kde vedou k enormnímu zvýšení neprůhlednosti hvězdného materiálů a k rozvoji mohutné konvekce, která pak určuje vnější vzhled a aktivitu hlavně chladnějších hvězd. Mají na svědomí i rozvoj a udržení hvězdných pulzací.

Ani tato tepelná izolace horkého jádra není dokonalá, teplo obalem prosakuje a prostupuje do povrchových vrstev, odkud mizí do kosmického prostoru. V důsledku nenulové tepelné vodivosti obalu dochází k tepelným ztrátám. Pokud je hvězda v rovnováze, pak je *termonukleární reaktor v centru regulován tak, aby produkoval právě tolik tepla, aby dokázal tyto tepelné ztráty uhradit*.

Zářivý výkon hvězdy tedy **není** (alespoň na počátku vývoje) určen rychlostí, s níž v centru probíhají jaderné reakce, ale účinností odvodu tepla z centra. V podstatě ani nezáleží na povaze zdroje tepla, hvězda by vypadala v zásadě stejně, i kdyby se uvnitř topilo třeba elektrickým proudem nebo mazutem.

Regulace tempa termonukleárních reakcí se uskutečňuje změnami teploty centrálních oblastí hvězdy. Pokud by se zde vyrábělo více energie, než kolik se jí dokáže odvést, znamenalo by to v daném místě narušení hydrostatické rovnováhy, jež by vedlo k expanzi dotyčné oblasti, doprovázené poklesem teploty. Takto by ovšem došlo k zmírnění tempa reakcí a k snížení uvolňovaného výkonu. Obdobně to ovšem platí i v opačném směru.

Takto přímočaré a jednoduché to ovšem je tehdy, pokud máme ve hvězdě jen jeden zdroj termonukleární energie. V pokročilejších fázích vývoje, kdy v jádru přibývá slučovacích reakcí, se dostavuje protichůdný proces, který nečekaným způsobem ovlivňuje výkon oblasti, v níž vodík hoří na helium. Když kupříkladu roste výkon slučování helia na uhlík, k němuž dochází v centrálních oblastech hvězdného jádra, jádro se poněkud nafoukne a odsune slupku, v níž hoří vodíkové reakce do oblasti horších podmínek pro slučování vodíku a výkon vodíkové slupky poklesne. Vzhledem k tomu, že výkon vodíkové slupky je pro celou energetiku hvězdy rozhodující, tok záření z centra poklesne a povrch hvězdy se smrští!

Velikost *tepelného toku* závisí na velikosti teplotního spádu, přesněji řečeno na gradientu teploty a na schopnosti sdílet teplo, čili na *tepelné vodivosti*. Ta závisí na místních podmínkách a *mechanismu přenosu tepla.*

Existují dva typy přenosu – mikroskopický (na úrovni částic), nazývaný obvykle *difúze*, a makroskopický – tzv. *konvekce*. Při difúzi částice s vyšší energií pronikají do oblastí s nižší teplotou a souběžně do oblastí s vyšší teplotou difundují částice s menší energií. Podle typu nosičů energie rozlišujeme *částicovou difúzi* (třeba volnými elektrony) a fotony, čili *zářivou difúzi*. Při konvekci putují hvězdou celé objemy plynu o teplotě, jež je rozdílná od teploty okolí.

Zářivá difúze. Opacita. Rovnice zářivé rovnováhy

Účinnost částicové difúze závisí na koncentraci nosičů a jejich *střední volné dráze*, čili dráze, kterou částice v průměru urazí mezi dvěma po sobě následujícími srážkami. Čím kratší je tato dráha, tím je difúze pomalejší.

Ve hvězdném materiálu je střední volná dráha látkových částic mimořádně nízká: řádově 10^{-8} m. Brownovým pohybem by se částice z nitra na povrch dostala až za 10^{13} let. Přenos energie z nitra na povrch částicovou difúzí (*přenos tepla vedením*) je tedy krajně neúčinný.

Výjimkou z pravidla je přenos tepla částicovou difúzí (vedením) volných elektronů v *elektronově degenerovaném plynu*. Ty se pohybují rychlostmi často blízkými rychlosti světla a prakticky beze srážek putují po celém objemu vyplněném degenerovaným plynem. Tepelná vodivost je zde takřka absolutní, oblasti s degenerovaným plynem proto bývají takřka izotermické.

P

V nitru běžných hvězd se velmi výrazně uplatňuje přenos tepla prostřednictvím *zářivé difúze*. Třebaže je fotonů ve hvězdě podstatně méně než látkových částic, vynahrazují tento početní handicap podstatně delší volnou dráhou, která činí řádově mm, cm. Se střední volnou dráhou fotonu l_{fs} souvisí tzv. *opacita* neboli neprůhlednost hvězdného materiálu κ, vyjadřovaná zpravidla v $\mathrm{kg}^{-1}\ \mathrm{m}^2$:

$$\kappa = \frac{1}{\rho\, l_{fs}} \quad .$$

Opacita tedy odpovídá účinnému průřezu všech absorbujících nebo rozptylujících center v 1 kg látky. Úbytek toku záření $\mathrm{d}\Psi$ na dráze $\mathrm{d}r$ prostředím o hustotě ρ a opacitě κ je pak dán vztahem:

$$\mathrm{d}\Psi \;=\; -\,\kappa\,\rho\,\Psi\,\mathrm{d}r.$$

Ve hvězdě má záření povahu záření absolutně černého tělesa, takže tok záření vystupující z jednotkové plochy Ψ je dán:

$$\Psi(r) = \frac{4\sigma}{3} T^4(r).$$

Vzhledem k tomu, že se ve hvězdě teplota se vzdáleností od středu hvězdy mění (existuje zde teplotní spád), bude nenulový i gradient zářivého toku $\Psi(r)$:

$$\frac{\mathrm{d}\Psi}{\mathrm{d}r} = \frac{4\sigma}{3}\frac{\mathrm{d}\left(T^4\right)}{\mathrm{d}r} = \frac{16\sigma}{3} T^3 \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r} = \kappa\,\rho\Psi \quad \rightarrow \quad \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r} = -\frac{3}{16\sigma}\frac{\kappa}{T^3}\Psi \quad .$$

Toto je další z diferenciálních rovnic hvězdné stavby, je to tzv. *rovnice zářivé rovnováhy*. Určuje, jaký teplotní gradient musí ve hvězdě v daném ustavit, aby bylo možné přenést tok záření.

Z výše uvedeného vztahu pro teplotní gradient té části hvězdy, která je v tzv. *zářivé rovnováze*, plyne, že:

a) čím vyšší je teplota, tím větší tok lze při daném teplotním gradientu přenést. Vzhledem k tomu, že ve hvězdách vyšší hmotnosti je všeobecně vyšší teplota, znamená to, že tyto hvězdy mají horší tepelnou ochranu, větší ztráty a tudíž i větší zářivý výkon.
b) v místech, kde je zvýšená opacita nebo velmi vysoký tok energie, enormně narůstá i teplotní gradient (někdy natolik, že se v dotyčném místě se rozvine konvekce).

Čím je dána opacita, neprůhlednost hvězdné látky:

a) srážkami fotonů s volnými elektrony – tzv. *Thompsonovým*[0]) *rozptylem*. Účinný průřez elektronu σ_e je pro všechny vlnové délky týž:

$$\sigma_e = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 = \; 6{,}65 \cdot 10^{-29}\ \mathrm{m}^2.$$

[0]) Sir Georg Paget Thompson (1892-19xx), britský fyzik, nositel Nobelovy ceny za ohyb elektronů v krystalech (1937)

Je-li plyn zcela ionizován, pak je počet elektronů v 1 kg látky roven $\frac{1+X}{2m_H}$ (dokažte). Opacita daná rozptylem na volných elektronech se pak rovná celkovému účinnému průřezu volných elektronů v 1 kg:

$$\kappa = \sigma_e \frac{1+X}{2m_H} = 0{,}02\ (1+X)\ \mathrm{m^2\ kg^{-1}},$$

b) fotoionizací zbylých iontů těžších prvků, zde $\kappa \sim \rho\ T^{-7/2}$ – nejdůležitější zdroj opacity ve Slunci
c) zcela neprůhledné jsou ve hvězdách oblasti s rovnocenným zastoupením neutrálního a ionizovaného vodíku. Zde místo zářivé difúze nastupuje konvekce.

V kulově symetrických hvězdách lze pro zářivý tok Ψ psát:

$$\Psi = \frac{L_r}{4\pi r^2},$$

kde L_r je zářivý výkon oblastí v kouli o poloměru r. Rovnice zářivé rovnováhy pak přejde do tvaru:

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r} = -\frac{3}{16\sigma}\frac{\kappa\rho}{T^3}\frac{L_r}{4\pi r^2}.$$

Zdůvodnění závislosti zářivého výkonu na hmotnosti

Využitím rovnice zářivé rovnováhy a za předpokladu, že opacita nezávisí na teplotě (případ rozptylu na volných elektronech), lze vypočítat jaký je vztah mezi *zářivým výkonem a hmotností hvězdy*. Nepotřebujeme k tomu vůbec znát povahu zdrojů hvězdné energie, stačí jen důvěřovat hvězdě, že si někde ve svém nitru dokáže potřebnou energii obstarat.

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r} = -\frac{3}{16\sigma}\frac{\kappa\rho}{T^3}\frac{L_r}{4\pi r^2} \quad \rightarrow \quad L \sim \frac{T}{R}\frac{T^3R^2}{\kappa\rho}$$

Rovnice mechanické *rovnováhy* a definice hustoty udávají další potřebné odhady:

$$T \sim \frac{M}{R};\quad \rho \sim \frac{M}{R^3} \quad \rightarrow \quad L \sim \frac{T^4R}{\rho} \sim \left(\frac{M}{R}\right)^4 R\frac{R^3}{M} = M^3.$$

Jakkoli je vztah mezi zářivým výkonem a hmotností: $L \sim M^3$ jen přibližný, odpovídá pozorování a naznačuje tak, že naše představy o stavbě hvězd jsou v zásadě správné.

Pokud bychom ale chtěli podobnou úvahu učinit o Slunci a vůbec o hvězdách, v opacitě jejichž materiálu hraje hlavní roli fotoionizace ($\kappa \sim \rho\ T^{-7/2}$), nedostaneme již tak jednoznačný výsledek – ve vztahu pro zářivý výkon se tentokrát kromě hmotnosti objeví i poloměr hvězdy:

$$L \sim M^{5,5}\ R^{-0,5}$$

Zde nám chybí jako dodatečná informace týkající se teplotní závislosti vydatnosti energetických zdrojů v nitru – hvězda se při svém smršťování před hlavní posloupností zastaví na takovém poloměru, kdy již termonukleární reakce stačí zásobit hvězdu potřebnou energií. Nicméně i zde

můžeme být spokojeni – zářivý výkon silně závisí na hmotnosti hvězdy a poměrně volně na poloměru hvězdy.

Všechny naše úvahy mlčky vycházely z předpokladu, že hvězda je chemicky homogenní. Něco takového platí snad jen na samotném počátku hvězdného vývoje, později následkem termonukleárních reakcí dochází ke změnám, které pak ve svých důsledcích velmi výrazně mění vnitřní stavbu hvězdy i její vnější vzhled (vznik obrů apod.).

Eddingtonův mezní zářivý výkon

V relativně horkých a řídkých vnějších vrstvách hmotných hvězd převládá tlak záření. Tyto oblasti se stanou mechanicky nestabilní v případě, že zářivý výkon objektu přesáhne tzv. *Eddingtonův mezní zářivý výkon*:

$$L_{Ed} = \frac{4\pi\kappa c}{G} M .$$

Vzhledem k tomu, že ve vnějších vrstvách objektů s výkonem blízkým meznímu hraje v opacitě zcela ionizovaného hvězdného materiálu hlavní roli rozptyl fotonů na volných elektronech, který nezávisí na ničem jiném než na zastoupení vodíku X: $\kappa_{el} = 0{,}02\ (1+X)$, lze psát:

$$L_{Ed} = \frac{4\pi\kappa c}{G} M = 2{,}5 \cdot 10^{38}\ \mathrm{W}\ \frac{1}{1+X}\left(\frac{M}{\mathrm{M}_\odot}\right) = 6{,}3 \cdot 10^{4}\ \mathrm{L}_\odot\ \frac{1}{1+X}\left(\frac{M}{\mathrm{M}_\odot}\right).$$

Protože většinou mají svrchní vrstvy hvězd stejné zastoupení vodíku jako vnější části Slunce ($X = 0{,}7$), lze pro Eddingtonovu mez psát:

$$L_{Ed} = 1{,}5 \cdot 10^{38}\ \mathrm{W}\left(\frac{M}{\mathrm{M}_\odot}\right) = 3{,}7 \cdot 10^{4}\ \mathrm{L}_\odot\ \left(\frac{M}{\mathrm{M}_\odot}\right).$$

Z toho například vyplývá, hvězda o hmotnosti Slunce nemůže dlouhodobě zářit více než $3{,}7 \cdot 10^4$ současných Sluncí.

Pro odvození velikosti Eddingtonova mezního zářivého výkonu je vhodné přepsat rovnici zářivé rovnováhy do jiného tvaru využívajícího gradient tlaku záření. Uvážíme-li, že tlak záření: $P_r = \frac{4\sigma}{3c}T^4$, pak platí:

$$\frac{\mathrm{d}P_r}{\mathrm{d}r} = \frac{4\sigma}{3c}\frac{\mathrm{d}(T^4)}{\mathrm{d}r} = \frac{16\sigma}{3c}T^3\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r} .$$

Vynásobíme-li pak obě strany rovnice zářivé rovnováhy:

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r} = -\frac{3c}{16\sigma}\frac{\kappa}{T^3}\frac{L_r}{4\pi r^2}$$

výrazem $\frac{16\sigma}{3c}T^3$, dostaneme:

$$\frac{\mathrm{d}P_r}{\mathrm{d}r} = -\frac{\kappa}{c}\frac{L_r}{4\pi r^2} ,$$

kteryžto vztah je formálně shodný se vztahem pro hydrostatickou (mechanickou) rovnováhu:

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r} = -G\rho(r)\frac{M_r}{r^2} .$$

S ohledem na to, že tlak ve hvězdě je dán součtem tlaku záření a tlaku plynu, musí platit, že $P > P_r$. Funkce $P(r)$ i $P_r(r)$ jsou vždy funkce monotónně klesající. Ve stabilní hvězdě musí tedy platit:

$$\frac{\mathrm{d}P_r}{\mathrm{d}r} > \frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r}.$$

Vyšetřujeme-li stabilitu svrchních vrstev hvězdy ($M_r = M$, $L_r = L$), pak po dosazení musí platit, že:

$$-\frac{\kappa}{c}\frac{L}{4\pi r^2} > -G\rho\frac{M}{r^2} \quad \rightarrow \quad L < L_{Ed} = \frac{4\pi\kappa c}{G}M.$$

Konvekce ve hvězdách

Studujme teď sféricky symetrickou hvězdu v hydrostatické rovnováze. Gradient tlaku je zde v každém místě číselně roven tíze objemové jednotky materiálu: $\mathrm{d}P/dr = -g\rho$. V takové stabilní hvězdě se též ustaví jistý gradient teploty $\mathrm{d}T/\mathrm{d}r$, který musí být právě tak veliký, aby zabezpečil přenos energie z nitra hvězdy na povrch. Pokud je tento transport uskutečňován především zářivou difúzí, pak platí, že tento teplotní gradient je přímo úměrný jak přenášenému toku $\Phi = L_r/4\pi r^2$, tak opacitě materiálu v daném místě.

V reálných hvězdách ovšem existují oblasti, kde může některá ze zmíněných veličin nabýt extrémních hodnot. Pravidelně se to stává v jádrech hvězd, kde se hoří termonukleární reakce, jejichž tempo závisí na vysoké mocnině teploty (CNO-cyklus, 3α-proces). Energie se zde uvolňuje jen v relativně velmi malém objemu hvězdy, v bezprostředním okolí jejího centra, kde je teplota nejvyšší. Hustota toku energie vystupujícího z oblasti jaderného hoření je proto mimořádně vysoká (úměrná r^{-2}) a vůbec není jednoduché ji přenést do vyšších vrstev.

Dalším „problematickým“ místem jsou rozsáhlé podpovrchové vrstvy chladnějších hvězd, kde se vodík nachází jak v ionizovaném, tak neutrálním stavu. Takovýto hvězdný materiál silně interaguje s fotony - jejich střední volná dráha je zde proto výrazně zkrácena, opacita tudíž narůstá do velmi vysokých hodnot. Pokud bychom se při přenosu energie museli spolehnout jen na zářivou difúzi, musel by se v takových místech ustavit nesmírně vysoký teplotní gradient.

Všeobecně platí, že pokud má kapalina či plyn nacházející se v gravitačním poli příliš vysoký svislý teplotní gradient, pak nemůže setrvat v klidu. Libovolná fluktuace ve vertikálním směru způsobí, že se celé rozsáhlé objemy materiálu dají do pohybu, dochází zde k rozvoji tzv. *konvekce*. Teplejší plyn vzlíná vzhůru a je nahrazován sestupujícím chladnějším materiálem z vnějších vrstev. Tímto makroskopickým pohybem se efektivně realizuje přenos energie z nitra na povrch.

Podmínky vzniku konvekce aneb kdy ke konvektivnímu proudění nedojde? Představme si, co by se dělo, kdybychom nějaký vybraný objem plynu ve hvězdě poněkud vychýlili z jeho rovnovážné polohy směrem nahoru. To vychýlení nechť se děje klidně (rychlostí menší než je rychlost zvuku). Tlak v takovém putujícím objemu se velice rychle vyrovná s tlakem okolního, nehybného materiálu. Třebaže bublina materiálu cestuje podzvukovou rychlostí, je tento proces natolik rychlý, že při něm lze zanedbat výměnu energie s okolím např. prostřednictvím zářivé difúze. Fyzikálně tu tedy jde o víceméně adiabatický děj.

Nyní porovnejme hustoty a teplotu v průběhu výstupu oné bubliny s hustotou a teplotou materiálu v okolí. Pro jednoduchost budeme předpokládat, že se při výstupu

nemění chemické složení, dále že se okolní i vystupující plyn se chová jako plyn ideální. Za těchto okolností platí, že součin hustoty a teploty v bublině a v jejím okolí musí být tentýž, stejně jako musí být týž gradient tlaku v bublině a v jejím okolí. Zjistíme-li, že střední hustota vystupujícího objemu je vyšší než hustota okolí, pak zde převládne gravitace a zvolený objem se pozvolna začne navracet do své původní, rovnovážné polohy. Taková část hvězdy je pak vůči *konvekci stabilní*, konvekce se v ní podusí hned v zárodku. Jinak je tomu ovšem v tom případě, kdy v hustota materiálu v bublině bude nižší než hustota látky v okolí. V bublině dojde k narušení místní hydrostatické rovnováhy – gradient tlaku zde bude číselně větší než tíha objemové jednotky látky. Na bublinu bude tak působit jistá síla, která ji bude i nadále vytlačovat směrem k povrchu. Konvekce dostane zelenou a může se plně rozvinout.

To, který z uvedených případu reálně nastane, lze rozhodnout pomocí následující nerovnosti. Platí-li v určité části hvězdy relace, nazývaná též jako *Schwarzschildova podmínka*[0]):

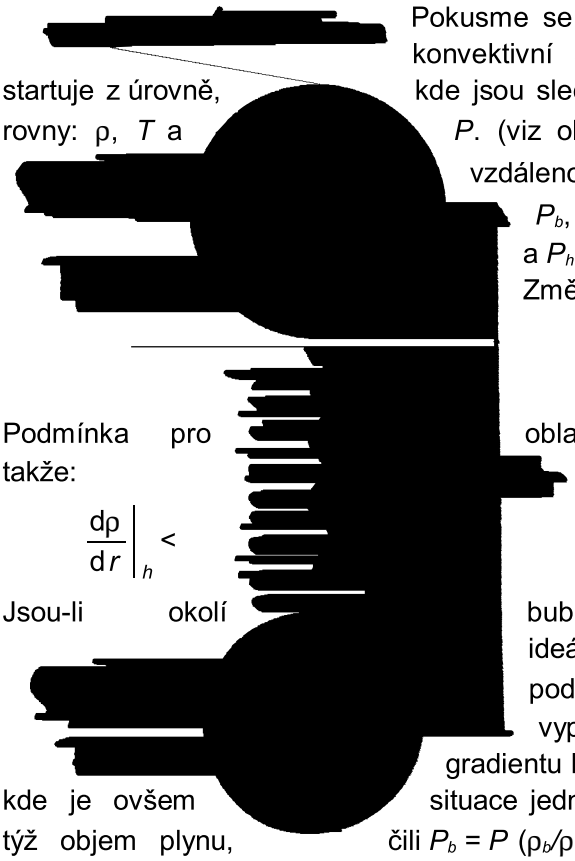
$$\frac{\mathrm{d}(\ln P)}{\mathrm{d}(\ln T)} > \frac{\gamma}{\gamma - 1},$$

kde γ je exponent adiabaty (Poissonova konstanta), pak je tato část hvězdy vůči konvekci stabilní. Poissonova konstanta pro jednočásticový plyn je rovna 5/3, takže zlomek napravo je 2,5.[0])

Obr. 5 *K odvození Schwarzschildovy podmínky konvektivní stability.*

[0]) Pojmenována po americkém astrofyzikovi MARTINU SCHWARZSCHILDOVI (1912-1997).

[0]) Ve Slunci, které je typickým představitelem chladnějších hvězd hlavní posloupnosti má hodnota výrazu vlevo lokální minimum v centru Slunce, kde klesá až k 3,0, ale i tam je vyšší než 2,5. Se vzrůstající vzdáleností od centra výraz pozvolna roste, maximální je v polovině Slunce, kde dosáhne až 5,2. Pak následuje velice svižný pokles daný vzrůstem opacity materiálu, a to až ke kritické hodnotě 2,5 ve vzdálenosti 0,7 $R_\odot$. Odtud až těsně pod povrch platí, že $\mathrm{d}(\ln P)/\mathrm{d}(\ln T)$ je roven 2,5. Znamená to, že uvedená vnější část obalu hvězdy je v konvektivní rovnováze, při níž její teplotní gradient je tu roven právě adiabatickému teplotnímu gradientu.



Pokusme se teď výše uvedenou Schwarzschildovu podmínku konvektivní stability odvodit. Nechť naše testovací bublina startuje z úrovně, kde jsou sledované stavové veličiny, tj. hustota, teplota a tlak rovny: ρ, T a P. (viz obr. 5) Poté, co bublina urazí ve svislém směru vzdálenost dr, změní se v bublině tyto veličiny na ρ_b, T_b a P_b, zatímco okolní materiál ve hvězdě bude mít ρ_h, T_h a P_h. Tlak v bublině i v okolí bude týž: $P_b = P_h = P + \mathrm{d}P$. Změnu hustoty při vzestupu o dr lze vyjádřit rozvojem:

$$\rho_h = \rho + \left.\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}r}\right|_h \mathrm{d}r, \qquad \rho_b = \rho + \left.\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}r}\right|_b \mathrm{d}r.$$

Podmínka pro oblast hvězdy, jež je stabilní vůči konvekci, zní: $\rho_h < \rho_b$, takže:

$$\left.\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}r}\right|_h < \left.\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}r}\right|_b.$$

Jsou-li okolí bubliny i bublina sama tvořeny chemicky homogenním ideální plynem, pak platí, že hustota plynu je úměrná podílu tlaku a teploty: $\rho_h/\rho = (P_h/P)/(T/T_h)$. Odtud lze vypočítat po chvilce úprav vypočítat hodnotu gradientu hustoty. Podobně lze postupovat v případě bubliny, kde je ovšem situace jednodušší o to, že se nám zde adiabaticky rozepnul týž objem plynu, čili $P_b = P\,(\rho_b/\rho)^{\gamma}$.

$$\left.\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}r}\right|_h = \frac{\rho}{P}\left[\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r} - \frac{P}{T}\left.\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r}\right|_h\right] < \left.\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}r}\right|_b = \frac{1}{\gamma}\frac{\rho}{P}\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r}.$$

Nyní je možné nerovnost upravit tak, aby na pravé straně stál pouze výraz pro teplotní gradient ve stabilní hvězdě:

$$\left(1-\frac{1}{\gamma}\right)\frac{T}{P}\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r} = \left.\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r}\right|_{ad} < \left.\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r}\right|_h.$$

Výraz nalevo má rovněž povahu teplotního gradientu: je to tzv. *superadiabatický teplotní gradient*. Vydělíme-li pravou (zápornou) stranou obě strany nerovnosti a obsahem závorky z levého výrazu lze konečně dojít k hledané relaci:

$$\frac{T}{P}\left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r}\right)^{-1}\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r} > \frac{\gamma}{\gamma-1} \quad \rightarrow \quad \frac{T}{P}\left(\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}T}\right) > \frac{\gamma}{\gamma-1} \quad \rightarrow \quad \frac{\mathrm{d}(\ln P)}{\mathrm{d}(\ln T)} > \frac{\gamma}{\gamma-1}.$$

V případě, že výše uvedená podmínka stability není splněna, dojde v příslušné části hvězdy k rozvoji konvekce. Konvekce se stává rozhodujícím mechanismem přenosu energie a určuje tak vnitřní stavbu hvězdy v daném místě. V celém objemu, kde konvekce probíhá, se nastolí teplotní gradient, který se jen nepatrně liší od superadiabatického teplotního gradientu, jehož velikost jsme odvodili výše. Platí tedy zhruba:

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r} = \left(1-\frac{1}{\gamma}\right)\frac{T}{P}\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r}.$$

Tam, kde se ve hvězdě objeví konvekce, přebírá na sebe i úlohu rozhodujícího mechanismu při přenosu energie z vnitřních částí hvězdy na povrch. V konvektivní oblasti hvězdy se v každém okamžiku setkáváme s mírně teplejšími (a tedy řidšími) ob-

jemy plynu, jež stoupají vzhůru, stejně jako s bublinami mírně chladnějšího (hustějšího) plazmatu, které sestupují dolů. Jde o jistou makroskopickou obdobu difúze, kde „částicemi“ jsou jednotlivé bubliny. Bublina při svém vertikálním pohybu hvězdou urazí určitou střední volnou dráhu, nazývanou zde *délka promíchávání*[0]), během níž se teplota objemu vyrovná s teplotou okolí. Jakmile se teploty vyrovnají, svislý pohyb se zastaví. Tento proces, při němž teplejší materiál putuje vzhůru a chladnější klesá dolů, vede k tomu, že konvektivní zónou postupuje ustálený tok energie směřující ven z hvězdy.

Ve hvězdách se v důsledku konvekce neustále přemísťuje z místa na místo značné množství látky, materiál se zde velmi důkladně promíchává. Oblasti, v nichž probíhá konvekce, jsou tudíž chemicky takřka homogenní. Tato okolnost nabývá značného významu v případě, kdy je konvekce vyvolána vysokou koncentrací zdrojů jaderné energie ke středu hvězdy. Konvektivní pohyby zde zajišťují spolehlivý přísun čerstvého jaderného paliva pocházejícího z celého objemu konvektivního jádra.

Konvekce ve vnějších vrstvách chladnějších hvězd je zase odpovědná za generaci mohutných lokálních magnetických polí, a tím i za nejrůznější projevy hvězdné aktivity.

Charakteristiky a životní doby hvězd různých hmotností

Horký plyn je vcelku slušný izolátor, nároky na výkon termonukleárního reaktoru jsou tudíž relativně skromné. U běžných hvězd se proto běžně setkáváme s překvapivě malým specifickým výkonem: 10^{-5} až 10^{-3} W/kg! Zásoby jaderné energie jsou spotřebovávány poměrně pomalu, což umožňuje hvězdám strávit v aktivní fázi svého života i řadu miliard let.

Izolační vlastnosti obalu hvězdy, který brání úniku tepla z horkých centrálních oblastí hvězdy ovšem silně závisejí na hmotnosti hvězdy. Porovnáme-li hvězdy různé hmotnosti ve srovnatelné fázi jejich vývoje, konstatujeme, že hvězdy s vyšší hmotností jsou vždy teplejší a řidší. Pro přenos energie to znamená, že materiál ve hvězdách hmotnějších má všeobecně menší opacitu, a nadto větší koncentraci nosičů energie - fotonů. Takový obal hůře izoluje horké vnitřní části a to je též hlavní příčinou toho, proč z hmotných hvězd vystupuje větší zářivý tok než z hvězd málo hmotných. Vzhledem k tomu, že po naprostou většinu dobu své aktivní kariéry jsou hvězdy v energetické rovnováze, znamenají vyšší zářivé výkony i vyšší tempo uvolňování nukleární energie v centrálních oblastech. Potřebný výkon je zde zajištěn především vyšší centrální teplotou.

Vše názorně dokládá následující tabulka, v níž podle sítě hvězdných modelů Gerarda Schallera et al. (1993) srovnáváme centrálních teplot a hustot hvězd různé hmotnosti ve chvíli, kdy se v centru plně rozhoří vodíkové reakce (ZAMS). Pro informaci uvádíme i dobu, kterou hvězda stráví na hlavní posloupnosti, čili v období, kdy spaluje v jádru vodík na helium. Tato doba představuje zhruba 85 % celkové doby aktivního života hvězdy.

---

[0]) Při výpočtech modelů hvězdného nitra se běžně využívá semiempirické „mixing length theory“, v níž se mj. předpokládá, že délka konvektivního promíchávání je srovnatelná s výškou tlakové škály H_p rozdílem vzdáleností od centra hvězdy, při němž klesne hodnota tlaku na $1/e$. Tedy:

$$\frac{1}{H_P} \equiv -\frac{1}{P}\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r} = \frac{\rho\, g}{P} \quad \rightarrow \quad H_P = \frac{P}{\rho\, g},$$

kde g je hodnota gravitačního zrychlení v daném místě, P tlak a ρ místní hustota materiálu. V místech, kde ve Slunci probíhá konvekce, činí tato veličina cca desetiny slunečního poloměru.

Hvězdy s větší hmotnosti čerpají své zásoby energie rychleji, a také je dříve vyčerpají. Dříve pak přejdou do některého z neaktivních stavů, v němž může pak hvězda setrvat prakticky věčně (bílý trpaslík, neutronová hvězda, černá díra).

hmotnost v M	$\log\left(\frac{L}{L_\odot}\right)$	centrální teplota	centrální hustota v kg/m^3	doba na HP v 10^6 letech
85	6,0	$42 \cdot 10^6$ K	1 700	2,8
40	5,4	$39 \cdot 10^6$ K	2 700	4,3
20	4,7	$35 \cdot 10^6$ K	4 500	8,1
9	3,6	$31 \cdot 10^6$ K	9 700	26
4	2,4	$26 \cdot 10^6$ K	26 000	160
2	1,2	$21 \cdot 10^6$ K	60 000	1 100
1	-0,2	$14 \cdot 10^6$ K	78 000	10 000
0,8	-0,6	$12 \cdot 10^6$ K	78 000	25 000

2.6 Rovnice stavby hvězd. Příčiny hvězdného vývoje

Přehled základních rovnic vnitřní stavby hvězd

Model hvězdy, stejně jako všechny modely reálných objektů, je jistým zjednodušením, karikaturou své předlohy, která však musí obsahovat všechny hlavní rysy objektu, který znázorňuje. V modelu idealizované nerotující, kulově symetrické statické hvězdy zachycují všechny základní děje či skutečnosti čtyři nelineární diferenciální rovnice 1. řádu, které vzájemně vážou čtyři neznámé funkce stavových veličin $P(r)$, $T(r)$, $M(r)$ a $L(r)$:

$$\frac{\mathrm{d}P(r)}{\mathrm{d}r} = -G\rho\,\frac{M(r)}{r^2},$$

$$\frac{\mathrm{d}M(r)}{\mathrm{d}r} = 4\pi r^2 \rho,$$

$$\frac{\mathrm{d}L(r)}{\mathrm{d}r} = 4\pi r^2 \rho\,\varepsilon,$$

V případě, že: $\frac{\mathrm{d}(\ln P)}{\mathrm{d}(\ln T)} > \frac{\gamma}{\gamma - 1}$: $\quad \frac{\mathrm{d}T(r)}{\mathrm{d}r} = -\frac{3\kappa\rho\,L(r)}{64\pi\sigma\,T^3 r^2}$, jinak:

$$\frac{\mathrm{d}T(r)}{\mathrm{d}r} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)\frac{T}{P}\,\frac{\mathrm{d}P(r)}{\mathrm{d}r}.$$

První rovnice znamená jistou formu zápisu zákona o zachování hybnosti, druhá je rovnicí zachování hmotnosti, třetí je rovnicí zachování energie a poslední rovnicí zachování toku energie.

V rovnicích se dále vyskytují stavové veličiny: hustota hvězdného materiálu ρ, energetická účinnost termonukleárních reakcí ε a opacita κ, které jsou funkcemi teploty, tlaku a chemického složení, čili parametrů (P, T, X, Y, Z). Průběh těchto funkcí známe buďto z laboratorních měření nebo z teorie. Dále tu platí řada více či méně triviálních okrajových podmínek, které musí řešení soustavy diferenciálních rovnic splňovat: pro $r = 0$ platí $M(r) = 0$, $L(r) = 0$, pro povrch hvězdy ($r = R$) dále pla-

P

tí: $P = 0$, $T = T_{ef}$ (efektivní teplota hvězdy)^0) kde $L(R) = 4\pi R^2 \sigma T_{ef}^4$ a $M(R) = M$. Celková hmotnost hvězdy a její zářivý výkon jsou přímo pozorovatelné veličiny. Modelování hvězdy pak spočívá v tom, že měníme vnitřní parametry hvězdy (třeba chemické složení) tak dlouho, až dostaneme shodu v pozorovaných veličinách.

Soustavu diferenciálních rovnic modelu stavby hvězdného nitra obecně nelze řešit analyticky. Proto je nutné diferenciální rovnice pozměnit na diferenční a řešit numerickými metodami. Již z tohoto důvodu vznikly prvé realistické modely niter až po roce 1960, kdy se do běžné výbavy hvězdných modelářů dostaly elektronické počítače.

Příčiny hvězdného vývoje

Hvězdným vývojem rozumíme časovou změnu charakteristik hvězdy a její vnitřní stavby. Zcela obecně lze říci, že *primární příčinou* hvězdného vývoje je fakt, že hvězdy nejsou se svým okolím v termodynamické rovnováze. Přinejmenším proto, že září do prostoru, zatímco z vnějšku dostávají energie nesrovnatelně méně. *Bezprostřední důvody hvězdného vývoje* tak souvisejí s povahou mechanismu, jímž se ve hvězdě uvolňuje energie. Pokud je jím smršťování, pak je důvod vývoje nasnadě: hvězda se zmenšuje, mění se její poloměr i výkon.

V případě, že jsou tepelné ztráty způsobené vyzařováním hrazeny z účtu jaderné energie, je situace méně názorná, neboť termonukleární reakce samy o sobě stavbu hvězdy nemění. Nicméně způsobují to, že se v místech, kde probíhají, postupně zmenšuje počet částic obsažených v 1 kg hvězdné látky. To vede k tomu, že tato látka hůře odolává tíze horních vrstev hvězdy - takřka nepřetržitě zahušťuje a současně ohřívá. Tyto změny jsou pak příčinou dalšího jaderného vývoje, během nějž se postupně zažehují reakce se stále vyšší „zápalnou“ teplotou. *Jaderné reakce probíhající v nitru hvězdy jsou tak nejen rozhodujícím zdrojem hvězdné energie, ale i motorem jejího nerovnoměrného vývoje*.

Další významnou příčinou hvězdného vývoje je *výměna látky s okolím*. Hvězda může látku přijímat, což se děje nejčastěji v průběhu vývoje těsných podvojných hvězdných soustav, nebo i ztrácet, a to jak spojitě, tak i diskrétně, naráz. Hvězdy vracejí svou látku do prostoru prostřednictvím hvězdného větru, při pulzacích (miridy), při rychlých i pomalých přetocích látky v těsných dvojhvězdách a konečně i během rozličných více či méně bouřlivých epizod jejich vývoje jako jsou oddělení obalu hvězdy vedoucí ke vzniku planetární mlhoviny, exploze nov a supernov všech druhů. Těmito procesy se může do mezihvězdného prostoru vrátit i 100% hmoty hvězdy (supernovy typu Ia).

Většinou se do prostoru dostává látka z vnějších, jaderným vývojem nedotčených vrstev hvězdy. Při bouřlivějších dějích se ale může mimo hvězdu dostat i látka, jejíž chemické složení bylo významně pozměněno jadernými procesy probíhajícími hluboko ve hvězdném nitru. Tato jaderně přeměněná látka, většinou významně obohacená o těžší prvky, se po opuštění hvězdy mísí s mezihvězdnou hmotou, z níž pak mohou vznikat další generace hvězd. Takto dochází k postupnému vývoji počátečního chemického

nitra doplňují jednoduchým modelem hvězdné atmosféry.

složení hvězd, což má samozřejmě vliv i na stavbu a průběh vývoje nově zformovaných hvězd.

Výpočet hvězdného vývoje

Koncept výpočtu hvězdného vývoje vychází ze skutečnosti, že procesy, které ve svých důsledcích vedou ke změnám stavby hvězd, jimiž jsou například změny chemického složení nebo hmotnosti hvězdy, probíhají pozvolna, takže se jim hvězda dokáže poměrně rychle přizpůsobit. Jinými slovy – hvězdu lze docela dobře ve většině fází jejího vývoje popsat jejím statickým modelem.[0]) Hvězdný vývoj pak můžeme reprezentovat seriálem vzájemně navazujících statických nebo kvazidynamických modelů hvězdy zachycujících proměnu nitra hvězdy v čase.

V klidných obdobích vývoje hvězdných modelů je hlavní příčinou změn pozvolná změna chemického složení látky v různých částech hvězdy, k níž dochází v důsledku probíhajících jaderných reakcí a promíchávání látky v konventivních zónách. Postupovat lze tak, že si pro statický model vypočítáme mj. i tempo, jímž je jaderné palivo v nitru stravováno a roznášeno konvekcí po hvězdě. Odtud odhadneme, jak se změní chemické složení hvězdného nitra za nějaký vhodně zvolený časový interval, dejme tomu za milion let. Pro toto nové chemické složení pak vypočítáme nový statický model hvězdy, který se bude od toho předchozího poněkud lišit. Tento nový model bude pak východiskem pro další model atd.

Z matematického hlediska je modelování vývoje hvězdného nitra řešením soustavy diferenciálních rovnic se speciálními okrajovými i počátečními podmínkami, zpravidla s předpokladem sférické symetrie. Zde se setkáváme se specifickými problémy v počátku, neboli v centru modelu, kde mají rovnice hvězdné stavby singularitu. Tuto „nepříjemnost“ je třeba mít na paměti a rovnice stavby v okolí centra nahradit jejich rozvojem s vhodným zanedbáním členů vyššího řádu.

Tento základní koncept modelování hvězdného vývoje, který byl navržen a poprvé vyzkoušen v šedesátých letech 20. století, je díky našim současným znalostem o chování látky za extrémních podmínek a možnostem počítačové techniky doveden do překvapující dokonalosti, která nám umožňuje pojednat hvězdný vývoj do těch nejmenších podrobností.

2.7 Stručné dějiny poznávání hvězdné stavby

Mechanická a energetická rovnováha ve hvězdách

První práce o nitru hvězd, sepsané Jonathanem Homerem Lanem (1819-80), A. Ritterem a Robertem Jacobem Emdenem (1862-1940) se objevily již v 19. století; jejich úroveň byla zrcadlem úrovně tehdejší teoretické fyziky. Hned od počátku si správně uvědomili, že hvězda musí být v *mechanické rovnováze*, tj., že tíhu horních vrstev musí nadlehčovat vztlaková síla daná vzrůstem tlaku ve hvězdě směrem jejímu centru. Vzhledem k tomu, že v ideálním plynu je tlak určen součinem hustoty a teploty, předpokládalo se, že směrem do středu roste obé.

Dále musí být hvězda v *rovnováze energetické*: musí vyrobit právě tolik energie,
doplněny i o dynamické členy. To se týká zejména rovnic mechanické a energetické rovnováhy .

kolik jí každým okamžikem vydá svým zářením. Vzhledem k tomu, že teplota směrem dovnitř roste, musí tu existovat ustálený tok energie z centra na povrch. Přenosem energie se kolem roku 1862 zabýval lord KELVIN[0]), který za rozhodující mechanismus přenosu tepla byla považována *konvekci.*

Arthur S. Eddington, největší postava mezi zakladateli oboru, však neomylně rozpoznal, že přenos zářivou difuzí bude u většiny hvězd účinnější než přenos promícháváním. Zároveň do svých úvah kromě tlaku plynu zahrnul též *tlak záření*, jehož existence plynula z Maxwellovy teorie elektromagnetického pole. Jeho modely pak ve třicátých letech 20. století zdokonalil EDWARD ARTHUR MILNE (1930).[0])

Chemické složení hvězdného nitra. Vztah L-M. Stav látky v nitru hvězd

Arthur Eddington začal své práce v roce 1916, kdy se ještě soudilo, že ve hvězdách po chemické stránce převládá železo. Vyšlo mu, že by v takových hvězdách měl dominovat tlak záření, nicméně teoretické předpovědi vztahů mezi poloměrem, hmotností a zářivým výkonem pozorování odporovaly.

V roce 1920 ale už bylo jasné, že v nitru hvězd musí být všechny prvky mimořádně silně ionizované, takže látka se za těchto podmínek chová stejně, bez ohledu na chemické složení. Jediné, co je tu skutečně důležité, je relativní zastoupení ostatních prvků vůči vodíku. Nové výpočty ukázaly, že tlak záření je podstatný jen v mimořádně hmotných (tj. teplých) hvězdách a že dokonce znemožňuje postavit stabilní hvězdu o hmotnosti větší než 100 sluncí.

Z Eddingtonových modelů plynných hvězd (1918) vyplynul *vztah mezi* jejich *hmotností a zářivým výkonem* (zveřejněn 1924).

Vše ovšem bylo odvozováno za předpokladu, že hvězdy jsou tvořeny ideálním plynem, což se ovšem nesrovnávalo s příliš vysokou průměrnou hustotou Slunce (1,4 násobek hustoty kapalné vody). Proto Eddington své výpočty aplikoval na hvězdné obry, kteří měli hustotu patřičně nízkou. Nejprve jeho teorie předpovídala výkony asi desetkrát větší, než se pozorovalo. Připustil-li, že alespoň třetinu látky tvoří vodík, pak došel k vynikající shodě pozorování a teorie, ovšem nikoli pro obry, ale pro trpaslíky – příslušníky hlavní posloupnosti.

V roce 1924 Eddington sám našel vysvětlení: i velmi hustý plyn v nitru trpaslíků je natolik žhavý, že se chová jako ideální. Je to dáno jak velkými postupnými rychlostmi částic, tak faktem, že ionizací se rozměry atomů výrazně zmenšují.[0])

Zdroje hvězdné energie

V 19. století se ještě vážně uvažovalo, že zdrojem sluneční a hvězdné energie může být chemická reakce (spalování uhlí) nebo dopady meteoritů na povrch hvězd. Lord Kelvin a HERMANN VON HELMHOLTZ (1821-94) přišli s úspěšnější hypotézou postupného

---

[0]) anglický fyzik, žijící v letech 1824-1907, zabývající se především termodynamikou, vlastním jménem WILLIAM THOMSON.

[0]) anglický astronom žijící v létech 1896-1950.

[0]) Poznamenejme, že vztah mezi hmotností a zářivým výkonem Eddington našel, aniž by cokoliv předpokládal o povaze energetických zdrojů hvězd! Je to tím, že zářivý výkon hvězdy je dán průběhem její vnitřní stavby, jež na vlastnostech zdrojů energie téměř nezáleží. Dnešní modely jsou pochopitelně složitější, uvažují i uvolňování hvězdné energie a různé typy přenosu tepla včetně vedení a Eddingtonem zavržené konvekce, základy hvězdnému modelářství však dal právě on.

gravitačního smršťování, nicméně ani oni nebyli schopni vysvětlit, jak je možné, že Slunce dokáže zářit tak dlouho.

Eddington již tušil, že ve hvězdách se energie uvolňuje procesy na subatomární úrovni, představy to však nebyly nijak konkrétní. To již Robert D'escourt Atkinson (1931) šel dál, když spekuloval o jaderné přeměně chemických prvků v nitrech hvězd a o postupném zachycování protonů atomovými jádry. Avšak teprve kolem roku 1937 dospěl vývoj fyzikální teorie natolik daleko, aby bylo možné tempo jednotlivých jaderných procesů vyjádřit i kvantitativně.

V roce 1939[0]) Hans Albrecht Bethe (*1906) prokázal, že při teplotách hvězdného nitra 10 až 20 milionů kelvinů je jediným skutečně účinným zdrojem energie uvolňovaná při postupné syntéze jádra helia ze čtyř jader vodíku. Reakce podle něj probíhají v tzv. *CNO cyklu (bicyklu)*, kde jádra uhlíku, dusíku a kyslíku vystupují coby katalyzátor. Tento proces hraje dominantní roli u hmotnějších hvězd, kde je v centru postačující teplota. U hvězd s nižší vnitřní teplotou se uplatňuje jiný sled reakcí 4 H $\rightarrow$ He, a to tzv. *protonově-protonový řetězec*, který odhalili Isadore Epstein (1950) a John B. Oke (1950).

Moderní modely hvězdných niter. Nový koncept hvězdného vývoje

S těmito zdroji hvězdné energie se životní doby hvězd odhadují na miliardy let. Motorem hvězdného vývoje je změna chemického složení centrálních částí hvězd, kde probíhají termonukleární reakce.

Skutečné výpočty realistických hvězdných modelů byly započaty již během 2. světové války a bezprostředně po ní, stav teorie je výtečně zachycen v monografii jednoho ze zakladatelů oboru Martina Schwarzschilda z roku 1958. O rok později publikuje Louis G. Henyey s kolektivem (1959) první moderní výpočetní metodu řešení rovnic hvězdné stavby vhodnou pro tehdejší elektronické počítače. V šedesátých letech právě na základě použití moderních výpočetních metod došlo k obrovskému rozšíření našich znalostí o hvězdném nitru i o hvězdném vývoji. Vznikly klasické práce skupin teoretiků soustředěných kolem německého astrofyzika Rudolpha Kippenhahna a jeho amerického kolegy Icko Ibena. Do výzkumu se úspěšně zapojují i ondřejovští stelární astronomové pod vedení Miroslava Plavce a jejich kolegové z Polska Jozef Smak, Bohdan Paczyński, J. Ziolkowski a další.

V současnosti se výpočtem modelů hvězdných niter zabývá řada astronomických pracovišť i jednotlivých astronomů, za zmínku pak stojí zejména hvězdné modely pocházející z dílny ženevské skupiny, které zohledňují jak ztrátu látky z hvězd např. v důsledku hvězdného větru, tak i moderní údaje o chování materiálu za podmínek, jež panují uvnitř hvězd.

Na základě práce těchto teoretiků vznikl i nový náhled na povahu hvězdného vývoje. Hvězda vzniká zhroucení oblaku mezihvězdné látky. Zahušťuje se a zahřívá, dokud v se v centru nezažehnou vydatné vodíkové reakce. Tehdy se parametry hvězdy, která je hvězdou *hlavní posloupnosti*, mění jen velmi pozvolna. Rychlejší vývoj nastává až když se v centru hvězdy vodík vyčerpá a vodíkové reakce se zapálí v obálce vyhořelého heliového jádra. Nitro hvězdy kontrahuje, obal se rozpíná, hvězda se stává hvězdným obrem. Pokud v jádru vystoupí teplota nad 100 milionů K, zapálí se v centru hvězdy i helium hořící *Salpeterovou reakcí* na uhlík a kyslík. Další vývoj závisí na hmotnosti hvězdy. Může skončit stadiem bílého trpaslíka, neutronové hvězdy, černou dírou nebo se po výbuchu supernovy může hvězda zcela rozplynout v prostoru.

[0]) viz Hans A. Bethe (1939)

2.8 Literatura, úlohy

Použitá a doporučená literatura

Adams, W. S.; Kohlschuetter, A.: *Some spectral criteria for the determination of absolute stellar magnitudes*, Astrophys. J. **40** (1914), 385

Adams, W. S.: *Some Recent Spectral Parallax Determinations*, Publ. Astron. Soc. Pacif. **28** (1916), 279

Atkinson, I. R. D'e: *Atomic synthesis and stellar energy*, Astrophys. J. **73** (1931), 250

Balek, V.: *Prečo svietia hviezdy?*, Alfa, Bratislava 1986

Bethe, H. A.: Phys. Rev. **55** (1939), 434

Hansen, C. J.; Kawaler, S. D.: *Stellar Interiors*, Springer, Heidelberg 1994

Henyey, L. G.; Wilets, L.; Böhm, K. H.; Lelevier, R.; Levee, R. D.: A *method for automatic computation of stellar evolution*, Astrophys. J., **129** (1959), 628

Kleczek, J.: *Plasma ve vesmíru a v laboratoři*, Nakl. ČSAV, Praha 1968

Kippenhahn, R.; Weigert, A: *Stellar Structure and Evolution*, Springer-Verlag, Berlin, 1994

Novotny, E.: *Introduction to Stellar Atmospheres and Interiors*, Oxford Univ. Press, New York 1973

Salpeter, E. E.: *Nuclear Reactions in Stars Without Hydrogen*, Astrophys. J. **115** (1952), 323

Schwarzschild, M.: *Structure and Evolution of the Stars*, Dover, New York 1965

Smith, R. C.; Worley, R.: *Gravity-darkening in star for general rotation laws*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **167** (1974), 199

Tayler, R. J.: *The Stars: their structure and evolution*, Cambridge University Press 1994

Úlohy a problémy

1. Byli jsme úspěšní a podařilo se nám v pozemské laboratoři vyrobit supertěžkou velmi slabě interagující částici. Ve chvíli svého zrodu byla vůči laboratoři v klidu. Jaký byl její další osud. Kde ji hledat? Hýbe-li se, pak jak? Pro jednoduchost předpokládejte, že Země je uvnitř homogenní.

[bude vykonávat harmonický pohyb se středem v centru Země]

2. Představte si, že máte hvězdu složenou z ideálního plynu, který je ovšem zcela dokonale tepelně vodivý. a) Jak by v nitru takové hvězdy závisel tlak na hustotě? b) Mohla by být taková hvězda stabilní?

[(a) $P \sim \rho$, (b) nikoli, $\gamma = 1 < 4/3$.]

3. Vypočítejte hodnotu gradientu tlaku a) nad zemskou mořskou hladinou a b) pod ní. Hustotu vzduchu uvažujete 1,205 kg/m^3, stlačitelnost vody zanedbejte.

[(a) 11,8 Pa/m, (b) 9,81 $\cdot 10^3$ Pa/m.]

4. Při klinických zkouška bylo zjištěno, že jeden z vašich žabích mužů nesnese větší přetlak než 2,4 atm. Jak hluboko byste ho beze svědků poslal, abyste se ho konečně zbavil?

[do 25 metrů.]

5. Jaký je rozdíl tlaků v hlavě a chodidlech při vzpřímeném postoji 1,80 m vysokého člověk. Co se změní, postaví-li se týž na hlavu?

[17 000 Pa = 0,17 atm]

6. Pomocí tabulky s charakteristikami hvězd hlavní posloupnosti ukažte, že hodnota centrálního tlaku roste zhruba nepřímo úměrně hmotnosti hvězdy.

7. Typického červeného obra si lze představit jako velice rozměrnou hvězdu o poloměru několika desítek R a hmotnosti cca 1 M a zhroucené, elektronově degenerované hvězdy o velikosti srovnatelné se Zemí a hmotností rovněž cca 1 M . Ukažte, tlak v centru obra (a tím i jeho stav) na charakteristikách obalu prakticky nezávisí.

8. Jaká je střední kinetická energie atomů vodíku, atomů helia a volných elektronů ve sluneční atmosféře o teplotě 5780 K. Jaké jsou jejich střední kvadratické rychlosti? Stačí k úniku ze sluneční atmosféry? Diskutujte.

[0,75 eV, 12,0 km/s, 6,0 km/s, 513 km/s, v_u = 618 km/s.]

9. Odhadněte počet částic v 1 m^3 látky ve sluneční fotosféře, víte-li, že její teplota je 5780 K a tlak 0,1 atmosféry. Porovnejte s koncentrací molekul v zemské atmosféře.

[1,3 $\cdot 10^{23}$ částic/m^3. Koncentrace ve fotosféře je 200krát menší než zemské atmosféře.]

10. Za zjednodušujícího předpokladu, že Slunce je složeno ze 30 % z He a 70 % z H a jde o plně ionizovaný plyn, vypočtěte celkový počet a) volných elektronů, b) protonů, c) α částic ve hvězdě.

[(a) 1,20 $\cdot 10^{57}$, (b) 8,36 $\cdot 10^{56}$, (c) 9,03 $\cdot 10^{55}$.]

11. Diskutujte, jak by se měnila střední atomová hmotnost slunečního materiálu μ, pokud by byl tento složen pouze z vodíku a hélia: $X = 0{,}70$, $Y = 0{,}30$ při cestě od povrchu hvězdy k centru.

Rozlište postupně tyto případy: a) oba plyny jsou neutrální, b) vodík je zcela ionizován, hélium je však takřka neutrální, c) vodík i hélium jsou právě jedenkrát ionizovány a d) oba plyny jsou úplně ionizovány. Diskutujte.

[(a) 1,29, (b) 0,678, (c) 0,645, (d) 0,615 – ze všeho nejdůležitější je stav vodíku, ostatní je pouze korekce]

12. Předpokládejte, že v určitém objemu vodíku o hustotě a teplotě T proběhly jaderné reakce, při nichž se všechna jádra vodíku spojila v jádra hélia. Jak se musí změnit součin teploty T' a hustoty ρ', aby v témže objemu ionizovaného helia panoval týž tlak jako před započetím jaderných reakcí. Vysvětlete tím, proč během stadia hvězdy hlavní posloupnosti teplota a hustota v centru monotónně rostou.

[$\rho' T' = \frac{8}{3} \rho T$]

13. Porovnejte tlak působící v nitru bílého trpaslíka o hmotnosti 1 M , poloměru 6000 km s tlakem ve slunečním nitru. Diskutujte s ohledem na chování látky, z níž jsou obě hvězdy tvořeny.

[tlak je zde $2 \cdot 10^8$krát větší, látka je ve stavu elektronově degenerovaného plynu]

14. Pro teplotu degenerace platí: $T_{deg} \sim 10^{-15} N_e^{2/3}$. Dokažte, že ve vysokoteplotním plazmatu hvězdného materiálu, tvořeném především zcela ionizovanými atomy a volnými elektrony, závisí koncentrace volných elektronů N_e na zastoupení vodíku X a hustotě materiálu ρ takto:

$$N_e = \frac{(1+X)\,\rho}{2\,m_H} \qquad T_{deg} \sim 450\ \mathrm{K}\ (1+X)\ \{\rho\}^{2/3}.$$

Pro materiál ve slunečním centru s hustotou $\rho_c = 1{,}5 \cdot 10^5$ kg m^{-3} spočtěte teplotu degenerace a porovnejte se skutečnou.

[$2{,}2 \cdot 10^6$ K, je tedy 18krát menší, než skutečná teplota: $1{,}5 \cdot 10^7$ K.]

15. Na půl cesty mezi středem a povrchem Slunce vládne teplota $3{,}4 \cdot 10^6$ K, tlak 10^6 Pa, hustota látky 1000 kg/m^3. Vypočtěte a) kolik látkových částic (volných elektronů, protonů, alfa částic, jader těžších prvků) obsahuje 1 m^3 látky látkových částic všeho druhu (předpokládejte standardní chemické složení a úplnou ionizaci všech atomů). b) Najděte střední vlnovou délku fotonů a stanovte o jaký typ záření tu jde, c) porovnejte se zářením vycházejícím z fotosféry. d) Jaká je koncentrace fotonů, porovnejte s počtem „látkových“ částic. Srovnáme-li charakteristiky tohoto plynu s charakteristikami rovnovážného fotonového plynu téže teploty, musíme dojít k závěru, že fotony jsou ve slunečním nitru dosti „vzácnými zvířaty“. e) Vypočtěte hustotu energie fotonového plynu a porovnejte s hustotou kinetické energie plynu. f) Porovnejte tlak záření s tlakem ideálního plynu. Z toho okamžitě plyne, že příspěvek fotonového plynu na celkovém tlaku je zanedbatelný – činí 1/1300 tlaku ideálního plynu. g) Vysvětlete, jak je potom možné, že se zde energie přenáší právě zářením?

[(a) $9{,}64 \cdot 10^{29}$ částic, (b) 1,6 nm, měkké rentgenové záření, (c) 600krát delší, (d) $8 \cdot 10^{26}$ fotonů/m^3: na 1150 částic připadá jeden foton, (e) 10^{11} J m^{-3}, 650krát

menší, (f) 1/(2x650) = 1/1300, (g) fotony se pohybují rychlosti světla a mají o několik řádů delší střední volnou dráhu než ostatní částice]

16. Předpokládejte, že se ve hvězdě o poloměru R a hmotnosti M hustota látky 1) vůbec nemění, 2) mění se nepřímo úměrně kvadrátu vzdálenosti od centra r. Vypočítejte pro oba případy: a) závislost této hustoty $\rho(r)$ vyjádřené pomocí střední hustoty hvězdy ρ_s, b) závislost té části hmotnosti hvězdy, která je pod poloměrem r M_r, c) průběh závislosti gravitačního zrychlení $g(r)$ vyjádřeného v povrchovém gravitačním zrychlení $g(R)$ a d) velikost potenciální (konfigurační) energie této hvězdy a rozdíly diskutujte.

[(a) $\rho_1(r) = \rho_s$, $\rho_2(r) = 1/3\ \rho_s\,(R/r)^2$, (b) $M_{r1} = M\,(r/R)^3$, $M_{r2} = M\,(r/R)$, (c) $g_1(r) = g_1(R)$ (r/R), $g_2(r) = g_2(R)\,(R/r)$, (d) $E_{pot1} = -\frac{3}{5}G\frac{M^2}{R}$, $E_{pot2} = -G\frac{M^2}{R}$].

17. Podle standardního slunečního modelu slunečního nitra má látka v centru hustotu $1{,}5 \cdot 10^5$ kg/m^3 a teplotu $1{,}5 \cdot 10^7$ K, hmotnostní zastoupení vodíku $X = 0{,}4$ a obsah hélia $Y = 0{,}6$, příspěvek těžších prvků je možno v prvním přiblížení zanedbat. Vypočtěte tlak, který zde působí, za předpokladu, že vodík a hélium jsou zde plně ionizovány a chovají se jako ideální plyn. Vypočtěte též tlak záření a oba tlaky porovnejte.

[$P_g = 2{,}3 \cdot 10^{16}$ Pa, $P_r = 1{,}3 \cdot 10^{13}$ Pa, $P_r/P_g = 6 \cdot 10^{-4}$]

18. Předpokládejte, že v centru Slunce vládne teplota $T_c = 1{,}4 \cdot 10^7$ kelvinů a směrem k povrchu hvězdy klesá lineárně. Vypočtěte závislosti na vzdálenosti od centra Slunce těchto veličin: a) teploty a teplotního gradientu, b) hustoty energie rovnovážného záření, c) gradientu hustoty energie, d) koncentrace fotonů, e) gradientu koncentrace fotonů. Dále odhadněte f) celkový počet fotonů ve hvězdě a porovnejte jej s počtem nukleonů, g) jaký je relativní poloměr a objem koule, v níž je obsažena polovina slunečních fotonů

[$x = r/\mathrm{R}$; (a) $T(r) = T_c\,(1\text{-}x)$, $\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r} = -\frac{T_c}{\mathrm{R}_S} =$ -0,020 K/m, (b) $\varepsilon = a\,T^4 = 2{,}90 \cdot 10^{13}$ J/m^3 $(1\text{-}x)^4$, (c) $\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\mathrm{d}r} = 1{,}67 \cdot 10^5$ J/m^4 $(1\text{-}x)^3$, (d) $n_f = 5{,}57 \cdot 10^{28}\,(1\text{-}x)^3$ fotonů/m^3, (e) $\frac{\mathrm{d}n_f}{\mathrm{d}r} = 2{,}40 \cdot 10^{20}\,(1\text{–}x)^2$ fotonů/m^4, (f) $N = 1{,}97 \cdot 10^{54}$ fotonů (přesnější výpočet dá $1{,}1 \cdot 10^{54}$ fotonů), částic ve Slunci je $2 \cdot 10^{57}$, (g) řešením rovnice: $40\,x^3 - 90\,x^4 + 72\,x^5 - 20\,x^6 - 1 = 0$, x = 0,421; 3,1 %]

19. U hvězd hlavní posloupnosti je nejdůležitější charakteristikou celková hmotnost hvězdy M. V intervalu spektrálních typů M5 až B0 platí, že poloměr $R \sim M^{3/4}$, a zářivý výkon $L \sim M^{7/2}$. Najděte, jak potom na hmotnosti závisí: a) efektivní teplota hvězdy T_{ef}, b) střední hustota hvězdy ρ_s , c) gravitační zrychlení na povrchu hvězdy g a d) centrální teplota hvězdy T_c, e) centrální tlak P_c

[(a) $T_{ef} \sim M^{1/2}$, (b) $\rho_s \sim M^{-5/4}$, (c) $g \sim M^{-1/2}$, (d) $T_c \sim M^{1/4}$, (e) $P_c \sim M^{-1}$]

20. Za předpokladu, že zářivý výkon hvězdy L závisí na hmotnosti hvězdy M tímto způsobem: $(L/L_\odot) = (M/M_\odot)^{7/2}$ vypočtěte, jak na hmotnosti hvězdy závisí poloměr dráhy r a perioda P hypotetické obyvatelné planety, na níž bychom naměřili touž hustotu zářivého toku, jakou nás oblažuje Slunce. Obě veličiny spočtěte pro případ hvězdy o hmotnosti a) 1,5 Slunce a b) 0,8 Slunce a c) 0,3 Slunce. Diskutujte.

[r = 1 AU $(M/M_\odot)^{7/4}$, P = 1 rok $(M/M_\odot)^{17/8}$, (a) 2,0 AU a 2,4 roku, (b) 0,67 AU a 0,62 roku, (c) 0,12 AU a 0,077 roku.]

21. Na jak dlouho by Slunci vydržela zásoba vodíkového paliva, kdyby bylo možné ve Slunci spálit veškerý vodík na hélium beze zbytku a zářivý výkon Slunce by celou dobu odpovídal výkonu dnešního Slunce. (Předpokládejte, že Slunce obsahuje 70% H a 30% He).

[70 miliard let]

22. Pokuste se všeobecně přístupnou formou vysvětlit fakt, proč je ke spojování jader helia zapotřebí vyšší teplota, než při vodíkových termonukleárních reakcích?

23. Určete o kolik kg se zmenšuje ročně hmotnost Slunce vyzařováním fotonů a jak dlouho by mohlo Slunce zářit svým současným výkonem, než by vyzářilo energii ekvivalentní své hmotnosti.

[$1{,}34 \cdot 10^{17}$ kg; $1.5 \cdot 10^{13}$ let]

24. Určete maximální hmotnost stabilní hvězdy, kterou připouští Eddingtonova mez, za předpokladu, že pro vysoké hmotnosti platí mezi zářivým výkonem L a hmotností hvězdy vztah: $L = M^{3,3}$.

[maximální hmotnost 97 $M_\odot$]

P

3 Hvězdné atmosféry

Naprostou většinu informací o hvězdách získáváme rozborem hvězdného záření. To k nám přichází z relativně velmi tenké vrstvičky obalující hvězdné nitro, nazývané hvězdná atmosféra. K tomu, aby bylo možné pomocí analýzy světla produkované touto částí hvězdy usuzovat na její stav a vlastnosti, bylo nutné mnohé vykonat v oblasti získávání spekter i v oblasti teoretického výkladu procesů, které ve hvězdných atmosférách probíhají.

Pochopení proč a jak hvězdy září, bylo nesnadné a ani v současnosti nedokážeme na řadu speciálních otázek dát uspokojující odpověď.

3.1 První pokusy o interpretaci hvězdného spektra

Obracení sodíkové čáry a Kirchhoffovy zákony

Základy hvězdné spektroskopie a teorie hvězdných atmosfér položili Robert W. Bunsen a Gustav-Robert Kirchhoff. Tito fyzikové jako první systematicky studovali spektra pozemských látek a zjistili, že kapaliny a pevné látky vysílají spojité spektrum, zatímco plyny emisní čárové. Prokázali rovněž, že každý prvek má charakteristický soubor vlnových délek, na nichž září, což umožňuje jeho bezespornou kvalitativní identifikaci.

Brzy přešli k průzkumu spekter kosmických objektů. Ve slunečním spektru je zaujal zejména výrazný čárový dublet, nacházející se v stejné oblasti jako žlutá sodíková dvojčára. Pro potvrzení předpokladu, že vlnové délky obou dubletů jsou identické, vložili před spektroskop namířený ke slunci plamen hořáku do žluta obarvený kuchyňskou solí. Očekávali, že sluneční čára bude potlačena, ke svému překvapení však shledali, že se ještě prohloubila. Záhadný jev byl nazván: *obrácení sodíkové čáry*.

Po sérii laboratorních pokusů 1859 Kirchhoff předložil berlínské Akademii správné řešení, které je i východiskem pro vysvětlení vzhledu spektra slunečního i spektra většiny hvězd: na pozadí hustého žhavějšího, pravděpodobně kapalného nebo pevného prostředí vnitřních částí Slunce se promítá řidší a chladnější plyn, který *absorbuje procházející záření přednostně v těch vlnových délkách, na nichž sám září.* Fraunhofferovy čáry jsou tmavé pouze relativně.

Počátky studia hvězdných spekter

Kirchhoffovo vysvětlení umožnilo jak kvalitativní, tak i kvantitativní diagnostiku plazmatu včetně kvantitativní chemické analýzy, a to na vcelku libovolnou vzdálenost. Už od roku 1862 začala soustavná prohlídka hvězdných spekter. Výzkumy brzy začaly přinášet kvalitativně nové informace.

Průkopníkem detailní spektrální analýzy byl WILLIAM HUGGINS (1824-1910), pracující v Londýně. Porovnáváním laboratorních spekter různých prvků se spektry hvězdnými identifikoval u Siria vodík, sodík, železo a hořčík, u Aldebaranu a Betelgeuze prokázal přítomnost železa, sodíku, vápníku, vizmutu a vodíku. Usoudil též, že atmosféry hvězd musejí být velmi teplé: vždyť i železo se tu vyskytuje v podobě par.

Velmi brzy se zjistilo, že spodní části hvězdných atmosfér nemusejí nutně být tvořeny jen kapalinou nebo pevnou látkou, jak zpočátku soudil Kirchhoff. Je-li vlastní těleso hvězd tvořeno dostatečně hustým (opticky tlustým) plynem, pak musí též vysílat spojité záření, podobně jako rozžhavená pevná či kapalná tělesa.

Další korekci Kirchhoffových zákonů znamenaly výsledky experimentů astronoma JOSEPHA NORMANA LOCKYERA (1836-1920) a chemika EDWARDA FRANKLANDA (1825-99), kteří už roku 1869 prokázali, že vzhled spektra závisí nejen na jeho chemickém složení, ale i na hustotě a teplotě zářícího materiálu. Podle nich pak má každý prvek charakteristické čárové spektrum, přičemž přítomnost čar a jejich intenzita závisí na fyzikálních podmínkách, v nichž plyn září.

Roku 1873 vedl Lockyer řadu dalších experimentů se spektry různých plynů v plameni, elektrickém oblouku a elektrické jiskře. Spektra těchže par se vzhledem k různé teplotě od sebe lišila. V chladnějším plynu se vyskytovaly pásy molekul, pak se spektrum zjednodušilo jen na čárová a i ta se měnila. Lockyer našel pro toto chování i své vysvětlení: molekuly se nejprve štěpí na atomy, ty pak opět na ještě jednodušší – *protoatomy* (čáry H a K ve spektru náležejí onomu „protovápníku“). Znepokojující ovšem byl fakt, že například u železa by takových jednodušších „protoželez“ muselo být nejméně 12! Navíc to bylo v rozporu s jinak bezchybnou periodickou soustavou prvků, kterou 1869 publikoval DMITRIJ IVANOVIČ MENDĚLEJEV (1834-1904).

Lockyerova práce měla svou cenu v tom, že v sobě obsahovala zárodek teorie ionizace prvků.

Postupně se zlepšovala přístrojová technika hvězdné spektroskopie. První stabilní spektroskopy se objevily na řadě tehdejších observatoří (Potsdam, Lick, Pulkovo, Paříž…) už v roce 1890, k zaznamenávání spekter se začaly používat fotografické desky schopné uchovat získané informace prakticky neomezeně dlouho. Tehdejší spektrografy ještě neumožňovaly kalibraci v intenzitě, takže se prvá astrofyzikální spektroskopická pozorování soustřeďovala zejména proměřování vlnových délek spektrálních čar. Ze změn radiálních rychlostí tak byla objevena i řada spektroskopických dvojhvězd.

Fyzika a astrofyzika na počátku 20. století

Ke konci 19. století měli astrofyzikové řadu výkonných přístrojů, jimiž získali spektra desetitisíců hvězd, měli k dispozici i množství fotometrických údajů. Za touto pozorovací praxí však silně pokulhávala teorie, která většině z pozorovaných skutečností neposkytovala uspokojivé vysvětlení.

Astrofyzika, stejně jako experimentální fyzika, měla vůči teoretické fyzice náskok třeba v tom, že:

a) Kirchhoff zjistil, že každý plyn vysílá své charakteristické spektrum, nevědělo se však proč. Nic nebylo známo o stavbě atomu.
b) Už Lockyer zjistil, že se intenzity čar prvků s teplotou mění. Nikdo však netušil proč. Chyběla teorie excitace a ionizace prvků.
c) Nebylo vysvětleno ani spojité záření hvězd, i když bylo jasné, že nese informaci o teplotě fotosfér. K tomu, abychom ji mohli rozšifrovat, bylo nutno počkat na rozvoj termodynamiky a teorie záření.

Revoluce ve fyzice začala už v polovině 19. století, kdy se začala rozvíjet *kinetická teorie plynu*, kde se (zprvu pod nátlakem chemie) uplatnil pojem atomů a molekul.

Na přelomu 19. a 20. století učinila teoretická fyzika nevídaný pokrok. Fyzika hvězd tak mohla od experimentu a empirie přejít k teoretickému výkladu a zobecnění. Sepětí fyziky a astrofyziky té doby bylo velice tvůrčí, oboustranně prospěšné a inspirující. V pomoci a přispění teoretické fyzice, zejména termodynamice a atomistice, zřejmě tkví největší „praktický“ přínos astronomie 20. století.

Pro fyziku hvězd byl mimořádně důležitý poznatek, že teplota plynu je mírou kinetické energie jeho molekul, stejně jako Boltzmannovy úvahy o rozdělení energie mezi atomy při dané teplotě.

Již v roce 1859 Kirchhoff zjistil, že v dutině se stěnami o téže teplotě vzniká záření, jehož charakteristiky závisejí *pouze* na této teplotě, nikoliv na vlastnostech stěn. Fyzikové Otto Lummer a Wilhelm Wien v roce 1895 toto záření *absolutně černého tělesa* realizovali dutinou s vyčerněnými stěnami s nepatrným otvůrkem, z něhož zkoumané záření vystupovalo.

Povaha tohoto tzv. *tepelného záření* byla pochopena do detailů až v roce 1900 Maxem Planckem. Planckův zákon pro záření absolutně černého tělesa vysvětlil již dříve známý Stefanův zákon, objasnil též proč a jak se spolu s rostoucí teplotou posunuje maximum vyzařované energie do ultrafialové oblasti spektra. To konečně umožnilo astronomům porozumět spojitému spektru hvězd.

Bohrův[0]) model a zejména pak dokonalejší modely atomů sestrojené řešením rovnic kvantové mechaniky konečně (po 50 letech) objasnily fakt, proč mají určité prvky svoje charakteristické čárové spektrum.

Bohrův model atomu byl uveřejněn 1913 a pak byl postupně zdokonalován například Arnoldem J. W. Sommerfeldem (1868-1951). Záporně nabitý elektron, elektrostaticky vázaný k opačně nabitému jádru, tu může zaujmout jen určité dráhy (stavy) a určité energie. Atom může pohlcovat nebo vysílat energetická kvanta – *fotony*, jejichž energie je rovna energetickému rozdílu počáteční a konečné dráhy. To je ovšem zcela neklasická představa, jež si brzy vynutila vznik nové disciplíny teoretické fyziky – tzv. *kvantové mechaniky*. Ta opustila představu prostorové dráhy a přestala být prvoplánově názornou.

Modely hvězdných atmosfér

S myšlenkou, že Slunce, jakož i další hvězdy jsou obaleny atmosférou, přišel už v roce 1832 David Brewster (1781-1868). Ten si povšiml, že při západu zesílí ve spektru Slunce některé

[0]) Niels Hendrik David Bohr (1885-1962), dánský fyzik, jeden z nejvýznačnějších fyziků všech dob, nositel Nobelovy ceny (1922).

čáry, o nichž usoudil, že jde o čáry vznikající v zemské atmosféře. Objevil tedy tzv. *telurické* čáry. Analogicky usuzoval, že ostatní čáry by snad mohly vznikat *v atmosféře Slunce*.

1861 se Kirchhoff přímo vyslovil, že vlastní těleso Slunce je tvořeno rozžhavenou pevnou nebo kapalnou látkou (spojité sluneční spektru), přičemž toto těleso je obaleno chladnější atmosférou (čárové spektrum). V rozporu s tím ovšem byla zjevná „velká vnitřní pohyblivost" fotosféry, pozorovaná zejména v oblasti skvrn, která se neslučovala s představou tuhé či kapalné sluneční materie. Brzy se však přišlo na to, že je-li žhavý plyn dostatečně hustý, pak může i on zářit ve všech vlnových délkách. Všeobecně se pak soudilo, že Slunce je složeno ze žhavých plynů.

Ostrý okraj Slunce pak vysvětlil 1865 Hervé Faye (1814-1902) tím, že jde o svítící oblaky kondenzovaných par sodíku, vápníku a uhlíku. Ty vystupují tak vysoko, že začnou kapalnět a prší pak dolů jako déšť, jenž se pak znovu vypařuje.

Jakkoli je toto vysvětlení mylné, ukazuje na celkový obrat v nazírání na Slunce, které (na rozdíl od Herschelova mínění) musí být žhavé celé! Obrat je důsledkem toho, že se začal i pro dění ve vesmíru aplikovat *zákon zachování energie*, který ve 40. letech 18. století formulovali Julius Robert Mayer (1814-87) a James Prescott Joule (1818-89). Na jeho základě pak Faye již tvrdil, že teplo vzniká v nitru Slunce a k jeho povrchu je přenášeno výstupnými proudy (konvekcí), které létě dávají vznik kupovitým mrakům - kumulům.

Další pokrok v teoretické fyzice a astrofyzice vedl i k výrazné změně i v náhledu na povahu hvězdných atmosfér. Nicméně ještě počátkem 20. století mezi astronomy převládala představa, kterou koncem minulého století formuloval Charles Augustus Young (1834-1908): teplejší fotosféru tvoří horní hranice neprůhledných oblaků ze zkondenzovaných par uhlíku a kovů, nad ní je chladnější atmosféra, v níž vzniká čárové spektrum.

Astrofyzikové Arthur Schuster a Karl Schwarzschild tuto domněnku podrobili matematickému rozboru: jako první řešili *rovnici přenosu záření*. Výsledky modelu testovali na pozorovaném *okrajovém ztemnění Slunce*. Už v roce 1902 Schuster shledal, že pozorovanému okrajovému ztemnění Slunce nelze vyhovět jinak, než předpokladem, že i tzv. „obracející vrstva" sama září ve spojitém spektru. Čím se tedy liší od fotosféry?

1906 Karl Schwarzschild prokázal, že není důvod dělit atmosféru na fotosféru a obracející vrstvu, vše je totiž fotosféra. Spojité i čárové spektrum vzniká ve všech vrstvách současně. Rozdíl je jen v tom, že spojité záření k nám přichází *povětšinou* z teplejších nižších vrstev a záření v čarách výše položených vrstev.[0])

Veškerý tento vývoj umožnil vybudovat teorii hvězdných atmosfér, pomocí níž bylo možné analýzou hvězdného světla získat velké množství cenných informací nejen o stavu povrchových vrstev hvězd, ale i diagnostikovat hvězdné nitro. Teorie hvězdných atmosfér je spojena se jmény jako Edward A. Milne, Albrecht Unsöld (1905-95) a Richard N. Thomas.

Počítat realistické modely hvězdných atmosfér a na nich založená teoretická spektra bylo možné až poté, kdy se podařilo nashromáždit obrovské kvantum spolehlivých údajů např. o energetických přechodech v atomech všech možných prv-

[0]) Většina spojitého záření k nám přichází z vrstvy tlusté pouze 100 km – proto se nám zdá sluneční okraj tak ostrý.

ků i jejich iontů.[0]) Všechny tyto výpočty jsou mimořádně komplikované a zdlouhavé, takže je možné je zvládnout jen na těch nejvýkonnějších počítačích.

Známé a všestranně používané jsou modely hvězdných atmosfér zkonstruované Dimitri Mihalasem, Robertem Kuruczem, ze současnosti pak též Ivanem Hubeným a skupinou kolem R. P. Kudritzkého. U nás se modelováním hvězdných atmosfér zabývá pracovní tým vedený Jiřím Kubátem z Astronomického ústavu AV ČR v Ondřejově.

Lze konstatovat, že se již podařilo dosáhnout pozoruhodné shody teorie s pozorováním pro spektra stacionárních nepříliš rychle rotujících hvězd s běžným chemickým složením. Značného pokroku bylo dosaženo i při interpretaci spekter hvězd s dynamickou atmosférou, silným hvězdným větrem (John I. Castor, David C. Abbott, Richard I. Klein (1975)) a rozsáhlou sférickou atmosférou.

V každém případě je možné náš dnešní pohled na stavbu hvězdných atmosfér a dějů, které ji určují, považovat za jeden z největších triumfů astrofyziky druhé poloviny 20. století.

3.2 Co je to hvězdná atmosféra?

Definice atmosféry

Hvězdy, jakožto plynné útvary držené pohromadě vlastní gravitací, nemohou mít a také ani nemají ostrý okraj. Volně přecházejí do okolního kosmického prostředí. Vnitřní části hvězd jsou přímému pozorování nepřístupny. Jsou skryty za opticky hustými, neprůhlednými vrstvami hvězdy. Tyto vnitřní vrstvy se nacházejí ve stavu tzv. lokální termodynamické rovnováhy, která se od dokonalé termodynamické rovnováhy liší jen v detailech.

Směrem k povrchu však hustota a teplota hvězdného materiálu klesají, klesá tak i jeho schopnost beze zbytku pohlcovat či rozptylovat procházející záření. Část procházejících fotonů tak navždy uniká do kosmického prostoru a odnáší s sebou energii. Dochází zde tedy k jednosměrnému toku energie, což je ovšem známkou závažného narušení izolace systému, která je základní podmínkou termodynamické rovnováhy.

Hvězdná atmosféra je oblast hvězdy, z níž k nám přichází její záření. Je to oblast, kde je z tohoto důvodu více či méně narušen stav termodynamické rovnováhy. Největší část záření (99 %), zejména v optické oblasti spektra, pochází z tzv. *fotosféry*. U většiny hvězd pozorujeme existenci ještě dalších, svrchních, opticky řídkých vrstev atmosféry – *chromosféry* a řídké a horké *korány*.

Důkazy existence hvězdných atmosfér

a) Kdyby hvězda o poloměru R a o zářivém výkonu L neměla atmosféru, pak by zářila jako absolutně černé těleso s povrchovou termodynamickou teplotou T:

$$L = 4 \pi R^2 \sigma T^4.$$

Spektrum takovéto hvězdy by bylo nutně spojité s průběhem, který odpovídá Planckově křivce pro příslušnou teplotu. Ve spektru by neexistovaly žádné spekt-

[0]) V moderních modelech hvězdných atmosfér se běžně počítá s několika desítkami milionů přechodů a jim odpovídajících spektrálních čar.

rální čáry. Jedinou informaci, kterou bychom z takového spektra mohli získat, by byl údaj o povrchové teplotě.

Skutečností však je, že rozložení energie ve spektru hvězdy se od rozložení energie absolutně černého tělesa liší celkově i v jednotlivých detailech – ve spektru hvězd pozorujeme absorpční, občas i emisní čáry různých prvků, ani průběh spojitého pozadí přesně nesouhlasí s Planckovou křivkou. Teploty odvozené z průběhu různých částí křivky rozložení energie se od sebe obecně liší.

b) Pokud by například Slunce zářilo jako absolutně černé těleso, pak by mělo též vlastnosti tzv. *kosinového zářiče*, tj. takového zářiče, jehož každá ploška do prostoru vysílá zářivý tok Φ_e úměrný $\cos\alpha$, kde α je úhel mezi směrem k pozorovateli a normálou k plošce. Vzhledem k tomu, že pod stejným úhlem pozorujeme i dotyčnou zářící plošku, bude prostorový úhel, pod nímž se nám tato ploška jeví, rovněž úměrný $\cos\alpha$. Jas plošky, úměrný podílu obou veličin, pak tedy na sklonu pozorované plošky nezávisí.

Sluneční kotouč by měl mít všude stejný jas. Že tomu tak tomu není, se můžeme snadno přesvědčit, prohlédneme-li si obraz Slunce promítnutého dalekohledem na stínítko. Sluneční disk viditelně jeví *okrajové ztemnění* – jeho jas se směrem k okrajům zmenšuje.

Vysvětlením je skutečnost, že naprostá většina zářivého výkonu hvězdy k nám přichází z oblastí hvězdy, jejichž stav je více či méně vzdálen od stavu termodynamické rovnováhy. Značnou roli tu pak hrají nejrůznější nerovnovážné děje, které o povaze prostředí prozrazují mnohem více, než v případě dokonalé termodynamické rovnováhy. De facto všechny znalosti o hvězdách, které jsou založeny na pozorování, vycházejí z rozboru jejich světla, které k nám přichází z jejich atmosféry. Vždy je však dobré nezapomínat, že tato atmosféra představuje hmotnostně jen nepatrnou část hvězdy[0]) a vyvozovat z jejích vlastností nějaké dalekosáhlé závěry týkající se hvězdy jako celku bývá občas docela odvážné.

Okrajové ztemnění Slunce je dáno tím, že záření z centra kotouče a z jeho okrajů k nám přichází z různé hloubky sluneční fotosféry.

Sluneční fotosféra je vrstva v hydrostatické rovnováze, což znamená, že v ní tlak i hustota výrazně klesají s rostoucí výškou. Současně je fotosféra účinně ochlazována vlastním vyzařováním, což je příčinou skutečnosti, že v ní teplota s rostoucí výškou klesá – ve fotosféře pozorujeme výrazný teplotní gradient. Většina záření k nám přichází z poměrně tenké vrstvičky hvězdy, kde fotosféra začíná být opticky hustá. Hlubší vrstvy tak už nevidíme, neboť je stíní vrstvy výše položené. Rovněž tak ze svrchnějších vrstev k nám zase přichází málo světla, tentokrát hned ze dvou důvodů – tyto vrstvy jsou řídké a navíc mají obvykle nižší teplotu. Největší díl záření do prostoru vysílá ta část hvězdy, kde je její optická hloubka $\tau \sim 0{,}7$ až $1{,}0$. Jas příslušné plošky je pak určen teplotou této vrstvy. Vzhledem k tomu, že v centru disku dohlédneme hlouběji dovnitř hvězdy, vidíme zde teplejší vrstvy, než na okraji kotouče.

[0]) Hmotnost sluneční atmosféry činí jednu desetimiliardtinu hmotnosti celého Slunce!

Rozborem okrajového ztemnění lze získat představu o stavbě hvězdné fotosféry, konkrétně o gradientu teploty v ní.

Bohužel tuto diagnostickou metodu lze použít jen v omezeném počtu případů, neboť kromě Slunce jsou od nás hvězdy příliš daleko, takže je pozorujeme jen jako pouhé bezrozměrné body. Z tohoto důvodu se astronomové již dávno soustředili spíše na rozbor hvězdného spektra a spektrální analýza se stala základní astrofyzikální metodou výzkumu hvězd. Při výkladu hvězdných spekter se neobejdeme bez zevrubného pochopení interakce záření s atomy a molekulami, začneme proto se stručným přehledem atomové fyziky.

3.3 Základy atomové fyziky

Stavba atomu

O atomech (řecky „atomos“ odpovídá českému „nedělitelný“), jako o nejmenších částečkách hmoty, hovořili již řečtí filozofové, nicméně správná představa o vlastnostech těchto diskrétních součástek hmoty vznikla až ve 20. letech tohoto století, poté, co se konstituovala *kvantová mechanika*. Předně, atom není nedělitelný, ale sestává ze dvou součástí – rozměrově malého kladně nabitého jádra, v němž je uložena převážná část hmotnosti atomu, a z elektronového obalu.

Jádro je tvořeno kladně nabitými protony a neutrálními neutrony s hmotnostmi: $m_p = 1{,}6726 \cdot 10^{-27}$ kg a $m_n = 1{,}6749 \cdot 10^{-27}$ kg. Tyto hmotnostně nepatrně odlišné částice, zvané též *nukleony*, v jádru o velikosti asi 10^{-15} m pospolu poutají přitažlivé krátkodosahové jaderné síly (silná interakce), které mezi protony a neutrony nečiní rozdílu. Počet nukleonů v jádru atomu udává tzv. *atomové číslo A*, počet protonů je dán tzv. *protonovým číslem Z*, jež určuje jak celkový náboj jádra ($1{,}602 \cdot 10^{-19}$ C $\cdot$ Z), tak i chemické vlastnosti prvku. Název prvku je rovněž dán protonovým číslem ($Z = 1$ – vodík, $Z = 2$ – helium, atp.). Hmotnost jádra m_j je dána součtem hmotnosti nukleonů a hmotnosti odpovídající konfigurační energii E_{kon}:

$$m_j = Z\, m_p + (A–Z)\, m_n + \frac{E_{kon}}{c^2}.$$

Konfigurační energie, neboli energie jaderné vazby je vždy nekladná a obvykle nezanedbatelná. Hraje závažnou roli při jaderných procesech, při nichž se mění struktura jádra. Množina všech atomů se stejným protonovým číslem Z jsou *izotopy* určitého prvku s atomovým číslem A. Označují se zpravidla takto: ${}^{A}_{Z}$Prvek. Například ${}^{3}_{2}$He je izotop helia, tj. v jeho jádru se vyskytují 2 protony a celkem 3 nukleony, čili jeden neutron a dva protony.

Pokud je vazební energie (záporně vzatá konfigurační energie) přepočtená na jeden nukleon příliš malá, jádro se samovolně rozpadá (*přirozená radioaktivita*) nebo přeměňuje na pevněji vázané součásti. Charakteristikou rozpadu je tzv. poločas rozpadu. Pokud je tento poločas několikanásobně vyšší než stáří vesmíru, pak hovoříme o tzv. *stabilních izotopech*. Nejstabilnější jsou takové jaderné konfigurace, kde v jádru neutrony mírně převažují nad protony.

Jaderná interakce je zprostředkována výměnou *mezonů*. Nukleony spolu s rodinou podobných těžších částic nazývaných *baryony* i částice střední hmotnostní kategorie – mezony jsou tvořeny ještě elementárnějšími částicemi – *kvarky*. Známe tři rodiny kvarků. První rodina kvarků *u* a *d* vytváří běžné nukleony. Druhá rodina kvarků *s* a *c* a třetí rodina kvarků *b* a *t* vytvářejí částice, které na Zemi můžeme generovat jen pomocí urychlovačů. Ke každému kvarku existuje i jeho antičástice – antikvark. Baryony jsou pak tvořeny třemi kvarky a mezony dvojicí kvark-antikvark. Důležitou fyzikální veličinou, která odlišuje baryony od nebaryonů je tzv. *baryonové číslo*. Kvarky mají baryonové číslo 1/3, antikvarky –1/3, baryony charakterizuje baryonové číslo 1, mezony pak 0. Kvarky spojuje do elementárních částic silná interakce, zprostředkovaná osmicí částic zvaných gluony. Silná interakce stojí též v pozadí jaderné síly držící pohromadě nukleony v atomovém jádru.

Záporně nabité elektrony[0]) ke kladnému jádru váže elektrostatická[0]), Coulombova síla. Rozměry elektronového obalu jsou řádově 10^{-10} m. Pokud je počet protonů a elektronů v atomu týž, je jeho celkový elektrický náboj přesně nulový, jde tudíž o tzv. *neutrální atom*. Dodáme-li atomu dostatečnou (ionizační) energii, může se elektron z vázaného systému atomu uvolnit, dojde k ionizaci atomu. Atom se stává elektricky nabitým, *iontem*. V iontech povětšinou elektrony v elektronovém obalu chybějí, jde tedy o tzv. *pozitivní ionty*, výjimečně se však setkáme i se stabilními ionty, kde elektron přebývá – nejznámější je *negativní iont* vodíku s protonem a dvěma elektrony.

Ionty jsou označovány podle svého celkového elektrického náboje atomu: neutrální vodík – H, ionizovaný vodík, čili samostatný proton – H^+, vodík se dvěma elektrony, čili negativní iont vodíku – H^-. Více chybějících elektronů v obalu se označuje příslušným počtem znamének + v exponentu. Ve spektrální analýze se zavedl jiný, alternativní způsob označování iontů – spektrální čáry neutrálních prvků se označují symbolem I – Ca I je neutrální vápník. Pokud je prvek jednou ionizovaný, označuje se římskou číslicí II: He II, n-krát ionizovaný prvek: Prvek (n+1) v římských číslicích: Fe XV – čtrnáctkrát ionizovaný atom železa.

Atom vodíku. Energetické hladiny

Nejjednodušším neutrálním atomem je atom vodíku sestávající pouze ze dvou částic: kladného a hmotného protonu a lehkého elektronu.

V případě, že takovou soustavu dvou opačně nabitých částic, jež drží pohromadě elektrostatickou silou, řešili klasicky, dospějeme k trajektoriím obdobným trajektoriím planet ve sluneční soustavě. Nepřekvapí nás to, pokud si uvědomíme, že síla gravitační i elektrostatická je nepřímo úměrná kvadrátu vzdálenosti. Trajektorie elektronu v „klasickém“ atomu vodíku jsou kuželosečky, v jejichž jednom ohnisku se nachází kladné jádro, tedy proton. Velká poloosa kuželosečky je a, přičemž energie (součet kinetické a potenciální energie) $E \sim -1/a$. Tvoří-li elektron s protonem vázanou soustavu, pak $E < 0$ a trajektorií je elipsa. Limitní případ je $E = 0$, kdy se elektron pohybuje po parabole $a \to \infty$. Elektron je volný, jestliže $E > 0$, tehdy se pohybuje kolem protonu po hyperbole – i v nekonečnu má nenulovou rychlost.

---

[0]) Elektrony patří mezi tzv. *leptony*, což jsou částice, na něž silná interakce nepůsobí. Leptony dělíme do tří rodin: k první patří známý záporně nabitý elektron e^- a jeho neutrální partner elektronové neutrino ν_e a jejich antičástice – pozitron e^+ a elektronové antineutrino, druhou tvoří mion μ a mionové neutrino ν_μ a třetí tauon τ a tauonové neutrino ν_τ.

[0]) Elektromagnetickou interakci zprostředkovávají fotony.

P

Pokud jde o velikost energie, kterou by vázaný systém sestávající z protonu a elektronu mohl nabýt, neklade klasická teorie žádná omezení. Energie atomu může být libovolná. Tomu však pozorování nenasvědčují. Elektron v atomu se nechová jako klasická, bezrozměrná záporně nabitá částice, ale spíše jako stojatá vlna. Kvantová mechanika, kterou je nutno v případě popisu chování elektronů v atomu použít, povoluje jen některé energie atomu, některé stavy.

Ukazuje se, že soubor „povolených" energií je pro každý iont zcela charakteristický. Vždy je zde možné najít tzv. *základní energetickou hladinu* – minimální energii, kterou může atom dosáhnout. Nad touto hladinou existuje nekonečný počet diskrétních energetických hladin, a to až do stavu, kdy se energie soustavy elektron+zbytek atomu blíží nule. Nad touto hranicí se již elektron od zbytku atomu odpoutává – jde tedy o volný elektron. Ten může nabývat libovolně velké energie, což odpovídá skutečnosti, že elektron přibližující se k protonu z nekonečna může nabývat libovolné rychlosti v, $E = \frac{1}{2} m v^2$.

Zabývejme se nyní vázanými stavy samotného atomu vodíku. V prvním přiblížení platí, že atom vodíku může nabývat pouze tyto energie:

$$E(n) = \frac{E_1}{n^2},$$

kde E_1 je energie základní hladiny, $E_1 = -13{,}595$ eV (1 eV = $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ J), n je přirozené číslo nazývané též *hlavní kvantové číslo*. E_1 odpovídá minimální energii, kterou je nutno dodat atomu v základním stavu, aby jeden z jeho elektronů atom opustil. Označuje se běžně jako *ionizační potenciál*.

Dosazením do výše uvedeného stavu dostáváme následující sled povolených energií vodíku: $E_2 = -3{,}4$ eV, $E_3 = -1{,}5$ eV, $E_4 = -0{,}85$ eV, $E_5 = -0{,}54$ eV… pro $n \to \infty$, $E \to 0$.

Kvaziklasický poloměr elektronové dráhy, čili efektivní vzdálenost elektronu od jádra, a(n) pro kvantové číslo n:

$$a(n) = a_1 n^2,$$

kde a_1 je tzv. *Bohrův poloměr,* $a_1 = 5{,}29 \cdot 10^{-11}$ m. Rozměry „elektronových drah" pro nízká kvantová čísla jsou poměrně malé, s vyšším kvantovým číslem však dramaticky rostou. Při $n = 200$ je však rozměr excitovaného atomu makroskopický a takový atom v tomto excitovaném stavu může setrvat jen zanedbatelně krátkou dobu.

Kvalitativně podobnou strukturu povolených energetických hladin mají i atomy s větším počtem elektronů.

Stav elektronu v atomu je dán uspořádanou čtveřicí *kvantových čísel* <*n,l,m,s*>. V atomu vodíku je energie příslušného stavu funkcí pouze hlavního kvantového čísla *n*. Výběrová pravidla daná zákony kvantové mechaniky připouštějí pro pevně zvolené hlavní kvantové číslo celkem $2n^2$ kombinací ostatních, vedlejších kvantových čísel. Říkáme, že každá energetická hladina je $2n^2$–násobně degenerována. K rozlišení energií odpovídajících jednotlivým stavům může dojít vložením vnějšího elektrického nebo magnetického pole. Jejich působením dojde k tzv. sejmutí degenerace.

Excitace, deexcitace. Role fotonů

Přejde-li atom ze základního stavu s minimální možnou energií do jiného, energeticky bohatšího stavu, říkáme, že atom je nabuzen neboli *excitován.* Proces vybuzení

je označován jako tzv. *excitace*, procesem opačným je pak *deexcitace*. Ve vybuzeném, excitovaném stavu setrvává atom jen krátce: řádově 10^{-9} s. Pak dojde k úplné deexcitaci nebo k přechodu do nižší energetické hladiny tím, že:

a) atom samovolně přejde do nižší energetické hladiny, tím že emituje foton o energii odpovídající rozdílu energií původního a následujícího stavu
b) v materiálu s vyšší frekvencí srážek může být excitovaný atom „setřesen“ do nižší hladiny při „superpružné“ srážce dvou atomů či iontů. Rozdíl energií si odnášejí obě částice zvýšením své kinetické energie.

Do excitovaného stavu se atom může dostat:

a) pohlcením fotonu o energii odpovídající rozdílu mezi energetickými hladinami atomu ΔE. Frekvence fotonu ν musí odpovídat relaci: $h\nu = \Delta E$
b) nepružnou srážkou s jiným atomem, přičemž energie nezbytná pro excitaci se odčerpá z kinetické energie obou srazivších se částic.

Čárové spektrum záření atomu vodíku

Čárové spektrum záření vodíku vzniká v důsledku povolených přechodů mezi vázanými stavy s různými energiemi. Jde tedy o tzv. *vázaně-vázané přechody* (bound-bound transition) spojené s vyzářením nebo pohlcením fotonu o energii odpovídající energetickému rozdílu těchto hladin.

V čárovém emisním spektru vodíku byly již dávno vysledovány jisté spektrální série: *Lymanova série* v ultrafialové oblasti spektra, *Balmerova série* ve viditelné oblasti, *Paschenova*[0]*), Brackettova* a *Pfundova série* v infračerveném oboru. Tyto série jsou množinou čar vznikajících při přeskoku z libovolné vyšší hladiny do některé pevně zvolené hladiny. (viz obr. 6) Lymanova série tak odpovídá přechodům do první, čili základní energetické hladiny, Balmerova série do druhé, Paschenova série do třetí, Brackettova do čtvrté, Pfundova do páté atd.

Čáry ve spektrálních sériích se označují písmeny řecké abecedy, přičemž se začíná vždy od zpravidla nejintenzivnější čáry s maximální vlnovou délkou, která vzniká při zářivém přechodu z nejblíže vyšší hladiny do hladiny zvolené. Kupříkladu přechodem z 2. do 1. hladiny vzniká vůbec nejsilnější čára vodíkového spektra – čára *Lyman* α (Lα), přechodem z 3. do 1. Lβ atd. Přechodem z 3. do 2. hladiny vzniká čára *Balmer* α, která se ovšem označuje Hα (nikoli Bα), přechodem ze 4. do 3. hladiny se generuje čára *Paschen* α (Pα) atd.

[0]) Theodore Lyman (1874-1954) anglický fyzik, Johann Jacobus Balmer (1885-98), švýcarský fyzik a matematik, Friedrich Paschen (1865-1940)

P

Obr. 6 *Schéma vázaně-vázaných přechodů v atomu vodíku*

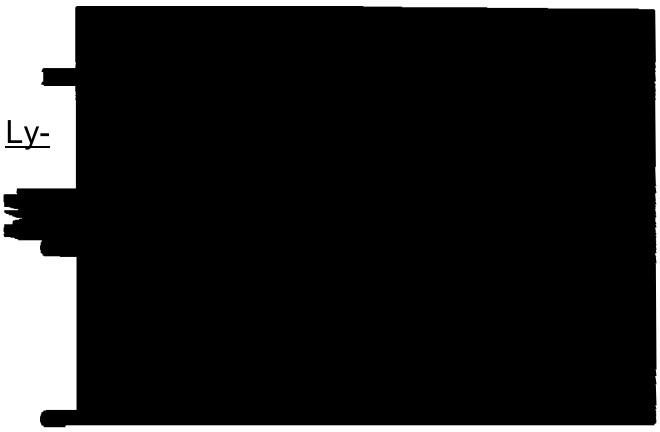
Vlnové délky čar jednotlivých sérií je možno snadno vypočítat, známe-li hodnoty energie dovolených energetických hladin:

$$h\nu = \Delta E = \frac{E_1}{n_1^2} - \frac{E_1}{n_2^2} \quad \rightarrow \quad \frac{1}{\lambda} = -\frac{E_1}{hc}\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right) = R\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right),$$

kde R je tzv. *Rydbergova konstanta*, $R = 1{,}097 \cdot 10^7\ \mathrm{m}^{-1}$. Pomocí tohoto vztahu lze vypočítat vlnové délky všech spektrálních čar neutrálního vodíku. Například vlnová délka čáry Lα: $1/\lambda = R\,(1/1^2 - 1/2^2) \rightarrow \lambda = 121{,}5$ nm.

Rozestupy mezi čarami se u vyšších členů sérií stále zmenšují, nulové jsou pro případ, kdy $n_2 \rightarrow \infty$. Odpovídající vlnová délka λ_h je minimální vlnovou délkou čáry série a nazývá se *hrana série*:

$$\lambda_h = \frac{n_1^2 \cdot}{}$$



Ly-manova série

Lα	2 ⇒ 1	121,5 nm	Lδ	5 ⇒ 1	95,0 nm
Lβ	3 ⇒ 1	102,6 nm	…	…	…
Lγ	4 ⇒ 1	97,2 nm	hrana	∞ ⇒ 1	91,2 nm

Balmerova série

Hα	$3 \Rightarrow 2$	656,3 nm	Hδ	$6 \Rightarrow 2$	410,2 nm
Hβ	$4 \Rightarrow 2$	486,2 nm	…	…	…
Hγ	$5 \Rightarrow 2$	434,1 nm	hrana	$\infty \Rightarrow 2$	364,4 nm

Stavba a čárové spektrum složitějších atomů

Velmi podobnou stavbu i spektrum mají jednoelektronové ionty jakým je třeba D I – neutrální deuterium či He II – jednou ionizované helium.

U deuteria je stavba elektronového obalu a čárového spektra prakticky identická jako u běžného vodíku. Neutron v jádru navíc však zvyšuje hmotnost jádra a frekvence fotonů vzniklých při přechodech mezi hladinami je tak poněkud vyšší. Ve viditelné oblasti jsou vlnové délky spektrálních čar zhruba o 0,15 nm kratší. To v principu umožňuje stanovit poměr mezi deuteriem a vodíkem ve hvězdných atmosférách.

U jednoelektronových atomů prvků s větším protonovým číslem pozorujeme rovněž obdobu vodíkových spektrálních sérií, vše je však posunuto směrem ke kratším vlnovým délkám. To je dáno faktem, že elektron je zde k jádru poután mnohem silněji. Platí, že ionizační potenciál jednoelektronového atomu s jádrem o protonovém čísle Z je Z^2krát větší, vlnové délky čar jsou dány vztahem:

$$\frac{1}{\lambda} = Z^2 R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right).$$

Nejdůležitějším jednoelektronovým iontem je ionizované helium He II, jehož čáry pozorujeme u velmi horkých hvězd spektrálního typu O. Ionizační potenciál He II je $13{,}6 \cdot 2^2 = 54{,}4$ eV.

Spektrální série odpovídající sérii Brackettově (přechod na 4. hladinu) se objevuje ve vizuální oblasti a nazývá se po svém objeviteli *série Pickeringova*. Pro vlnovou délku jejich čar platí:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(n_2/2)^2} \right),$$

Vlnové délky přechodu ze sudých hladin odpovídají vlnovým délkách čar Balmerovy série vodíku, čáry vznikající přechodem z lichých hladin jsou mezi nimi.

Struktura elektronového obalu u atomů s více elektrony je mnohem složitější, neboť se zde navíc kromě interakce elektronu s jádrem uplatňuje i interakce elektronu s ostatními elektrony v obalu. Nicméně i zde nutně existuje jistá základní energetická hladina s minimální energií a celé rodiny diskrétních energetických hladin jednotlivých stavů popsaných čtveřicí kvantových čísel například $\langle n,l,m,s \rangle$ nebo obdobných parametrů. V těchto atomech platí, že každé této čtveřici odpovídá jiná energie. Nesetkáváme se tu tedy s existencí nerozlišených (degenerovaných) energetických hladin.

Kvantová čísla nemohou nabývat libovolných hodnot, pro zvolené hlavní kvantové číslo n ($n \geq 0$) je možných kombinací právě $2n^2$. Další omezení platí pro konkrétní přechody mezi jednotlivými hladinami. Ukazuje se, že pravděpodobnosti přechodů mezi nimi se velmi liší. Relativně vysoké jsou pro tzv. *povolené přechody*, o několik řádů menší pak pro tzv. *zakázané přechody*. To zda jde o povolený či zakázaný přechod nám stanovují tzv. *výběrová pravidla*, při nichž se sleduje změna kvantových čísel toho či onoho přechodu. Některé změny jsou povolené (třeba $\Delta l = \pm 1$), jiné naopak za-

kázané.

K zajímavým situacím dochází zejména tehdy, kdy atom přejde do takového excitovaného stavu, z něhož nemůže povoleným přechodem přejít do základního stavu. Takovýmto hladinám se říká *metastabilní.* Pokud atom excitovaný do metastabilní hladiny má dostatek času (tj. nachází se v prostředí, kde nedochází k častým srážkám) přejde do základní hladiny zakázaným přechodem a vyšle při tom foton příslušné vlnové délky. Běžně se ale přechod do základní hladiny realizuje bez vyzáření fotonu, prostřednictvím tzv. „superpružné“ srážky, po níž si energetický rozdíl odnášejí ve své kinetické energii oba sraziví se atomy.

Se *zakázanými čarami* se obvykle setkáváme ve spektrech řiďounkých planetárních mlhovin nebo jiných forem mezihvězdné látky. Ve spektrech relativně hustých hvězdných atmosfér se prakticky nevyskytují.

Záření atomů v kontinuu. Přehled interakcí atomů s fotony

Jak jsme si ukázali, atomy dokáží účinně zářit a pohlcovat světlo určitých vlnových délek, které jsou pro příslušný typ atomu charakteristické. Tato interakce atomu se zářením souvisí s přechody mezi vázanými stavy, jejichž energie jsou diskrétní. Atomy však navíc mohou zářit a pohlcovat světlo i mimo tyto vlnové délky, čili v tzv. *kontinuu*. Děje se tak *vázaně-volnými přechody*, při nichž elektrony vázané v atomu opouštějí atom libovolnou rychlostí, čili ionizací. Opačným procesem je pak *rekombinace*, kdy elektron sraziví se s iontem libovolnou rychlostí je tímto atomem zachycen v některém z jeho vázaných stavů.

Další možností jsou tzv. *volně-volné přechody*, při nichž elektron při těsném průletu kolem iontu vyšle foton a ztratí přitom část své kinetické energie, která však i potom postačí k tomu, aby elektron od iontu unikl do nekonečna. Komplementárním procesem je pohlcení fotonu elektronem prolétávajícím kolem iontu. Energie fotonu přispěje ke kinetické energii elektronu, který pak odlétává větší rychlostí. Tento proces bez iontu není možný, neboť iont přebírá část energie a hybnosti pohlceného fotonu tak, aby bylo učiněno zadost zákonům zachování energie i hybnosti.

Schématicky si teď můžeme znázornit veškeré důležité situace, které v interakci atomů s fotonem přicházejí v úvahu:

Zvýšení energie:

elektron:	*přechod:*	*název děje:*	*popis procesu:*
zůstává v atomu	vázaně-vázaný $E_n \Rightarrow E_m$	excitace	a) nepružná srážka atomu s jinou částicí b) absorpce fotonu o energii $h\nu = E_m - E_n$
opustí atom	vázaně-volný	ionizace srážková	nepružná srážka
		fotoionizace	absorpce fotonu o energii $h\nu > -E_n$, kinetická energie elektronu: $E_{kin} = E_n + h\nu$

Snížení energie:

zůstává v atomu	vázaně-vázaný	deexcitace srážková	„superpružná“ srážka s jinou částicí
	$E_n \Rightarrow E_m$	deexcitace zářivá	emise fotonu o energii $h\nu = E_m - E_n$
zachycen iontem	volně-vázaný	tříčásticová rekombinace	srážka iontu, elektronu a další částice, která odebere část energie elektronu
		rekombinace zářivá	emise fotonu o energii $h\nu = E_{kin} - E_n$
zůstává volný	volně-volný	brzdné záření	emise fotonu

Samostatný atom, je-li excitován, vytrvá ve vybuzeném stavu jen krátkou dobu a pak samovolně přechází do základního stavu. Tomuto procesu se říká *spontánní přechod*. Může tak učinit přímo nebo postupně, kaskádovitým procesem, tzv. *fluorescencí*. Kromě stabilní základní hladiny v některých atomech existují i hladiny *metastabilní*, kde může elektron setrvat mnohem déle než oněch 10^{-9} s, než dojde k samovolnému přechodu do hladiny základní. Takovémuto přechodu, který je málo pravděpodobný, se říká *„zakázaný“ přechod.* Zde může k hromadnému přechodu dojít též prostřednictvím fotonu o energii odpovídající energetickému rozdílu mezi metastabilní a základní hladinou. V tomto případě jde o *vynucený (stimulovaný) přechod*, dochází tu k *vynucené (stimulované) emisi*. Tento mechanismus se uplatňuje v záření laserů a maserů. Existují i přírodní masery, podmínkou zde je, že vše probíhá ve velmi zředěném prostředí, kde je velmi málo účinná srážková deexcitace.

Astrofyzikálně nejdůležitějším prvkem je vodík. Ten, kromě svého čárového spektra, září a pohlcuje i v kontinuu. Nejvýznamnější jsou zde vázaně volné přechody, při nichž dochází k přechodu elektronu z některé z nižších energetických hladin do prostoru nebo naopak k zachycení kolem letícího elektronu vodíkovým iontem na některou z nižších hladin. Nejvyšší pravděpodobnost mají ty přechody, kdy kinetická energie uniknuvšího nebo polapeného elektronu je co nejmenší. Znamená to, že nejvíce vyzářených a pohlcených fotonů v kontinuu je těsně za hranami spektrálních sérií.

Vůbec nejsilněji vodík interaguje se spojitým zářením za hranou Lymanovy série ($\lambda < 91{,}2$ nm), čili v tzv. *Lymanově kontinuu*, ve vzdálené ultrafialové oblasti spektra. Méně výrazně se projevuje za hranou Balmerovy série ($\lambda < 364{,}6$ nm, tzv. *Balmerovo kontinuum*) v blízké ultrafialové oblasti. V optické části spektra je rozhodující tzv. *Paschenovo kontinuum* s hranou v blízké infračervené oblasti – 820,4 nm. Vodík zde spojitě září nebo absorbuje v důsledku rekombinace elektronu seskakujícího do 3. hladiny, respektive ionizace atomu nabuzeného do 3. hladiny.

Při teplotách běžných pro atmosféry hvězd podobných Slunci je vodíkových atomů vybuzených do 3. hladiny mizivě málo a proto není tento mechanismus tvorby kontinua příliš produktivní. Daleko účinnější je příspěvek daný fotoionizací *negativního iontu vodíku* s velmi nízkým ionizačním potenciálem. Právě tento neobvyklý iont hraje v atmosférách hvězd pozdního typu zcela rozhodující roli.

Záření řídkého a hustého horkého plynu

Učiňme si nyní malý myšlenkový experiment. Představme si, že máme k dispozici laboratorní zařízení, kde máme možnost sledovat zářivé projevy určitého objemu vodíku měnitelné hustoty. Zařízení je navíc schopno v rámci sledovaného objemu udržovat stálou teplotu.

Nejdříve začneme s velice řídkým plynem, jehož teplotu zvyšujeme. S tím jak roste teplota, zvyšuje se frekvence i energie vzájemných srážek. Ve chvíli, kdy jsou tyto srážky natolik prudké, že jsou schopny atomy excitovat do vyšších energetických hladin a začne docházet k prvním ionizacím, začne plyn zářit. Atomy vodíku vysílají fotony v důsledku zářivé deexcitace a zářivé rekombinace. Pokud jsou k dispozici volné elektrony vzniklé ionizací, pak se může zářivou „rekombinací“ vytvářet i negativní iont vodíku. Vzhledem k tomu, že plyn je dle předpokladu mimořádně řídký, naprostá většina takto vzniklých fotonů z plynu unikne. Odnášejí však sebou jistou energii a tím plyn ochlazují. K udržení jeho stálé teploty je nutno jej neustále přihřívat.

Spektrum zářícího vodíku je emisní a dominují v něm čáry Lymanovy, Balmerovy, Paschenovy a dalších spektrálních sérií. Směrem k hranám sérií se intenzita čar poněkud zeslabuje, roste však jejich četnost, poblíž hran se jednotlivé čáry začnou slévat a spojitě přejdou do kontinua příslušných sérií. Tato kontinua jsou patrna jen v bezprostřední blízkosti hrany série, směrem ke kratším vlnovým délkám intenzita kontinua rychle slábne. Přes celé spektrum se překládá emisní kontinuum s fotony vzniklými zachycením volného elektronu neutrálním iontem vodíku, kterýmžto procesem vzniká již zmiňovaný negativní iont vodíku.

Relativní intenzita spektrálních čar a kontinua závisí na teplotě. Zpočátku rychle roste, nabude jistého maxima, při vyšší teplotě však začne intenzita záření vodíku klesat. To souvisí se skutečností, že se zvyšující se teplotou začne rapidně klesat zastoupení slabě vázaného negativního iontu vodíku a naopak začne narůstat podíl ionizovaných atomů, protonů a volných elektronů, které samy nezáří. Mění se i poměry intenzity záření v jednotlivých čarách.

Nyní si představme, že při téže teplotě začneme zvětšovat hustotu plynu. Spektrum plynu se zpočátku nebude měnit, jen se bude zvyšovat intenzita záření, a to zhruba úměrně zvyšující se koncentraci atomů. Teprve při dalším nárůstu hustoty začneme pozorovat jisté odlišnosti. Co se změnilo? Veškeré procesy probíhají tak jako předtím, ovšem s tím rozdílem, že zkoumaný plyn začne pro unikající fotony představovat jistou překážku. Ne všechny emitované fotony stačí uniknout. Atomy vodíku začnou tyto fotony rozptylovat a též absorbovat. Celá situace se tím patřičně zkomplikuje.

Nejvýrazněji se to projeví právě ve spektrálních čarách, kde je plyn opticky nejhustější. Většina vzniklých fotonů je pak vzápětí znovu pohlcena. Upozorňuji, že už **nemusí** být znovu vyzářena, neboť v hustějším plynu často dochází k srážkové deexcitaci, jež vede k nahřívání plynu. Růst intenzity spektrálních čar se značně zpomalí, později takřka zastaví.

Tento proces se z počátku nijak nedotkne kontinua, kde je fotonů jen poskrovnu. S rostoucí hustotou však začne kontinuum, co do intenzity spektrální čáry dohánět. V limitě se prostor mezi nimi kontinuem zcela vyplní a emisní čáry ze spektra vymizí. Rozložení energie ve spektru bude přesně odpovídat záření absolutně černého tě-

lesa příslušné teploty. Bude tedy zcela lhostejné, že zářící, opticky hustý plyn je právě vodík. Mohl by to být zcela jiný plyn nebo též kapalné či pevné těleso zahřáté na příslušnou teplotu.

K stejnému výsledku, jako zvýšením koncentrace částic, lze ovšem dospět i jinak – dostatečným zvětšením zkoumaného objemu tak, aby rozměry nádrže s plynem byly o dost větší než střední volná dráha fotonu libovolné vlnové délky. I takto rozsáhlý objem plynu bude pouze spojité záření odpovídající záření absolutně černého tělesa.

V astrofyzikální praxi se s touto situací běžně setkáváme v nitrech hvězd, kde je střední volná dráha fotonu nesrovnatelně menší, než jsou rozměry hvězdy. Naproti tomu ve hvězdných fotosférách je střední volná dráha fotonu srovnatelná s tloušťkou fotosféry, tj. z atmosféry mohou již fotony volně unikat.

3.4 Výklad hvězdného spektra

Vznik spektra ve hvězdné fotosféře

Ve hvězdných fotosférách se standardně setkáváme se situací, že zde ve směru od centra klesá nejen hustota, ale i teplota. Tento teplotní gradient je výsledkem velmi silného ochlazování atmosféry vyzařováním fotonů. Fotony vystupující z fotosféry nám podávají informaci o stavu prostředí v místě, odkud bylo toto záření vysláno. Vzhledem k tomu, že valná většina fotonů určité vlnové délky k nám přichází z poměrně úzké oblasti, kde je optická hloubka 0,7 až 1,0, vypovídá produkce fotonů něco o teplotě v této vrstvě.

Největší „dohlednost“ je v těch vlnových délkách, kde se nesetkáváme s žádnou spektrální čárou, čili v tzv. kontinuu. Záření kontinua k nám tak přichází z největší hloubky, tj. z oblastí s vyšší teplotou. Ale ani v kontinuu není dohlednost ve všech vlnových délkách stejná. V některé oblasti spektra vidíme do hvězdy hlouběji (tam je tepleji), v jiných zase méně hluboko (tam je zase relativně chladněji). Rozdíly mohou dosahovat až několika stovek kelvinů. Výsledkem pak je, že se rozložení energie ve spektru více či méně liší od rozložení energie ve spektru absolutně černého tělesa o odpovídající efektivní teplotě.[0])

Teplota, odvozená z pozorovaného jasu v určité vlnové délce, se nazývá *jasová teplota.* Ta je pro různé části spektra různá. U Slunce je v optické oblasti vyšší než v infračervené nebo ultrafialové: například v 550 nm je jasová teplota kontinua 5940 K, zatímco efektivní teplota je jen 5777 K. Navíc se zde liší teplota odvozená z jasu kontinua záření vycházejícího ze středu kotouče a z okrajů – v centru v 550 nm je jasová teplota kontinua dokonce 6200 K.

Ve vlnových délkách, odpovídajících vlnovým délkám fotonů vznikajících při vázaně-vázaných přechodech, čili ve spektrálních čarách iontů obsažených ve fotosféře, je dohlednost obecně menší. Většina fotonů zde přichází z geometricky vyšších vrstev fotosféry, kde je nižší teplota. Čím silněji v dotyčné vlnové délce atomy záření pohlcují a vyzařují, tím výše leží oblast, z níž k nám záření hvězdy přichází.

[0]) Největší rozdíly průběhu kontinua od spektra absolutně černého tělesa nacházíme v těch hvězdách, kde pozorujeme velmi výrazné spektrální čáry a hrany spektrálních sérií atomů nebo molekul – například u hvězd spektrální třídy A, či naopak hvězd velmi chladných C, R, N, S a M.

Oproti kontinuu zde tedy pozorujeme pokles lokální jasové teploty, čili relativní pokles jasu. Tyto oblasti se ve spektru jeví jako relativně tmavější, pozorujeme zde tedy *absorpční čáry* nebo v případě molekul *absorpční pásy*.

Vzhledem k tomu, že vždy je teplota vrstvy, kam ve hvězdě dohlédneme, nenulová, nemohou být žádné absorpční čáry absolutně temné. Absorpční čáry nejsou rovněž absolutně ostré, ale jsou z nejrůznějších důvodu rozmyté. V centru absorpční čáry vidíme ty nejsvrchnější části hvězdy směrem k okrajům čáry vidíme stále hlouběji, až se dostaneme k vrstvám, kde vzniká záření kontinua.

Ve spektrech hvězd občas pozorujeme i emisní čáry. Ty se objevují tehdy, jsou-li vrstvy, v nichž vzniká čárová absorpce nebo emise teplejší, než vrstvy, odkud k nám přichází záření v okolí čáry. Existencí takovýchto emisí se v centrech velmi hlubokých absorpčních čar, například ionizovaného vápníku, prozrazují *hvězdné chromosféry*, kde pozorujeme opačný gradient teploty (teplotní inverze), než je běžné. Emisní čáry ovšem též vznikají v rozsáhlých řídkých hvězdných atmosférách, kde část hvězdné atmosféry se na disk hvězdy nepromítá.

Profily spektrálních čar. Mechanismy rozšíření spektrálních čar

Při vázaně-vázaných přechodech mezi dvěma diskrétními hladinami energie by měly vznikat fotony o přesně definované frekvenci, či vlnové délce dané rozdílem energií obou hladin. Tak tomu však není. Při určitých přechodech vznikají fotony s více či méně odlišnými vlnovými délkami. V důsledku toho není spektrální čára dokonale ostrá (monochromatická), vždy lze mluvit o jejím *profilu*.

Obr. 7 *Profil a ekvivalentní šířka spektrální čáry*

U spektrální čáry rozeznáváme její vnitřní, centrální část, tzv. *jádro čáry*, na něž na obě strany navazují tzv. křídla čáry. Profil čáry vztahujeme k jednotkové hladině odpovídající úrovni spojitého spektra, čili kontinua, které přisuzujeme relativní intenzitu rovnu 1. Plocha reálné spektrální čáry, vyjádřená v jednotkách vlnové délky, se nazývá *ekvivalentní šířka čáry*. (viz obr. 7) Jak tato ekvivalentní šířka čáry, tak i průběh jejího profilu přinášejí neocenitelné informace o vlastnostech prostředí, kde tyto čáry vznikají.

K rozšíření spektrálních čar dochází mj. proto, že samy hladiny, mezi nimiž elektrony přecházejí nejsou zcela ostré, diskrétní. Toto rozmazání hladin souvisí s faktem, že doba, po niž přechod probíhá, je poměrně krátká. Platí zde *Heisenbergova relace*[0]), mezi „rozmytostí“ energetické hladiny ΔE a dobou setrvání τ: $\Delta E \cdot \tau = h$. Hodnotu τ ve hvězdných atmosférách velmi silně omezují nepružné srážky, které jsou tím častější a účinnější, čím vyšší je tlak. Toto kvantově mechanické rozšíření čar se proto nazývá *rozšíření tlakem*. U bílých trpaslíků pak způsobuje to, že zde jsou všechny čáry natolik rozšířené a tudíž mělké, že ve spojitém spektru prakticky zmizí. Podobně působí rozšíření spektrálních čar rozmytím hladin v důsledku srážky atomů s elektricky nabitými ionty. Projevuje se například rozšířením spektrálních čar vodíku.

---

[0]) Pojmenována po nositeli Nobelovy ceny, německém fyzikovi WERNERU KARLU HEISENBERGOVI (1901-1976). Objev relace neurčitosti pochází z roku 1927.

Pokud je ve hvězdné fotosféře přítomno silné magnetické pole, pak se úměrně magnetické indukci některé čáry rozšiřují nebo přímo štěpí na tři, případně na jiný počet složek. Tento *Zeemanův jev*[0]) je typický jen pro některé, tzv. *magnetické hvězdy, či tzv. chemicky pekuliární hvězdy* a v principu umožňuje měřit jejich povrchové magnetické pole.

Častou příčinou rozšíření spektrálních čar je Dopplerův jev vznikající v důsledku radiálních pohybů v zářícím zdroji: $\Delta\lambda/\lambda = V_r/c$. Pohyby to mohou být makroskopické i mikroskopické, chaotické. Nejčastěji se setkáváme s rotací hvězd, která velmi podstatně rozmývá čáry rychle rotujících hvězd, mohou zde však existovat i pohyby větších objemů plynu, tzv. *makroturbulence*, či expanze obálky hvězdy při explozi apod.

Z profilu spektrálních čar lze odvodit hodnotu projekce ekvatoreální rotační rychlosti: $V_r \sin i$. Pro rotační rozšíření je charakteristické, že postihuje stejnou měrou spektrální čáry všech iontů. Významné je rozšíření v důsledku neuspořádaného tepelného pohybu částic. Velikost rozšíření je úměrná odmocnině podílu teploty ku atomové hmotnosti iontu – u těžších iontů je tak tento efekt bezvýznamný.

Z profilů, případně ekvivalentních šířek spektrálních čar iontů různých prvků lze pomocí *modelů atmosféry* odhadnout teplotu, gravitační zrychlení (gradient tlaku) a chemické složení fotosfér pozorovaných hvězd.

Stavba hvězdných atmosfér

V moderním pojetí se hvězdné atmosféry chápou jako pokračování hvězdného nitra, jako jeho propojení s prázdným kosmickým prostorem.

Obvykle se předpokládá, že hvězdná atmosféra je statická, její vlastnosti se dlouhodobě nemění. Veškeré procesy jsou zde v detailní rovnováze, nemusí to ovšem být přímo termodynamická rovnováha (atmosféry v principu ani nemohou být v dokonalé termodynamické rovnováze). Běžně se též předpokládá, že v atmosféře, podobně jako v celé hvězdě, vládne hydrostatická rovnováha. U naprosté většiny hvězd v důsledku nepatrné tloušťky jejich fotosféry je možné hodnotu povrchového gravitačního zrychlení g mít za konstantu. Rovnice hydrostatické rovnováhy přejde do tvaru:

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}h} = -\rho\, g = -\rho\, G\frac{M}{R^2},$$

kde h je vertikální vzdálenost od nějakého vhodně zvoleného poloměru (např. $r = R$). V případě tenké (planparalelní), izotermické atmosféry s teplotou T složené z ideálního plynu lze hydrostatickou rovnici vyřešit metodou separace proměnných a odvodit i průběh změny tlaku a hustoty v závislosti na výšce h:

$$P = \frac{\rho\, k\, T}{\bar{\mu}\, m_H} \quad \rightarrow \quad \frac{\mathrm{d}\rho}{\rho} = -\mathrm{d}h\frac{G M \bar{\mu}\, m_H}{R^2 k\, T} = -\frac{\mathrm{d}h}{H} \quad \rightarrow \quad \frac{\rho}{\rho(0)} = \frac{P}{P(0)} = \mathrm{e}^{-\frac{h}{H}},$$

kde H je tzv. standardní tloušťka atmosféry:

[0]) Pojmenován po svém objeviteli (1894), holandském fyzikovi Pietru Zeemanovi (1865-1943).

P

$$H = \frac{kTR^2}{\mu m_H GM}.$$

Standardní tloušťka atmosféry odpovídá rozdílu výšek *h*, kdy v této izotermické atmosféře klesne tlak, či hustota na 1/*e*. Uvedená tloušťka atmosféry nám umožňuje se alespoň zhruba zorientovat v rozměrech této povrchové vrstvy hvězdy.

Standardní tloušťka sluneční atmosféry činí 135 km, veleobra 7 R a typického bílého trpaslíka – 75 m. Jak je patrno, s aproximací planparalelní atmosféry u veleobrů nevystačíme, tam je nutno situaci popsat složitějším, sférickým modelem atmosféry.
Spektrální klasifikace hvězd

Excitace a ionizace

Ukazuje se, že spektra hvězd různých teplot se od sebe výrazně liší, třebaže chemické složení atmosfér většiny hvězd je prakticky totožné.

Zvlášť názorně je to patrno u čar vodíku, který je ve hvězdách nejběžnějším prvkem. Čáry vodíku dominují ve hvězdných spektrech hvězd o teplotě kolem 10 000 K. Prakticky je nenajdete ve spektrech hvězd relativně chladných s teplotou pod 4000 K, ani ve spektrech žhavých hvězd s teplotou nad 25 000 K nejsou příliš nápadné.

Intenzita konkrétní čary určitého prvku ve spektru, odpovídající přechodu z jednoho vázaného stavu, dejme tomu <*m*> do jiného stavu bude silně záviset na počtu iontů příslušného prvku vybuzeného právě do onoho stavu <*m*>. Tento počet závisí nejen na koncentraci atomů dotyčného prvku, ale též na stavu jeho ionizace a excitace. Tento stav úzce souvisí s teplotou.

Sledujeme-li ve hvězdném plazmatu jednotlivé atomy či ionty, musíme konstatovat, že zde dochází neustálým změnám. Stav iontů a atomů se neustále mění, v rychlém sledu tu probíhají procesy excitace, deexcitace, ionizace, rekombinace. Pokud však budeme studovat celou situaci z makroskopického hlediska, zjistíme, že se např. relativní obsazení jednotlivých kvantových stavů s časem nemění. Hovoříme zde o *detailní* nebo *statistické rovnováze*. Všechny procesy jsou se svými opačnými procesy v dokonalé rovnováze.

Nejjednodušším případem fyzikálního systému, v němž se realizuje statistická rovnováha, je systém nacházející v termodynamické rovnováze (*TE*). My však víme, stav systému látky a záření ve hvězdných atmosférách se od stavu dokonalé termodynamické rovnováhy v řadě ohledů odchyluje. Největší odlišnosti pozorujeme v poli záření: zde existuje převládající směr toku záření (odchylka od izotropie), rozložení energie tohoto záření se více či méně výrazně liší od rovnovážného záření absolutně černého tělesa. Naproti pohybový stav atomů, elektronů a iontů je prakticky týž jako v případě termodynamické rovnováhy. To je důsledek častých vzájemných srážek částic, které látku navracejí do stavu blízkého *TE*.

V případě obsazení jednotlivých stavů atomů a iontů je situace složitější, neboť zde hrají roli jak vzájemné srážky iontů, tak interakce iontů s procházejícím zářením, které má daleko do stavu záření rovnovážného. Pro to, abychom však získali určitou představu o zákonitostech obsazovaní jednotlivých kvantových stavů atomech a iontech budeme předpokládat, že je dáno statistickými zákony platnými v *TE*. Ani na okamžik však nesmíme zapomenout, že je to jen přiblížení ke skutečnosti, která je mnohem komplikovanější. Všem, kteří se o celé problematice chtějí dozvědět více, doporučuji přečíst si příslušné pasáže ve skvělé a zatím nepřekonané učebnici Dimitri Mihalase „Stellar Atmospheres“.

Poměry počtů atomů ve stavu *m* a *n*, N_m a N_n popsaných svými *statistickými vahami*[0]) g_m *a* g_n (stupeň degenerace příslušné energetické hladiny) a odpovídajícími energiemi E_m a E_n ve stavu termodynamické rovnováhy popisuje tzv. *Boltzmannova rovnice*:

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n}\,\mathrm{e}^{-\frac{E_m - E_n}{kT}}.$$

Pokud máme možnost při známých vlastnostech toho kterého iontu zjistit poměr N_m/N_n, lze odtud odvodit rovnovážnou teplotu, kterou můžeme nazvat *teplotou excitační*.

Ve stavu termodynamické rovnováhy lze rovněž stanovit poměr počtu (*i*+1)krát ionizovaných atomů N_{i+1} k počtu *i*-krát ionizovaných atomů N_i pomocí tzv. *Sahovy*[0]) *rovnice*:

$$\frac{N_{i+1}}{N_i} = const.\frac{(kT)^{3/2}}{N_e}\,\mathrm{e}^{-\frac{E_i}{kT}}, \quad {}^{0})$$

kde E_i je energie příslušné ionizace a N_e koncentrace volných elektronů. Tento poměr lze odvodit porovnáním intenzit spektrálních čar téhož prvku s různým stupněm ionizace. Nalezená teplota je pak nazývána *teplotou ionizační*.

Intenzita spektrální čáry určitého prvku vznikající vázaně-vázaným přechodem ze stavu *m* do *n* nepochybně závisí na jejich obsazení (N_m, N_n) a na celkovém počtu atomů příslušného prvku *N*. Například u Balmerovy série je jejich výraznost úměrná poměru obsazení druhé hladiny k počtu atomů v základním stavu vodíku N_2/N_1 ($N_1 \cong N$). Podle Boltzmannovy rovnice se obsazení druhé hladiny vzhledem k první s rostoucí teplotou zvyšuje. Podle Sahovy rovnice ovšem současně klesá počet neionizovaných atomů. Proto je výraznost čar Balmerovy série nejvyšší asi při teplotě kolem 9 900 K, při vyšších teplotách klesá v důsledku úbytku neutrálních atomů.

Podobné chování mají i systémy čar jiných prvků, respektive iontů. Vyneseme-li si závislost intenzity zvolené spektrální čáry při stálém chemickém složení na teplotě, pak zjistíme, že intenzita čáry zprvu s teplotou narůstá, pak dosáhne maxima a opět pozvol-

---

[0]) Pro atom vodíku platí, že $g_n = 2n^2$, kde *n* je hlavní kvantové číslo. U složitějších atomů platí, že $g = 2j + 1$, kde *j* je jedno z kvantových čísel (související s celkovým momentem hybnosti atomu: $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$)

[0]) Meghnad Saha (1894-1956), indický fyzik zabývající se termodynamikou a statistickou fyzikou.

[0]) Sahova rovnice zní přesně:

$$\frac{N_{i+1}}{N_i}N_e = 2\frac{Z_{i+1}}{Z_i}\left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2}\right)^{3/2}\mathrm{e}^{-E_i/kT},$$

kde Z_i je tzv. partiční funkce pro příslušný stupeň ionizace. Pro vodík v astrofyzikálně zajímavém oboru teplot platí: $Z_{II}/Z_I = 1/2$, takže po dosazení dostaneme:

$$\frac{N_{II}}{N_I}N_e = 2{,}42\cdot 10^{22}\,\mathrm{m}^{-3}\left\{T\right\}^{3/2}\exp\left(\frac{150\,000\,\mathrm{K}}{T}\right).$$

V čistě vodíkové plazmě je koncentrace elektronů totožná s koncentrací jednou ionizovaného vodíků (protonů): $N_{II} = N_e$

na klesá takřka do nuly. Ukazuje se, že nejintenzivnější bývají čáry určitého iontu tehdy, když asi polovina příslušného iontu je ionizována. V hodnotě teploty, při níž je ta která spektrální čára nejsilnější, i v detailech průběhu závislosti se od sebe jednotlivé čáry téhož iontu liší. Nicméně už jen z výskytu a porovnání intenzit čar různých iontů, lze s poměrně velkou spolehlivostí usoudit na efektivní teplotu konkrétní hvězdy. Na porovnání intenzit vybraných spektrálních čar je pak založena detailní spektrální klasifikace.

Již Kirchhoff věděl, že pokud tu kterou čáru jistého prvku ve hvězdném spektru najdeme, že tam odpovídající prvek skutečně je. Neplatí však opačné tvrzení, protože ona čára se ve spektru nemusí projevit jen proto, že excitační a ionizační poměry v daném případě jsou pro daný typ přechodu zcela nevhodné.

Harvardská klasifikace

Vůbec prvním rozsáhlejším pokusem o spektrální klasifikaci hvězd je práce Angela Secchiho, který v roce 1868 publikoval katalog se čtyřmi tisíci hvězdnými spektry. Všechna spektra byla pořízena na římské observatoři, a to malým přístrojem s nízkou disperzí. Hvězdná spektra rozdělil do čtyř skupin.

> Secchiho spektrální třídy:
> I – bílé hvězdy pouze s čarami H (Sirius, Vega, Altair, Regulus)
> II – nažloutlé hvězdy slunečního typu (Arcturus, Capella) se spoustou čar tzv. kovů
> III – oranžové hvězdy s absorpčními pásy (Betelgeuze, Mira), zpravidla proměnné
> IV – červené hvězdy s absorpčními pásy, které jsou ostré u červeného okraje, rozmyté u modrého – dnes víme že se jedná o projev uhlíku a jeho molekul.

Pro svou hrubost se Secchiho klasifikace neujala, nicméně alespoň naznačila cestu pro další, propracovanější klasifikační systém. Ten vznikl o pár let později na Harvardově observatoři.

> Roku 1890 a zjemnili dosavadní třídění hvězdných spekter na Edward C. Pickering a slečna Williamina P. S. Flemingová rozšířili posloupnost spektrálních tříd od bílých A s nejsilnějšími čarami vodíku až po nejchladnější červené …Q. Později Anthonia C. Mauryová seznala, že některé třídy jsou nadbytečné a jiné je nutno v klasifikaci přesunout jinam. Vznikla tak proslulá harvardská spektrální posloupnost: *O B A F G K M*.

Pozorovaná hvězdná spektra lze sestavit v plynulou řadu podle klesající teploty – kritériem pro zařazení jednotlivé hvězdy jsou relativní intenzity některých vybraných spektrálních čar, které jsou silně závislé právě na teplotě.

O rozvoj *Harvardské spektrální klasifikace* se zasloužili zejména astronomové Harvardovy observatoře v USA, kteří v letech 1890-1924 provedli rozbor fotografických spekter desítek tisíc hvězd. Na základě jejich práce byl sestaven fundamentální katalog hvězdných spekter Henryho Drapera – tzv. *HD katalog*. Zde je v harvardské klasifikaci spektrálně zařazeno kolem 500 000 hvězd – spektrální třída + podrobnější, desetinné třídění. Označení hvězd podle HD katalogu se používá dodnes – HD+šestimístné číslo.

Harvardská klasifikace je jednoparametrická, jako rozhodující jsou brány ty rysy spektra, které závisí především na efektivní teplotě hvězdy. Ostatní vlastnosti (chemické složení, gravitační zrychlení, rychlost rotace, magnetické pole apod.), jakožto

efekty druhého řády nejsou brány v potaz. Nejvýše se o nich dozvíme v podobě doplňujících písmenných předpon: d A2 – trpaslík, g K2 – obr

Charakteristiky jednotlivých spektrálních tříd:

O	čáry He II, He I, H I, O III, N III, C III, Si IV
B	čáry He I, H I, C II, O II, N II, Fe III, Mg III
A	čáry H I (Balmerova série), ionizované kovy
F	čáry H I, Ca II, Ti II, Fe II
G	čáry Ca II, neutrální kovy, jednoduché molekuly
K	čáry Ca I, neutrální kovy, molekuly
M	pásy molekul TiO, čáry Ca I

V roce 1998 byla standardní spektrální posloupnost rozšířena do oblasti nižších teplot, za spektrálním typem M8 následuje typ L0 až L8. Pro spektrum je charakteristický výskyt molekulárních pásů oxidů (TiO, VO) a hydridů (FeH, CrH) těžších prvků a vody. U nejchladnějších hvězd typu L, zpravidla hnědých trpaslíků, nacházíme, podobně jako ve spektru obřích planet, pásy metanu CH_4.

Hvězdám typů O až F se říká hvězdy *raného spektrálního typu*, hvězdám chladnějším, hvězdy *pozdního spektrálního typu*. Pro toto označení nejsou jiné než historické důvody.

Jednotlivé spektrální typy v Galaxii jsou zastoupeny velmi nerovnoměrně, navíc se zde uplatňuje silný výběrový efekt zvýhodňující hvězdy s vyšší svítivostí:

	O	B	A	F	G	K	M
skutečná četnost		0 %	2 %	3 %	5 %	9 %	15 %	66 %
pozorovaná četnost	0,4 %	13 %	20 %	16 %	14 %	32 %	4 %	

V roce 1925 dokázala Cecilia Payne-Gaposhkinová (1900-79), že chemické složení fotosfér naprosté *většiny* hvězd je velice podobné. V hmotnostním zastoupení: 70 % H, 28 % He a zbytek ostatní prvky. Na každých 10 000 atomů H připadá zhruba 1000 atomů He, 8 atomů C, 15 O, 12 N, 0,2 Si a ostatních ještě méně. To, že zejména ve spektrech chladnějších hvězd převládají právě ony, je dáno tím, že jejich atomy lze mnohem snáze vybudit k záření, než atomy těch nejčetnějších prvků.

Luminozitní třídy – Morganova-Keenanova klasifikace

Spektrum hvězdy spolehlivě informuje nejen o efektivní teplotě běžných hvězd, ale i o další charakteristice, která určuje povahu stavby atmosféry hvězdy a tou je povrchové gravitační zrychlení g,

$$g = G\frac{M}{R^2}.$$

Vzhledem k tomu, že hmotnosti hvězd se mění v relativně malém rozmezí, dává nám odvozená hodnota gravitačního zrychlení dobrou informaci o poloměru hvězdy.

Například pro hvězdu spektrálního typu K0 se můžeme setkat s tím, že jde buď: a) o hvězdu hlavní posloupnosti (M = 0,8 M , R = 0,85 R), kde g =1,1 g , b) o běžného obra (M = 3,5 M , R = 16 R), u nějž je $g = 1{,}4 \cdot 10^{-2}$ g , c) o hmotného veleobra (M = 13 M , R = 200 R) s $g = 3{,}3 \cdot 10^{-4}$ g . Jak patrno, rozdíly v hodnotě povrchového gravitačního zrychlení jsou řádové,

což znamená, že podmínky pro vznik spektra v atmosférách těchto typů hvězd musejí být značně rozdílné.

Pokud je gravitační zrychlení *g* vysoké, pak je atmosféra hvězdy tenká a relativně hustá. Dochází zde k častým srážkám a spektrální čáry hvězdy jsou rozšířené tlakem. Naproti tomu spektrální čáry hvězd s malým povrchovým zrychlením, zejména veleobrů jsou ostré a hluboké. Ze spektra tedy lze zjistit hodnotu gravitačního zrychlení a tím i zhruba poloměr hvězdy. Známe-li přitom teplotu, můžeme odhadnout i zářivý výkon hvězdy, čili polohu hvězdy v H-R diagramu. Dostaneme tak i informaci o absolutní hvězdné velikosti hvězdy a tedy o její vzdálenosti.

Při téže teplotě a různém gravitačním zrychlení se setkáváme i s rozdíly v intenzitě spektrálních čar, což mj. souvisí se skutečností, že atomy jsou zde v různém stupni ionizace. Je to dáno podle Sahovy rovnice různou koncentrací elektronů v atmosféře (roste-li hustota plynu, zmenšuje se relativní zastoupení iontů vyššího stupně).

Od druhé poloviny 20. stol. se ponejvíce používá zdokonalené, dvouparametrické *Morganovy-Keenanovy*[0]) *klasifikace*, v níž se spektrální typ harvardské spektrální klasifikace na základě rozboru vzhledu spektra hvězdy doplňuje o tzv. *luminozitní třídu* (I – VII), která zhruba lokalizuje polohu obrazu hvězdy v H-R diagramu.

Ia	– jasní veleobři	IV	– podobři
Ib	– veleobři	V	– hvězdy hlavní posloupnosti
II	– nadobři	VI	– podtrpaslíci
III	– obři	VII	– bílí trpaslíci

Známe-li spektrální klasifikaci hvězdy v MK-klasifikaci, pak můžeme podle dostupných tabulek zhruba stanovit efektivní teplotu hvězdy, její absolutní hvězdnou velikost, čili i vzdálenost, a konečně i poloměr hvězdy a její vývojové stadium.

3.5 Atmosféra Slunce

Fotosféra Slunce

Fotosféra je nejhustější část sluneční atmosféry, vrstva odkud k nám přichází 99,9% veškerého záření Slunce. V souvislosti se sluneční fotosférou se často mluví o „povrchu hvězdy“, i když tloušťka této vrstvy činí 200 km. Ze Země je tato slupka viditelná pod úhlem pouhých 0,3“, a proto je okraj Slunce relativně velice ostrý. Ve fotosféře vzniká i sluneční spektrum, přičemž záření slunečního kontinua pochází z nižších vrstev, čárové absorpční spektrum vzniká ve vyšších, řidších a chladnějších vrstvách.

Ve spektru Slunce v optické oblasti nacházíme asi 100 000 čar nejčastěji kovů, vůbec nejintenzivnějšími jsou čáry označované H a K, rezonanční čáry ionizovaného vápníku Ca II. Spektrální typ Slunce je G2 V, efektivní teplota fotosféry je 5770 K. Naprostá většina zářivého výkonu Slunce je vyzářena v oboru vlnových délek 350–700 nm, maximum leží poblíž maxima citlivosti lidského oka, čili u 550 nm.

Těsně pod fotosférou leží mocná, neklidná vrstva, v níž se teplo přenáší konvekcí. Tato, tzv. konvektivní vrstva se ve fotosféře připomíná *granulací* – konvektivními zrny o velikosti 700 až 1000 km. Jde zřejmě o vrcholky výstupných konvektivních proudů

[0]) Herbert Rollo Morgan (1875-1957), Phillip Childs Keenan.

o několik set kelvinů teplejších než okolí. Výstup teplejšího materiálu se děje rychlostí 5 až 10 km s^{-1}. Granulace přetrvává řádově minuty.

Ve fotosféře s rostoucí geometrickou výškou klesá:

- tlak – fotosféra je v hydrostatické rovnováze
- teplota – přenos tepla z nitra se zde děje zářivou difuzí, přičemž část fotonů uniká do kosmického prostoru. Na dně fotosféry panuje teplota kolem 7000 K, na vrcholku už jen 4200 K! O existenci teplotního gradientu ve fotosféře svědčí pozorované okrajové ztemnění slunečního disku a samozřejmě i existence absorpčního spektra hvězdy.
- hustota – fotosféra sama je poměrně řídká, střední koncentrace zde je 10^{23} částic v m^3 (1000krát řidší než vzduch při hladině moře) – hmotnost celé sluneční fotosféry je srovnatelná s hmotností vzdušného obalu Země.

Sluneční fotosféra rotuje ve stejném smyslu, v jakém kolem Slunce obíhají planety. Rotuje relativně pomalu, střední siderická otočka trvá 25,4 dne (synodická otočka 27,3 dne). Nerotuje však jako tuhé těleso, jeví tzv. *diferenciální rotaci*, partie na rovníku rotují větší úhlovou rychlostí než partie na pólech – siderická otočka na rovníku trvá 25 dní, na pólech 36 dní.

Diferenciální rotace je pozorována i u jiných plynných tělesech, například i u velkých planet. Běžně se soudí, že jde o projev ustáleného proudění spojeného s existencí rozsáhlé podpovrchové konvektivní zóny.

Slunečními magnetografy je možné sledovat i rozložení a směr indukce magnetického pole na Slunci. Ve fotosféře běžně pozorujeme:

- kvazidipólové magnetické pole s osou dipólu rovnoběžnou s osou rotace o indukci 10^{-4} teslů. Polarita tohoto pole se mění každých 11 let.
- o tři řády silnější lokální magnetická pole (na disku zaujímají zhruba 4´). Jde o vyhřezlé magnetické trubice, v nichž je magnetické pole zesilováno v důsledku diferenciální rotace a konvekce. Magnetické pole vynořující se na povrch zcela mění strukturu nejen fotosféry, ale i vrstev, jež leží nad ní. Vytváří se zde tzv. *aktivní oblast*, v níž se rozvíjejí nejrůznější projevy sluneční aktivity. (viz kap. 6.2).

Chromosféra

Chromosféra je vnější vrstva sluneční atmosféry, která bezprostředně navazuje na fotosféru. Tloušťka chromosféry je asi 1000 km. Její základní charakteristikou je inverzní chod teploty – teplota s rostoucí výškou roste od 4200 K do 10 000 K. Chromosféra, podobně jako fotosféra s rostoucí výškou řídne, charakteristická koncentrace je 10^{19} částic/m^3. Horní hranice chromosféry je neostrá a proměnlivá, často v ní pozorujeme výtrysky (Koberci výtrysků se též přezdívá *hořící prérie*) – *spikule* – zasahující až do výšky 6000 km. K celkovému záření Slunce přispívá 0,1%.

Zlom v chodu teploty v chromosféře je neočekávaný – ukazuje na to, že tato atmosférická vrstva musí být zevnitř nějak vyhřívána. Přitom ovšem tento mechanismus přenosu energie do chromosféry musí fungovat tak, že ve vnitřnějších, hustších částech sluneční atmosféry se prakticky neuplatní a účinný začne být až v pod-

mínkách značného zředění. Takto ovšem odpadají všechny standardní mechanismy přenosu například zářivou difuzí (chromosféra je pro postupující záření takřka průhledná), vedením i konvekcí. Jako nadějný se však jeví přenos energie prostřednictvím zvukových nebo magnetohydrodynamických vln, které v řídkém prostředí disipují (rozpadají se) a předávají mu svou energii.

- Chromosféru lze pozorovat:
  a) při úplných zatměních Slunce
  b) v tzv. *koronografech*[0])
  c) ve *spektrohelioskopu*[0])

Obraz Slunce v chromosféře je jiný než ve fotosféře. Objevují se zde zesílené emise – *fakulová pole* (objevena HAROLDEM A HORACEM BABCOCKOVÝMI (1955)), a to vždy v oblastech se zvlášť silným magnetickým polem. Chromosféra je tedy zřejmě existencí magnetické aktivity Slunce do jisté míry podmíněna.

Koróna

Sluneční koróna byla objevena teprve v polovině 19. století. Koróny si povšimla v roce 1842 řada astronomů z jižní Evropy při sledování úplného zatmění Slunce. Ta byla doposud považována za optický klam (proti svědčily spousty fotografií) nebo za zezadu Sluncem nasvětlenou měsíční atmosféru. Roku 1851 se při zatmění ve Skandinávii podařilo prokázat, že se jedná o svrchní část sluneční atmosféry.

Pozorování ze 70. a 80. let dokázala, že existuje spojitost mezi tvarem sluneční *koróny* a rozložením slunečních skvrn. Tento fakt tedy upozornil na skutečnost, že na utváření koróny se neuplatňuje jen gravitace (ta je neměnná).

Spektroskopie koróny poskytovala nesrozumitelné výsledky, nalezeny byly výrazné emisní čáry neznámého původu. Nejintenzivnější, zelená byla připsána novému prvku „koróniu“, teprve později byla ztotožněna se zakázanou čárou vysoce ionizovaného železa.

Koróna je nejsvrchnější a nejřidší vrstva sluneční atmosféry, její charakteristická hustota je $3 \cdot 10^{14}$ částic na m^3, teplota zde narůstá až na 10^7 K.

Struktura koróny je mimořádně složitá, nacházíme zde smyčky, oblouky, koronální díry. Na první pohled je zřejmé, že vzhled i vlastnosti koróny jako celku i jejích součástí jsou určovány magnetickým polem. Látka koróny je díky své vysoké teplotě vysoce ionizována, je tedy dokonale elektricky vodivá. Magnetické pole zde „zamrzá“ do plazmatu, stává se jeho neoddělitelnou součástí.

- Korónu lze sledovat:
  a) při úplných zatměních Slunce. Optické záření koróny je velice sporé, činí 10^{-6} výkonu Slunce. Jde jednak o světlo fotosféry rozptýlené na volných elektronech, jednak o záření v zakázaných čarách silně ionizovaných těžších prvků.
  b) koronografem se speciálním filtrem v zelené čáře, v níž vnitřní koróna nejintenzivněji září. Pozorování se vedou na horských observatořích, nejblíže na observatoři na Lomnickém štítu.

---

[0]) Koronograf je speciální optický přístroj, který usiluje o co možná nejlepší napodobení úplného zatmění Slunce. Kotouček Slunce, čili jeho fotosféra je zde odstíněn.

[0]) Spektrohelioskopem sledujeme Slunce ve vybraných vlnových délkách, ve spektrálních čarách, v nichž je chromosféra opticky hustá. Pozorování se provádějí zpravidla v čarách Hα, H a K čarách Ca II.

c) v rentgenovém oboru – v oblasti měkkého rentgenového záření koróna zcela dominuje, což je dáno její vysokou teplotou. Relativně chladná fotosféra v této spektrální oblasti nezáří vůbec.

Koróna není v hydrostatické rovnováze. Rychlosti neuspořádaného tepelného pohybu jsou mnohonásobně větší než je úniková rychlost. Koróna tak v principu ani nemůže být stabilní, rozpíná se, expanduje a proniká do vnitřních a vnějších oblastí sluneční soustavy. Proud částic formovaný vlastním i meziplanetárním magnetickým polem se nazývá *sluneční vítr*.

Sluneční vítr

V okolí Slunce dosahuje sluneční vítr rychlosti 300 až 1200 km s^{-1}, střední koncentrace částic slunečního větru představuje asi 10 částic na m^3. Ročně prostřednictvím slunečního větru ztrácí Slunce asi 10^{-14} až 10^{-13} M . Hlavním zdrojem slunečního větru je rozpínající se koróna, dále pak částice do prostoru vyvržené přímo ze spodních vrstev atmosféry, například při erupcích a dalších bouřlivých dějích.

Chemické složení slunečního větru, jež lze experimentálně studovat přístroji umístěnými na umělých družicích Země a na kosmických sondách, odpovídá povrchovému složení Slunce. Atomy slunečního větru jsou takřka zcela ionizovány, nesou sebou do prostoru i magnetické pole.

3.6 Úlohy, literatura

Úlohy, problémy

1. Vypočítejte: a) Jakou minimální kinetickou energii a rychlost mít elektron (hmotnost elektronu vůči hmotnosti protonu zanedbejte), aby při nepružné srážce s atomem vodíku v základním stavu dokázal tento atom ionizovat. Porovnejte potřebnou energii se střední energií částic ideálního plynu teplého b) 6000 K, c) 9000 K a d) 12 000 K. Diskutujte.

[(a) 13,5 eV, 2180 km/s, (b) 522 km/s, (c) 639 km/s, (d) 738 km/s. K ionizaci jsou disponovány jen výjimečně rychlé elektrony]

2. Je možné, aby se sousední spektrální série vodíku vzájemně překrývaly?

[Ano, platí-li $n > 1 + \sqrt{2}$, čili již Paschenova série s Brackettovou se překrývají.]

3. Jak mnoho energie se uvolní při rekombinaci 1 kg ionizovaného vodíku na vodík neutrální? Porovnejte s energií zkapalnění 1 kg vodní páry na vodu téže teploty při tlaku 10^5 Pa.

[$1{,}3 \cdot 10^9$ J, tato energie je 580krát větší než v případě zkapalnění vodní páry.]

4. Atom vodíku s elektronem v základním energiovém stavu pohltil foton o vlnové délce 88 nm, což vedlo k jeho ionizaci. Vypočtěte rychlost elektronu, s níž opustí atom za zjednodušujícího předpokladu, že se kinetická energie jádra přitom nezmění.

[420 km/s.]

P

5. Při velmi pomalé, avšak nepružné srážce dvou neutrálních atomů vodíku, z nichž jeden je v základním stavu a druhý je excitován do druhé energiové hladiny, dojde k deexcitaci druhého atomu bez emise fotonu. Vypočtěte rychlost, s níž se po srážce začnou atomy vzájemně vzdalovat. (Řešte v soustavě spojené s těžištěm).

[62,5 km/s.]

6. Ukažte, a) že Boltzmannovu konstantu k, jež vystupuje ve většině vztahů statistické fyziky, lze vyjádřit v podobě: $k = 8{,}6174 \cdot 10^{-5}$ eV K^{-1}. b) Jaký význam má součin kT? Jak velký je pro pokojovou teplotu? Při jaké teplotě je kT rovno c) 1 eV , d) 13,6 eV?

[(a) Náboj elektronu je $e = 1{,}6022 \cdot 10^{-19}$ C, (b) 1/40 eV, (c) 11 600 K, (d) 157 800 K.]

7. Dokažte, že pro atom vodíku je stupeň degenerace g_n energetické hladiny, popsané hlavním kvantovým číslem n, dán vztahem: $g_n = n^2$. Vypočítejte stupeň degenerace i pro případ složitějšího atomu, kde je energie atomu funkcí jak hlavního kvantového čísla n, tak i vedlejšího kvantového čísla j.

8. Zjistěte poměrné zastoupení atomů vodíku excitovaných do 2. a 3. energetické hladině při teplotě a) 6000 K, b) 12 000 K, c) 24 000 K, vztažené vůči koncentraci atomů vodíku v základním stavu. Koncentrace volných elektronů nechť činí $3{,}14159265 \cdot 10^{23}/m^3$.

[(a) $1{,}1 \cdot 10^{-8}$ a $6{,}3 \cdot 10^{-10}$, (b) $2{,}1 \cdot 10^{-4}$ a $7{,}5 \cdot 10^{-5}$, (c) $2{,}9 \cdot 10^{-2}$ a $2{,}6 \cdot 10^{-2}$.]

9. Může nastat taková situace, že a) ve hvězdné atmosféře početně převládnou atomy nabuzené do druhé energetické hladiny nad atomy v základním stavu? b) Jestliže ano, jaké budou mít relativní zastoupení atomy excitované do 3. hladiny? c) Poroste-li teplota nade všechny meze, jaké bude obsazení i-té hladiny v poměru k obsazení základní hladiny? Může takové obsazení hladin reálně nastat?

[(a) teplota by zde musela být vyšší než 85 000 K, tj. vyšší než teplota běžných hvězdných atmosfér, (b) atomů ve 3. hladině by muselo být 1,73krát více než atomů v základním stavu, (c) $N_i/N_1 = i^2$, ovšem v té situaci už nebude žádný neutrální atom k dispozici.]

10. Vysvětlete, proč je v Sahově rovnici koncentrace atomů ve vyšším stupni ionizace nepřímo úměrná koncentraci volných elektronů?

11. Logaritmováním Boltzmannovy a Sahovy rovnice uveďte tyto vztahy do tvaru, v němž je astrofyzikové vidí nejraději:

$$\log\frac{N_B}{N_A} = -\frac{5040\ \mathrm{K}\cdot\mathrm{eV}^{-1}}{T}\left[E_A - E_B\right] + const.$$

$$\log\frac{N_i}{N} = 1{,}5\ \log T - \frac{5040\ \mathrm{K}\cdot\mathrm{eV}^{-1}}{T}E_i - \log N_e + const.$$

Veškeré energie jsou zde udávejte v eV.

12. Hvězda CQ UMa je chemicky pekuliární hvězdou typu SrCrEu, spektrální třídy A2 V, na jejímž povrchu se nacházejí rozsáhlé skvrny s odlišným rozložením energie ve spektru. Hvězda v důsledku rotace vykazuje fotometrické změny, které v barvě *v* dosahují až 0,096 mag. Perioda světelných změn činí 2,45 dne, není ovšem vyloučena ani perioda dvojnásobná. K rozhodnutí mezi nimi nám může pomoci spektroskopie. Z pološířky spektrální čáry Mg II totiž lze odhadnout projekci ekvatoreální rotační rychlosti: $V_e \sin i$ = 33 km/s. Hvězdy hlavní posloupnosti téže spektrální třídy mají poloměr R = 2,0 R .

a) Odvoďte obecný vztah mezi velikost ekvatoreální rotační rychlosti V_e v km/s, poloměrem hvězdy v R a periodou rotace P ve dnech. b) Co nyní soudíte o obou navržených periodách?

[a) $V_e = 50{,}6\dfrac{R}{P}$, b) pro P = 2,45 d je $\sin i$ = 0,8, pro P = 4,9 d ale vychází $\sin i$ = 1,6, což je dokonce více než za Velké vlastenecké války.]

13. Sestavte vztah pro tloušťku izotermické atmosféry H, v níž by vystupovaly základní charakteristiky hvězdy, tj. její hmotnost M, poloměr R a zářivý výkon L, vše v jednotkách slunečních, případně efektivní teplota T_{ef}. Předpokládejte, že i střední atomová hmotnost částic v atmosféře je stejná jako u Slunce. Aplikujte na některé známé případy hvězd.

[H = 135 km $\dfrac{R^2}{M}\dfrac{T}{5780}$ = 135 km $L^{1/4}R^{3/2}M^{-1}$]

Použitá a doporučená literatura

Babcock, H. W.; Babcock, H. D.: *The Sun's magnetic field, 1952-1954*, Astrophys. J. **121** (1955), 349

Böhm-Vitense, E.: *Introduction to Stellar Astrophysics II – Stellar Atmospheres*, Cambridge University Press, Cambridge 1989

Castor, J. I.; Abbott, D. C.; Klein, R. I.: *Radiation-driven winds in Of stars*, Astrophys. J. **157** (1975), 157

Gray, D. F.: *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*, A Wiley-intrescience publication, USA 1976

Foukal, P. V.: *Solar astrophysics*, John Wiley and Sons, New York, 1990

Kaler, J. B.: *Stars and their spectra*, Cambridge University press, Cambridge 1984

Kippenhahn, R.: *Odhalená tajemství Slunce,* překlad z něm. originálu M. Šolc*,* nakl. Mladá fronta, Praha 1999

Kudritzki, R. P.; Pauldrach, A.; Puls, J., Abbott, D. C.: *Radiation-driven winds of hot stars. VI - Analytical solutions for wind models including the finite cone angle effect*, Astron. Astrophys. **219** (1989), 205

Kurucz, R. L.: *Stellar Atmospheres*, NATO ASI Series C, **341** (1991)

Mihalas, D.: *Stellar Atmospheres*, Sec. Edition, Freeman and Company, San Francisco, 1978

Milne, E. A.: *Thermodynamics of the stars*, J. Springer, Berlin 1930

Novotny, E.: *Introduction to Stellar Atmospheres and Interiors*, Oxford Univ. Press, New York 1973

Pišút, J., Zajac, R.: *O atómoch a kvantování*, Alfa, Bratislava1988

Rybicki, G. B.; Lightman, A. P.: *Radiative Processes in Astrophysics*, John Wiley & Sons 1979

P

Unsöld, A.: *Physik der Sternatmosphären*, Springer Verlag, Heidelberg, sec. ed. 1968
Wolff, S. C.: *The A-stars: Problems and perspectives*, NASA SP-463 1983

4 Vznik a vývoj hvězd

Hvězdy nejsou statické útvary, vznikají, vyvíjejí se a zanikají. Příčinou jejich vývoje je jejich interakce s okolím. Hvězda není dokonale uzavřený systém, září do okolního prostoru, vyměňuje si s ním hmotu.

Rychlost vývoje hvězdy je dána mírou „otevřenosti“ systému, prakticky tím, jak mnoho hvězda září. Čím větší je zářivý výkon, tím rychlejší je tempo jejího vývoje. Vzhledem k tomu, že zářivý výkon hvězdy je funkcí zejména její hmotností, platí, že kvalitativní i kvantitativní stránky vývoje hvězd jsou určeny především jejich hmotností.

Z fyzikálního hlediska je hvězdný vývoj *děj nevratný*, není tedy možný uzavřený koloběh neustálého vzniku, vývoje a zániku hvězd.

Následující kapitola je věnována popisu vzniku a vývoje zcela konkrétní osamělé hvězdy, a totiž našeho Slunce. Připomeňme, že kvalitativně stejně se vyvíjí i dalších 85% hvězd ve vesmíru. Případné odchylky v povaze hvězdného vývoje osamělých hvězd různé hmotnosti, jakož i kvantitativní stránka procesu jsou pak zevrubně pojednány v kapitolách 4.2 až 4.5.

4.1 Vznik, stavba a vývoj Slunce

Obecná charakteristika slunečního vývoje

Slunce je starší hvězdou populace I. Vzniklo asi před $4{,}55 \cdot 10^9$ lety a do závěrečné etapy svého vývoje se dostane asi za 7,8 miliardy let. Na vzhled Slunce na počátku a na konci jeho vývoje soudíme na základě současné teorie vývoje hvězd konfrontované pozorováním hvězd slunečního typu v rozličných etapách jejich vývoje, přičemž vycházíme z jeho současné podoby.

- Počáteční stav: Na samém počátku vývoje Slunce byl rozměrný, chladný a řídký zárodek hvězdy s hmotností odpovídající hmotnosti současného Slunce ($2 \cdot 10^{30}$ kg – $2 \cdot 10^{57}$ částic), o poloměru 1/4 světelného roku (15 000 AU, $2 \cdot 10^{15}$ m). Počáteční chemické složení Slunce bylo zřejmě hodně blízké chemickému složení povrchových vrstev současného Slunce, o nichž věříme, že nebyly dotčeny následným jaderným vývojem. V hvězdném materiálu převládaly molekuly vodíku H_2 a atomy helia, ostatní prvky byly zastoupeny asi 2 %. Hustota látky byla asi $5 \cdot 10^{-17}$ kg m^{-3} (tj. 10 000 molekul vodíku v 1 cm^3).
- Konečný stav: Slunce skončí jako chladnoucí bílý trpaslík – hvězda tvořená převážně elektronově degenerovaným plynem o hmotnosti asi 0,54 M

(1,1 10^{30} kg), s poloměrem 1/80 R (4/3 R_Z = 8,5 ·10^6 m), složená z uhlíku, kyslíku a asi 2 % těžších prvků. Střední hustota tohoto hvězdného reliktu je 4 ·10^8 kg m^{-3}. Zbytek, o hmotnosti poloviny Slunce je prostřednictvím hvězdného větru a pulzací vrácen do prostoru. Chemické složení je oproti počátečnímu jen mírně pozměněno – přibylo zde trochu prvků skupiny C, N, O. Okolo centrální hvězdy krouží planety se zanedbatelnou hmotností, které však na sebe vážou kolem 98 % momentu hybnosti celé sluneční soustavy.

Prostorem putuje dále zhruba 1,25 ·10^{63} vyzářených fotonů (650 000 fotonů na částici) většinou viditelného světla, jež sebou nesou naprostou většinu uvolněné energie.[0]) Dále je třeba se zmínit o asi 10^{57} neutrin nesoucích několik procent této energie.

- Vývoj Slunce je časová posloupnost dějů, které je z počátečního stavu dovedou do jeho konečného stavu. Vývoj v sobě tedy musí zahrnovat:
  a) obrovské smrštění ve velikosti tělesa v poměru 240 000 000 :1 (8 řádů) a z něj vyplývající zahuštění v poměru 1 : 8 ·10^{24} (25 řádů)!,
  b) únik až 50 % látky s víceméně počátečním chemickým složením zpět do prostoru,
  c) změna chemického složení podstatné části hvězdy (původní vodík a helium se změnily na uhlík a kyslík),
  d) vznik sluneční soustavy, kam se odklidila podstatná část počátečního momentu hybnosti,
  e) uvolnění značného množství energie, převážně ve formě fotonů. Z toho se získalo:

smrštěním	1,7 $G\frac{M_{BT}^2}{R_{BT}}$ =	**1,4 ·10^{43} J**
spálením H na C, O	7,3 ·10^{29} kg · 0,00785 · c^2 =	5,2 ·10^{44} J
spálením He na C, O	2,5 ·10^{29} kg · 0,00075 · c^2 =	1,7 ·10^{43} J
celkem		**5,6 ·10^{44} J**

Z energetického hlediska je vůbec nejdůležitější termojaderné spalování vodíku na helium, kterým se uvolní přes 85 % celkové energie; na druhém místě je spalování helia na těžší prvky s 12 %.

Vznik a raný vývoj Slunce

Všeobecně se soudí, že Slunce vzniklo před 4,55 miliardy let zhroucením části, dnes již neexistujícího, obřího molekulového oblaku obíhajícího v rovině Galaxie. Slunce si podrželo jeho kinematiku a po celou dobu své existence se vyskytovalo v bezprostřední blízkosti této roviny obývané přednostně hvězdami populace I a mezihvězdnou látkou. Kolem centra Galaxie obíhá po takřka kruhové trajektorii; vůči vzdáleným galaxiím kolem něj oběhlo již více než dvacetkrát. Z míst svého vzniku se vzdálilo natolik, že v současnosti již není možné místo slunečního rodiště identifikovat. Stáří Slunce odhadujeme metodami radioaktivního datování těles sluneční

[0]) Na hvězdy tak lze nahlížet jako na velice účinná osvětlovací tělesa, která dokáží značnou část své vnitřní energie využít na výrobu a emisi fotonů.

soustavy, zejména pak meteoritů[0]), o níž soudíme, že se zformovaly společně se s ním.

Bezprostřední popud ke vzniku Slunce byl zřejmě výbuch blízké supernovy nebo supernov. Tyto supernovy zanechaly svůj charakteristický otisk v chemickém složení zárodečné mlhoviny, z níž Slunce vzniklo.

Modely raného vývoje hvězd o sluneční hmotnosti a slunečním složení ukazují, že na samém počátku vývoje je zárodek hvězdy opticky tenký, čili dosti průhledný. Součásti budoucí hvězdy se hroutí volným pádem, přičemž kolaps je zprvu takřka izotermický. Protože doba pádu částic v oblasti centrálního je kratší než u částic z periferie, začíná objekt v centru houstnout. Když materiálu v centru zhoustne na asi 10^{-10} kg m^{-3}, stane se neprůhledným vůči vlastnímu záření. Hlavním zdrojem opacity je prach.

Vzrůstající gradient tlaku ve hvězdě začne rychlou kontrakci brzdit. Zpočátku v centrálních oblastech, později v celém objektu se ustaví hydrostatická rovnováha. Vnější rozměry poklesnou pod 5 AU, útvar se stává tzv. *protohvězdou*. V opticky tlustém oblaku se uvolněná potenciální energie mění v teplo, které nahřívá tělo protohvězdy. Ta pak část své energie odevzdává do prostoru prostřednictvím převážně infračerveného záření. V počátečních fázích se zářivý výkon Protoslunce rychle zvětšil, a to až na několikanásobek současného výkonu. Pokles vyzařovací plochy hroutící se hvězdy je více než bohatě kompenzován nárůstem efektivní teploty.

Poznamenejme, že v okrajových oblastech materiál ještě volně padá. Když se dostává do oblasti s hydrostatickou rovnováhou, vzniká v místě dopadu rázová vlna, neboť rychlost dopadu je větší než rychlost zvuku. Prostřednictvím rázové vlny odevzdává dopadající materiál většinu své kinetické energie a je příčinou zvýšeného výkonu zárodku hvězdy.

Jakmile teplota v protohvězdě vzroste nad 1000 K, začne se prach vypařovat a opacita poklesne. „Poloměr“ hvězdy náhle poklesne a přiblíží se až k hydrostatickému jádru. To se dále rozehřívá s tím, jak na ně dále padají vnější vrstvy. Dosáhne-li teplota v jádru 2000 kelvinů, začnou molekuly rozpadat na jednotlivé atomy. Tento proces pohlcuje energii, která by jinak umožnila v nitru vytvořit dostatečný gradient tlaku k udržení hydrostatické rovnováhy. Hvězda je tak dynamicky nestabilní, dochází k další rychlé fázi smršťování, která trvá do okamžiku, než se znovu ustaví rovnováha.

Vývoj před vstupem na hlavní posloupnost

K tomu, aby se v nitru Slunce rozhořely vodíkové reakce natolik, aby jejich výkon dokázal hradit veškeré ztráty působené vyzařováním, je zapotřebí, aby v jeho centru vystoupila teplota nad 12 milionů kelvinů. Této podmínce dostojí v průběhu smršťování, pokud poloměr chemicky homogenní hvězdy poklesne pod 90 % současného poloměru Slunce. Smrštěním tělesa z původně velmi velkých rozměrů se uvolní potenciální energie: $E_{pot} \cong \frac{1{,}7\, G\, M_{\odot}^2}{0{,}90\, R} = 7{,}2 \cdot 10^{41}$ joulů. Polovina energie se využije na zvýšení vnitřní energie, tedy zejména na žádoucí zahřátí hvězdného nitra, druhá polovina energie je vyzářena ($3{,}6 \cdot 10^{41}$ J).

[0]) viz např. G. J. Wasserburg et al (1977)

Doba, za niž Protoslunce dosáhne hlavní posloupnosti, je určena tempem, jímž je energie určená k vyzáření odváděna do prostoru. Zářivý výkon hvězdy je dán izolačními vlastnostmi obalu hvězdy a po většinu fáze před vstupem na hlavní posloupnost zhruba odpovídá současnému výkonu Slunce 1 L . Podělením celkového objemu vyzářené energie a předpokládaným výkonem obdržíme tzv. *Kelvinovu-Helmholtzovu časovou škálu* t_{KH} (tepelnou škálu) o délce asi $3 \cdot 10^7$ let, která je současně kvalifikovaným odhadem délky té fáze vývoje[0]), jež předchází zažehnutí vodíkových reakcí v centru.

Co se během této fáze, která odpovídá zhruba 0,5 % celkové délky aktivní života hvězdy, stalo? S rostoucí teplotou v nitru hvězdy dochází k postupné ionizaci materiálu. Obal hvězdy se stává pro postupující záření prakticky neprůhledný a ve hvězdě se teplo přenáší především konvekcí.

Podle již klasického zjednodušeného modelu Icko Ibena (1965) se Slunce stalo plně konvektivním zhruba milion let po začátku kolapsu. V průběhu této etapy vývoje došlo i k zažehnutí prvních termonukleárních reakcí, zejména k zapálení deuteria, avšak energetická produkce těchto reakcí byla natolik nevýznamná, že smršťování hvězdy prakticky neovlivnila. S tím jak rostla teplota hvězdného nitra, stoupal i stupeň ionizace a neprůhlednost materiálu klesala. V plně konvektivní hvězdě se přenos energie zářivou difuzí prosadil nejprve v centru, v průběhu času se pak oblast v zářivé rovnováze rozšiřovala i k vyšším partiím hvězdy. Tím se pochopitelně měnily izolační vlastnosti hvězdy – nastal i jistý nárůst zářivého výkonu. Mírně se tak urychlil vstup na *hlavní posloupnost nulového stáří*[0]), který byl ukončen zhruba po 50 milionech let od zrodu hvězdy.

Mezi tím se již utvořila též sluneční soustava, jejíž existence byla důležitá zejména v počátcích vývoje, neboť budoucí hvězdu zbavila nadbytku momentu hybnosti a umožnila jí její další vývoj. Jakmile se Slunce dostatečně smrštilo, začalo protoplanetární oblak nahřívat svým vlastním zářením a výrazným způsobem ovlivnilo jeho chemické složení a rozložení hmoty v něm. Později, když se Slunce zformovalo jako kvazistabilní hvězda, vstoupilo do etapy hvězdy typu T Tauri, rychle rotujících, vysoce aktivních hvězd vyznačujících se mimořádně silným hvězdným větrem. Ten ze Slunce odnesl další díl nadbytečného momentu hybnosti a navíc vymetl zbytky protoplanetární mlhoviny, která se nestačila zkoncentrovat v kompaktní tělesa – tj. planety a jejich družice.

Od hlavní posloupnosti nulového stáří až do dneška

Slunce ve stavu hvězdy hlavní posloupnosti stráví kolem 11 miliard let, čili 88 % svého aktivního života.

Důkladně promíchané a tudíž chemicky homogenní Slunce vstoupilo do stadia hvězdy hlavní posloupnosti nulového stáří před asi 4,55 miliardy let. Podle I. Juliany Sackmannové et al. (1993)[0]) jeho efektivní teplota činila 5586 K, což je o 3 % méně než dnes, jeho poloměr však byl výrazně menší než v současnosti: 0,90 R . Zářivý výkon

[0]) Podle I.-J. Sackmannové et al. (1993) je tato doba poněkud delší – cca 50 milionů let.

[0]) Chemicky homogenní hvězdy hlavní posloupnosti, v nichž se právě rozhořely vodíkové reakce.

[0]) Naprostá většina údajů, které jsou v této podkapitole uvedeny, byla převzata z této práce, jež je založena na nejmodernějších datech o chování hvězdného materiálu za extrémních podmínek.

tehdejšího Slunce tak činil pouhých 70 % dnešní hodnoty. Slunce se skládalo ze 70,6% z vodíku, z 27,4% z helia a zbytek – tj. 2% připadaly na těžší prvky.

Slunce zpočátku rotovalo rychleji než dnes, jeho aktivita byla o dost bouřlivější. Díky silnému hvězdnému větru se však hvězda postupně zbavuje svého momentu hybnosti, rotace se zvolňuje a aktivita v důsledku toho postupně klesá až na současnou, relativně velmi nízkou úroveň.

Energie se v okolí centra Slunce, coby hvězdy hlavní posloupnosti, uvolňuje takřka výhradně termonukleárním hořením vodíku v *protonově-protonovém řetězci*. Motorem hvězdného vývoje je úbytek počtu částic (ze 4 jader vodíku vznikne 1 jádro helia) obsažených v 1 kilogramu hmotnosti látky v oblastech, kde probíhají termonukleární reakce. Látka se v průběhu času stává „měkčí“, hůře vzdoruje tíze svrchních vrstev. Postupně se hroutí, čímž se zahušťuje a též zahřívá.

Od vstupu Slunce na hlavní posloupnost do současnosti vzrostla centrální teplota z počátečních 12 milionů K na dnešních 15,4 milionů K, centrální hustota z původních $8 \cdot 10^4$ kg m^{-3} vzrostla o 100 %, tj. na $1{,}6 \cdot 10^5$ kg m^{-3}. Stále houstnoucí jádro se postupně osamostatňuje a jeho stav přestává záviset na stavu obalu hvězdy.

Navzdory klesajícímu zastoupení vodíku v centru se výkon hvězdy stále zvyšuje, což je dáno faktem, že při vzrůstající teplotě a hustotě probíhají reakce *p-p* řetězce rychleji. Výkon Slunce od počátku do současnosti vzrostl o 41 % (!). Obal hvězdy se postupně přestavuje tak, aby mohl vyráběný výkon přenést. Zadržením malé části procházejícího zářivého toku pozvolna expanduje, poloměr hvězdy roste z počátečních 0,90 R na dnešní 1,00 R .

Jakkoli v minulosti Slunce méně zářilo, nemusela být teplota na Zemi nutně menší, neboť atmosféra naší planety byla zpočátku hustější a převládaly v ní plyny s víceatomovými molekulami (oxid uhličitý, metan, čpavek aj.), které způsobují silný skleníkový jev. V průběhu času se zemská atmosféra ztenčovala a její chemické složení se měnilo v neprospěch právě víceatomových molekul. Nyní je skleníkový efekt na Zemi podstatně méně účinný, než tomu bylo v minulosti. Souběžným vývojem Slunce a zemské atmosféry tak na zemském povrchu byla „termostatována“ prakticky neměnná teplota, což jistě napomohlo rozvoji bohatého a strukturovaného organického života.

Dnešní Slunce

Sestavit model současného Slunce, hodnověrně popisující a zdůvodňující průběh základních stavových veličin v nitru Slunce, není vůbec jednoduché. K jeho sestrojení bychom totiž museli znát, jak jsou ve Slunci rozložen chemické prvky. To však bohužel nevíme, protože bezprostřední analýze chemického složení jsou přístupny jen povrchové vrstvy hvězdy. Proto je třeba postupovat jistou oklikou.

Vycházíme přitom zpravidla z těchto předpokladů:

a) hmotnost Slunce se od počátku vývoje až do dneška prakticky nezměnila,
b) chemické složení chemicky homogenního Slunce na počátku jeho vývoje odpovídá chemickému složení povrchových vrstev dnešního Slunce.

Nejprve sestrojíme matematický model Slunce na počátku jeho vývoje a sledujeme vývoj vnějších charakteristik tohoto modelu (zejména jeho zářivého výkonu a poloměru) v závislosti na času, s tím, že k dnešním hodnotám těchto veličin bychom měli dospět v čase $4{,}55 \cdot 10^9$ let od zrodu. Měníme pak volitelné parametry počátečního modelu (např. počáteční chemické složení,

parametry konvekce apod.) tak dlouho, dokud nedospějeme k uspokojivé shodě s pozorovanou skutečností.[0]) Takto nalezenému modelu slunečního nitra se pak říká *standardní model Slunce.*

Standardní model Slunce V centru modelu je nejvyšší hustota $\rho_c = 1{,}46 \cdot 10^5$ kg m^{-3}, nejvyšší teplota $T_c = 1{,}54 \cdot 10^7$ K, i tlak $P_c = 2{,}3 \cdot 10^{16}$ Pa (230 miliard atmosfér). Průměrná teplota ve slunečním nitru je $7 \cdot 10^6$ K, střední hustota $1{,}4 \cdot 10^3$ kg m^{-3}. Látka je ve hvězdě silně soustředěna ke středu, polovina sluneční hmoty leží uvnitř koule o objemu 70krát menším, než je objem Slunce.

- *Stav látky v nitru Slunce.* Prakticky v celém objemu Slunce vládne teplota vyšší než 10^5 K, což znamená, že atomy H a He jsou zde ionizovány zcela, těžší atomy jsou pak ionizovány z větší části. Kromě látkových částic se tu setkáváme i s fotony měkkého rentgenového záření, jejichž koncentrace a rozložení podle energií odpovídá záření absolutně černého tělesa s lokální teplotou. Nepatrně jsou zastoupena též neutrina vesměs vzniklá při termonukleárních reakcích.
- *Počet elementárních částic v nitru Slunce*.

celkem	**$1{,}91 \cdot 10^{57}$**	**100,0 %**
– volných elektronů	$1{,}01 \cdot 10^{57}$	52,8 %
– protonů (H^+)	$8{,}20 \cdot 10^{56}$	42,9 %
– jader He	$8{,}67 \cdot 10^{55}$	4,5 %
– ostatních jader	$1{,}39 \cdot 10^{54}$	0,07 %
– fotonů	$1{,}1 \cdot 10^{54}$	0,06 %
– neutrin	$3{,}8 \cdot 10^{38}$	$2 \cdot 10^{-20}$ %

  Záření se na celkovém tlaku podílí jen nepatrně. Sluneční materiál lze velice dobře aproximovat ideálním plynem, k elektronové degeneraci má sluneční materiál hodně daleko (hustota by musela být o řád větší).
- *Zdrojem sluneční energie* jsou takřka výhradně termonukleární reakce. Efektivně probíhají jen velmi blízko středu: 90 % energie se uvolní v oblasti obsahující 29 % hmoty. I zde je ovšem výkon velice malý – v průměru jen $7 \cdot 10^{-4}$ W kg^{-1}, nicméně vzhledem k tomu, že hmotnost energeticky aktivní části Slunce je obrovská – $5 \cdot 10^{29}$ kg, je celkový výkon oněch pozorovaných $4 \cdot 10^{26}$ W.

V oblasti slunečního jádra probíhá řada termonukleárních reakcí, energeticky významné jsou jen ty, při nichž se čtyři jádra vodíku postupně spojují v jádro helia. Ve Slunci se každou sekundu změní na helium $5{,}9 \cdot 10^{11}$ kg vodíku. Do reakcí vstupuje v průběhu jedné sekundy $3{,}5 \cdot 10^{38}$ jader vodíku a vystupuje $8{,}8 \cdot 10^{37}$ jader helia a $1{,}8 \cdot 10^{38}$ neutrin, která během několika sekund bez odporu Slunce opouštějí. Spalování vodíku na helium probíhá prostřednictvím *p-p* řetězce. Za celou dobu své existence Slunce vyčerpalo asi 5 % svých zásob vodíku, převážně v centrálních partiích. V centru je vodík zastoupen nejméně: cca 51 % původního zastoupení.

[0]) Pro sestrojení modelu nitra současného Slunce lze onu nezbytnou informaci o rozložení chemického složení uvnitř hvězdy v principu získat i metodami helioseismologie (sledování oscilací povrchových vrstev hvězdy, jež jsou důsledkem stojatého vlnění uvnitř tělesa). Bohužel, interpretace helioseismologických měření je stále poněkud nejistá, poněvadž je založena na řadě předpokladů, jež mohou, ale také nemusejí být striktně splněny.

- Model Slunce lze nezávisle potvrdit pozorováním slunečních neutrin. Bohužel, až doposud se veškeré experimenty se svými výsledky s teorií rozcházejí – pozorovaný tok neutrin je asi třikrát menší, než se očekává.[0])

Řešení tohoto *neutrinového skandálu* může být i fyzikální: v případě, že má neutrino jistou nenulovou hmotnost, pak jeho stav může oscilovat mezi třemi možnými stavy neutrina (elektronové, mionové a tauonové). Vzhledem k tomu, že naše detektory zatím reagují jen na elektronová neutrina, je možné pozorovaný menší počet neutrin takto vysvětlit. Sporný zůstává základní předpoklad, že alespoň jedno z neutrin má nenulovou klidovou hmotnost.

- *Přenos tepla* z centra na povrch zajišťuje ve vnitřních částech hvězdy zářivá difuze, hlavním zdrojem opacity je tzv. fotoionizace těžších iontů. Dohlednost ve slunečním nitru představuje řádově milimetry.

  Od povrchu až do hloubky 210 000 km pod fotosférou se rozprostírá silně neprůhledná, relativně chladná konvektivní oblast zčásti ionizovaného vodíku, kde se energie v radiálním směru transportuje prostřednictvím konvektivních proudů. Těsně pod povrchem opět převládá přenos energie zářivou difuzí, přičemž hlavním zdrojem opacity zde je fotoionizace negativního iontu vodíku.

Od dneška do konce hoření vodíku v centru

Další vývoj Slunce bude podle shodného názoru většiny astronomů pokračovat v započatém směru – jeho zářivý výkon poroste, a to tempem o 1 %/100 milionů let. Za 3 miliardy let tak ode dneška se tak výkon Slunce zvýší na 1,33 $L_\odot$, efektivní teplota Slunce dosáhne svého celoživotního maxima hodnotou 5840 K, poloměr hvězdy bude o 13 % větší než ten současný.

> Na Zemi by se měla v důsledku tohoto vývoje postupně zvedat teplota, a to zhruba o 1 K za 160 milionů let, což za 1,1 miliardy let povede k tzv. *vlhkému skleníku*, kdy se začnou velmi rychle odpařovat oceány. Za další 2,4 miardy let, kdy už nebude na Zemi voda v tekutém stavu existovat vůbec, dojde k odstartování tzv. *překotného skleníkového efektu*, který dokonalou sterilizací neodvratně vyhubí život na Zemi.

Termonukleární spalování vodíku nejrychleji v samotném centru, kde se toto nukleární palivo nadobro vyčerpá po 4,8 miliardy let ode dneška. Jeho zářivý výkon představuje 1,67 $L_\odot$, poloměr nabude na 1,275 $R_\odot$, teplota klesne na 5820 K.

Slunce definitivně opoustí poklidnou existenci hvězdy hlavní posloupnosti po dosažení věku 10,9 miliardy let (6,35 mld let od současnosti). V jeho centru se již nachází heliové jádérko o hmotnosti 0,03 $M_\odot$, jehož stav začne již velmi brzy určovat výkon i vzhled celé hvězdy. Při odchodu z hlavní posloupnosti bude efektivní teplota Slunce 5520 k, poloměr se oproti dnešní nafoukne na 1,58 $R_\odot$. Období dlouhodobé prosperity končí.

Hoření vodíku ve slupce kolem heliového jádra. Slunce červeným obrem

Následující vývojová etapa začíná svižným smršťováním centrálních částí, které je odpovědí na pokles produkce energie jadernou syntézou v důsledku frapantního snížení obsahu vodíku. Střed Slunce se při tom zahustí a zahřeje natolik, že se v okolí

[0]) Podrobněji např. v John Bahcall (1996)

vyhořelého heliového jádra znovu mohutně rozhoří vodíkové reakce. Následný přebytek zářivého výkonu podnítí rychlou expanzi obalu hvězdy. Ten expanduje, chladne, celkový výkon hvězdy však roste. Hvězda se postupně stává rozměrným červeným obrem.

Výkon hvězdy již není dán kvalitou tepelné izolace obalu (jeho schopností přenášet teplo), jak tomu bylo v době, kdy Slunce bylo ještě hvězdou hlavní posloupnosti, ale stavem centrálního, stále houstoucího a zahřívajícího se jádra. V jádru lze vysledovat neaktivní heliový vnitřek obalený postupně se tenčící slupkou, v níž vysokým tempem probíhá vodíkové termonukleární reakce.[0]) Materiál ve slupce se rychle stravuje a popel jaderného hoření - helium se ukládá v centrálním heliovém jádru. Hmotnost jádra tak pozvolna roste. Jakmile naroste hmotnost heliového jádra na $0{,}13\ M_\odot$, zvýší se v centru hvězdy hustota látky natolik, že se zde objeví elektronová degenerace.[0]) Ta záhy zachvátí celé jádro. Právě tato okolnost pak významně urychlí další vývoj, který vbrzku nabude katastrofické rysy.

Tempo vodíkových reakcí probíhajících ve slupce nyní závisí hlavně na její teplotě, a ta je zase určena teplotou elektronově degenerovaného víceméně izotermického heliového jádra hvězdy. S tím jak se v průběhu času zvyšuje hmotnost jádra, zmenšují se jeho rozměry, jádro se smršťuje a zahřívá. Výkon reakcí tak dramaticky narůstá.

Část přenášené energie se spotřebuje na expanzi obalu, který se rychle nadýmá a ochlazuje. Plošná výměra povrchu hvězdy se tak pružně upravuje podle velikosti zářivého výkonu, který je nutno přenést, aby hvězda stále zůstala v energetické rovnováze. Hvězda přechází do větve *červených obrů*. Zářivý výkon rychle vzrůstá až na $2350\ L_\odot$, poloměr přitom dosahne $165\ R_\odot$ (0,77 AU) při povrchové teplotě 3100 K. Slunce se stává extrémním červeným obrem spektrální třídy M.

S výjimkou jádra a jeho blízkého okolí se v celé hvězdě teplo přenáší konvekcí. Spodní konvektivní víry zasahují až do oblastí nukleárního hoření a roznášení produkty jaderných reakcí po celé hvězdě. Svrchní vrstvy hvězdy jsou v čilém pohybu, z povrchu hvězdy vane mohutný hvězdný vítr, jímž se Slunce účinně zbavuje své látky, povětšinou nedotčené předchozím jaderným vývojem. Na konci této etapy, která trvá pouhých 600 milionů let, Slunce přijde o celých 28 % své počáteční hmotnosti.

Merkur vezme za své, rozpínající se Slunce jej pohltí, což ovšem neplatí o Venuši, kterou zachrání úbytek hmotnosti Slunce. Planety, držené menší gravitační silou, se při zachování orbitálního momentu hybnosti odstěhují do větších vzdáleností (Venuše na 1,0 AU, Země na 1,38 AU). Slunce Venuši (natož pak Zemi) zatím nepohltí.[0]) V okamžiku největšího vzepětí zářivého výkonu se povrch Země rozpálí až na teplotu 2100 °C. Zemská atmosféra zmizí v nenávratnu, stejně jako všechny těkavější látky z povrchu. Vlastní těleso Země by však mělo tuto krátkodobou horkou kúru přečkat bez větší úhony.

[0]) Vzhledem k vysoké teplotě slupky zde převládají reakce CNO-cyklu.

[0]) Centrální hustota se od chvíle zapálení termonukleárních reakcí zvýší o čtyři řády, takže ani nárůst centrální teploty o jeden řád není s to elektronovou degeneraci prostředku hvězdy odvrátit.

[0]) Zmíněný závěr ovšem velmi silně závisí na tempu ztráty látky. V případě, že bude poloviční a menší, než předpokládáme ($\eta = 0{,}3$), bude Venuše pohlcena již ve fázi červeného obra.

P

Zapálení helia v centru hvězdy. Slunce normálním obrem

Poté, co se Slunce rozepne na stopětašedesátinásobek své nynější velikosti, naroste teplota v elektronově degenerovaném heliovém jádru na sto milionů kelvinů, což už stačí k tomu, aby se tu zažehly termonukleární reakce, při nichž se jádra helia postupně spojují v jádra uhlíku, případně kyslíku.

Celý děj zažehnutí heliových reakcí má explozivní charakter – hovoříme zde o tzv. *heliovém záblesku*, při němž na pár okamžiků vzroste výkon heliového jádra na 10^{10} L . Výbuch poněkud zvýší teplotu jádra, ale zejména jej nafoukne na zhruba trojnásobek původního rozměru. Řádový pokles hustoty jádra vede k sejmutí elektronové degenerace – materiál v centru hvězdy se opět začne chovat jako ideální plyn.

Tato událost znamená zásadní zvrat v dosavadním vývoji. V nyní již nedegenerovaném termonukleárním reaktoru se začne spalovat i helium. Paradoxně to vede k tomu, že se výkon Slunce okamžitě znatelně sníží, neboť energeticky aktivní vrstvička hořícího vodíku je heliovým zábleskem odtransportována do oblastí s menší hustotou a teplotou. Na pokles výkonu jádra odpoví obal hvězdy tím, že se rychle smršťí a zahřeje. Slunce se na dobu 100 milionů let (1 % doby strávené na hlavní posloupnosti) stane naoranžovělým *obrem* (obrem horizontální větve) o teplotě kolem 4700 K, asi tak desetkrát větším než naše dnešní Slunce, s výkonem cca 45 L . K objektům v tomto stadiu vývoje řadíme třeba obří Capellu[0]) nebo Arctura.

Zapálení helia ve slupce kolem uhlíko-kyslíkového jádra. Slunce červeným obrem asymptotické větve

Zásoby helia v centrálních částech hvězdy se rychle ztenčují. Střed hvězdy se znovu smršťuje a zahřívá. Energeticky aktivní vrstvička hořícího vodíku se opět zahřívá, jaderné reakce zde probíhají stále rychleji. Výkon hvězdy opět roste: ve chvíli, kdy se helium v jádru zcela vyčerpá, dosáhne 110 L , hvězda na povrchu chladne a zvolna expanduje.

Na povrchu vyhořelého uhlíkokyslíkového jádra se zapaluje helium hořící ve stále se ztenčující vrstvě. Hlavním zdrojem energie ovšem zůstává slupkové hoření vodíku probíhající ve „vyšším patře“ hvězdy. Obal hvězdy se znovu rozpíná. Hvězda se vrací do stadia velmi rozměrné relativně chladné hvězdy – na H-R diagramu šplhá po *asymptotické větvi obrů* směrem vzhůru. Toto předposlední dějství hvězdného vývoje je kratičké – trvá pouhých 20 milionů let. V jejím závěru bude Slunce 180krát větší než v současnosti, zářit přitom bude jako 3000 dnešních Sluncí.

Energie se ve hvězdě přenáší převážně konvekcí. Konvektivní oblast nyní zasahuje i do dříve zapovězených míst, do míst kde probíhají termonukleární reakce. Dochází k masivnímu úniku látky z obalu hvězdy do prostoru. Hvězda se zahaluje do prachových závojů odvržené látky, v níž lze najít i stopy předchozího jaderného vývoje.

Venuše se odklidí do vzdálenosti 1,3 astronomické jednotky, Země bude obíhat po dráze o poloměru 1,8 AU, jeden oběh jí bude trvat 3,3 roku. Obě planety tak přečkají i tuto bouřlivou etapu slunečního vývoje v bezpečné vzdálenosti.

---

[0]) Capella, nejjasnější hvězda v souhvězdí je ve skutečnosti dvojhvězdou složenou ze dvou obřích hvězd - Capelly A a Capelly B.

Brzký konec překotného vývoje předznamenává několik impulzů vzepětí výkonu jdoucích v rychlém sledu za sebou. Ty odnesou ze Slunce poslední zbytky obalu. Poslední z impulzů, vedoucí k odhození planetární mlhoviny, obnažuje i hustý zbytek po vývoji hvězdy – degenerované jádro o hmotnosti 0,54 M zbavené jaderného paliva.

Planetární mlhovina se během několika desítek tisíc let zcela rozptýlí a následuje poslední, nejdelší, závěrečné dějství slunečního vývoje.

Dožívání Slunce. Slunce bílým, posléze černým trpaslíkem

Ze Slunce na konci vývoje zbude jen degenerovaný *bílý trpaslík* o hmotnosti kolem 55 % dnešního Slunce a o velikosti jen o málo větší, než je velikost Země.

> Ze Země bude kotouček chladnoucího bílého trpaslíka viditelný pod úhlem pouhých 10 úhlových vteřin. Na pozemské obloze se tak bude den co den objevovat bodový zdroj se svítivostí asi setiny dnešního Slunce. Jeho jasnost však bude slábnout a během několika miliard let by měl z pozemské oblohy zmizet nadobro.

Vzhledem k tomu, že disponibilní zásoby vnitřní energie[0]) chladnoucího bílého trpaslíka, které jsou k dispozici jsou nemalé a naopak velmi malý je únik energie do prostoru, chladne takový bílý trpaslík řadu miliard let. Teprve pak se z něj stává neaktivní, vychladlá elektronově degenerovaná hvězda.

4.2 Vznik hvězd

Obří molekulové oblaky

Hvězdy v současnosti vznikají nejčastěji ve skupinách z náhodného zhuštění v oblaku relativně chladné a husté mezihvězdné látky. Děje se tak nejčastěji uvnitř tzv. *obřích molekulových mračen*, což jsou složitě vnitřně strukturované, gravitačně vázané objekty složené z plynu a prachu o hmotnostech od 10^5 do 10^6 M , o rozměru cca 50 parseků, udržované v rovnovážném stavu vnitřním pohybem částí oblaku. Obří molekulové oblaky, které v sobě obsahují přes 50 % mezihvězdné látky v galaxiích, jsou útvary s životní dobou řádově 10^8 let. Setkáváme se s nimi takřka výhradně v rovině spirálních galaxií, zpravidla v blízkosti spirálních ramen.

Molekulové oblaky jsou tvořeny především molekulárním vodíkem, dále též neutrálním vodíkem, heliem a dalšími prvky, spojenými občas i do dosti složitých molekul. Nezbytnou složkou molekulových mračen jsou zrníčka mezihvězdného prachu, která hrají důležitou roli v energetice mračen tím, že stíní vnitřní části oblaku a přebytečné teplo dokáží účinně vyzářit do prostoru, čímž celý oblak dlouhodobě udržují na velmi nízké teplotě několika kelvinů.

Pro koncept vzniku hvězd z rozptýlené mezihvězdné látky, pocházející již od Immanuela Kanta (1724-1804) a Pierra Simona Laplaceho (1749-1827), hovoří mj. i fakt, že mimořádně mladé hmotné hvězdy třídy O a B, jakož i hvězdy typu T Tauri, v jejichž nitru se doposud nezažehly vodíkové termonukleární reakce, nacházíme

[0]) Jedná se zejména o kinetickou energii jader chovajících se zpočátku jako ideální plyn, později vytvářející kmitající krystalovou mříž. Stavbu hvězdy ovšem určují degenerované elektrony, jejichž stav na teplotě téměř nezávisí.

takřka výhradně v blízkosti mlhovin, čili v blízkosti předpokládaného místa jejich zrodu.

Existují důkazy pro to, že hvězdy vznikají v naší Galaxii i v přítomnosti, ve vzdálené minulosti bylo však tempo vznikání nových hvězd citelně vyšší. Pozorováním jiných hvězdných soustav docházíme k závěru, že tempo vznikání hvězd je obecně velmi nerovnoměrné. V životě galaxií se setkáváme s údobími, kdy vznik hvězd na dlouho téměř ustává, naopak nejsou nijak výjimečná období obrovského rozmachu tvorby nových hvězd, kdy nám přímo před očima vznikají i celé kulové hvězdokupy o statisících členů.

Jeansovo kritérium

To, že se již veškerá mezihvězdná látka dávno nerozdrobila a nesbalila na jednotlivé hvězdy, je dáno řadou skutečností, které vznikání nových hvězd brání.

Pokud někde v molekulovém oblaku vznikne fluktuace hustoty, pak se tato část oblaku začne v důsledku vlastní gravitace hroutit. Proti tomuto, zpočátku jen velmi pomalému, později se stále zrychlujícímu pohybu působí neuspořádaný tepelný pohyb molekul, který má tendenci vzniklou fluktuaci opět vyhladit. Čím prudší jsou tyto neuspořádané pohyby, tím snadněji a rychleji se náhodně vytvořená fluktuace zase rozplyne. Rychlost částic je určena jejich teplotou: čím je teplota vyšší, tím rychlejší jsou pohyby částic a tím snáze se zhustek opět rozptýlí. Naopak, čím vyšší je hustota látky, tím silněji se projeví gravitační přitažlivost, která fluktuaci váže.[0])

K tomu, aby se náhodně vzešlá fluktuace začala samovolně smršťovat, musí být splněno tzv. *Jeansovo kritérium*, požadující, aby hmotnost zhustku M byla větší než jistá kritická hmotnost M_J.

Velikost této kritické hmotnosti lze elegantně odvodit použitím věty o viriálu (podrobnější pojednání, včetně odvození najdete v podkapitole 2.5). Platí-li pro střední hodnoty potenciální energie takovéhoto zhustku látky E_P a vnitřní kinetické energie neuspořádaného pohybu částic U relace:

$$2\,U < |E_P|,$$

pak v dotyčném objektu převládne gravitace nad nahodilými pohyby částic v látce, jež mají tendenci fluktuaci setřít. (V případě rovnosti mezi oběma veličinami je objekt v rovnováze).

Pro jednoduchost vyšetřujme stabilitu stejnorodého kulového oblaku o hmotnosti M, poloměru R, teplotě T.

$$E_P \sim -\frac{3}{5} G \frac{M^2}{R}, \qquad U \sim \frac{3}{2} N\,k\,T,$$

kde N je počet částic v oblaku:

$$N = \frac{M}{\mu\, m_H}.$$

Dosazením do výše uvedené podmínky pro gravitační nestabilitu dostáváme:

$$\frac{3\,M\,k\,T}{\mu\, m_H} < \frac{3}{5} G \frac{M^2}{R}$$

Uvážíme-li, že: $M = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho$, pak lze uvedenou nerovnost zapsat:

$$M > M_J,$$

[0]) Tepelné pohyby částic nemusejí být jediným dějem, jímž látka vzdoruje své vlastní gravitaci. Lze například ukázat, že v gravitujícím prostředí existují řešení s vlnami hustoty, která jsou stabilní a nevedou ke gravitačnímu kolapsu.

kde M_J je ona Jeansova hmotnost:

$$M_J = \sqrt{\frac{3}{4\pi\rho}\left(\frac{5kT}{G\mu m_H}\right)^3}\,.$$

Oblak, má-li se gravitačně zhroutit, musí mít hmotnost větší než je Jeansova kritická hmotnost, která, jak vidíme závisí především na teplotě ($\sim\sqrt{T^3}$), méně pak i na hustotě ($\sim\sqrt{\rho}$).

Z toho ovšem plyne, že hvězdy mohou vznikat jen v těch částech molekulových mračen, kde je co nejnižší teplota a co nejvyšší hustota látky. Tyto podmínky jsou splněny v centrech mračen, kde je dokonale odstíněn i svit blízkých hvězd. Dále je zřejmé, že na samém počátku fragmentace molekulového oblaku hrají rozhodující roli jen velice hmotné fluktuace o hmotnostech 1000 M až 10 000 M . Právě tyto zárodky vedou ke vzniku kompaktních skupin hvězd, přičemž jednotlivé hvězdy vznikají dalším štěpením původní víceméně jednolité hustotní fluktuace.

Na tvorbu nových hvězd se nespotřebovává všechen materiál zárodečného oblaku, ale jen asi jeho 1/4. Nově vzniklé hmotnější hvězdy, jejichž povrchová teplota v průběhu vývoje překročí 10 000 K, začnou svým krátkovlnným zářením nahřívat nespotřebovaný mezihvězdný materiál a vypuzují jej mimo systém. Tímto procesem se hmotnost takové mladé hvězdokupy zredukuje natolik, že se hvězdy uvolňují z gravitačního svazku s hvězdokupou a vyletují do prostoru.

Jakkoliv jsou pro vznik zárodků budoucích hvězd podmínky v molekulových oblacích nejpříznivější, samy o sobě ještě nestačí. K rozdrobení části oblaku na hvězdy je však třeba látku ještě více zahustit.

K žádoucímu zahuštění může posloužit třeba:

a) Setkání molekulového oblaku s expandující oblastí velmi horkého a řídkého ionizovaného vodíku (oblasti H II). Na místě kontaktu je oblak stlačován a zahušťován, a to tak dlouho, dokud se tlaky na obou stranách nevyrovnají.
b) Vzplanutí blízké supernovy. Na hraně bubliny relativně prázdného prostoru vyklizeného explozí se vytváří rázová vlna, která před sebou hrne materiál. Nárazem takové rázové vlny na molekulový oblak může dojít k žádoucímu zhuštění látky v oblaku a k odstartování tvorby hvězd.
c) Průchod oblaku hustotní vlnou ve spirální galaxii – srážka oblaku se stacionární rázovou vlnou spojenou se spirální strukturou galaxie. Zde dochází k deformaci a následnému zahuštění molekulových mračen vedoucímu ke vzniku hvězd.
d) Nepružná srážka dvou galaxií, k nímž nezřídka dochází zejména v galaktických kupách.

Kolabující zhustek se v průběhu kontrakce začne drobit na menší části, které pak dávají vznik zárodkům jednotlivých hvězd, tzv. *protohvězdám*. Jistou překážku dalšího vývoje představuje zákon zachování momentu hybnosti: osamostatní-li se nějaký zárodek hvězdy a začne se hroutit, začne se současně roztáčet. Pokud odstředivé zrychlení vyvolané rotací někde v zárodku hvězdy přesáhne hodnotu gravitačního zrychlení, kontrakce se zde zastaví.

Lze dokázat, že pro reálné hodnoty počáteční úhlové rychlosti a poloměrů hroutícího se zárodku hvězdy, by k zastavení kontrakce došlo mnohem dříve, než by se stačila hvězda zformovat. Je tedy třeba vytipovat procesy, jimiž se zárodek hvězdy

přebytečného momentu dostatečně účinně zbavuje. Existují teoretické i pozorovací důvody pro to předpokládat, že se tak děje vytvořením rozsáhlého plochého, tzv. *akrečního disku* o poloměru stovek astronomických jednotek, který na sebe naváže nadbytečnou část momentu hybnosti. V centrálních částech oblaku se pak již víceméně samostatně vyvíjí samotná protohvězda.

Protohvězda je relativně samostatné předhvězdné těleso, v níž nejdůležitější roli hraje vlastní gravitace nutící protohvězdu ke kontrakci. V průběhu etapy gravitačního hroucení protohvězdy lze vysledovat dvě fáze: počáteční rychlou, po níž následuje pomalejší smršťování.

Rychlá fáze hvězdné kontrakce

Při *rychlé fázi kontrakce* pozorujeme víceméně volný pád částic do centra tíže. Lze ukázat[0]), že celková doba zhroucení kulového oblaku o hustotě ρ do bodu t_{ff} volným pádem, pokud by se síle gravitační nepostavila žádná síla odstředivá, je dána vztahem:

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32 G \rho}}\,.$$

Například současné Slunce s hustotou $\rho = 1400\ \mathrm{kg\ m^{-3}}$ by se volným pádem zhroutilo do bodu asi za 30 minut. Pro oblak s typickou koncentrací 10^4 molekul vodíku v $\mathrm{cm^3}$ ($3{,}3 \cdot 10^{-17}\ \mathrm{kg\ m^{-3}}$) dostáváme charakteristický čas 350 000 let. Jde o dobu nesmírně krátkou ve srovnání s celkovou dobou aktivního života hvězdy, která se počítá na 10^{10} let (1/30 000).

Z uvedeného vztahu plyne, že pokud je kolabující oblak od počátku dokonale homogenní a izotermický, pak homogenním a izotermickým zůstane i v průběhu celého, tzv. *homologického* kolapsu. Mnohem reálnější však je očekávat, že v centru hvězdného zárodku bude vyšší hustota, což znamená, že vnitřek hvězdy zkolabuje rychleji.

S tím, jak se v centrálních oblastech protohvězdy zvyšuje hustota, roste i frekvence vzájemných srážek částic. Potenciální energie uvolněná rychlou kontrakcí se tak začne stále účinněji převádět na energii neuspořádaného tepelného pohybu částic. Látka se tu zahřívá, a to nejvíce v centrálních partiích rodící se hvězdy. S tím, jak vzrůstá teplota, dochází k disociaci molekul, zejména molekul vodíku. Potom následuje i ionizace atomů, látka ve hvězdě se postupně stává neprůhledná pro vlastní záření.

Pomalá fáze hvězdné kontrakce

V centrální částech hvězdy v důsledku rychlého kolapsu rychle vzrůstá hustota, teplota a tedy i tlak materiálu. Prudce roste i gradient tlaku a to do chvíle, dokud se zde neustaví mechanická, *hydrostatická rovnováha*. Rychlá kontrakce jádra v centru hvězdy se zastaví, pád vnějším částí hvězdného zárodku na toto jádro však ještě nějakou tu dobu pokračuje. Oblast, v níž se nastolila hydrostatická rovnováha se postupně rozrůstá a zachvacuje posléze celou hvězdu. Hvězda přechází do druhé, pozvolnější etapy svého vý-

[0]) Odvození využitím 3. Keplerova zákona je předmětem úlohy, problém lze ovšem vyřešit i standardně – viz např. příslušná pasáž v učebnici: Bradley W. Carroll; Dale A. Ostlie: *An Introduction to Modern Astrophysics*, 449-451

voje. Rozměry hvězdy v tomto momentu asi stonásobně převyšují rozměry Slunce, zářivý výkon je až o několik řádů větší.

Hvězda na počátku této *pomalé fáze kontrakce* (*Kelvinovy-Helmholtzovy fáze*) je objektem v rovnovážném stavu drženým pohromadě vlastní gravitací. Vzhledem k tomu, že jde o vázaný systém tvořený částicemi ovlivňujících se navzájem především gravitací, lze na něj aplikovat větu o viriálu:

$$2 \langle E_k \rangle + \langle E_P \rangle = 0,$$

kde $\langle E_k \rangle$ je střední hodnota celkové vnitřní energie tělesa, převážně pak kinetické energie neuspořádaného tepelného pohybu, a $\langle E_P \rangle$ střední hodnota potenciální energie. Uvážíme-li že na počátku vývoje byl zárodek hvězdy velice rozlehlý a chladný, lze položit, že jeho celková kinetická a potenciální energie se blížily nule. V průběhu kolapsu pak nutně klesá potenciální energie a roste vnitřní – kinetická energie. Současně se část energie dostává do prostoru v podobě záření; celková vyzářená energie nechť je E_{rad}. Ze zákona zachování energie pak dále plyne:

$$\langle E_k \rangle + \langle E_P \rangle + E_{rad} = 0.$$

Kombinací této rovnosti s větou o viriálu dostaneme další zajímavé vztahy:

$$E_{rad} = \langle E_k \rangle = - \langle E_P \rangle / 2,$$

čili, že smršťováním uvolněná potenciální energie se rovným dílem rozděluje na vyzářenou energii a celkovou vnitřní energii. Hroutící se zárodek hvězdy se tak nutně musí ohřívat a zářit. Tempo, jímž se bude protohvězda smršťovat, a tedy ohřívat, bude diktováno rychlostí úniku energie, tedy zářivým výkonem hvězdy.

Pro kulový oblak o hmotnosti M a poloměru R s jistou koncentrací hmoty k centru lze pro potenciální energii E_P psát:

$$E_P \sim -\alpha G \frac{M^2}{R},$$

kde koeficient α vyjadřuje rozložení hmoty uvnitř hvězdy (běžně lze brát $\alpha \approx 1{,}7$).

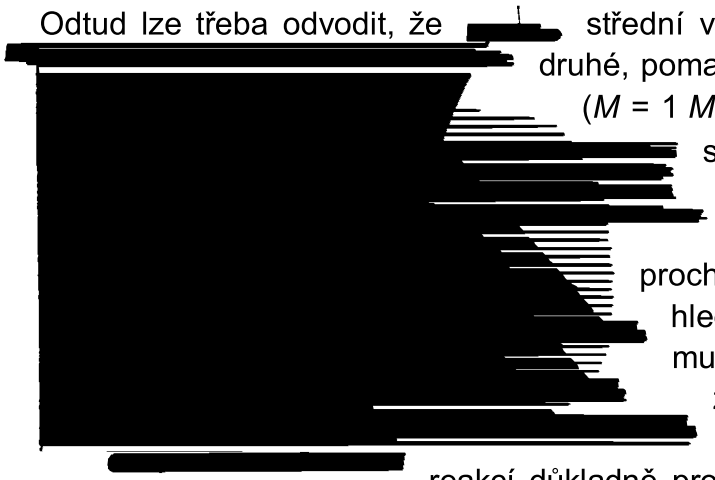
Při kolapsu roste vnitřní teplota hvězdy. Budeme-li předpokládat, že vnitřní energie hvězdy je dána součtem kinetických energií částic s třemi stupni volnosti o střední atomové hmotnosti μ_s a střední teplotě T_s, dostaneme:

$$\langle E_k \rangle \cong \frac{3}{2} k T_s \cdot \frac{M}{\mu_s m_H} = \frac{3 k T_s M}{2 \mu_s m_H} = - \langle E_P \rangle / 2 = \frac{\alpha}{2} G \frac{M^2}{R} \quad \Rightarrow$$

$$T_s \cong \frac{\alpha G \mu_s m_H}{3 k} \frac{M}{R} \cong 8 \cdot 10^6 \,\mathrm{K} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \left(\frac{R_\odot}{R} \right).$$

Ve skutečnosti bude střední teplota hvězdného nitra poněkud menší, protože se část vnitřní energie ukrývá v disociační a ionizační energii.

Obr. 8 *Poloha Hayashiho linie v H-R diagramu*



Odtud lze třeba odvodit, že střední vnitřní teplota hvězdy při nástupu do druhé, pomalejší etapy raných fází vývoje hvězdy (M = 1 M , R = 100 R) je stokrát menší než současná střední teplota slunečního nitra. Mj. to znamená, že valná většina hvězdného nitra bude pro procházející záření takřka zcela neprůhledná. Energie se v takové hvězdě musí nutně přenášet konvekcí. To má za následek, že se celá hvězda ještě před zapálením termonukleárních reakcí důkladně promíchá, takže se stane chemicky homogenní. Geometrické místo bodů na H-R diagramu, od nichž napravo jsou hroutící se hvězdy v kompletní konvektivní rovnováze, je tzv. *Hayashiho linie*.[0])

Vývoj hvězdy je diktován skutečností, že hvězda září do prostoru. Ztráta energie vyzařováním se z větší části hradí z potenciální energie – hvězda se smršťuje. Při smršťování je ovšem k tomuto účelu využita pouze polovina uvolněné energie. Zbytek se použije k „navýšení“ vnitřní energie hvězdy, k jejímu ohřevu. Hvězda je tak únikem tepla z povrchu paradoxně zahřívána.

Celková energie vyzářená do prostoru E_{rad} při smrštění hvězdy z „nekonečna„ na poloměr R je dána vztahem:

$$E_{rad} = -\langle E_P \rangle/2 \cong \frac{\alpha}{2} G \frac{M^2}{R} \approx 3{,}2 \cdot 10^{41}\ \mathrm{J} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^2 \left(\frac{R_{\odot}}{R}\right).$$

Hvězda o typickém zářivém výkonu L = 1 L sluneční hmotnosti má před zapálením vodíkových reakcí k dispozici 3,2 $\cdot 10^{41}$ J. S touto energií vystačí řádově 30 milionů let, což je typická délka této vývojové etapy. Je tedy dostatečně dlouhá, aby byla šance nějakou hvězdu v tomto stadiu zachytit.

Celkovou dobu, kterou hvězda stráví v průběhu této pomalé kontrakce zhruba vyjadřuje tzv. *Kelvinova-Helmhotzova škála* τ_{KH}. Ta je definována jako podíl celkového objemu energie vyzářené během kolapsu E_{radp} a středního zářivého výkonu hvězdy L:

$$\tau_{KH} = \frac{E_{radp}}{L} = \frac{\alpha}{2} G \frac{M^2}{RL} \approx 2{,}6.10^7\ let \left(\frac{L_{\odot}}{L}\right)\left(\frac{R_{\odot}}{R}\right)\left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^2.$$

Hvězdami v pomalé fázi své kontrakce ještě před vstupem na hlavní posloupnost jsou tzv. hvězdy typu T Tauri, mimořádně aktivní hvězdy o teplotě 3000–6000 K, často spojené se zbytky zárodečných mlhovin.

Příčinou abnormální aktivity proměnných hvězd typu T Tauri je jejich poměrně rychlá rotace a existence mohutné konvektivní zóny, v níž jsou zesilována lokální magnetická pole, jejichž rozpadem je hvězdná aktivita energeticky dotována. Z povrchu hvězd vane doslova hvězdná vichřice, hvězdy ztrácejí množství látky. Občas jsou pozorovány i bipolární výtrysky (asi 400 km s^{-1}) kolimované ve směru rotační osy zbytky akrečního disku. Důkazem aktivity jsou ještě pozorovaná silná magnetická pole, chromosféry, erupce.

---

[0]) Viz Chushiro Hayashi (1961)

S tím, jak se hvězda uvnitř zahřívá, přibývá v ní fotonů schopných transportu zářivé energie z teplejšího centra na povrch a též klesá její opacita daná zejména fotoionizací. Vnitřek hvězdy zprůhlední natolik, že se v něm nejúčinnějším způsobem přenosu energie stane difúze záření. Oblast zářivé rovnováhy se začne postupně rozšiřovat i do vyšších vrstev, konvekci však z nitra hvězd nikdy úplně nevytlačí – vždy se v nich najde alespoň jedna vrstva, v níž není splněna podmínka stability vůči konvekci.

Stavba těchto chemicky homogenních hvězd se po kvalitativní stránce začíná blížit stavbě běžných hvězd hlavní posloupnosti – s jediným, ale dosti zásadním rozdílem, dosud se v nich neuvolňuje energie prostřednictvím termonukleárních reakcí.

Čistě akademicky zkusme odhadnout, jak by se asi vyvíjela hvězda v energetické a mechanické rovnováze, pokud by v ní neprobíhaly termonukleární reakce (hvězda ze železa), případně, kdyby přínos energie uvolňované jadernými procesy byl energetické bilanci hvězdy zanedbatelný. Rovněž budeme pro jednoduchost předpokládat, že naše hvězda je složena z plynu, jehož vlastnosti se velice blíží vlastnostem plynu ideálního, dále že hmotnost hvězdy i její chemické složení se během kontrakce nemění. Pokud bude její vnitřní stavba v průběhu času podobná, pak bude možné vývoj všech důležitých charakteristik funkcí vývoje pouze jediného parametru – nejlépe poloměru hvězdy $R(t)$.

Je-li R_0 poloměr hvězdy v čase $t = 0$, pak lze tyto veličiny: střední vnitřní teplotu T_S, střední hustotu ρ_S, středního tlak ideálního plynu P_g, střední tlak záření P_r, tlak elektronově degenerovaného plynu P_{deg} a efektivní povrchovou teplotu T_{ef}, poměřované s referenčními hodnotami týchž veličin vztahujícími se k času $t = 0$ psát:

$$T_{S0} = T_{S0}\frac{R_0}{R(t)}; \qquad \rho_s = \rho_{s0}\left(\frac{R_0}{R(t)}\right)^3; \qquad T_{ef} = T_{ef0}\left(\frac{L(t)}{L_0}\right)^{1/4}\left(\frac{R_0}{R(t)}\right)^{1/2};$$

$$P_g = P_{g0}\left(\frac{T_s}{T_{s0}}\right)\left(\frac{\rho_s}{\rho_{s0}}\right) = P_{g0}\left(\frac{R_0}{R(t)}\right)^4; \qquad P_r = P_{r0}\left(\frac{T_s}{T_{s0}}\right)^4 = P_{r0}\left(\frac{R_0}{R(t)}\right)^4;$$

$$P_{\mathrm{deg}} = P_{\mathrm{deg}0}\left(\frac{\rho_s}{\rho_{s0}}\right)^{\frac{5}{3}} = P_{\mathrm{deg}0}\left(\frac{R_0}{R(t)}\right)^5; \qquad \beta = \frac{P_r}{P_g} = \beta_0; \qquad \frac{P_{\mathrm{deg}}}{P_g} = \frac{R_0}{R(t)}.$$

Odtud vyplývá několik důležitých závěrů: podíl tlaku záření na tlaku plynu se během kontrakce hvězdy nemění, dále: podíl tlaku degenerovaných elektronů je nepřímo úměrný poloměru hvězdy a během kontrakce roste.

Jediným zdrojem energie hvězdy je energie potenciální. V rovnovážném stavu je podle teorému viriálu zářivý výkon takového tělesa roven polovině časové změny celkové potenciální energie hvězdy:

$$L = -\frac{\mathrm{d}E_p}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{1}{2}\frac{\alpha G M^2}{R}\right) = -\frac{1}{2}\alpha G\frac{M^2}{R^2}\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t} = -\frac{E_p}{2}\frac{\mathrm{d}R}{R\mathrm{d}t}.$$

Vztah lze přepsat do smysluplnějšího tvaru:

$$\frac{\mathrm{d}R}{R} = -\frac{\mathrm{d}t}{(E_p/2)/L} = -\frac{\mathrm{d}t}{\tau_d},$$

kde parametr τ_d je tzv. *dynamický čas kontrakce*, jež odpovídá době, za niž by se celkovou kontrakcí uvolněná energie vyzářila, pokud by byl zářivý výkon stálý

$$\tau_D = \frac{\alpha}{2}G\frac{M^2}{RL} = \tau_{d0}\left(\frac{R_0}{R}\right)\left(\frac{L_0}{L}\right),$$

P

$$\tau_{D0} = \frac{\alpha}{2} G \frac{M^2}{R_0 L_0}.$$

Dosadíme-li do vztahu hodnoty sluneční, pak pro dnešní Slunce ($\alpha \sim 1{,}7$) vychází dynamický čas kontrakce τ_{D0} asi 23 milionů let. K tomu, aby Slunce hradilo čistě jen kontrakcí ztráty působené vyzařováním z povrchu, muselo by se ročně smrštit o jednu 23miliontinu svého dosavadního rozměru, čili o 30 metrů. Tato veličina je i na škále stovek let obtížně zjistitelná.

Hodnota dynamického času kontrakce se v průběhu času mění v důsledku změn poloměru R a zářivého výkonu L. Ten je dán izolačními vlastnostmi obalu, jež jsou funkcí teploty a hustoty ve hvězdě. Víme-li, jak se mění zářivý výkon v závislosti na poloměru hvězdy, není obtížné vypočítat pomocí výše uvedené diferenciální rovnice, jak závisí poloměr hvězdy na čase $R(t)$.

S nejjednodušší situací se setkáváme u hmotných hvězd, kde je přenos zajišťován zářivou difuzí, přičemž opacita materiálu je dána zejména rozptylem na volných elektronech. Tam je výkon hvězdy závislý jen na hmotnosti hvězdy: $L \sim M^3$ a vystupuje tu tedy jako časově neproměnná veličina, čili konstanta; $\tau_{D0} \sim 1/R_0 M_0$. Dynamický čas kontrakce je tedy nepřímo úměrný poloměru hvězdy. To umožňuje metodou separace proměnných vyřešit prostou diferenciální rovnici:

$$\frac{\mathrm{d}R}{R} = -\frac{\mathrm{d}t}{\tau_d}.$$

Po jistých úpravách lze dojít k jednoduchému tvaru závislosti poloměru hvězdy na čase:

$$R = \frac{R_0}{1 + (t/\tau_{d0})},$$

kde t je časový interval, který uplynul od libovolně, nicméně pevně stanoveného začátku ($t = 0$) a τ_{D0} je dynamický čas kontrakce vztahující se k tomuto okamžiku. Kontrakce hvězdy v této aproximaci začala v čase $t = -\tau_{d0}$. Poloměr hvězdy se od té chvíle mění nepřímo úměrně času a hmotnosti hvězdy. Hmotnější hvězdy se vyvíjejí relativně rychleji.

Pro hvězdy hmotnosti Slunce hraje v opacitě hvězdného materiálu rozhodující úlohu tzv. foto-ionizace na těžkých iontech. Jak jsme již výše ukázali, zářivý výkon takového tělesa L je úměrný $M^{5,5} R^{-0,5}$; $\tau_{D0} \sim R_0^{-0,5} M_0^{-3,5}$. Dosazením do diferenciální rovnice:

$$\frac{\mathrm{d}R}{R} = -\frac{\mathrm{d}t}{\tau_d}$$

lze po jistých úpravách najít závislost poloměru hvězdy na čase:

$$R = \frac{R_0}{[1 + (t/\tau_{d0})]^2},$$

kde t je časový interval, který uplynul od času $t = 0$ a τ_{D0} je dynamický čas kontrakce vztahující se k tomuto okamžiku. Kontrakce hvězdy v této aproximaci začala v čase $t = -2\tau_{D0}$. Poloměr hvězdy se od toho okamžiku mění nepřímo úměrně kvadrátu času a 3,5. mocnině hmotnosti hvězdy. Hmotnější hvězdy se vyvíjejí výrazně rychleji.

Dosazením časových závislostí poloměru do vztahů pro charakteristiky hvězdy je zřejmé, že na H-R diagramu hmotné hvězdy postupují víceméně vodorovně zprava doleva, přičemž $T_{ef} \sim R^{-1/2} \sim (1+t/\tau_{D0})^{1/2}$. U méně hmotných hvězd se zářivý výkon v průběhu času lineárně zvyšuje: $L \sim R^{-1/2} \sim (1+t/2\tau_{D0})$, povrchová teplota rovněž roste s časem $T_{ef} \sim R^{-5/8} \sim (1+t/2\tau_{D0})^{5/4}$. Uvnitř hvězdy roste vnitřní teplota, hustota i tlak.

Se snižujícím se poloměrem však také roste podíl tlaku degenerovaného plynu. Pokud převládne v celé hvězdě, hvězda „zamrzne“ na dosaženém poloměru. Její teplota se již nadále nebude zvyšovat, hvězda skončí jako degenerovaný bílý trpaslík, který bude stále chladnout. Takto skutečně

končí některé zvlášť málo hmotné hvězdy, v nichž se nikdy nevytvoří teplota dostatečná pro zapálení jaderných reakcí.

4.3 Jaderný vývoj hvězd

Zapálení termonukleárních reakcí

V reálných hvězdách, složených převážně z vodíku, v rané fázi vývoje vstupují do hry termonukleární reakce jako velmi vydatný alternativní zdroj energie. Termonukleární reakce probíhají nejúčinněji v centru smršťující se hvězdy, v místech, kde je největší hustota a teplota.

Během smršťování se nejprve zapalují termonukleární reakce, při nichž se mění lehčí prvky, jako lithium, bór a deuterium, na helium. Vzhledem k malému obsahu zmíněných prvků i nižší energetické vydatnosti reakcí, představuje energetický výkon zmíněných reakcí vždy poměrně malý přínos k celkové energetické bilanci hvězdy a projeví se nejčastěji tím, že během hoření lehčích prvků tempo smršťování poněkud poleví. Po spotřebování prvků s relativně nízkou „zápalnou teplotou“ pokračuje smršťování hvězdy týmž tempem jako předtím.

Pokud se v centru vytvoří teplota alespoň 8 milionů K, začnou ve hvězdě dostatečně rychle probíhat vodíkové reakce, které naprosto zvrátí dosavadní směr hvězdného vývoje. Část zářivého výkonu hvězdy se totiž hradí z výkonu uvolněného vodíkovými rekcemi. Proces postupného smršťování se nyní postupně zvolňuje, nicméně teplota a hustota v centrálních oblastech hvězdy stále rostou. Výrazně se tak zvyšuje tempo vodíkových reakcí, a tím i jejich energetický přínos. V okamžiku, kdy je schopen výkon pocházející z termonukleárních reakcí **plně** hradit veškeré energetické ztráty hvězdy způsobené vyzařováním, se smršťování hvězdy zastaví. Od této chvíle jsou to právě termonukleární reakce, které na sebe po velmi dlouhou dobu přebírají nevděčnou úlohu hradit veškeré energetické ztráty způsobené nedokonalou tepelnou izolací horkého hvězdného nitra.

Uvolňování energie jadernými procesy je velmi účinné, hvězda přechází do kvazistabilního stavu, vývoj hvězdy se nyní odehrává v tzv. *nukleární časové škále*, která se počítá na miliardy let. Hvězda vstupuje do nejdelší etapy svého života – stává se *hvězdou hlavní posloupnosti*.

Jakkoli se valná většina hvězd do fáze hvězdy hlavní posloupnosti dříve nebo později dostane, neplatí to zcela obecně. Výjimkou jsou objekty o hmotnosti menší než 0,075 M . Již v průběhu pomalé fáze smršťování v nich totiž naroste hustota natolik, že se v centrálních oblastech hvězdy objeví elektronová degenerace. Ta postupně zcela zachvátí hvězdu celou a celou kontrakci zmrazí. Centrální teplota oněch kýžených 8 milionů K nedosáhne, vodík se zde nezapálí. Těmto objektům, jež stojí na pomezí mezi velkými planetami a hvězdami, říkáme *hnědí trpaslíci*.

Až do roku 1995 byli hnědí trpaslíci jen hypotetickými objekty, v současnosti jich známe několik desítek. Nejvíce jich bylo objeveno v mladé otevřené hvězdokupě – Plejádách (10^8 let), jako málo zářící objekty o nízkých efektivních teplotách. Nejchladnějším známým hnědým trpaslíkem je Gliese 229 B s teplotou 900 K, starý několik miliard let.

Hnědí trpaslíci po svém neúspěšném pokusu o zapálení vodíkových reakcí končí aktivní část svého vývoje a mění se v elektronově degenerované objekty složené převážně z vodíku. Vzhledem k tomu, že tlak v elektronově degenerovaných objektech prakticky nezávisí na teplotě, jejich poloměr se v průběhu času mění jen nepatrně. Hnědý trpaslík však má nenulovou povrchovou teplotu a nutně dále ztrácí svou energii vyzařováním. Tentokrát se tak děje výhradně na účet vnitřní energie hvězdy, potenciální energie se již nemění. Hvězda chladne, její vnitřní i povrchová teplota klesá. Tím ovšem klesá i zářivý výkon hvězdy, která se mění stále pomaleji. Hnědý trpaslík se pozvolna stává nezářícím *černým trpaslíkem*.

Hvězdy hlavní posloupnosti – hoření vodíku v centru

Hvězdami hlavní posloupnosti (Main Sequence – MS) jsou ty hvězdy, jejichž zářivý výkon je takřka plně hrazen z energie, která se v jejich centrálních částech uvolňuje termonukleární přeměnou vodíku na helium. Ve stadiu hvězdy hlavní posloupnosti hvězdy stráví 80–90% svého aktivního života.

Hvězdy do etapy hvězd hlavní posloupnosti vstupují jako důkladně promíchané, chemicky víceméně stejnorodé objekty. To je důsledek jejich předchozího vývoje, kdy prošly fází zcela konvektivní hvězdy. Množina všech bodů na H-R diagramu, které obsadí chemicky homogenní hvězdy standardního chemického složení (70% H, 28% He), je tzv. *hlavní posloupnost nulového stáří* (Zero Age Main Sequence – ZAMS). Poloha na ZAMS, čili start ve fázi hvězdy hlavní posloupnosti, je jednoznačně dána hmotností hvězdy.

Závislost hmotnost–zářivý výkon (zhruba $L \sim M^{3,5}$) je výsledkem vlastností vnitřní stavby hvězd, kdy teplejší hvězdy s větší hmotností jsou od okolí hůře izolovány než hvězdy méně hmotné. Potřebný výkon se ve hvězdě snadno zajistí vhodnou centrální teplotou. Hvězdy hmotnější musejí proto mít v centru vyšší teplotu, než hvězdy méně hmotné.

Mimořádná stabilita hvězd na hlavní posloupnosti je dána faktem, že se zde jaderně mění nejvýhřevnější známé nukleární palivo – vodík, který je současně nejběžnějším prvkem ve hvězdách. Během fáze, kdy je objekt hvězdou hlavní posloupnosti, se jeho charakteristiky mění jen málo. Hvězda si podržuje svůj výkon, což je přirozený důsledek faktu, že tento výkon je dán izolačními vlastnostmi obalu hvězdy, který se v průběhu jaderného hoření v centru prakticky nemění. Díky tomu lze vcelku spolehlivě odhadnout celkovou dobu, kterou hvězda na hlavní posloupnosti stráví.

Celkové množství zásob jaderné energie E:

$$E = 0{,}0071\, X\, q\, M\, c^2 \;=\; 8{,}9 \cdot 10^{44}\,\mathrm{J}\; q(M) \left(\frac{M}{\mathrm{M}_\odot} \right),$$

kde X je hmotnostní podíl vodíku (předpokládáme, že $X = 0{,}7$), $q(M)$ je poměrná část vodíku, která se ve stadiu hvězdy hlavní posloupnosti přemění na helium (ta je obecně funkcí hmotnosti hvězdy), 0,0071 je relativní hmotnostní deficit při této termonukleární reakci, M je hmotnost hvězdy (počáteční). Dobu τ_{HP}, kterou hvězda stráví na hlavní posloupnosti lze pak odhadnout:

$$\tau_{HP} \cong \frac{E}{\overline{L}} \cong 73 \cdot 10^9 \text{ let} \left(\frac{M}{\mathrm{M}_\odot} \right) q(M) \left(\frac{\mathrm{L}_\odot}{\overline{L}} \right) \approx 10^{10} \text{ let} \left(\frac{M}{\mathrm{M}_\odot} \right)^{-2,6},$$

kde $\overline{L}$ je střední hodnota zářivého výkonu během stadia hvězdy na hlavní posloupnosti. V poslední části výrazu jsou střední zářivý výkon a parametr q nahrazeny mocninou hmotnosti hvězdy. Tato aproximace platí pro hvězdy s počáteční hmotností menší než 15 M . Vše lze porovnat s některými ze sítě modelů hvězd od Gerarda Schallera et al. (1992).

M/M	L/L	$\tau_{HP}/10^6$ let	q	M/M	L/L	$\tau_{HP}/10^6$ let	q
0,8	0,44	25 000	0,19	7	2 900	43	0,24
1,0	1,09	10 000	0,15	15	32 500	11,6	0,34
2,5	56	580	0,18	40	330 000	4,3	0,49

Ty nejhmotnější hvězdy stráví na hlavní posloupnosti řádově miliony let, nejméně hmotné pak stovky miliard let. Vzhledem k tomu, že vesmír zřejmě není starší než 15 miliard let, ani ty nejstarší hvězdy ve vesmíru o hmotnosti menší než 0,85 M nestačily opustit hlavní posloupnost. Jejich vývoj po opuštění hlavní posloupnosti nelze tudíž ověřit pozorováním. Největší část svých zásob vodíku dokáží během stadia hvězdy na hlavní posloupnosti spořádat hmotné hvězdy – q zde dosahuje až 1/2.

Ve hvězdách o hmotnosti menší než 2 M je energeticky nejvýznamnější tzv. *protonově-protonový řetězec.* Jaderné reakce hoří v blízkosti centra, přenos energie se děje zářivou difuzí, vyhořelý materiál se tu tudíž nepromíchává. Nejrychleji probíhají jaderné reakce v samotném centru, protože tam je největší teplota i hustota; směrem od centra se tempo jaderných reakcí zvolňuje. Největší odchylku od standardního chemického složení proto lze očekávat právě v centru, směrem k povrchu bude chemické složení monotónně přecházet ve složení standardní.

Poněkud jiné poměry jsou ve hvězdách hmotnějších, kde se energeticky nejúčinnější jeví teplotně enormně citlivý *CNO cyklus*. Díky této přecitlivělosti dochází ke spalování vodíku dostatečně rychle jen v nepatrném ohnisku v samotném centru. Zdroj energie je zde takřka bodový a zářivá difúze není schopna veškerou energii přenášet. Nastupuje tedy konvekce, která nejen že odvádí teplo z této přehřáté oblasti, ale slouží též jako účinný mechanismus dopravující do místa jaderného hoření stále čerstvý jaderný materiál.[0])

I během vývoje hvězd hlavní posloupnosti dochází k závažným změnám ve vnitřní stavbě hvězdy, které se pak odrazí i v jistém pozvolném vývoji pozorovatelných charakteristik hvězd. Rozhodující příčinou vývoje je změna chemického složení hvězdy v oblasti jaderného hoření (u hmotných hvězd v oblasti konvektivního jádra). V centrálních oblastech hvězd se postupně hromadí popel vodíkových jaderných reakcí – helium. Tato oblast je oddělena od povrchových vrstev hvězdy statickou zónou, kde

[0]) V průběhu vývoje v důsledku změn v opacitě materiálu a jeho střední molekulové hmotnosti celková hmotnost konvektivního jádra plynule klesá, což znamená, že ustupující jádro za sebou zanechává plynulý přechod od původního chemického složení až po čistě heliové jádro.

se energie přenáší výhradně zářivou difuzí, k místům jaderného hoření se nemůže dostat čerstvý hvězdný materiál bohatý na vodík, třebaže je ho ve hvězdě dostatek.

V jádru se postupně zásoba vodíku vyčerpává. Dalo by se tak očekávat, že s postupem času bude jaderný výkon centra klesat. Opak je však pravdou. Souvisí to se skutečností, že při vodíkových reakcích klesá počet částic na 1 kg látky. Pokud by se udržovala na stejné teplotě a hustotě, pak by v ní klesal tlak, což by ovšem nutně muselo vést k narušení stavu mechanické rovnováhy. Ve skutečnosti je však tato rovnováha ve hvězdě neustále úzkostlivě udržována, což znamená, že hvězda uvnitř přestavuje – centrální části hvězdy se pozvolna hroutí, zahušťují, jejich konfigurační energie klesá. Při tomto pozvolném procesu se uvolňuje energie, která z části odchází z hvězdy, zčásti v ní však zůstává a způsobuje, že se vnitřek hvězdy pomalu dále nahřívá. Zvyšující se teplota je pak příčinou toho, že v centru tempo jaderných reakcí i jejich energetická vydatnost rostou, výkon jádra roste.

Na počátku stadia hvězdy hlavní posloupnosti bylo jen obtížné najít hranici mezi vnějším obalem hvězdy a jejím jádrem. S tím však, jak se jádro se zvyšujícím se podílem helia hroutí a zahušťuje, je však tento rozdíl stále patrnější. Pozorujeme zde i jistý skok, a to nejen v chemickém složení, ale i v hustotě. Jádro se v průběhu vývoje pozvolna osamostatňuje a začíná určovat i to, jak vyhlíží zbytek hvězdy.

Monotónně rostoucí tok energie uvolňované v jádru hvězdy vede jak ke zvyšování jejího výkonu hvězdy, tak slouží k nárůstu potenciální energie obalu. Vnější vrstvy hvězdy expandují, hvězda se rozpíná, její poloměr i povrch se zvětšují. Dochází též k jisté pozvolné změně efektivní teploty hvězdy – u hvězd hmotnějších než 2 M teplota v průběhu času mírně klesá, u hvězd s hmotností sluneční a menší naopak po celou dobu stadia hvězdy hlavní posloupnosti mírně roste.

K větvi obrů – hoření vodíku ve slupce

Jakmile se v centrálních částech hvězd hlavní posloupnosti vyčerpá zhruba 95 % zásob vodíku, nebude již s to výkon termonukleárního reaktoru zajistit celý výkon vyzařovaný hvězdou. V centru se okamžitě nasazuje přídavný zdroj energie – hvězda se zde začne rychle smršťovat. Centrální části hvězdy se rychle zahušťují, teplota zde roste. Rozměry takřka vyhořelého jádra se zmenšují, jádro za sebou strhává i ty oblasti hvězdy, které dosud nebyly jaderně aktivní, a vtahuje je do míst s výrazně vyšší teplotou. V přilehlých oblastech s vysokým obsahem vodíku se vzápětí zapalují vodíkové reakce probíhající zde v poměrně mocné vrstvě, které se záhy stanou dominantním zdrojem jaderné energie ve hvězdě. V jádru i nadále dobíhají vodíkové reakce, které po sobě záhy zůstaví prakticky čistě heliové jádro.

Výkon uvolňovaný prostřednictvím termonukleárních reakcí probíhajících ve slupce vrstvě brzy překoná předchozí výkon jádra. Obal hvězdy tak dostává z nitra více tepla než předtím, více než stačí přenést. Část toku energie se v tak obalu zadrží a poslouží k jeho expanzi. Poloměr hvězdy rychle roste, roste tím i plocha, jíž se do prostoru zvýšený výkon hvězdy odvádí. Obal se tak podřizuje diktátu nyní již takřka zcela samostatného jádra, které vyrábí stále více energie. Hvězda zmnohonásobuje své rozměry a chladne. Ve vnějších vrstvách těchto rozměrných hvězd se energie začne přenášet především konvekcí.

Tempo vodíkových reakcí neustále roste, hmotnost vyhořelého jádra se zvolna zvětšuje. U méně hmotných hvězd, jejichž nitro je relativně hustší a chladnější, zakrátko dochází k elektronové degeneraci heliového jádra. Vrstvička hořícího vodíku se postupně ztenčuje, ale její teplota vzrůstá. Energetická produkce jádra vůčihledně roste. Na H-R diagramu se hvězda svižně přesouvá do extrémní oblasti rozměrných *červených obrů* (Red Giant Branch – RGB). Zde stav hvězdy už vůbec nezávisí na počáteční hmotnosti hvězdy, důležitý je vnitřní stav hvězdy daný zejména okamžitou hmotností jejího kompaktního jádra.

Zapálení heliových reakcí

S tím, jak se zvyšuje hmotnost vyhořelého heliového jádra, roste i jeho teplota. Jakmile hmotnost jádra přeroste 0,45 M , přesáhne v něm teplota hranici 100 milionů kelvinů. Tehdy dojde v nitru hvězdy k významné události – k zažehnutí nového zdroje energie, jímž jsou *heliové reakce*, při nichž vzniká uhlík, případně i kyslík. Jakkoli jsou to reakce energeticky chudé, znamenají ve vývoji hvězdy důležitý obrat, daný skutečností, že se znovu energeticky aktivní jádro poněkud rozepne. Tím se ovšem ochladí vrstvička hořícího vodíku obalující heliové jádro a tempo jaderných reakcí zde výrazně klesne. Celkový výkon uvolňovaný termonukleárními reakcemi tak po zapálení dalšího jaderného zdroje paradoxně poklesne. Snížený příkon energie z centra vede k tomu, že se obal hvězdy smršťí a zahřeje. Hvězda se stává běžným hvězdným obrem jen několikrát větším než Slunce, obrem typu Arctura či Capelly.

Heliové reakce probíhají rychle, celá tato poměrně poklidná etapa trvá zhruba 10 let. V centru hořícího heliového jádra se brzy začíná hromadit popel reakcí – uhlík a kyslík. Jakmile se ve hvězdě vytvoří energeticky neaktivní jádro z vyhořelého jaderného materiálu, začne se vnitřek hvězdy opět hroutit. Na povrchu neaktivního uhlíko-kyslíkového jádra se zažehne vrstvička hořícího helia. K ní zvnějšku přiléhá slupka neaktivního helia a nad níž nacházíme skutečnou energetickou centrálu hvězdy, jíž je vrstvička hořícího vodíku, která zajišťuje takřka celý výkon hvězdy. Hvězda se znovu nadýmá, tentokrát ještě více než kdykoli předtím, stává se příslušníkem tzv. *asymptotické větve obrů* (Asymptotic Giant Branch - AGB). Její zářivý tok až o 4 řády překonává tok, který dotyčná hvězda produkovala ve stadiu hvězdy hlavní posloupnosti.

V závěru této dramatické vývojové fáze, kdy hvězda mohutně září a navíc rychle ztrácí svou hmotu hvězdným větrem a pulzacemi obalu, dojde v centru k několika explozivním znovuzažehnutím heliových reakcí ve slupce obalující uhlíko-kyslíkové jádro. V důsledku těchto, tzv. *tepelných pulzů* se v centru prostřednictvím *s-procesu* (zachycování pomalých neutronů) syntetizují i poměrně vzácné nuklidy. Vzhledem k tomu, že konvektivní vrstva zasahuje až do oblasti jaderného hoření, jsou jeho zplodiny vynášeny do horních vrstev hvězdy, odkud se hvězdným větrem dostávají do prostoru. *AGB* hvězdy tak velice účinně ovlivňují chemické složení mezihvězdné látky a jsou motorem chemického vývoje Galaxie.

Zapálení a hoření dalších prvků

V jádru hvězdného obra, které se stává stále hustším a teplejším, se postupně vytvářejí podmínky pro zapálení další série termonukleárních reakcí, při nichž „termonukleárně hoří“ uhlík a kyslík na těžší prvky.

Tempo jaderného vývoje v centrálních částech hvězdy se neustále zvyšuje[0]), struktura jádra hvězdy je komplikovaná, ve hvězdě existuje řada aktivních i neaktivních vrstev. Dochází k zapalování i zhášení různých typů reakcí, jimiž se vytvářejí stále těžší prvky až po prvky skupiny železa. Jejich jádra jsou nejpevněji vázána, jimi poklidný jaderný vývoj končí.

Jakmile se ve hvězdě vytvoří degenerované železné jádro dostatečné hmotnosti (1,4 M) dojde k zhroucení celého vnitřku hvězdy – výsledkem je neutronová hvězda nebo černá díra – hvězda vzplane jako *supernova typu II*, respektive *I b*. Nicméně do takových konců dojde jen nepatrné procento hvězd.

Na závěr je třeba připomenout, že po celou dobu nukleárního vývoje hraje v energetické bilanci hvězdy nejdůležitější úlohu energie uvolňovaná vodíkovými reakcemi. To tvrzení platí i ke konci vývoje, kdy v centru hvězdy nacházíme hned několik oblastí jaderného hoření a samotná vrstvička hořícího vodíku je až neuvěřitelně tenká. Navzdory tomu její výkon v rozhodující míře určuje výkon celé hvězdy.

Ve vývoji je nutno počítat ještě s dvěma dalšími okolnostmi, které mohou tempo i směr vývoje hvězdy zcela zvrátit – jsou jimi fenomény elektronové degenerace a úniku hmoty z hvězdy.

4.4 Elektronová degenerace a její role ve vývoji hvězd

K tomu, aby nitro hvězdy prošlo celým nukleárním vývoje od vodíku a helia až po prvky skupiny železa, je zapotřebí, aby se mohlo bez překážek smršťovat a tím i zahřívat. Zhruba platí, že čím těžší prvky se jadernými reakcemi vytvářejí, tím vyšší teploty je k uskutečnění těchto reakcí zapotřebí. Neomezenému smršťovaní vnitřku velké většiny hvězd brání závažná vnitřní příčina – *elektronová degenerace.*[0]) Pouze u zvlášť hmotných hvězd, jejichž nitro je horké a řídké natolik, aby nedegenerovalo, může nukleární vývoj dospět až do svého železného konce.

Elektronová degenerace se v průběhu vývoje zpravidla začne projevovat nejdříve v oblastech nejvyšší hustoty, čili v centru hvězd. Nicméně v průběhu dalšího vývoje teplota degenerace roste ($\sim\rho^{2/3}$), a to rychleji, než teplota skutečná ($\sim\rho^{1/3}$). Vzhledem k tomu, že hustota v centru hvězdy monotónně roste, mělo by dříve nebo později dojít k tomu, že teplota degenerace překoná reálnou teplotu a materiál zde degeneruje.

Všeobecně platí, že ve hvězdách nižší hmotnosti ve srovnatelných fázích vývoje vládne nižší teplota a vyšší hustota. Je tedy zřejmé, že v méně hmotných hvězdách nastupuje degenerace dříve, než ve hvězdách vyšší hmotnostní kategorie. To je též důvod, proč u hvězd menší hmotnosti zůstává jaderný vývoj nedokončen.

Hnědí trpaslíci

Elektronová degenerace je hlavní příčinou toho, proč se plynná tělesa o hmotnosti menší než 0,075 M nikdy nestanou hvězdami hlavní posloupnosti. Již v průběhu celkového smršťování předcházejícího vstup do tohoto rozhodujícího stadia

[0]) Pro ilustraci uveďme, že ve hvězdě o počáteční hmotnosti kolem 20 Sluncí trvá období spalování vodíku v centru 10^7 let, helium zde hoří řádově 10^6 let, uhlí 300 let, kyslík 8 měsíců a křemík 2 dny.

[0]) O vlastnostech degenerovaného plynu se podrobně pojednává v podkapitole 5.2.

hvězdného vývoje se v centrálních partiích takto málo hmotných hvězdy zvýší hustota natolik, že jádro objektu elektronově zdegeneruje. Dále se již nesmršťuje a teplota v něm se tudíž nezvyšuje. Tempo vodíkových reakcí je příliš malé na to, aby se díky jim uvolňovala energie nezbytná k pokrytí energetických ztrát působených vyzařováním z povrchu. Hvězdám tohoto typu říkáme *hnědí trpaslíci.*

Další vývoj hnědého trpaslíka spočívá v tom, že vnější vrstvy tvořené nedegenerovaným materiálem se dále hroutí, houstnou a postupně též degenerují. Ke konci této aktivní fáze svého vývoje bude většina látky ve stavu elektronové degenerace. Poloměr hvězdy se takřka nemění, hvězda chladne a její zářivý výkon úměrně tomu klesá. Hnědý trpaslík končí jako degenerovaný černý trpaslík, složený převážně z vodíku.

Helioví trpaslíci

U hvězd s hmotností menší než 0,5 M zabrzdí elektronová degenerace další vývoj po absolvování stadia hvězdy na hlavní posloupnosti. Ve hvězdě se nikdy nevytvoří teplota dostatečná k zapálení heliových reakcí. Hvězda končí jako degenerovaný *heliový černý trpaslík*. Tyto úvahy jsou však dosti akademické, neboť vzhledem ke stáří vesmíru se dosud žádná z takto hmotných hvězd nedostala vývojově tak daleko.

Obdobná hmotnostní omezení bychom mohli najít i pro případ zapálení uhlíku a dalších prvků. Ukazuje se však, že ještě důležitější je chování hvězdného obalu a únik látky z hvězdy.

Degenerace v jádrech červených obrů

Elektronová degenerace však nemusí znamenat jen zpomalení či zabrzdění hvězdného vývoje, ale i jeho téměř katastrofické zrychlení. K tomu dochází tehdy, když se v centrálních částech hvězdy objeví elektronová degenerace v dostatečně hustém vyhořelém jádru, které je obaleno vrstvou jaderně aktivní. Nejprve se hvězda do této situace může dostat dostává ve fázi červeného obra, kdy vyhořelé heliové jádro obaluje vrstvička hořícího vodíku.

K elektronové degeneraci jádra jsou obecně náchylnější hvězdy s menší počáteční hmotností, které jsou uvnitř chladnější a hustější než hmotné hvězdy ve srovnatelné fázi vývoje. Ve stadiu červeného obra se tak elektronová degenerace objeví jen u hvězd s hmotností menší než 2 M , materiál v jádrech hmotnějších hvězd se chová jako ideální plyn, který se může bez omezení smršťovat a zahřívat. S tím jak se zvětšuje hmotnost vyhořelého heliového jádra, roste i centrální teplota. Výkon hvězdy, určený výkonem reakcí probíhajících ve vodíkové slupce sice roste, nikoli však enormně. Dosáhne-li hmotnost heliového jádra magické hranice 0,45 M , zažehnou se v nitru heliové reakce a zářivý výkon mírně poklesne.

Vývoj méně hmotných hvězd je ovšem mnohem dramatičtější. Vodíkové reakce v aktivní slupce obalující elektronově degenerované jádro probíhají poměrně rychle a jejich popel se ukládá do vyhořelého jádra. Tím ovšem roste jeho hmotnost degenerovaného jádra M_j a klesá jeho poloměr R_j: $R_j \sim M_j^{-1/3}$. Nárůstem hmotnosti degenerovaného jádra tak klesá potenciální energie, která se dílem odvádí mimo jádro, dí-

lem zde zvyšuje vnitřní energii, tedy i teplotu.[0]) Teplota jádra T_j je rostoucí funkcí jeho hmotnosti: $T_j \sim M_j/R_j \sim M_j^{4/3}$.

S tím, jak roste hmotnost degenerovaného jádra, roste i jeho teplota[0]), a tím i teplota přiléhající vrstvičky, v níž hoří jaderný materiál. Vzhledem k tomu, že vydatnost reakcí je silně závislá na teplotě, velmi rychle roste výkon této vrstvičky a tím i výkon celé hvězdy. Ke konci této vývojové etapy roste zářivý tok hvězdy takřka exponenciálně až na 2500 L . Na stále se zvyšující výkon jádra odpovídá obal hvězdy prudkou expanzí. Hvězda se rychle nadýmá a stává se *červeným obrem* či *veleobrem* o poloměru až 200 R . Teplota v centru, jakož i výkon hvězdy jsou v této fázi vývoje určeny momentální hmotností degenerovaného jádra, nikoli celkovou hmotností hvězdy. Celý katastrofický vývoj se zastaví teprve tím, že se v centrálních částech hvězdy zapálí nový typ reakcí.

V degenerovaném jádru k tomu však nedochází pokojnou cestou. Například v případě degenerovaného heliového jádra k zažehnutí heliových reakcí dojde ve chvíli, kdy v něm teplota dosáhne zápalné teploty, což nastane tehdy, kdy hmotnost heliového jádra překročí. Energie uvolněná heliovými reakcemi se okamžitě rozvede po celém, dokonale vodivém degenerovaném jádru. Mimo jádro se teplo z těchto reakcí odvádí nesrovnatelně pomaleji, takže teplota jádra nadále roste. Takto se ovšem opět zvýší tempo heliových reakcí a tím i příkon tepla do jádra. Celý děj katastroficky zvedá teplotu jádra a to tak dlouho, dokud tato teplota nepřevýší teplotu degenerace. V té chvíli se degenerovaná látka změní v přehřátý ideální plyn, který uvnitř hvězd doslova exploduje. Dojde k tzv. *heliovému záblesku.* Jakkoli se jedná o děj velice dramatický, na povrchu hvězdy se prakticky neprojeví, protože je zadušen silnou vrstvou obalu hvězdy. Nicméně po heliovém záblesku, kterým se zažehnou heliové reakce, následuje pomalejší vývoj bez degenerovaného jádra – hvězda splaskne a stane se normální obrem.

Degenerovaná jádra ve hvězdách asymptotické větve obrů

Tento stav nemá dlouhého trvání a situace se opakuje: heliové hoření probíhá zejména v centru, kde se hromadí neaktivní uhlík a kyslík. Jádro opět houstne a v jeho centru opět nastupuje elektronová degenerace, ovšem s tím rozdílem, že tentokrát postihne i hvězdy střední hmotnostní kategorie s počáteční hmotnosti od 2 M do 11 M . Na povrchu vyhořelého uhlíko-kyslíkového jádra se zapálí vrstvička hořícího helia. Hoření je velice rychlé, poněkud neklidné. Celou hvězdou probíhají pulzace, hvězda se stává miridou.

V pozdních vývojových stadiích se k sobě výrazně přibližují tepelná a dynamická škála, což znamená že při modelování stavby hvězdy s jednoduchým statickým modelem nevystačíme.

[0]) P elně vodivé, jedná se o teplotu celého jádra.

[0]) h hustotách i teplotách, s nimiž se degenerovaných jád tně setkáváme, vzniká velké množství párů neutrino-ant du opouštějí a odnášejí sebou podstatnou část vnitřní en chlazují. V bezprostředním okolí centra tak způsobují i z činou toho, že zažehnutí heliových resp. uhlíkových re kcí nedochází poněkud mimo střed hvězdy.

Prakticky to znamená třeba, že místo hydrostatické rovnice musíme použít rovnici dynamickou, v energetické bilanci také hraje důležitou roli energie spotřebovaná nebo uvolněná při rychlých vnitřních přestavbách hvězdy.

Zplodiny hoření padají do degenerovaného jádra, které nabývá na hmotnosti a na teplotě. Jeho hmotnost pak opět určuje tempo termonukleárních reakcí, výkon hvězdy a tím i tempo jejího vývoje. Hvězda je teď rozměrná, patří mezi hvězdy asymptotické větve obrů (AGB). Další vývoj ukončí buď *uhlíkový záblesk*, který by měl pro hvězdu zničující následky (kompletní desintegrace hvězdy – výbuch supernovy typu Ia). Ovšem daleko častěji však dojde k postupnému odhození celého obalu v důsledku pulzací a silného hvězdného větru. Hvězda pak svůj vývoj končí jako degenerovaný objekt složený hlavně z uhlíku a kyslíku.

Degenerace v závěrečných fázích hvězdného vývoje

Elektronová degenerace je elegantním východiskem z nepříjemného fyzikálního paradoxu, podle něhož by hvězdy vlastně nikdy neměly vychladnout. Hvězdy jsou složeny z vysokoteplotního plazmatu, který se svými vlastnostmi velmi blíží ideálnímu plynu. Ztráty způsobené vyzařováním se ve hvězdě složené z ideálního plynu hradí uvolňováním potenciální energie. Podle teorému viriálu zůstává polovina energie ve hvězdě a vede k jejímu zahřátí. Takže ochlazováním se hvězda zahřívá. Spuštění tepelného zdroje termonukleárních reakcí paradox neřeší, jen celý problém odsouvá na pozdější dobu, kdy se zásoby jaderného paliva ve hvězdě vyčerpají a hvězda bude dále pokračovat ve svém smršťování.

Paradox zmizí, vezmeme-li v úvahu, že při dostatečně vysokých hustotách se hvězdný materiál degeneruje a jeho chování je popsáno stavovou rovnicí, kde teplota není určujícím parametrem. Hlavním zdrojem tlaku tu jsou degenerované elektrony, jejichž stav tak v zásadě určuje i stavbu příslušného objektu nebo jeho části. V tepelné rovnováze s elektronově degenerovaným plynem jsou i další složky materiálu – kladně nabitá jádra, která se chovají jako ideální plyn, a pak jsou tu i samozřejmě i fotony, které mohou kinetickou energii těchto částic transportovat směrem k povrchu degenerovaného objektu. Ten pak v důsledku odvodu tepla vyzařováním může postupně zcela vychladnout, aniž by se přitom významně měnila jeho potenciální energie.

4.5 Role úniku látky z hvězdy

Hvězdný vítr. Pulzace

U osamocených hvězd dochází k masivnímu úniky látky v případě velice hmotných hvězd s enormním zářivým výkonem, kde je *hvězdný vítr* řízen tlakem záření. Pravidelně zde dochází k mimořádnému úbytku hmotnosti, který je s to i několikanásobně zmenšit počáteční hmotnost hvězdy. S velmi silným hvězdným větrem se ovšem setkáváme i v případě, kdy se hvězda při svém vývoji stává rozměrným červeným obrem, veleobrem nebo hvězdou tzv. asymptotické větve obrů s nízkým povrchovým gravitačním zrychlením. Teplo se v obalech těchto relativně chladných hvězd přenáší konvekcí, jejich vrchní vrstvy jsou v neustálém pohybu. Z povrchu hvězd vane silný hvězdný vítr, kterým hvězdy v extrémních případech ztrácejí až 10^{-6} M

ročně. Vypuzený materiál v okolí hvězd chladne, kondenzují se zde prachové částice, které zmíněné hvězdy zahalují do neproniknutelného prašného závoje.

Zřejmě nejpopulárnějším vyjádřením odhadu tempa ztráty látky $\dot{M}$ z povrchu červených obrů je semiempirický vztah DIETRA REIMERSE (1975):

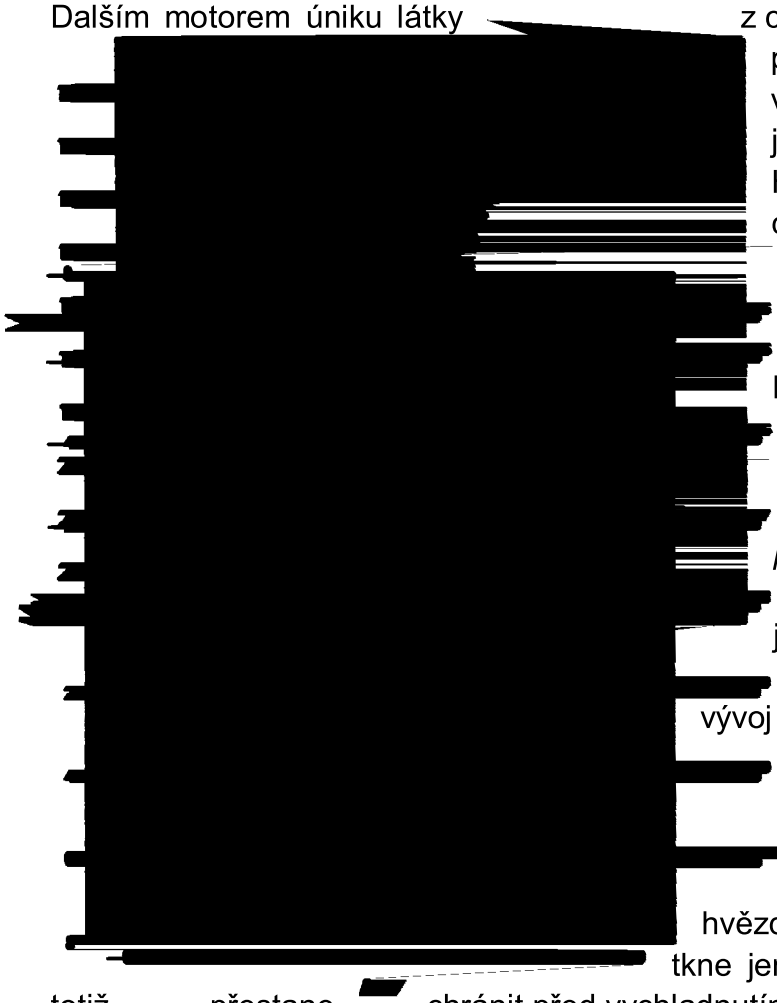
$$\dot{M} = \eta\,(-4\cdot 10^{-13}\,\mathrm{M_{\odot}}/\mathrm{rok})\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)\left(\frac{M_{\odot}}{M}\right)\left(\frac{R}{R_{\odot}}\right) = \eta\,(-4\cdot 10^{-13}\,\mathrm{M_{\odot}}/\mathrm{rok})\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)\left(\frac{g_{\odot}\,R_{\odot}}{g\,R}\right),$$

kde η je koeficient blízký jedničce.[0]) Oškálování závislosti vychází ze změřeného toku hvězdného větru vanoucího ze Slunce.

Uvedený vztah si můžeme zdůvodnit třeba takto: uniká-li z hvězdy o hmotnosti M a poloměru R látka do nekonečna, znamená to časový přírůstek potenciální energie E_{pot}, na nějž se vynakládá určitá část energie zářivého toku L. Takže:

$$L \approx \frac{\mathrm{d}E_{pot}}{\mathrm{d}t} \approx \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(G\frac{M^2}{R}\right) \approx \frac{M}{R}\,\dot{M}.$$

Dalším motorem úniku látky z chladných hvězd jsou hvězdné pulzace, které v jejich vnějších vrstvách přecházejí v rázové vlny, jež z nich vymetají spousty látky. Hvězdy mohou tímto mechanismem ve fázi červeného obra nebo veleobra ztratit rozhodující část své hmoty.



Poslední fázi desintegrace hvězdného obalu, po němž dochází k naprostému obnažení horkého a hustého jádra hvězdy, je závěrečné odvržení *planetární mlhoviny.*

Budiž však poznamenáno, že jakmile se jádro v průběhu vývoje osamostatní, závisí jeho stav a vývoj na momentálním stavu obalu jenom okrajově. Vlastnosti jádra a tempo jejich vývoje jsou tak stejné, jako by se s obalem nic nedělo, jako by se hmotnost hvězdy neměnila. Stavu jádra se dotkne jen naprostá ztráta obalu. Obal jej totiž přestane chránit před vychladnutím, ztrátou obalu mizí i spolehlivá a takřka nevyčerpatelná zásobárna čerstvého jaderného materiálu. Vývoj jádra se od té chvíle začne ubírat zcela jiným směrem.

---

[0]) V práci Juliany Sackmannové et al. (1993), týkající se vývoje Slunce, autoři předpokládali, že η = 0,6.

Vývoj hvězd s hmotnostmi 0,5 až 11 M

Závěrečné fáze vývoje hvězd s hmotností mezi 0,5 M a 11 M jsou ve znamení závodu mezi rychlostí ztráty hmoty z obalu a tempem jaderného vývoje. V jádru hvězdy se postupně zapálí vodík, vodík ve slupce, helium a helium ve slupce. U hmotnějších hvězd se podaří i zažehnout uhlík a kyslík. V tempu vývoje ale nakonec „zvítězí" obal hvězdy, který se působením hvězdného větru a pulzací dokáže rozptýlit do prostoru rychleji, než stačí hvězdné jádro projít kompletním jaderným vývojem.

Celé obnažené husté jádro o hmotnosti pod 1,4 M po odhození posledních zbytků obalu degeneruje, mění se na ultrafialového bílého trpaslíka – jádro planetární mlhoviny o teplotě stovek tisíc kelvinů, jež v časové škále řady miliard let postupně chladne a vyhasíná. Hvězda končí jako černý degenerovaný trpaslík obsahující převážně produkty předchozího jaderného vývoje – uhlík a kyslík u hvězd sluneční hmotnosti, křemík, hořčík a jiné prvky v případě hvězd hmotnějších.

Vývoj hvězd s hmotnostmi nad 11 M

U hvězd s hmotností nad 11 M je nukleární vývoj v jádru hvězdy rychlejší než tempo desintegrace obalu (hmotnost obalu je větší). Jakmile se v centru začne tvořit jadérko složené z termonukleárně neaktivních prvků skupiny železa, spěje vývoj ke svému rychlému závěru. Jaderný vývoj se nyní již počítá jen na dny. S tím, jak v důsledku termonukleárních reakcí přibývá hmoty v železném degenerovaném jádru, se jádro zmenšuje. Když však jeho hmotnost překročí tzv. *Chandrasekharovu*[0]) *mez* (tj. asi 1,45 M) začne se jádro hroutit, neboť se ve hvězdě již nedokáže vytvořit takový gradient tlaku elektronově degenerované látky, který by dokázal tíze této látky odolat.

Při počáteční hmotnosti hvězdy do 50 M se vnitřek hvězdy hroutí na neutronovou hvězdu (tíha je kompenzována vztlakem *neutronově degenerované látky*). Potenciální energie uvolněná kontrakcí (řádově 10^{46} J) se z hvězdy odnáší prostřednictvím neutrin vzniklých při kolapsu. Část neutrin přitom předá svou energii vnějším vrstvám hvězdy, což zcela postačí k tomu, aby byl obal hvězdy odhozen do prostoru rychlostí několika tisíc km/s. Souběžně s tím se do prostoru uvolní dostatek zářivé energie dávající vznik jedinečnému jevu – vzplanutí *supernovy typu II*. Příkladem takové supernovy byla supernova z roku 1054, která po sobě zanechala Krabí mlhovinu a v ní rotující silně zmagnetovanou hvězdu – tzv. pulzar.

Pokud je hmotnost větší než 50 M , silný hvězdný vítr řízený zářením důkladně ohlodá celou hvězdu, až se dostane do oblasti hvězdy, která obsahuje helium a jiné pozůstatky předchozího hvězdného vývoje. Hvězdy tohoto typu známe – jsou to tzv. Wolfovy-Rayetovy hvězdy uhlíkové a kyslíkové (WC – pozůstatky po hoření helia) a dusíkové (WN – pozůstatek po dlouho probíhajícím *CNO* cyklu).

Hvězdy tohoto typu vybuchují jako *supernovy typu Ib*, jejichž spektrum dokazuje, že jejími předchůdci byly hvězdy s mimořádně malým zastoupením vodíku. Hvězdy kolabují velmi rychle a při smršťování se nezarazí ani na neutronové degeneraci (NH) a končí jako exotické *černé díry*. Vzhledem k malému procentu natolik

[0]) SUBRAHMANYAN CHANDRASEKHAR (1910-95), indický astrofyzik, nositel Nobelovy ceny za fyziku.

hmotných hvězd, jsou černé díry zcela výjimečným završením vývoje některých velice hmotných hvězd.

Velmi pestré jsou vývojové scénáře hvězd nacházejících se v těsných podvojných soustavách, kde v průběhu vývoje dochází k masivním výměnám látky mezi složkami. S vývojovými specifiky těsných dvojhvězd se seznámíme v 6. oddíle skript.

4.6 Historie poznávání vývoje hvězd. Interpretace H-R diagramu

Nevyhnutelnost hvězdného vývoje

O hvězdném vývoji začali astronomové uvažovat až od druhé poloviny 19. století, kdy si všichni učenci uvědomili stěžejní význam zákona zachování energie pro veškeré dění ve vesmíru. Hvězdy jsou příkladem těles, která prostřednictvím svého záření plynule odevzdávají energii do okolního prostoru. Tento nevratný proces nutně vede k postupnému vyčerpávání zdrojů vnitřní energie. Aktivní život hvězdy tak musí mít svůj počátek i konec. To, co je mezi tím, je postupný hvězdný vývoj. Ten je však natolik pomalý, že jej nemůžeme (až na výjimky) u žádné z hvězd přímo prokázat. O jeho povaze je nutno rozvažovat hlavně z hlediska vnitřní stavby hvězdy a zejména zdrojů její energie.

Poměrně dobře byla tehdy propracována *teorie kontrakční* vyslovená fyzikem a fyziologem Hermannem von Helmholtzem, který předpokládal, že hvězdy jsou plynné koule složené víceméně z ideálního plynu. Plynná koule září, tudíž se musí smršťovat. Polovina energie ve hvězdě zůstává a zvyšuje její teplotu, druhá polovina se vyzáří. Souhlasilo to dobře s tehdy všeobecně přijímanou představou Pierra Simona Laplaceho, který tvrdil, že Slunce i planety vznikly smrštěním zárodečné mlhoviny. Stáří Slunce při dnešním výkonu vyjde asi na 35 milionů let, což kupodivu nebylo nijak v rozporu s tehdejšími představami o stáří Země – lord Kelvin udával asi 40 milionů let.

Spektrální posloupnost a hvězdný vývoj

Největší výzvou pro tehdejší astrofyziky, byla existence spektrální posloupnosti naznačená už čtyřmi *Secchiho třídami* s bílými, nažloutlými a načervenalými hvězdami, kde se přímo nabízel výklad v jistém vývoji hvězd.

Už Johann Karl Friedrich Zöllner (1834-82) v roce 1865 měl za to, že hvězdy žluté a červené hvězdy byly původně bílé, ale vychladly. Předpokládal tedy již jistý vývoj. Hermann Carl Vogel (1841-1907), který podle této hypotézy upravil i Secchiho spektrální klasifikaci, se vyslovil ještě určitěji: bílé hvězdy jsou mladé, žluté již vydaly část zásob své energie a červené jsou hvězdy dohasínající.

Vážnou podporu takovéto interpretaci hvězdných spekter přineslo *harvardské* zdokonalení *spektrální klasifikace*. Ukázalo se, že převážnou část hvězdných spekter lze seřadit do spojité posloupnosti, v níž bylo nutno vytvořit ještě podtřídy, neboť klasifikace byla vždy hrubá. Nejpřirozenějším vysvětlením je, že tu jde o projev plynulého vývoje hvězd mezi spektrálními třídami.

Ve shodě s Laplaceovým paradigmatem si astronomové představovali, že hvězdy vznikají kondenzací mlhovin, jakou je třeba pověstná mlhovina v Orionu. Ve spektru mlhoviny se běžně nacházejí jen čáry vodíku, helia a tajemného „nebulia“. Jakmile se z mlhoviny zformuje

hvězda, je bílá a obsahuje jen vodík a helium. Postupným ochlazováním se u ní objevují páry kovů. Začíná se vytvářet mocná atmosféra, která hvězdu stíní zejména ve fialové a modré části jejího spektra. „Odmodráním" se hvězda mění ve žlutou a později v červenou. Narudlou barvu hvězd pozdních spektrálních tříd si tedy vykládali existencí rozsáhlé a relativně husté atmosféry, v níž se světlem hvězdy děje totéž, co se slunečním světlem, je-li kotouč Slunce těsně nad obzorem.[0])

Proč by měly být hvězdy na začátku své kondenzace hned nejteplejší? Nemohly by se kontrakcí nejprve zahřát a pak pomalu chladnout? Podle Normana Lockyera tedy vývoj začíná rozsáhlými řídkými a chladnými červenými obry, kteří kondenzují a zahřívají se, až přejdou v bílé hvězdy. Ty jsou jakýmsi vrcholem – jsou nejteplejší a nejzářivější, pak následuje sestupná větev vývoje – hvězdy chladnou a ztrácejí se jako malé chladné červené hvězdy.

Zpočátku narazila Lockyerova domněnka na odpor, neboť spektra zárodečných mlhovin a červených obrů se od sebe výrazně liší, časem nabývala stále větší vážnosti, aby pak byla náhle zcela a nadobro opuštěna. V poznávání vývoje hvězd však sehrála zcela klíčovou úlohu.

Co s obry a trpaslíky? Zdroje hvězdné energie

Po objevu obrů a trpaslíků se změnila spektrální posloupnost na dvouparametrickou: vzhled spektra byl určen teplotou a hustotou fotosféry (povrchovým gravitačním zrychlením, rozměrem hvězdy). Tím padla představa, že *O-B-A-F-G-K-M* je prostou vývojovou posloupností. Na čas se oprášila představa Lockyerova, že vývoj začíná rozměrnými červenými obry, kteří se smršťují v žhavé hvězdy vrcholu hlavní posloupnosti a postupně dále chladnou a kontrahují, končíce svůj život jako stydnoucí červení trpaslíci.

Domněnce poskytly teoretickou podporu práce Jonathana Homera Lanea. Ten již v roce 1870 ukázal, že při smršťování hvězdy tvořené ideálním plynem stoupá její vnitřní teplota. Jestliže se plyn přiblíží stavu zkapalnění, pak se kontrakce a tím i vnitřní oteplování zastaví a hvězda může začít opět chladnout. Domněnka byla zatracena, neboť smršťování dávalo hvězdám příliš krátké *životní doby* (u Slunce kolem 40 milionů let). Pozemské horniny, jak to vyplynulo z radioaktivního datování, jsou až o dva řády starší.

Kontrakce jako hlavní zdroj hvězdné energie selhala; všichni se upnuli na zdroj neznámé povahy působící na tzv. „subatomární" úrovni.

Roku 1904 anglický astronom James H. Jeans navrhl jako zdroj *anihilaci hmoty* při totální přeměně splynuvšího elektronu s protonem v čistou energii. Vycházel přitom ze vztahu mezi energií a hmotností, který odvodil publikoval tehdy ještě mladičký Albert Einstein. Pokud by takový mechanismus fungoval, zajistil by Slunci 10 bilionů (!) let zářivé existence.

Jeansova domněnka byla přijata s nedůvěrou, protože žádný proces anihilace protonu s elektronem nebyl prokázán. V její prospěch mluvilo to, že byla schopna vysvětlit vývojový pohyb hvězd dolů po hlavní posloupnosti. Bohužel vyžadovala, aby červení obři byli alespoň 25krát hmotnější než červení trpaslíci, což ovšem splněno není. V nepořádku jsou i příliš

[0]) Domněnka dostala podporu, jakmile bylo možné z pohybu hvězd ve dvojhvězdách soudit na jejich hmotnosti. Například vyšlo najevo,že „vývojově mladší" Sirius je o dost řidší než Slunce. Hvězdy postupně houstnou, zmenšují se a chladnou.
Vyskytly se však i potíže: oranžový Arcturus by měl být starší než Slunce, přesto bylo zjevné, že je tato hvězda řidší než Slunce! Vysvětlení se našlo – Arcturus údajně vznikl v oblastech, kde chyběl vodík, vytvořila se tak u něj hned kovová atmosféra, ačkoliv jde o hvězdu ve skutečnosti mladší.

dlouhé životní doby hvězd. Nicméně hlavním nedostatkem Jeansovy domněnky bylo, že byla založena na zcela hypotetickém, teoreticky nezdůvodněném mechanismu uvolňování energie. Správná a nakonec i úspěšná cesta vysvětlení vývoje hvězd vedla přes důkladnější *pochopení hvězdné stavby*. O to se nejvíce zasloužil Jeansův krajan sir Arthur S. Eddington.

Trvalo ještě řadu let, než se v roce 1939 podařilo Hansu Bethemu najít *CNO cyklus*, jež je účinným zdrojem energie při teplotách 10–20 milionů K. O jedenáct let později našli Isadore Epstein (1950) a John Oke (1950) *protonově-protonový řetězec*, uplatňující se při nižších teplotách. [0])

S těmito zdroji hvězdné energie se životní doby hvězd odhadují na miliardy let. Bezprostřední příčinou hvězdného vývoje je postupná změna chemického složení centrálních částí hvězd, k níž dochází v důsledku termonukleárních reakcí, které zde probíhají.

Hertzsprungův-Russellův diagram, vyjadřující závislost zářivého výkonu (svítivosti, absolutní hvězdné velikosti, případně hvězdné velikosti skupiny stejně vzdálených hvězd) hvězdy na její efektivní teplotě (spektrálním typu, barevném indexu), ukazuje, že obrazy reálných hvězd zde nejsou rozloženy rovnoměrně, ale že jsou uspořádány do určitých pásů, posloupností či shluků. Už od objevu H-R diagramu v roce 1911 astronomové tušili, že jeho vzhled úzce souvisí s vývojem hvězd. K pochopení toho, co nám ale vzkazuje, bylo nutno vynaložit značné úsilí v oblasti teorie hvězdné stavby a vývoje, bylo nutno se naučit konstruovat realistické hvězdné modely. Toto se zdařilo až v polovině 20. století; teprve tehdy jsme začali H-R diagramu rozumět.

Moderní teorie hvězdného vývoje v současnosti už dokáže velice přesně a spolehlivě interpretovat H-R diagramy sestrojené jak pro nejjasnější hvězdy či hvězdy ve slunečním okolí, tak i pro nejrůznější fyzicky a vývojově související skupiny hvězd.

H-R diagram hvězd pole

Při interpretaci H-R diagramu sestrojeného pro osamělé hvězdy v slunečním okolí, či pro hvězdy hvězdné oblohy vycházíme ze skutečnosti, že tyto hvězdy mají velice rozmanité hmotnosti, počáteční chemické složení i stáří. V průběhu vývoje konkrétní hvězdy se její poloha v H-R diagramu v čase spojitě mění. Tento „pohyb“ ovšem není ani zdaleka rovnoměrný, v určitých údobích se charakteristiky hvězdy mění jen velmi málo, jindy velmi dramaticky. Čím déle se hvězda na určitém místě zdržuje, tím větší je šance, že ji na tomto místě zastihneme. Oblasti H-R diagramu hustě pokryté obrazy hvězd jsou tedy geometrickým místem bodů, kde vývoj hvězdy probíhá relativně nejpomaleji.

Obr. 9 *H-R diagram pořízený podle měření družice Hipparcos.*

Skutečný vzhled H-R diagramu je navíc určován zastoupením hvězd s různou hmotností ve zkoumaném vzorku hvězd. Zkreslen ovšem může být i výběrovým efektem, který pozorovatelsky zvýhodňuje hvězdy s vyšší absolutní jasnosti. Nicméně i tak můžeme na H-R diagramu hvězd pole s jistotou vysledovat *hlavní posloupnost* sdružující hvězdy v nejdelším vývojovém údobí, kdy poklidně spalují vodík na helium

[0]) Isadore Epstein (1919-95) – americký astronom estonského původu.

v jádře. Během svého vývoje na hlavní posloupnosti hvězdy setrvávají prakticky na místě, přičemž jejich poloha je vcelku jednoznačně dána jejich hmotností. Čím větší je hmotnost hvězdy, tím větší je její zářivý tok, tedy tím „výše“ se na hlavní posloupnosti usadí a setrvá.

Dobře je tu definována i posloupnost *bílých trpaslíků* představující chladnoucí elektronově degenerované hvězdy, jejichž poloměr se při chladnutí už prakticky nemění. Najdeme zde i dvě dodatečné posloupnosti definované menším počtem objektů – jsou to především *obři* – hvězdy, v nichž hoří v centru helium a vodík v tenké slunce a dále *větev červených obrů* splývající s *asymptotickou větví obrů*, což jsou hvězdy jednak méně hmotné hvězdy se slupkovým zdrojem hořícího vodíku obalujícího elektronově degenerované heliové jádro a obři s elektronově degenerovaným uhlíko-kyslíkovým jádrem obaleným vrstvičkou hořícího helia, vrstvičkou neaktivního helia a konečně energeticky aktivní vrstvičkou hořícího vodíku.

Ostatní rychlé, či přechodné fáze hvězdného vývoje jsou na H-R diagramech obsazeny jen několika vzácnými hvězdnými exempláři.

Hvězdné populace

První generace hvězd, které vznikly krátce po velkém třesku tj. před zhruba 11 - 13 miliardami let, se skládala prakticky výhradně z vodíku a helia, jež vzniklo v době, kdy byl vesmír ještě hustý a horký. Ve hvězdách této generace, čili ve hvězdách *populace II*. Poměrné zastoupení helia a vodíku se tehdy příliš nelišilo od současného, takřka zcela však chyběly těžší prvky: $Z \to 0$. V nitrech hvězd prvních generací vznikaly těžší prvky, z nichž menší část se v bouřlivějších vývojových etapách dostala do mezihvězdného prostoru, kde obohatila látku, z níž pak vznikaly další generace hvězd, hvězdy *populace I*.[0]) V jejich počátečním chemickém složení jsou prvky těžší než helium zastoupeny několika procenty, v extrémních případech až pěti. Ukazuje se, že čím později dotyčná hvězda vznikla, tím vyšší má obsah těžších prvků.

Různé počáteční zastoupení těžších prvků má např. zásadní vliv na opacitu hvězdného materiálu nebo na tempo jaderných reakcí, čili na stavbu hvězdy. Ovlivňuje tak i hvězdný vývoj, který se od vývoje hvězd se slunečním složením v řadě ohledů odlišuje. Hlavní rysy vývoje však zůstávají zachovány, rozdíly jsou vlastně jenom v kvantitativních ukazatelích. Velmi dobře však tyto nuance zachycují právě H-R diagramy skupin hvězd s různým stářím, či počátečním chemickým složením.

H-R diagramy hvězdokup

Hvězdokupy jsou gravitačně vázané skupiny desítek až milionů hvězd, které patrně vznikly takřka současně jako důsledek kolapsu jediného obřího molekulového obla-

[0]) Dvou odlišných typů hvězdných uskupení v Galaxii si povšiml Jan Hendrik Oort (1900-92), a to už v roce 1926. Samotný pojem hvězdných *populací I a II* zavedl Walter Baade (1944), který při svých pionýrských studiích vlastností hvězdného osazenstva v nejbližších galaxiích narazil na zásadní odlišnost H-R digramů pro otevřené a kulové hvězdokupy. Odlišnost mezi oběma populacemi se ovšem projevuje i v jejich rozložení v galaxiích. Zatímco hvězdy populace I se soustřeďují k rovině galaxií, hvězdy populace II zde vytvářejí víceméně sférické subsystémy.

ku. Jejich startovní chemické složení tak musí být velice podobné. Osamělé hvězdy ve hvězdokupách se tak od sebe liší v zásadě jen svou hmotností.

Rozložení hvězd na H-R diagramech hvězdokup se od H-R diagramů hvězd pole na první pohled liší zejména tím, že zde jsou naznačené posloupnosti daleko ostřeji definované[0]), většinou jimi můžeme proložit spojitou křivku, byť někdy přerušenou. Tento fakt nás asi nepřekvapí, pokud si uvědomíme, že stáří členů hvězdokupy je zhruba totéž.

Pokusme se nyní na základě toho, co víme o zákonitostech hvězdného vývoje, předpovědět časový vývoj vzhledu H-R diagramu hvězdokupy s hvězdami o různé hmotnosti. Záhy poté, co se jednotlivé hvězdy naší testovací hvězdokupy osamostatní, smrští se a zahřejí ve svém nitru natolik, že se v jejich jádrech vznítí vodíkové reakce, usadí se postupně na hlavní posloupnosti nulového stáří. Necháme hvězdy naší hvězdokupy dál vyvíjet. Křivku spojující místa na H-R diagramu obsazená hvězdami různé hmotnosti téhož stáří nazveme *izochrona*.

Obr. 10 *Složený H-R diagram pro 11 otevřených hvězdokup. Podle klasické práce Allana Sandage (1957).*

Zpočátku se bude izochrona úzce přimykat k hlavní posloupnosti nulového stáří. Po několika milionech let se však ty nejhmotnější hvězdy začnou od hlavní posloupnosti poněkud odchylovat, a to směrem k nižším teplotám a vyšším výkonům. Je to přirozený důsledek, faktu, že čím hmotnější je hvězda, tím rychleji se vyvíjí. Místo, kde k výraznému ohybu izochrony dochází, nazveme *bod obratu*. S tím, jak čas plyne sestupuje bod obratu stále níž, k hvězdám s menší hmotností. Poloha bodu obratu tak jednoznačně charakterizuje stáří hvězdokupy, neboť to zhruba odpovídá době, kterou hvězda v bodu obratu má strávit ve stadiu hvězdy hlavní posloupnosti. Hvězdy s vyšší hmotností již zcela opustily hlavní posloupnost a přesunuly se do oblasti obrů, hvězd zvýšeného výkonu a nižší teploty. U hvězdokup slunečního stáří bychom už neměli pozorovat žádné hvězdy raných spektrálních tříd, ale pouze hvězdy s teplotami slunečními a chladnější.

Předložený scénář velice dobře odpovídá tomu, co vidíme na H-R diagramech sestrojených pro hvězdy *otevřených hvězdokup*, což jsou seskupení tvořená typicky desítkami až stovkami hvězd populace I. Diagramy se od sebe velmi výrazně liší (viz obr. 10), což je přirozený důsledek skutečnosti, že i stáří pozorovaných otevřených hvězdokup se různí v rozmezí několika řádů: od 10^6 do $7 \cdot 10^9$ let. Fakt, že se nám daří vzhled skutečně pozorovaných H-R diagramů otevřených hvězdokup dobře vysvětlit je potvrzením správnosti našeho pohledu na hvězdný vývoj.

Obr. 11 *H-R diagram barevný index-hvězdná velikost sestrojený pro známou kulovou hvězdokupu v Honících psech M 3 Alviem Renzinim a Fussi Peccim (1988).*

V Galaxii se ovšem setkáváme i s *kulovými hvězdokupami* s vyšším počtem hvězd, které jsou typickými objekty populace II. Materiál, z něhož vznikly měl výrazně nižší

[0]) „Rozmazání“ zde může být způsobeno faktem, že zobrazená hvězda je ve skutečnosti nerozlišenou těsnou dvojhvězdou. Ukažte, že maximální hodnota tohoto efektu činí ve hvězdných velikostech 0,75 magnitudy.

obsah těžších prvků, než mají hvězdy vznikající v současnosti. I u kulových hvězdokup je dobře definovaný spodní konec hlavní posloupnosti, ovšem bod obratu zde pozorujeme u hvězd s hmotností nižší než je hmotnost Slunce. Znamená to tedy, že kulové hvězdokupy musejí být několikrát starší než naše Slunce. Na reálných diagramech kulových hvězdokup (viz obr. 11) pozorujeme velmi dobře definovanou větev červených obrů i asymptotickou větev obrů, která na svém vrcholku splývá s RGB. (odtud tedy název „asymptotická“). Specifickým prvkem, jímž se na první pohled prozradí hvězdokupy složené z hvězd populace II, je přítomnost hvězd na horizontální větvi obrů, což jsou hvězdy zhruba sluneční a menší hmotnosti, jež v jádru spalují helium na uhlík.

Z H-R diagramů hvězdokup tedy můžeme odvodit nejen stáří hvězdokup, ale i jejich modul vzdálenosti, čili jejich vzdálenost. Zde zpravidla vycházíme zejména z polohy spodní části hvězd hlavní posloupnosti, o níž věříme, že by měla být u všech kulových hvězdokup na témže místě H-R diagramu.

4.7 Úlohy, literatura

Úlohy, problémy

1. V okolí Slunce připadá jedna hvězda na 8 pc^3. Je-li střední hmotnost hvězd 0,35 M , vypočtěte střední hustotu hmoty v okolí Slunce a porovnejte ji se střední hustotou mezihvězdné látky v rovině Galaxie (10^6 atomů/m^3). Diskutujte.

[3.10^{-21} kg/m^3, jen dvakrát více (!)]

2. O kolik by se ročně změnil poloměr Slunce, pokud ve Slunci neprobíhaly termonukleární reakce a výkon Slunce byl hrazen pouze z energie uvolňované pozvolným smršťováním. Využijte věty o viriálu.

[musel by se zmenšit ročně o 27 m = 3,8 ·10^{-8} R .]

3. Jaká by byla na Zemi průměrná teplota na počátku vývoje sluneční soustavy za předpokladu, že by zemská atmosféra měla tytéž vlastnosti, jako v současnosti.

[-7° C oproti dnešním 18° C]

4. Za předpokladu, že střední teplota ve Slunci je asi 7 milionů kelvinů, vypočtěte počet fotonů v objemu Slunce a porovnejte s počtem nukleonů.

[1,1 ·10^{54} fotonů, 1,2 ·10^{57} nukleonů: 1:1000]

5. Jestliže by ve Slunci byl zdrojem opacity jen k rozptyl, při němž se náhodně změní směr fotonu, a střední volná dráha *l* byla 1 mm, vypočtěte střední dobu τ, za níž by jeden takto trápený foton dokázal z centra doletět na povrch Slunce.

Návod – situaci můžete chápat jako Brownův pohyb, kde platí, že střední vzdálenost od místa počátku cesty takové částice je rovna $l\sqrt{N}$, kde N je počet jednotlivých skoků.

[$\tau = \frac{R_S^2}{l\,c}$, 50 000 let, ve skutečnosti je však doba „cesty jednoho kvanta“ řádově delší, neboť hlavním zdrojem opacity je fotoionizace, která je procesem mnohem zdlouhavějším.]

6. Při rychlé fázi hvězdné kontrakce na počátku jejich vývoje pozorujeme víceméně volný pád částic do centra tíže. a) Ukažte, že doba zhroucení kulového oblaku o hustotě ρ do bodu t_{ff} volným pádem, pokud by se síle gravitační nepostavila žádná síla odstředivá, je dána vztahem:

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32 G \rho}}\,.$$

b) Za jakou dobu by se za těchto podmínek zhroutilo do bodu naše Slunce s hustotou ρ = 1400 kg m^{-3} by se volným pádem zhroutilo do bodu asi za 30 minut. c) Za jak dlouho se zhroutí oblak s typickou koncentrací cca 10^4 molekul vodíku v cm^3 350 000 let. d) Porovnejte tento čas s celkovou dobou aktivního života hvězdy (cca 10^{10} let).

[(b) za 30 minut, (c) za cca 350 000 let, (d) 1/30 000.]

7. V pomalé fázi hvězdné kontrakce je výkon hvězdy zhruba konstantní, zhruba takový, jaký hvězda má, „dosedne-li“ na hlavní posloupnost: $L \sim M^{3,5}$. Víte-li, že u hvězd hlavní posloupnosti závisí poloměr hvězdy R na hmotnosti takto: $R \sim M^{3/4}$, vypočtěte jak závisí délka trvání fáze τ na hmotnosti hvězdy. Vyjděte přitom z předpokladu, že τ se u hvězd sluneční hmotnosti odhaduje na 30 milionů let.

[$\tau \sim 3 \cdot 10^7$ let $M^{-9/4}$]

8. Jaká je minimální počáteční hmotnost hvězdy, která prošla nebo právě prochází stadiem obra. Zdůvodněte.

[0,82 M]

9. Jak starý by musel být vesmír, aby se v něm objevil první heliový černý trpaslík?

[alespoň 50 miliard let]

10. Kde na hlavní posloupnosti leží hranice mezi hvězdami zpracovávajícími vodík prostřednictvím *pp-řetězce* a *CNO-cyklu*?

[2 M , A5 V, T_{ef} = 8200 K, L = 12,5 L , R = 1,9 R]

11. Za předpokladu, že stavová rovnice elektronově degenerované látky, z níž je složena hvězda nebo její část, váže tlak a hustotu takto: $P \sim \rho^{5/3}$ a pro střední hodnotu tlaku ve hvězdě lze též psát $P \sim M^2 R^{-4}$, odvoďte závislost a) poloměru, b) střední hustoty degenerované hvězdy c) vazebné energie E_P a d) vnitřní teploty T na hmotnosti M.

[(a) $R \sim M^{-1/3}$, (b) $\rho \sim M^2$, (c) $E_P \sim M^{7/3}$, (d) $T \sim M^{4/3}$]

12. Vysvětlete proč se v heliovém elektronově degenerovaném jádru zapálí heliové reakce přesáhne-li hmotnost jádra 0,4 M ?

[Nárůstem hmotnosti elektronově degenerovaného jádro se současně zmenšuje jeho poloměr. Nutně se v důsledku toho uvolňuje potenciální energie, která ovšem zůstává lapena v jádru a přispívá ke zvýšení kinetické teploty jader, které se chovají jako ideální plyn. Teplota jádra, která rozhoduje o tom, zda se ve hvězdě heliové reakce rozhoří nebo ne, je tak funkcí hmotnosti jádra a 0,4 M je právě ona kritická hmotnost, kdy se tak stane.]

Použitá a doporučená literatura

Baade, W.: *The resolution of Messier 32, NGC 205, and the central region of the Andromeda nebula*, Astrophys. J. **100** (1944), 137

Bahcall, J. N.: *Solar neutrinos: where we are, where we are going*, Astrophys. J. **467** (1996), 475

Binney, J, Tremaine, S.: *Galactic Dynamics,* Princeton Series in Astrophysics, Princeton University Press 1987

Eddington, A. S.: *The interior of a star*, Astrophys. J. **48** (1918), 205

Epstein, I.: *A note on energy generation*, Astrophys. J. **112** (1950), 207

Hayashi, C.: Stellar evolution in early phases of gravitational contraction, Publ. Astron. Soc. Jap. **13** (1961), 450

Iben, I.: *Stellar evolution. I. The approach to the main sequence*, Astrophys. J. **141** (1965), 993

Iben, I.: *Single and binary star evolution*, Astrophys. J. Suppl. Ser. **76** (1991), 55

Kippenhahn, R.; Weigert, A: *Stellar Structure and Evolution*, Springer-Verlag, Berlin, 1994

Oke, J. B.; Williamson, R. E.: *A theoretical Hertzsprung-Russell diagram for red dwarf stars*, Astron. J., **55** (1950), 178

Reimers, D.: *Circumstellar envelopes and mass loss of red giant stars*, 229, in: Problems in Stellar Atmospheres and Envelopes, ed. B. Baschek, W. H. Kegel, G. Traving, New York, Springer 1975

Renzini, A.; Pecci F. F.: Tests of evolutionary sequences using color-magnitude diagrams of globular clusters, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **26** (1988), 199

Sackmann, I.-J.; Boothroyd, A. I.; Kraemer, K. E., *Our Sun. III. Present and future*, Astrophys. J., **418** (1993), 457

Sandage, A.: *Observational approach to evolution. II. A computed luminosity function for K0-K2 stars from* M_v *= +5 to* M_v *= -4.5*, Astrophys. J. **125** (1957), 435

Schaller, G.; Schaerer, D.; Meynet, G.; Maeder, A: *New grids of stellar models from* 0.8 *to* 120 $M_\odot$ *at* Z = 0.020 *and* Z = 0.001 Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **96** (1992), 296

Schwarzschild, M.: *Structure and Evolution of the Stars*, Dover, New York 1965

Shu, F. H.; Adams, F. C.; Lizano, S.: *Star formation in molecular clouds*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **25** (1987), 23

Šolc, M.; Mikulášek, Z.; Grygar, J.: *Životni dráhy hvězd*, sborník OAV 1994, Hvězdárna a planetárium Ostrava

Tayler, R. J.: *The Stars: their structure and evolution*, Cambridge University Press 1994

Wasserburg, G. J.; Tera, F.; Papanastassiou, D. A.; Huneke, J. C.: Earth Planet. Sci. Lett. **35** (1977), 294

5 Závěrečná stadia vývoje hvězd

5.1 Úvod

Po vyčerpání veškerých dosažitelných zásob své vnitřní energie přechází hvězda do konečného neaktivního stavu, kdy přestane zářit. Může skončit jako degenerovaný, gravitačně vázaný objekt, jako černá díra, může se též beze zbytku rozplynout do okolního prostoru.

V zásadě rozeznáváme dva typy završení hvězdného vývoje: rovnovážný, kdy se hvězda mění v neaktivní gravitačně vázaný objekt ve stavu hydrostatické rovnováhy, nebo nerovnovážný, kdy se ve zbytku hvězdy již nikdy hydrostatická rovnováha neustaví.

Nerovnovážná závěrečná stadia vývoje

Příkladem nerovnovážného konce hvězdného vývoje je výbuch *supernovy typu Ia*, který je výsledkem explozivního zapálení termonukleárních reakcí v elektronově degenerovaném uhlíko-kyslíkového trpaslíkovi. Vzhledem k tomu, že je zde objem naráz uvolněné energie větší než záporně vzatá gravitační potenciální energie hvězdy, dokáže jaderná detonace rozmetat celou hvězdu do prostoru. Příčinou hroucení hvězdy, jež je roznětkou jaderné exploze, bývá zpravidla přetok látky mezi složkami těsné dvojhvězdy.

Látka vybuchnuvší hvězdy se smísí s okolní mezihvězdnou látkou, hvězda přestává definitivně existovat.[0])

Protipólem je vznik objektu, který je při dané hmotnosti vázán nejpevněji – černé díry. Pokud probíhá kolaps degenerovaného železného jádra na konci jaderného vývoje ve hvězdách s mimořádně *vysokou* hmotností, pak jej nezastaví ani gradient tlaku neutronově degenerovaného plynu. Hroucení pokračuje a objekt se mění v *černou díru*, jejíž veškerá hmota se zhroutí do jediného bodu.

Černou díru mezi nerovnovážné konfigurace řadíme z toho důvodu, že z našeho hlediska, tj. z hlediska vzdáleného pozorovatele kolaps hvězdy nikdy nekončí, maximálně tzv. „zamrzne“ na *Schwarzschildově gravitačním poloměru*.

Závěrečná stadia hvězd v hydrostatické rovnováze

Sem řadíme nezářící objekty, v nichž je mechanická rovnováha udržovaná gradientem tlaku v látce hvězdy, jež je z větší části tvořena degenerovanou látkou. Pokud

[0]) Poznamenejme, že tu nejde ani o náznak nějakého *koloběhu hvězdného vývoje*. Rozmetaná látka má totiž výrazně jiné chemické složení než na počátku hvězdného vývoje. Je totiž tvořena atomy, jejichž jádra jsou mnohem silněji vázána než jádra vodíku nebo helia.

jde o útvary složené převážně z elektronově degenerované látky, hovoříme o tzv. *černých trpaslících*, jsou-li tyto objekty tvořeny hlavně neutronově degenerovanou látkou, mluvíme o tzv. *neutronových hvězdách*.

Elektronově degenerovaní trpaslíci jsou výsledkem vývoje:

a) hnědých trpaslíků, čili hvězd s hmotností pod 0,075 M , v nichž v průběhu počátečního smršťování centrální teplota nikdy nepřekročila 8 MK, takže se v nich nezažehly termonukleární reakce transformující vodík na helium. V tomto případě jde o tzv. vodíkové černé trpaslíky.

b) hvězd o hmotnosti menší než 0,5 M , v jejichž nitru se úspěšně zapálily vodíkové reakce, hvězdy prošly fází hvězdy hlavní posloupnosti. Poté se v nich zažehly vodíkové reakce v slupce obalující vyhořelé heliové jádro, které brzy zdegenerovalo. Ke vznícení heliových reakcí v centru jádra u nich však nedojde, neboť hmotnost degenerovaného jádra nepřevýší nezbytnou hranici 0,4 M . Hlavní složkou tohoto (zatím jen hypotetického) typu degenerovaných hvězd je helium.

c) hvězd o počáteční hmotnosti menší než 11 M , u nichž se jejich obal v důsledku hvězdného větru a pulzací rozplyne dříve, než v centru uhlíko-kyslíkového jádra vzroste teplota natolik, aby se v něm zažehly reakce spalující uhlík a kyslík na těžší prvky. Jde o elektronově degenerované objekty složené především z uhlíku a kyslíku, výjimečně i z těžších prvků, jako hořčíku či křemíku.

Z přehledu je zřejmé, že tento konec je společný pro valnou většinu hvězd, neboť hvězdy s hmotnostmi nad 11 M se vyskytují jen zcela výjimečně.

Neutronové hvězdy, jejichž vnitřek je tvořen především neutrony a kůra je z elektronově degenerované látky, vznikají kolapsem železného elektronově degenerovaného jádra hmotných hvězd ($M > 11$ M). V důsledku kolapsu dochází též ke vzplanutí *supernov typu II* a *I b*.

Chceme-li pochopit chování degenerovaných objektů, musíme se blíže seznámit s chováním látky při vysokých hustotách a relativně nízkých teplotách, menších, než je teplota degenerace.

5.2 Vlastnosti degenerovaného plynu

Stavová rovnice degenerované látky, vyjadřující závislost tlaku na dalších stavových veličinách, je zásadně odlišná od stavové rovnice řídkého a horkého, víceméně ideálního plynu, jímž jsou tvořena nitra hvězd v aktivní fázi jejich života. Hlavní rozdíl tkví v tom, že tlak v degenerované látce výrazně závisí na hustotě a jen okrajově na její teplotě. Ta vystupuje pouze jako korekční člen, který je možné v prvním přiblížení zanedbat. Výpočty se pak provádějí pro případ, kdy se teplota limitně blíží absolutní nule. Rovněž tak se při těchto zjednodušených výpočtech zanedbají jaderné reakce. Efektivně se pak postupuje tak, jako by veškerá látka byla složena jen z atomů skupiny železa, které jsou nejpevněji vázány. Této idealizované látce se říká *chladná katalyzovaná látka.*

Fermiony a Pauliho vylučovací princip. Fermiho energie

Elementární částice se podle svého spinu dělí na *fermiony* a *bozony*.[0]) Mezi fermiony se počítají všechny částice s poločíselným spinem (elektrony, protony, neutrony, neutrina), popisované antisymetrickou vlnovou funkcí, bozony jsou pak částice s celočíselným spinem (například fotony), popsané symetrickou vlnovou funkcí. Z kvantové mechaniky plyne, že částice nacházející se v izolované soustavě mohou nabývat jen určitých, tzv. *diskrétních stavů*, určených souborem zpravidla čtyř *kvantových čísel*. Určitému stavu odpovídá i určitá energie. Stav s nejmenší energií je tzv. *základní stav*.

Způsob, jímž jsou jednotlivé stavy obsazovány, je u fermionů a bozonů diametrálně odlišný. Ve stavu absolutní nuly obsadí *všechny* bozony základní energetickou hladinu. Tutéž tendenci mají i fermiony, jenže těm v tom brání tzv. *Pauliho vylučovací princip*, který stanoví, že se v kvantovém systému nemohou vyskytnout současně dva fermiony v témže stavu. Ve stavu absolutní nuly je celková energie fermionů nejnižší možná, tzn. že dovolené energetické hladiny jsou obsazovány popořádku od minimální energie, energie základního stavu.

Stav systému je charakterizován Fermiho[0]) energií, což je, v případě látky zchlazené na absolutní nulu, energie nejvyšší obsazené energetické hladiny. Je to současně i energie, kterou musíme dodat příslušnému fermionu, abychom jej do systému vpravili. Z toho okamžitě plyne, že tato energie bude záviset na počtu částic v systému, neboli na jejich koncentraci. Čím více je tu částic, tím více hladin je obsazeno a tím vyšší je i Fermiho energie. Tím větší musí být energie vkládané částice, což v podstatě vyjadřuje i jistý odpor systému k přijetí nových částic, čili k zahušťování. Vzhledem k tomu, že tlak je úměrný energii částic obsažených v objemové jednotce, je zřejmé, že tlak fermionů bude funkcí hustoty.

Velikost Fermiho energie v případě nulové teploty lze jednoduše odvodit přímo z Pauliho principu, který praví, že na každou $(2s+1)$-tici fermionů s odlišně orientovaným spinem o velikosti s připadá ve fázovém prostoru „stavová komůrka“ s objemem o velikosti h^3. Pokud jsou stavy fermionů obsazovány postupně od nejmenších možných energií, pak v prostoru hybností vyplňují kouli o poloměru p_F, kde p_F je absolutní hodnota hybnosti fermionů s Fermiho energií. Pro jistou zvolenou *Fermiho hybnost* p_F zaujímá systém ve fázovém prostoru objem $(\frac{4}{3}\pi p_F^3)V$, kde V je prostorový objem systému v běžném slova smyslu. Podle Pauliho principu pak platí vztah:

$$(2s+1)\frac{\frac{4}{3}\pi\, p_F^3\, V}{h^3} = n = N\, V,$$

kde n je počet částic v objemu V, N je jejich koncentrace. Vzhledem k tomu, že se v astrofyzikální praxi běžně setkáváme jen s fermiony s polovičním spinem, budeme i nadále pokládat automaticky, že $s = 1/2$.

Pro hodnotu Fermiho impulzu lze pak psát:

---

[0]) Částice zprostředkující interakce (gluony, mezony, fotony, gravitony, W a Z-bozony, intermediální bozony) mají celočíselný spin a řadí se tak mezi bozony, „solidní“ částice jako leptony a kvarky mají poločíselný spin a patří tedy k fermionům.

[0]) Enrico Fermi (1901-1954), americký fyzik italského původu, zabýval se fyzikou vysokých energií. V roce 1938 se stal nositelem Nobelovy ceny za využití pomalých neutronů k přípravě nových prvků.

$$p_F = h\left(\frac{3N}{8\pi}\right)^{1/3}.$$

V případě, že se fermiony o hmotnosti m pohybují rychlostmi mnohem menšími než je rychlost světla, lze kinetickou energii fermionu s Fermiho impulzem, čili Fermiho energii E_F, vyjádřit:

$$E_F = \frac{p_F^2}{2m} = \frac{h^2}{2m}\left(\frac{3N}{8\pi}\right)^{2/3}.$$

Ve fázovém prostoru se stavové komůrky obsazují rovnoměrně a spořádaně od středu odpovídajícího nulové kinetické energii. Dokažte, že střední energie nerelativistických fermionů ε_s pak odpovídá právě 3/5 Fermiho energie. Tedy:

$$\varepsilon_s = \frac{3}{5}E_F = \frac{3}{5}\frac{h^2}{2m}\left(\frac{3N}{8\pi}\right)^{2/3} \quad \rightarrow \quad \varepsilon_s \sim \frac{N^{2/3}}{m}.$$

V degenerovaném nerelativistickém plynu je tedy střední kinetická energie připadající na jeden fermion určitého druhu nepřímo úměrná hmotnosti fermionu a přímo úměrná $N^{2/3}$. Připomeňme, že v ideálním plynu, složeném z klasických částic či vzájemně neinteragujících fotonů, je střední energie připadající na částici úměrná kT; na hmotnosti částic ani na jejich koncentraci nijak nezávisí.

Definujeme-li střední kvadratickou rychlost v_s vztahem: $\frac{1}{2}mv_s^2 = \varepsilon_s$, dospíváme k relaci:

$$v_s \sim \frac{N^{1/3}}{m}.$$

Ta je rovněž odlišná od klasického ideálního plynu, kde střední kvadratická rychlost v_s je úměrná $\sqrt{kT/m}$ a na koncentraci zjevně nijak nezávisí.

Pokud budeme průběžně zvyšovat koncentraci částic, pak by se mohla i rychlost částic zvyšovat nad všechny meze. To se však nestane, protože při vyšších rychlostech se začne uplatňovat Einsteinova speciální teorie relativity, projeví se růst hmotnosti částice s její rychlostí. Pro případ, kdy většina fermionů bude mít rychlosti velmi vysoké, blížící se rychlosti světla ($E_F >> mc^2$), lze s výhodou využít vztah pro tzv. *ultrarelativistický degenerovaný plyn*: $E_F = p_F c$:

$$E_F = c\,p_F = c\,h\left(\frac{3N}{8\pi}\right)^{1/3}.$$

Fermiho energie stále zůstává funkcí koncentrace, závislost je přece jen volnější. Ultrarelativistický materiál je „měkčí“.

Stavová rovnice degenerovaného plynu

Vyšetřujme nyní vlastnosti tzv. ideálního degenerovaného nerelativistického plynu. Příspěvek k celkovému tlaku plynu vytvářený určitým typem částic P je roven 2/3 jejich celkové kinetické energie v jednotce objemu. Ta je pak úměrná součinu střední kinetické energie částice a jejich koncentrace. Pro tlak nerelativistického degenerovaného plynu platí

$$P = \frac{2}{3}N\varepsilon_s = \frac{2}{5}N\,E_F = \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{2/3}\frac{h^2}{5m}N^{5/3}.$$

Ze vztahu plyne, že při těchže koncentracích degenerovaných fermionů budou k celkovému tlaku nejvíce přispívat právě ty nejlehčí fermiony, tedy elektrony.

P

$$P_e = \frac{2}{5} N_e E_{Fe} = \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{2/3} \frac{h^2}{5 m_e} N_e^{5/3} = 2{,}3 \cdot 10^{-38}\ \mathrm{Pa}\ \{N_e\}^{5/3}.$$

Koncentraci volných elektronů N_e v úplně ionizovaném materiálu, jakožto funkci hustoty a chemického složení, lze snadno vypočítat pomocí vztahu:

$$N_e = \text{počet elektronů}/\text{nukleon} \times \text{koncentrace nukleonů} = \overline{\left(\frac{Z}{A}\right)} \frac{\rho}{m_H}.$$

$$P_e = \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{2/3} \frac{h^2}{5 m_e} N_e^{5/3} \left[\overline{\left(\frac{Z}{A}\right)} \frac{\rho}{m_H}\right]^{5/3} \rightarrow$$

$$P_e \sim 3{,}2 \cdot 10^6\ \mathrm{Pa}\ \{\rho\}^{5/3}$$

Ve většině astrofyzikálních aplikací totiž můžeme předpokládat: $\overline{(Z/A)} \sim 0{,}5$.

Pro případ ultrarelativistického elektronově degenerovaného plynu lze sestavit stavovou rovnici obdobným způsobem. Pro tlak bude pak ovšem platit jiná závislost:

$$P_e \sim 4{,}7 \cdot 10^9\ \mathrm{Pa}\ \{\rho\}^{4/3}.\ ^{0})$$

V astrofyzikální praxi se ovšem nikdy nesetkáme s případem, kdy by teplota látky byla přesně rovna nule. Chování fermionů v systému pak přesně popisuje *Fermiho-Diracova*[0]) *statistika*, která mj. předepisuje, jak jsou obsazovány jednotlivé stavy při různé teplotě. Pokud je teplota nulová, pak jsou obsazeny všechny stavy, jejichž energie je menší nebo nanejvýš rovna Fermiho energii. Obraz obsazení těchto stavů v prostoru hybností je kompaktní koule s ostrým okrajem.

Se zvyšující se teplotou se hranice poněkud rozmývá – jsou obsazovány i stavy s energií vyšší než je Fermiho, naopak některé stavy s energií poněkud menší zůstávají neobsazeny. Stavy s Fermiho energií jsou obsazeny tak napůl. Zpočátku se narušení ideálního schodového rozložení týká jen těch stavů, jejichž energie je velmi blízká energii Fermiho. Míru neostrosti, čili disperzi, přitom udává střední tepelná energie částic ideálního plynu E_T, $E_T = \frac{3}{2} kT$. Porovnáním této energie a Fermiho energie si lze učinit představu, zda je, či není v daném případě degenerace důležitá.

Za degenerovaný plyn budeme považovat takový systém složený z fermionů nebo obsahující fermiony, pro nějž platí, že jejich Fermiho energie je větší než jejich střední tepelná energie E_T: $E_F > E_T$. Dosadíme-li do nerovnosti za E_F v nerelativistickém případě:

---

[0]) Při skutečných výpočtech hvězdných niter se ovšem používá daleko přesnějších stavových rovnic, které jsou platné v širokém rozmezí od velmi řídkého plynu s vlastnostmi ideálního plynu, přes degenerovaný plyn, až po degenerovaný ultrarelativistický plyn, i v širokém rozsahu teplot. Závislosti tlaku na 5/3 či 4/3 mocnině hustoty jsou jisté limitní případy, které se ve skutečnosti v čisté podobě nikdy nerealizují.

[0]) Paul Adrien Maurice Dirac [dyrak] (1902-84), britský fyzik; spolutvůrce kvantové mechaniky a elektrodynamiky. Nezávisle na Fermim odvodil statistické zákony pro částice s poločíselným spinem (tzv. Fermiho-Diracova statistika). Nobelova cena za fyziku v roce 1933 (s E. Schrödingerem).

$$E_F = \frac{h^2}{2m}\left(\frac{3N}{8\pi}\right)^{2/3} > E_T = \frac{3}{2}kT,$$

pak

$$T < \frac{h^2}{3km}\left(\frac{3N}{8\pi}\right)^{2/3} = T_d$$

Na pravé straně nerovnosti je výraz s rozměrem teploty, je to tzv. *teplota degenerace*. Jak je patrno ze zápisu, teplota degenerace je nepřímo úměrná hmotnosti příslušného druhu fermionů. Ve směsi volných elektronů a protonů tak nastává degenerace elektronů za teploty m_p/m_e = 1864krát vyšší než případná degenerace protonová nebo neutronová. Zaměříme se proto přímo na teplotu elektronové degenerace T_{de}:

$$T_{de} = \frac{h^2}{3km_e}\left(\frac{3N_e}{8\pi}\right)^{2/3} = \frac{h^2}{3km_e}\left(\frac{3\overline{(Z/A)}\,\rho}{8\pi\, m_H}\right)^{2/3} \rightarrow$$

$$T_{de} = 1{,}3 \cdot 10^3 \text{ K m}^2 \text{ kg}^{-2/3} \cdot \rho^{2/3}.$$

Je-li tedy střední hustota bílých trpaslíků řádově 10^9 kg m^{-3}, pak teplota degenerace činí miliardu kelvinů. Vzhledem k tomu, že v těchto hvězdách je všude teplota nejméně o řád nižší, lze vlastnosti reálného trpasličího materiálu velmi dobře popsat ideálem chladné katalyzované látky.

Poznamenejme ovšem, že teplota degenerace kladně nabitých zbytků atomů v bílém trpaslíku je nejméně 2000krát menší, takže reálná teplota niter bílých trpaslíků je vyšší. Atomová jádra v bílých trpaslících se tak chovají jako ideální plyn!

Stavová rovnice chladné katalyzované látky

Sledujme nyní, jak bude chladná katalyzovaná látka reagovat na rostoucí tlak. Zvyšující se tlak samozřejmě povede ke zvyšování hustoty kontrolního vzorku.

Pokud bude hustota v rozmezí 7 800 až 15 000 kg m^{-3}, lze ověřovat průběh stavové rovnice přímo v laboratořích. V rozsahu 1,5 ·10^4 až 10^7 kg m^{-3} chování látky dobře vystihuje tzv. Fermiho-Thomasův model.

S klasickým elektronově degenerovaným plynem se setkáváme v rozmezí hustot od 10^7 do 10^{10} kg m^{-3}. Mohutným tlakem jsou zde rozdrceny nejprve vnější, pak i stále hlubší elektronové obálky atomů železa. Postupně dojde ke kompletní ionizaci materiálu tlakem. Všechny elektrony se stanou volnými elektrony, které jsou společné pro celý systém (vzorek). Tlak degenerovaných elektronů je hlavním zdrojem tlaku.

Při hustotách řádu 10^8 kg m^{-3} se velmi dobře osvědčuje stavová rovnice pro ideální nerelativistický elektronově degenerovaný plyn: P_e = 2,3 ·10^{-38} Pa $\{N_e\}^{5/3}$, při hustotách nad 10^{10} kg m^{-3} pak platí stavová rovnice pro ultrarelativistický elektronově degenerovaný plyn: P_e = 2,4 ·10^{-26} Pa $\{N_e\}^{4/3}$.

Pokud jde o kladně nabité ionty, ty jsou při absolutní nule zakotveny v uzlech krychlové prostorově centrované krystalové mřížky. Při teplotách, jež jsou běžné v bí-

lých trpaslících, je však tato mříž roztavena a ionty se chovají jako ideální plyn, který má velmi daleko do degenerace.

V rozmezí hustot 10^{10} až 10^{14} kg m^{-3} je materiál relativně snadno stlačitelný, neboť zde dochází k tzv. *neutronizaci* látky, při němž klesá počet volných elektronů v 1 kg látky. Při neutronizaci dochází k tzv. *inverznímu* β*-rozpadu*, při němž se elektrony spojují v neutrony a uvolňuje se při tom elektronové neutrino. Běžněji však dochází k opačnému procesu:

$$\mathrm{n} \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{e}^{-} + \nu.$$

Je to reakce exotermická, uvolňuje se při ní energie, neboť klidová hmotnost neutronu ($m_n = 1{,}6749 \cdot 10^{-27}$ kg) je větší než hmotnost protonu ($m_p = 1{,}6726 \cdot 10^{-27}$ kg) + hmotnost elektronu ($m_e = 9{,}109 \cdot 10^{-31}$ kg) + klidová hmotnost neutrina (ta je buď zcela nulová nebo ji lze zanedbat). Hmotnostní defekt činí $1{,}39 \cdot 10^{-30}$ kg = $1{,}53\, m_e$. Za normálních okolností se neutron spontánně rozpadá, a to s poločasem 1000 sekund. K tomu, aby proběhl inverzní β-rozpad:

$$\mathrm{p} + \mathrm{e}^{-} \rightarrow \mathrm{n} + \nu,$$

je zapotřebí, aby elektron vstupující do reakce měl dostatečnou rychlost – nejméně 92 % rychlosti světla! Jestliže však je Fermiho energie větší než Δmc^2, je energeticky výhodnější „uklidit“ nadbytečné elektrony do protonů a učinit z nich neutrony. Při zvyšování tlaku se tak sice zvyšuje hustota látky, koncentrace elektronů se ale takřka nemění. Vzhledem k tomu, že v této látce je rozhodující tlak degenerovaných elektronů, je zřejmé, že v oblasti tzv. neutronizace je látka vcelku dobře stlačitelná. Se stabilními objekty tvořenými látkou o této hustotě se ve vesmíru proto nesetkáváme. Zabývat se jí však musíme, neboť tímto stavem nutně musejí procházet tělesa například při svém kolapsu na neutronovou hvězdu nebo černou díru.

Nadbytečné elektrony vysokých energií se spojují s protony v jádrech prvků skupiny železa a mění je v neutrony. Atomové číslo, udávající počet protonů v jádru, klesá, hmotnost jader se však při tom mění jen nepatrně. Dříve nebo později se tato jádra příliš bohatá na neutrony, začnou rozpadat na menší části a volné neutrony. Koncentrace neutronů v látce vzrůstá. Samovolný rozpad neutronů, který by přidal do systému další volný elektron o energii menší, než je Fermiho energie elektronů, je energeticky nevýhodný – neutronů v látce neubývá.

V rozmezí hustot od 10^{14} do 10^{15} kg m^{-3} se tak dopracováváme ke stavu, kdy v látce existuje omezené množství volných elektronů s rychlostmi menšími než 92 % rychlosti světla spolu se zbytky těžších jader a samostatnými neutrony, jejichž relativní zastoupení stále roste. Jádra přetížená neutrony se rozpadají. Tlak degenerovaných neutronů začíná hrát rozhodující roli.

Je-li látka stlačena na hustotu větší než 10^{16} kg m^{-3}, převládají v látce zcela jednoznačně degenerované neutrony. Jedná se tedy o *neutronově* degenerovanou látku. Při relativně nižších hustotách se, podobně jako u elektronů, setkáváme s nerelativistickým případem, kdy tlak neutronového plynu je úměrný $\rho^{5/3}$. Vzroste-li však hustota natolik, že Fermiho energie začne být srovnatelná s energií neutronu $m_n c^2$, přejde neutronový plyn do stavu ultrarelativistického neutronově degenerovaného plynu, kde

je tlak určen relací: $P \sim \rho^{4/3}$. Situaci zde ale komplikují jaderné síly, které mezi neutrony, coby nukleony, působí. Zprvu jsou přitažlivé, tlak zmenšují, při větších hustotách se však projevují odpudivě – tlak zvětšují. Neurčitost v průběhu stavové rovnice pro vyšší hustoty způsobuje i neurčitost při tvorbě modelů neutronových hvězd.

Model degenerované hvězdy

Sestavit matematický model sférické hvězdy v hydrostatické rovnováze, složené z chladné katalyzované látky, je snadné. Hvězda je totiž v termodynamické rovnováze, nedochází v ní k žádným tokům energie ani částic. Jediné, co je nutno znát, je průběh stavové rovnice $P(\rho)$ v širokém rozmezí tlaků a hustot. K zjištění průběhu funkční závislosti hustoty a tlaku na vzdálenosti nám postačí vyřešit dvě diferenciální rovnice – rovnici hydrostatické rovnováhy a rovnici zachování hmotnosti:

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r} = -G\rho\,\frac{M_r}{r^2}, \qquad \frac{\mathrm{d}M_r}{\mathrm{d}r} = 4\pi r^2 \rho\,.$$

Praktici doporučují začít tím, že si nejprve stanovíme hodnotu hustoty v centru. Tím je dána i velikost tlaku. Postavíme další slupku a testujeme hodnotu tlaku. Je-li větší než nula, pak pokračujeme ve stavbě. V opačném případě jsme hotovi, neb jsme se právě dostali na povrch hvězdy.

Pro velké hustoty je však třeba vzít v úvahu efekty vyplývající z obecné teorie relativity, coby teorie gravitace. Nejprve je nutno si uvědomit, že sám tlak, čili množství energie v objemové jednotce, je zdrojem gravitace. Až doposud jsme tento efekt při svých úvahách zanedbávali. Dále se tu projeví zakřivení prostoročasu dané silnou koncentrací hmoty v prostoru. Oba tyto efekty působí v jednom směru – omezují rozsah hmotností, pro něž existuje stabilní řešení degenerované hvězdy v hydrostatické rovnováze.

V současnosti se zdá, že žádná hvězda složená z chladné katalyzované látky o hmotnosti větší než 3 M se v rovnovážném stavu neudrží a hroutí se v černou díru. Ukazuje se tak, že pro stabilní hvězdy složené z chladné katalyzované látky existují jen dvě možná řešení – elektronově degenerovaná hvězda, čili vychladlý bílý trpaslík (tj. černý trpaslík), případně neutronová hvězda. Ostatní řešení jsou nestabilní, hvězda jimi během procesu gravitačního hroucení jen prochází.

5.3 Bílí trpaslíci

Bílí trpaslíci jsou kompaktní hvězdy s hmotnostmi slunečními a rozměry planet zemského typu. Jejich střední hustoty jsou řádově milionkrát větší než střední hustota Slunce, tedy asi 10^9 kg m^{-3}. Z větší části jsou tvořeny elektronově degenerovaným plynem, který je s to vytvořit v nitru těchto hvězd potřebný gradient tlaku, jímž hvězda vzdoruje své vlastní gravitaci.

Prvními objevenými představiteli tohoto typu objektů v závěrečné fázi svého vývoje byly bílí trpaslíci 40 Eridani B a Sírius B.[0]) Tyto hvězdy raného spektrálního typu

[0]) Sirius B byl objeven 1862 jako vedlejší složka nejjasnější hvězdy hvězdné oblohy Siria optikem Alvanem Clarkem. Existence průvodce však byla předpovězena už v roce 1834 německým astronomem a matematikem Besselem na základě rozboru vlastního pohybu Siria A.

jsou řazeny mezi bílé hvězdy – odtud „bílí“ trpaslíci. Později byly objeveny žhavější, ale i chladnější hvězdy tohoto typu. S tím, jak budou tyto hvězdy chladnout, stanou se postupně nezářivými „černými trpaslíky“.

Bílí trpaslíci jsou konečnou vývojovou fázi hvězd s počáteční hmotností menší než 11 $M_\odot$. V naší Galaxii dospělo do tohoto stadia vývoje asi 7 % hvězdné populace.

Stavba

Bílí trpaslíci jsou stabilní hvězdy v mechanické rovnováze. Jádro hvězdy, obsahující převážnou část její hmoty (95 %), je tvořeno elektronově degenerovanou látkou. Obal jádra je tvořen nedegenerovanou látkou, která, na rozdíl od vnitřku hvězdy, je jen velmi špatným vodičem tepla. Hvězda má i svou tenoučkou a hustou atmosféru, odkud k nám přichází záření. Vnitřek bílých trpaslíků je chemicky víceméně homogenní. Setkáváme se tu zejména s těžšími prvky, jako jsou uhlík a kyslík; stavba hvězdy však na tomto chemickém složení závisí jen minimálně.

První modely bílých trpaslíků sestavil již v roce 1926 RICHARD H. FOWLER, zakladatel teorie elektronové degenerace. Fowler též jako první odhadl, jakou povahu má závislost poloměru degenerované hvězdy na hmotnosti. Můžeme tak učinit i my, použijeme-li rovnice hydrostatické rovnováhy, kde místo dr budeme uvažovat celý poloměr hvězdy R:

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r} = -G\rho\frac{M_r}{r^2} \quad \rightarrow \quad \frac{P}{R} \sim G\rho\frac{M}{R^2} \quad \rightarrow \quad \frac{\rho^{5/3}}{R} \sim \rho\frac{M}{R^2} \quad \rightarrow \quad \left(\frac{M}{R^3}\right)^{2/3} \sim \frac{M}{R} \quad \rightarrow$$

$$R \sim M^{-1/3}.$$

Odhad byl ovšem proveden za předpokladu, že ve hvězdě převládá nerelativistický elektronově degenerovaný plyn.

V letech 1928–30 ukázal SUBRAHMANYAN CHANDRASEKHAR (1910-95), že při vyšších hmotnostech bílých trpaslíků začne mít elektronově degenerovaný plyn v jejich nitru povahu ultrarelativistického plynu. Závislost poloměru na hmotnosti modelu degenerované hvězdy se zpočátku řídí relací $R \sim M^{-1/3}$, pak však klesá stále rychleji a pro kritickou tzv. *Chandrasekharovu hmotnost* je tento poloměr právě nulový. Stabilní řešení modelu degenerované hvězdy s hmotností nad tuto hmotnost neexistují. Hvězda hmotnější se ve stavu elektronově degenerované hvězdy nezastaví a při svém hroucení pokračuje dál až do stavu neutronové hvězdy, či dokonce i černé díry.

O Siriovi B dnes víme (viz Holberg, J. B., et al. (1998)), že efektivní teplota jeho prakticky čistě vodíkové atmosféry (horní hranice He/H = $1.8 \cdot 10^{-5}$) činí podle měření družice Extreme Ultraviolet Explorer a družice IUE (24 800±100) kelvinů, povrchové zrychlení $g = (3{,}7 \pm 0{,}6) \cdot 10^6$ m s^{-2}.
Nová paralaxa Siria, zjištěná družicí Hipparcos je π = (0,37921±0.00158)“, společně s novodobými astrometrickými daty vede k odhadu hmotnosti Siria B: $M = (1{,}034 \pm 0{,}026)\ M_\odot$ a poloměru hvězdy: $R = (0{,}0084 \pm 0{,}00025)\ R_\odot$.

Maximální hmotnost bílého trpaslíka byla teoreticky odvozena 1931 S. Chandrasekharem (1931). Pro běžné vnitřní chemické složení těchto hvězd činí 1,4 $M_\odot$[0])

Vývoj

Bílí trpaslíci jsou výsledkem postupného vývoje hvězd s počáteční hmotností menší než 11 $M_\odot$, jenž končí zformováním hutného zbytku hvězdy o hmotnosti menší než je Chandrasekharova mez. Takto skončí přes 85 % hvězd.

V bílých trpaslících jsou vesměs uloženy produkty jaderného hoření – jeho nukleární popel, jsou to tedy jakési hvězdné popelnice. Zde je tento popel uložen dosti bezpečně. K tomu, abychom rozptýlili bílého trpaslíka Síria B do prostoru by bylo zapotřebí energie $-E_{pot}$ asi $8 \cdot 10^{43}$ J, což je zhruba tolik energie, kolik by jí Slunce dokázalo vyzářit za 6,5 miliardy let. Poměr energie nutné k rozmetání hvězdy do prostoru k její celkové energii: $-E_{pot}/Mc^2 \cong 4{,}4 \cdot 10^{-4}$ není přespříliš vysoký. Existuje tedy jistá šance, že by bylo možné hvězdu dezintegrovat: stačilo by v ní explozivně zapálit veškerý uhlík a kyslík – energie detonace je s to překonat gravitační vazbu hvězdy. K tomu skutečně občas dochází – při vzplanutích *supernov typu Ia*.

K samovznícení uhlíkových reakcí může dojít v interagujících dvojhvězdách, kde na uhlíko-kyslíkového bílého trpaslíka přetéká látka hmoty z druhé složky. Zvyšující se hmotnost degenerované složky vede k její mírné kontrakci, přičemž uvolněná energie se spotřebuje na ohřátí nitra hvězdy. Teplota vnitřku roste až do okamžiku, kdy překoná zápalnou teplotu zapálení uhlíku. Dojde k tzv. *uhlíkové detonaci*, která způsobí demolici celé hvězdy.

Takovýto vývoj je však spíše výjimečný, mnohem častěji prochází bílý trpaslík poněkud jinou evolucí: Po odhození posledních zbytků obalu hvězdy v podobě planetární mlhoviny se hustý žhavý degenerovaný zbytek hvězd o teplotě až $2 \cdot 10^5$ kelvinů stává tzv. *jádrem planetární mlhoviny*, které svým krátkovlnným zářením budí k záření i vnitřní části planetární mlhoviny. Nejteplejší známí osamocení bílí trpaslíci mají efektivní teploty kolem 70 000 K, nejchladnější 5 000 K. Svůj výkon čerpají ze zásob vnitřní energie. Ochlazování nitra se zpočátku nejúčinněji děje prostřednictvím neutrin, později hraje hlavní roli vyzařování z povrchu hvězdy. Během ochlazování se poloměr stálice prakticky nemění – je to dáno skutečností, že teplota degenerace je mnohokrát větší než teplota reálná.

Povrch hvězd je vcelku malý, malý je tedy i zářivý výkon. Chladnutí hvězdy je natolik pomalé, že dosud žádný z bílých trpaslíků nestačil dospět do závěrečné vývojové etapy – do stadia degenerovaného černého trpaslíka. V současnosti je standardní zářivý výkon bílých trpaslíků asi $10^{-3}\,L_\odot$.

V bílých trpaslících, jejichž povrch vychladne na sluneční teplotu a výkon tudíž dosahuje řádově $10^{-4}\,L_\odot$, začne vnitřek bílého trpaslíka krystalizovat. Až doposud volná, kladně nabitá jádra se začínají uspořádávat do krychlové, prostorově centrované

[0]) Nejhmotnějším známým bílým trpaslíkem je zhroucená složka v soustavě, která v roce 1992 vybuchla jako Nova Cygni 1992. Jeho hmotnost se udává na 1,25 $M_\odot$ - je to tedy výrazně méně, než kolik činí horní hmotnostní mez pro bílé trpaslíky.

krystalové mřížky. Hvězda postupně chladne a její výkon klesá. Nakonec se hvězda ztratí jako nezářící degenerovaný černý trpaslík.

Zcela zvláštní povahu má vývoj bílých trpaslíků v těsných dvojhvězdách s přenosem látky. Zde mohou nastávat nejrůznější, často i velmi komplikované děje jako jsou vzplanutí nov a trpasličích nov všeho druhu aj. Bude probráno zvlášť v kapitole zabývající se vývojem těsných dvojhvězd.

Spektra

Spektra bílých trpaslíků se již na první pohled liší od spekter jiných hvězd, byť stejného spektrálního typu. Charakteristické je silné rozšíření čar tlakem a mohutný gravitační červený posuv $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-4}$. Červený posuv je výsledkem ztráty energie fotonu nuceného překonat silné gravitační pole, lze jej však též interpretovat jako „nadbytečné vzdalování bílých trpaslíků“ od místa pozorovatele. Statisticky dochází ke střednímu excesu o velikosti 54 km s^{-1}. Při známé závislosti poloměru na hmotnosti, lze z této veličiny odvodit jak střední hmotnost bílých trpaslíků: 0,56 M , tak i odpovídající střední poloměr tohoto typu hvězd, který činí 8 800 km.

Chemické složení atmosfér bílých trpaslíků je velmi nezvyklé. Z tohoto hlediska pozorujeme několik spektrálních typů bílých trpaslíků:

DA – atmosféry bílých trpaslíků tohoto spektrálního typu jsou složeny čistě z vodíku. Pokud se zde setkáváme s těžšími prvky, pak je jejich zastoupení desetkrát až stokrát menší než ve sluneční atmosféře. Tento fakt se ovšem vztahuje jen na tenkou atmosféru, pokud by byl vodíkový celý bílý trpaslík, již dávno by termonukleárně explodoval.

Řidčeji se setkáváme s bílými trpaslíky, jejichž atmosféry jsou tvořeny čistě heliem (typ DB) či jinými prvky.

Pozorované chemické rozdíly ve složení atmosfér jsou výsledkem předchozího vývoje a dlouhodobého působení silného gravitačního pole (10^5 g_Z) v relativně klidné a tenké atmosféře. Za těchto podmínek dochází k chemické diferenciaci látky tak, že lehčí prvky vyplouvají na povrch a vytvářejí pak falešnou informaci o chemickém složení bílých trpaslíků. Pokud u některých bílých trpaslíků v důsledku předchozího vývoje byly odvrženy veškeré zbytky obalu obsahující vodík, pak se povrch dostane helium. Není-li zde pak ani to, dostávají příležitost i další prvky skupiny uhlíku.

U několika desítek bílých trpaslíků byla pozorována silná polarizace záření (u polarů) působená silným magnetickým polem, podobně jako Zeemanovo rozštěpení spektrálních čar. Indukce pozorovaných magnetických polí jsou nezvykle vysoké: 10^2 až 10^4 teslů.

Někteří bílí trpaslíci vykazují rychlé světelné oscilace téhož typu, jaké pozorujeme například u cefeid. Hlavním rozdílem tu je časová škála světelných změn – periody těchto proměnných bílých trpaslíků se pohybují mezi 10^2 až 10^4 s.

5.4 Neutronové hvězdy

Neutronové hvězdy jsou stabilní hvězdy v hydrostatické rovnováze složené převážně z neutronů. Jejich existence byla předpovězena ve třicátých letech Lvem Davidovyčem

LANDAUEM (1908-1968), a to krátce po objevu neutronu JAMESEM CHADWICKEM (1891-1974).[0]) WALTER BAADE (1893-1960) a FRITZ ZWICKY (1898-1974) v roce 1934 poprvé spekulovali o možné existenci suprahustých neutronových hvězd. JACOB ROBERT OPPENHEIMER (1904-67) a G. M. VOLKOFF (1939) dokazovali teoreticky možnou existenci neutronových hvězd již podrobně.

V roce 1968 byly ztotožněny s radiovými a optickými pulzary, v roce 1971 pak odhaleny v rentgenových pulzarech a vybuchujících zdrojích rentgenového záření, v roce 1975 byly nalezeny též v tzv. *bursterech.* Dosud bylo objeveno několik stovek neutronových hvězd.

Hustota v neutronových hvězdách, stejně jako ve všech hydrostaticky rovnovážných hvězdách, roste směrem k centru, kde dosahuje nebo i překračuje hustotu atomových jader (kolem $2 \cdot 10^{17}$ kg m^{-3}). Z tohoto hlediska bývají neutronové hvězdy někdy označovány jako gigantická atomová jádra s 10^{57} nukleony. Zásadní rozdíl oproti běžným jádrům tkví v tom, že neutronové hvězdy drží pohromadě gravitace, nikoli jaderné síly.

Hraniční hmotnost. Původ

Při výpočtech modelů neutronových hvězd se střetáváme s řadou teoretických problémů: a) stále ještě neznáme dobře průběh stavové rovnice při velmi vysokých hustotách a tlacích – stanovení průběhu je prubířským kamenem jaderné fyziky a fyziky elementárních částic, b) výpočty komplikují efekty obecné teorie relativity – tlak má nezanedbatelnou hmotnost a působí gravitačně, v blízkosti neutronových hvězd dochází k znatelnému zakřivení časoprostoru.

Právě tyto relativistické efekty omezují existenci libovolně hmotných neutronových hvězd. Protože první teoretické zdůvodnění meze hmotnosti neutronových hvězd podali v roce 1939 nezávisle Lev D. Landau a John Oppenheimer společně s Volkoffem, nazývá se tato mez Landauovou-Oppenheimerovou-Volkoffovou mezí, zkráceně *LOV-mezí*. Většina odhadů limitní hmotnosti neutronových hvězd leží v rozmezí od 1,4 $M_\odot$ do 2,7 $M_\odot$. Velká nejistota odráží nejistotu v naší znalosti chování elementárních částic, které se v nitru neutronových hvězd takřka dotýkají. Například u neutronů musíme brát ohled na vzájemné působení prostřednictvím jaderné interakce – vlastnosti jaderných sil však nejsou ještě dobře prostudovány, víme například že při menších hustotách jsou přitažlivé, při jaderných hustotách pak i odpudivé. Vše komplikuje i vznik nových částic (mezonů a hyperonů) z neutronů, které tak uprazdňují fázový prostor.

Neutronové hvězdy běžně vznikají zhroucením vnitřku velmi hmotných hvězd při výbuchu supernovy. Pokud je hmotnost zbytku větší, než je ona kritická hmotnost, pak gradient tlaku vznikající ve hroutící se neutronové hvězdě nestačí zastavit kolaps a hvězda se zhroutí v černou díru.

Existuje však i jistá minimální hmotnost neutronové hvězdy – kolem 0,1 $M_\odot$. V méně hmotných není tlak dostatečný k tomu, aby zde samostatné neutrony nerozpa-

[0]) Anglický fyzik, v roce 1926 objevil neutron a určil jeho hmotnost, za což obdržel 1935 Nobelovu cenu.

daly. Navíc se zatím nepodařilo najít vývojový scénář, při němž by mohly vzniknout neutronové hvězdy s hmotností o dost menší než 1 M .[0])

Pokud se vyskytují neutronové hvězdy ve dvojhvězdě, lze stanovit i jejich hmotnosti – nejspolehlivěji je známa u dvojitého („relativistického“) pulzaru PSR 1913+16 [0]): M_{NH} = (1,42±0,12) M . Pozorované hmotnosti neutronových hvězd vcelku potvrzují správnost současné teorie stavby těchto neutronově degenerovaných objektů.

Modely a stavba

Z modelů stabilních neutronových hvězd vyplývá, že podobně jako u bílých trpaslíků poloměr neutronové hvězdy s rostoucí hmotností klesá. U limitní hmotnosti klesá poloměr hvězdy jen na 7–10 km.

Typickou neutronovou hvězdou je zřejmě objekt o hmotnosti 1,3 M . Různé modely vedou k odhadu poloměru takové hvězdy na 18 až 10 km, přičemž gravitační poloměr hvězdy (Schwarzschildův) je 4 km. Centrální hustota pak vychází v rozmezí od $3 \cdot 10^{17}$ kg m^{-3} do $2 \cdot 10^{18}$ kg m^{-3}. Vazebná energie: $\Delta M\, c^2$ = (0,10 až 0,14) M c^2 = (1,8 až 2,5) $\cdot 10^{46}$ joulů odpovídá objemu energie, kterou by dnešní Slunce s nezměněným výkonem vyzářilo za tři biliony let (!). Je tedy podstatně větší, než energie uvolněná za celý předchozí vývoj jadernými reakcemi (zde maximálně 1%).

Neutronové hvězdy zpravidla rychle rotují. Mez stability vzhledem k odstředivému zrychlení vznikajícímu na rovníku hvězdy odpovídá rotační periodě (8 až 3) $\cdot 10^{-4}$ s. Několik pulzarů se této hraniční hodnotě docela blíží. Gravitační červený posuv standardní neutronové hvězdy leží v rozmezí 0,13 až 0,30.

Gravitační červený posuv z hvězdy o poloměru R lze vypočítat ze vztahu:

$$z = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{r_g}{R}}} - 1 ,$$

kde r_g je její gravitační poloměr. Ten je jednoznačně určen hmotností hvězdy:

$$r_g = 2\,\frac{GM}{c^2} .$$

Jestliže se poloměr hvězdy blíží gravitačnímu poloměru, pak červený posuv roste nade všechny meze. Je-li naopak r_g/R malé číslo (splňují bílí trpaslíci a všechny ostatní běžné hvězdy), uvedený vztah přejde na jednodušší vztah, odvoditelný i ze zákonů klasické fyziky:

$$z = \frac{GM}{c^2 R} .$$

Z teoretických výpočtů hvězdné stavby vyplývá následují model standardní neutronové hvězdy:

- atmosféra o tloušťce řádově 10 mm
- vnější kůra, v níž dominuje elektronová degenerace, o tloušťce několika set metrů

[0]) Nejméně hmotnou pozorovanou neutronovou hvězdou je složka binárního pulzaru J2019+2425, jejíž hmotnost se odhaduje na 1,2 M .

[0]) Relativistický pulsar v roce 1974 objevili a popsali Russell A. Hulse a Joseph H. Taylor (1975). Za svůj objev, jež znamenal velký přínos pro astronomii i fyziku, získali 1993 Nobelovu cenu za fyziku.

- rozhraní, v němž jsou ukotveny supratekuté kvantové víry
- vnitřní kůra, v níž hlavní roli hraje neutronová suprakapalina, o tloušťce řádově 1 km
- jádro, obsahující supratekuté neutrony, zbytky jader, protony a ultrarelativistické degenerované elektrony, o poloměru řádově 10 km a s hustotou kolem 10^{17} kg m^{-3}.
- Ve hmotných neutronových hvězdách, kde hustoty překračují 10^{18} kg m^{-3}, začnou vznikat, případně i převládat i nové částice: piony, mezony, hyperony, snad i kvark-gluonová plazma. Takto přetvořená neutronová látka zde pak tvoří hypotetické jadérko o průměru pár kilometrů.

Vzhledem k tomu, že při velmi rychlém kolapsu, jímž neutronová hvězda vzniká, se nemůže těleso dostatečně účinně zbavit momentu hybnosti, roztáčejí se mladé neutronové hvězdy až k samotné mezi stability. Postupem času se však rotace brzdí, jak to pozorujeme u pulzarů.

Podobně se zvyšuje indukce magnetického pole. Je to důsledek skutečnosti, že magnetické pole je zamrzlé do ideálně elektricky vodivé látky hroutící se části hvězdy. Magnetický tok Φ zůstává zachován, magnetická indukce roste nepřímo úměrně průřezu hvězdy, čili nepřímo úměrně kvadrátu poloměru hvězdy ($B \sim \Phi/R^2$). Z tohoto důvodu u nich pozorujeme mimořádně vysoká magnetická pole řádu 10^8 teslů.[0])

Radiové pulzary

Po neutronových hvězdách se intenzívně pátralo už třicátých let. Nebylo však příliš jasné, jak by se měly projevovat. Pravda, neutronové hvězdy, zejména krátce po vzniku, by měly být dosti horké – jejich efektivní povrchová teplota by v té chvíli mohla činit i několik milionů kelvinů. Přestože poloměr hvězdy činí jen několik kilometrů, zářivý výkon hvězdy by měl být srovnatelný s výkonem slunečním. Nicméně naprostá většina výkonu takové neutronové hvězdy je vyzářena v oboru měkkého rentgenového záření. V optické oblasti, kde se provádí rozhodující část stelárního výzkumu, září velmi slabě – absolutní hvězdná velikost odpovídá 19 mag!

Mladé neutronové hvězdy se však mohou prozradit i jinak – interakcí svého silného magnetického pole skloněného k rotační ose s okolím. Takovéto objekty vysílají do prostoru úzce směrované převážně radiové záření. Vysílání těchto tzv. *pulzarů* je dotováno ze zásob rotační energie. Otáčky zprvu rychle rotující neutronové hvězdy se postupně zvolňují a výkon hvězdy s časem klesá.

První čtyři radiové pulzary objevili Jocellyn Bellová a Anthony Hewish v roce 1968. Ještě téhož roku vysvětlil jejich podstatu Thomas Gold (1968), který v nich odhalil dlouho hledané neutronové hvězdy se silným dipólovým magnetickým polem, jehož osa svírá s osou rotace nenulový úhel. Alternativní vysvětlení pulzarů jako rychle ro-

[0]) Vůbec nejsilnější magnetické pole u pulzarů, a ve vesmíru vůbec, bylo nalezeno u zdroje SGR1806-20, který vykazuje občasná vzplanutí záření gama. Indukce jejího, pozvolna se rozpadajícího magnetického pole se odhaduje na 10^{10} teslů. (Pro srovnání: horizontální složka magnetické indukce v Brně je asi 22 μT!) Objektům tohoto typů se říká *magnetary*.

tujících bílých trpaslíků selhává u pulsarů s periodou menší než 1 s, čili menší než je rotační mez stability těchto hvězd.[0])

V současnosti je známo přes tisíc radiových pulzarů.[0]) Nejintenzivněji tyto pulzary září v pásmu metrových až centimetrových vln, proto se o těchto objektech též mluví jako o tzv. *radiových pulzarech*. Pulzary se zpravidla označují zkratkou PSR + souřadnice, tj. rektascenze a deklinace, ve tvaru hhmm±°°. Pulzar v Plachtách (Vela) PSR 0833–45 má rektascenzi 8h33m, deklinaci –45°.

Většina pulzarů se nachází ve vzdálenosti do 1,5 kpc, jejich rozložení na obloze je víceméně izotropní. Mnoho pulzarů (zejména těch ve vysokých galaktických šířkách) se vyznačuje vysokými prostorovými rychlostmi – zpravidla jde o bývalé členy těsných dvojhvězd, které se výbuchem supernovy dynamicky rozpadly. Bylo již nalezeno přes 30 pulzarů v centrálních částech galaktických kulových hvězdokup.

Periody pulzací jsou rozmanité: pozorujeme několik desítek pulzarů s extrémně krátkými periodami – tzv. *milisekundových pulzarů* (nejkratší známá perioda 1,56 ms), často je nacházíme v kulových hvězdokupách. Nejdelší pozorovaná perioda radiového pulzaru je 4,3 sekundy. Medián period činí 0,66 s, 80 % případů leží v intervalu 0,25–2 s.

Pulzní periody se s časem zpravidla prodlužují. Je to důsledek přenosu momentu hybnosti rotující neutronové hvězdy do okolí prostřednictvím interakce jejího magnetického pole s elektricky nabitými částicemi v její blízkosti. Výkon „vysílání pulzaru“ zhruba odpovídá časovému úbytku rotační energie brzděné hvězdy. O milisekundových pulzarech se soudí, že se na vysoké obrátky roztočily dodatečně v důsledku přenosu momentu hybnosti při akreci látky z druhé složky dvojhvězdy. Jde tedy vesměs o poměrně staré neutronové hvězdy (více než miliardu let), jejichž magnetické pole silně zeslábloa proto je interakce s hvězdným okolí slabá: otáčky hvězd se brzdí velice pomalu.

Jakkoli je prodlužování periody rotace víceméně rovnoměrné, zaznamenali jsme u desítky vesměs mladých pulzarů náhlá, skoková *zkrácení* periody rotace o 10^{-10} až $3 \cdot 10^{-7}$ s. (U pulzaru Vela 0833–45 bylo od roku1969 pozorováno již tucet takových skoků). Tyto události svědčí o nenadálé přestavbě uspořádání nitra neutronové hvězdy, související nejspíš s utržením a novým ukotvením supratekutých vírových proudnic na rozhraní vnější a vnitřní kůry.

Nejúspěšnějším modelem pulzaru je neutronová hvězda se silným dipólovým magnetickým polem, jehož osa je skloněna k rotační ose. Volné elektrony zachycené v magnetosféře hvězdy jsou magnetickým polem a rotací hvězdy urychlovány na rychlosti blízké rychlosti světla. Elektrony opisují spirály (šroubovice) kolem magnetických siločar a vyzařují přitom synchrotronové záření, převážně v oboru radiových vln.[0]) Elektrony vyzařují své záření přednostně v úzkém kuželu s osou odpovídající ose šroubovice –

---

[0]) Budiž poznamenáno, že rok předtím Franco Pacini (1967) publikoval práci, v níž dokazoval, že rotující neutronová hvězda s magnetickým polem by se měla prozradit silně proměnným zářením. K objevu pulsarů však došlo nezávisle na ní.

[0]) Tisící pulzar s označením J1524-5709 objevil 13. 11. 1998 mezinárodní astronomický tým prostřednictvím 64-m radioteleskopu v Parkesu (Austrálie) v jižním souhvězdí Kružítka.

[0]) Optické synchrotronové záření je výjimkou, produkuje je pulzar v Krabí mlhovině a již zmíněný pulzar v Plachtách.

ve směru magnetických siločar. Podstatná část jejich zářivého výkonu je tak soustředěna v úzkém kuželu s osou v ose magnetického dipólu.

S tím, jak se hvězda otáčí, opisuje svazek synchrotronového záření kužel s periodou rotace hvězdy. V části prostoru pak může vzdálený pozorovatel sledovat pravidelně se opakující záblesky, podobně jako je tomu u majáku – hovoříme proto o tzv. *majákovém modelu pulzaru*. Průběh vysílání pulzaru není prostý – hlavní impulz o délce 1 až 10 % periody má komplikovanou strukturou skládající se z řady záblesků, ve fázi 0,5 často pozorujeme vedlejší impulz. Majákový model udává jen základní představu, podrobnější modely se musí porvat i s řadou detailů pozorovaného chování pulzarů.

Pozorovaný průběh se cyklus od cyklu liší, což zřejmě není dáno změnou vlastností vyzařování vlastního pulzaru, ale spíše změnami prostředí mezi pulzarem a námi. Zde dochází k jevu podobnému scintilaci hvězd, radiová jasnost zdroje s konstantním výkonem silně kolísá s tím, jak se podél zorného paprsku mění koncentrace volných elektronů. To umožňuje studovat dynamické vlastnosti mezihvězdné a meziplanetární látky. Důležitou informaci zde přináší pozorovaná závislost okamžiku maxima na vlnové délce. Vzájemný posuv je důsledkem odlišné rychlosti šíření v prostředí s určitou koncentrací volných elektronů v prostoru mezi námi a pulzarem. Z zachyceného vysílání pulzarů na různých vlnových délkách pak můžeme získat důležitou informaci o rozložení mezihvězdné látky v různých směrech.

Pozorování radiových pulzarů nám poskytuje informace o vnitřní stavbě neutronových hvězd, pomáhá studovat vlastnosti a rozložení mezihvězdné látky v prostoru a poskytuje nám unikátní možnosti testování teorie gravitace.

5.5 Černé díry

U hvězd s velmi vysokou počáteční hmotností (50 $M_\odot$ a více), pokračuje v jejich centrálních oblastech jaderný vývoj velice rychle: proběhnou zde veškeré možné exogenní jaderné reakce a vytvoří se hmotné železné jádro, v němž jaderné reakce již nehoří. Je-li hmotnost jádra vyšší než limitní hmotnost neutronové hvězdy (asi 3 $M_\odot$), pak již nic nemůže pokračující kolaps odvrátit ani zastavit. Stabilní řešení neexistuje. Gravitační síly se zde stanou zcela dominantní, začne rychlý kolaps. Vnější vrstvy hvězdy explodují, hvězda vybuchuje jako tzv. supernova typu I b. Uvnitř však kolaps nezadržitelně pokračuje. Vnitřek hvězdy se mění v tzv. *černou díru,* objekt zahuštěný natolik, že jeho vlastní gravitace napříště zabrání čemukoli, aby z něj uniklo do vnějšího prostoru.

Prvním, kdo studoval otázku existence hvězd s natolik vysokým gravitačním zrychlením, že z jejich povrchu nemůže uniknout ani světlo, byl britský reverend a fyzik JOHN MITCHEL (1784). Po něm se o totéž pokoušel i Laplace, který si položil otázku, jaká musí být hmotnost tělesa zadané hustoty, aby z něj byla úniková rychlost větší než rychlost světla. Oba přirozeně vycházeli z klasické Newtonovy teorie gravitace.

Realistický výpočet v rámci obecné teorie relativity uveřejnil 1916 Karl Schwarzschild. Model rotující černé díry vytvořil 1963 radiofyzik a astronom ROBERT KERR. Další významné práce o vlastnostech černých děr publikovali zejména Subrahmanyan Chandrasekhar, JOHN ARCHI–BALD WHEELER, JAKOV BORISOVIČ ZELDOVIČ, RICHARD PENROSE, a STEPHAN W. HAWKING, kterému se podařilo

propojit obecnou teorii relativity a kvantovou mechaniku (vypařování černých děr). Sám pojem *černá díra* pochází od Wheelera (1968).

Schwarzschildovo řešení. Obzor událostí

Pokud vycházíme ze zjednodušeného modelu nerotující nenabité sféricky symetrické černé díry, pak nám situaci popisuje tzv. *Schwarzschildovo řešení*, kde rozhodujícím pojmem je tzv. limitní *Schwarzschildův* neboli *gravitační poloměr* tělesa r_g:

$$r_g = 2\,\frac{GM}{c^2} = 2{,}7\ \mathrm{km}\left(\frac{M}{M_\odot}\right).$$

Čím je poloměr reálného tělesa bližší svému gravitačnímu poloměru, tím důležitější jsou efekty obecné teorie relativity. Pro tělesa s poloměrem menším než je gravitační neexistuje stabilní řešení, každé se nutně musí zhroutit v tzv. černou díru.

Gravitační pole idealizované nerotující černé díry zakřivuje prostoročas, mění jeho vlastnosti. Čím více se blížíme k tzv. *obzoru událostí*, tím pomaleji tam pro vzdáleného pozorovatele plyne čas. Testovací hodiny se zpožďují. Toto zpomalení lze měřit například změnou frekvence monochromatického záření, vznikajícího při přeskoku elektronu mezi dvěma energetickými hladinami v atomu. Je-li ν frekvence vyslaného záření a ν' pozorovaná frekvence téhož záření daleko od hvězdy, pak platí:

$$\frac{\nu'}{\nu} = \sqrt{1-\frac{r_g}{r}}\,.$$

Pro $r \to r_g$ jde ν' k nule, čili tu nastává nekonečně velký červený posuv.

Pozorujeme-li z velké dálky kolaps tělesa, které se ve svém vlastním čase zhroutí v černou díru, zjistíme, že jak se povrch tělesa blíží gravitačnímu poloměru, kolaps se zpomaluje, až se nakonec zcela zastaví, zamrzne na tomto poloměru. Současně červený posuv vzroste nade všechny meze, těleso velmi rychle přestane vyzařovat. Těleso se z poloměru R zhroutí na gravitační poloměr r_g za vlastní konečný čas τ:

$$\tau = \frac{2}{3}\frac{r_g}{c}\left[\left(\frac{R}{r_g}\right)^{3/2}-1\right].$$

Vše se tedy děje v časové škále 10^{-5} s.

Z hlediska pozorovatele spojeného s hroutícím se tělesem je však za konečný čas dosaženo nejen kritického poloměru r_g, ale i nulového poloměru, reálné těleso se zhroutí do bodu, do *singularity* s nulovým objemem.[0]) Projde-li testovací bod jednou gravitačním poloměrem, již nemůže vyslat signál mimo tento prostor, rovněž v této chvíli nelze žádným způsobem kolaps odvrátit – dojde k záměně časové souřadnice a vzdálenosti od centra. Tak, jak nelze obrátit směr chodu času, tak nelze odvrátit neustálé zmenšovaní souřadnice poloměru. V krátkém okamžiku pádu od gravitační sféry do singularity je pozorovatel odměněn skutečností, že v groteskní zkratce zhlédne veškerý budoucí vývoj vesmíru. Bohužel o tom již nevydá žádné svědectví, neboť je od světa oddělen neprostupnou hranicí tzv. *obzoru událostí*, který je zde totožný se Schwarzschildovou sférou. Prostor pod ní je uzavřený, nic se z něj už zpět nedostane.

---

[0]) Reálného pozorovatele konečných rozměrů by ovšem gravitační slapové síly ve vertikálním směru mocně natáhly a v horizontálním směru naopak stlačily.

Obecné černé díry

Popsaný případ je ovšem jen akademický, poněvadž v reálném případě kolabující tělesa vždy rotují, a takřka vždy musejí být nějak nabitá. Při kolapsu tělesa do černé díry se zachovává jen velmi málo vlastností tělesa, v podstatě jen makroskopické charakteristiky – celková hmotnost M, moment hybnosti L a celkový náboj Q. Řešení pro tyto nejobecnější černé díry je známo – jedná se o tzv. *Kerrovy-Newmanovy* černé díry.

Rotující černá díra, čili též *Kerrova černá díra* má složitější strukturu než nerotující. Její obzor událostí je menší a není totožný s pozorovatelsky důležitou *plochou nekonečného červeného posuvu*. Prostor mezi nimi se nazývá *ergosféra*, která je důležitá z hlediska energetiky černé díry. Odtud lze tzv. *Penrosovým mechanismem* čerpat energii odpovídající až 29 % původní hmotnosti rotující černé díry. Rotující černé díry tak mohou být tím nejefektivnějším zdrojem energie, který známe.

Detekce černých děr

V současnosti se do fáze černých děr dostávají buď hvězdné objekty hmotnější než 2 až 3 $M_\odot$ nebo podstatně hmotnější objekty (10^6 – 10^8 $M_\odot$), vznikající sléváním hvězd v centrech kulových hvězdokup nebo galaxií či kvasarů.

Prokázat existenci černé díry vzniklé kolapsem hvězdy je svízelné, protože černá díra do prostoru nevysílá prakticky žádné detektovatelné záření. Chová se v podstatě jako hmotný bod a dá se objevit jen nepřímo, prostřednictvím svých gravitačních účinků na okolní hmotu. Výpočty provedené pro osamocenou černou díru, na niž dopadá mezihvězdná látka, však ukazují, že její výkon bude mizivý ~ 10^{25} W.

Mnohem snazší bude objevit černou díru, pokud je složkou dvojhvězdy. Jsou-li od sebe složky dostatečně vzdáleny, bylo by možné existenci černé díry odvodit z oběžného pohybu druhé, viditelné složky. Pokud bychom našli dvojhvězdu, kde by jedna ze složek byla neviditelná a měla současně hmotnost větší než je mez stability degenerovaných hvězd, tj. byla-li by hmotnější než 3 $M_\odot$, mělo by jít o černou díru.

Ještě průkaznější je to ovšem v případě, kdy je černá díra složkou těsného podvojného systému, v němž látka normální složky přetéká na zhroucený objekt. K nejnadějnějším kandidátům hvězdných černých děr patří rentgenová dvojhvězda Cyg X-1 = V 1327 Cygni, s normální složkou v podobě modrého hmotného veleobra spektrální třídy O 9,5 s oběžnou dobou složek 5,6 dní. Dále se hovoří o zdrojích ve Velkém Magellanově oblaku LMC X-3 B, A 0620–00 či V 404 Cygni aj.

Četnost černých děr je však mizivá, poněvadž k jejich vzniku je zapotřebí, aby počáteční hmotnost hvězd byla mimořádně vysoká – větší než 50 $M_\odot$, a takových hvězd se rodí velice málo. Černé díry hvězdných hmotností jsou tak sice teoreticky vysoce zajímavé a lákavé objekty, z hlediska fyziky běžných hvězd však mají jen okrajový význam.

5.6 Úlohy, literatura

Úlohy, problémy

1. Kolik energie by se uvolnilo při jaderné přeměně uhlíku o hmotnosti 1,4 M na železo. Porovnejte tuto energii s potenciální energií bílého trpaslíka o téže hmotnosti a poloměru odpovídajícímu poloměru Marsu. Je pravda, že by touto termonukleární detonací bylo možné zmíněného bílého trpaslíka rozmetat do prostoru?

[Kompletní fúzí uhlíku na železo lze uvolnit $6{,}9 \cdot 10^{44}$ joulů, potenciální energii dotyčného bílého trpaslíka lze odhadnout na $-2{,}5 \cdot 10^{44}$ joulů, „vyhození do povětří" je možné.]

2. Odvoďte vztah mezi únikovou rychlostí v_u z povrchu bílého trpaslíka a pozorovanou hodnotou gravitačního rudého posuvu vyjádřeného a) v bezrozměrných jednotkách z nebo b) ve formě „nadbytečné rychlosti" V_n. c) Pro střední hodnotu V_n = 54 km s^{-1} vypočtěte hodnotu únikové rychlosti. Je tento postup aplikovatelný i pro neutronové hvězdy?

[(a, b) $v_u = c\sqrt{z} = \sqrt{(V_n\, c)}$, (c) v_u = 4000 km/s.]

3. Teoretickou závislost mezi poloměrem bílého trpaslíka R v km a jeho hmotností M v M v intervalu 0,5 až 1,2 M lze aproximovat přímkou: R = 12 900 – 7 350 M. Pozorovaný střední gravitační posuv pozorovaný u bílých trpaslíků typu DA činí 54 km/s. Vypočtěte z těchto předpokladů jaký je střední poloměr a střední hmotnost skupiny bílých trpaslíků typu DA.

[0,54 M , 8900 km]

4. Jakou maximální rychlost může mít elektron po β-rozpadu neutronu. Jaká může být maximální energie uvolněného neutrina?

[nejvýše 92% c; $1{,}39 \cdot 10^{-30}$ kg = 1,53 m_e = $1{,}25 \cdot 10^{-13}$ J = 0,78 MeV.]

5. Železo je prvek, v jehož jádru jsou nukleony nejtěsněji vázány. Efektivní poloměr jádra Fe^{56} je $5{,}6 \cdot 10^{-15}$ m. Porovnejte hustotu tohoto jádra s hustotou typické neutronové hvězdy o poloměru 14 km a s hmotností 1,3 M . Diskutujte.

[hustota jádra $1{,}3 \cdot 10^{17}$ kg/m^3, střední hustota neutronové hvězdy $2{,}2 \cdot 10^{17}$ kg/m^3

6. Neutronová hvězda je výsledkem kolapsu elektronově degenerovaného jádra hmotné hvězdy. Předpokládejte, že se při zhroucení poloměr objektu zmenší 400krát. Víte-li že neutronová hvězda se při vzniku otočí 100krát za sekundu a má magnetické pole o indukci 10^8 teslů, odhadněte minimální hodnoty těchto veličin v objektu, z něhož neutronová hvězda vznikla.

[6000 T, P = 27 min.]

7. Odhadněte charakteristickou tloušťku atmosféry neutronové hvězdy tvořené ionizovaným vodíkem o teplotě 10^7 K. Hmotnost neutronové hvězdy nechť je 1,2 M , poloměr 12 km.

[0,15 m.]

8. Odhalte co nejvíce astrofyzikálních chyb a bludů v následujícím textu převzatém z časopisu *Kozmos* 1998, 5, str 2. „Exotický pulzar“:

Ako neutrónové hviezdy vznikajú? Tieto objekty sú vlastne pozostatkami voľakedajších veľmi hmotných hviezd. Keď hviezda spáli svoje jadrové palivo, jej rovnováha sa naruší. Tlak žiarenia už nedokáže vyrovnávať tlak vrstiev ležiacich nad jadrom. Nastane kataklizmatický gravitačný kolaps, čo sa prejaví prudkým nárastom tlaku a teploty. Za takýchto podmienok sú jadrá v centrálnej oblasti natlačené tesne vedľa seba a zmršťovanie už nemôže ďalej pokračovať. Dôsledkom tejto evolúcie je napokon explózia, ktorá vymrští vonkajšiu obálku do okolitého priestoru.

Výbuchom nevyvrhnuté centrálne oblasti supernovy sa po explózii začnú opäť zmŕšťovať. Pri obrovskom tlaku sa začnú spájať elektróny s protónmi na neutróny. Pretože neutróny nemajú elektrický náboj, v zmršťujúcej sa hviezde sa nahromadia vedľa seba. Superhustá látka zastaví gravitačný kolaps a vznikne neutrónová hviezda.

Použitá a doporučená literatura

Chandrasekhar, S.: *The maximum mass of ideal white dwarfs*, Astrophys. J. **74** (1931), 81

Gold, T.: *Rotating neutron stars as the origin of the rapidly pulsating radio source*, Nature **218** (1968), 731

Hewish, A.; Bell, S.; Pilkington, J. D. H.; Scott; R. F.; Collins, R. A.: Nature **217** (1968), 709

Holberg, J. B.; Barstow, M. A.; Bruhweiler, F. C.; Cruise, A. M.; Penny, A. J.: *Sirius B: A new, more accurate view*, Astrophys. J. 497, 935 (1998)

Hulse, R. A.; Taylor, J. H.: *Discovery of a pulsar in a binary system,* Astrophys. J. **195** (1975), L51

Oppenheimer, J. R.; Volkoff, G. M.: Phys. Rev. **55** (1939), 374

Pacini, F.: *Energy emmission from a neutron star*, Nature **216** (1967), 567

Ruffini, R.; Wheeler, J. A.: *Introducing the black hole*, Physics Today, January 1991

Shapiro, S. L.; Teukolsky, S. A.: *Black holes, white dwarfs, and neutron stars*, John Wiley and Sons, New York 1983

P

6 Fyzika dvojhvězd

6.1 Úvod

Valná většina hvězd ve slunečním okolí je vázána ve dvojhvězdách a vícenásobných hvězdných systémech. Tato vazba je gravitační, hvězdy ve dvojicích krouží po elipsách, v jejichž společném ohnisku je těžiště soustavy. Pokud jsou trojhvězdy, čtyřhvězdy a vyšší hvězdné soustavy dlouhodobě stabilní, lze je z dynamického hlediska vždy chápat jako podvojné soustavy. Například stabilní trojhvězda sestává z těsné dvojhvězdy, která obíhá kolem společného těžiště s třetí složkou, která je několikrát dál. Dvojhvězda a třetí složka tak tvoří podvojný systém. U čtyřhvězd jsou možné dvě stabilní varianty: (((1+1)+1)+1) nebo ((1+1)+(1+1)). Základem jsou tedy vždy dvojhvězdy a proto se v dalším výkladu omezím jen na fyziku dvojhvězd, z níž ovšem fyzika vícenásobných hvězdných soustav vyplývá.

Dvojhvězdy podle způsobu objevu dělíme do čtyř typů (ty se mohou v konkrétních případech prolínat):

a) dvojhvězdy *vizuální* – na dvě složky byly rozloženy opticky, nejčastěji pomocí dalekohledu;
b) dvojhvězdy *astrometrické* – ty byly odhaleny na základě nerovnoměrností ve vlastním pohybu jasnější ze složek;
c) dvojhvězdy *spektroskopické* – byly nalezeny podle periodických změn polohy spektrálních čar, k nimž dochází při oběhu složek v důsledku Dopplerova efektu;
d) dvojhvězdy *zákrytové* – nalezeny podle světelných změn soustavy, jejíž složky se při orbitálním pohybu vzájemně zakrývají.

6.2 Vizuální dvojhvězdy

Historie objevu

Zájem o těsné hvězdné dvojice projevil již Galileo Galilei, o němž je známo, že spolu se svým kolegou Benedettem Castellim rozložili svými dalekohledy řadu hvězd na vizuální dvojhvězdy nebo trojhvězdy. Jmenujme alespoň Mizar (1616), ϑ^1 Orionis – Trapez (1617) či β Scorpii.

Zájem Galilea a Castelliho o podvojné hvězdy byl diktován snahou o změření roční paralaxy hvězd, kterýžto objev by mohl znamenat rozhodující argument ve prospěch heliocentrické teorie, jíž byli zastánci. Galileovi bylo zřejmé, že velikosti paralaktických elips při očekávaných vzdálenostech hvězd jsou natolik malé, že je není možné standardními metodami změřit. Sám

proto přišel se vtipnou metodou, která slibovala výrazné zpřesnění těchto měření. Doporučil měřit vzájemné posuvy různě jasných hvězd, které se na oblohu promítají blízko sebe. Slabší, a tedy dle očekávání mnohem vzdálenější složka, by se vůči hvězdné obloze neměla takřka vůbec pohybovat a mohla by tak posloužit jako ideální opěrný bod pro přesné měření paralaktického pohybu bližší z hvězd.

Bylo jen nutno najít vhodnou dvojici úhlově blízkých, ale jasností rozdílných hvězd. Je možné, že takovou dvojici Galileo nalezl, bohužel, žádné známky vzájemného paralaktického pohybu nenašel. Úspěch s touto metodou slavili až astronomové o více než dvě století později.

O tom, že by složky nalezených dvojic mohly tvořit fyzické dvojice, zřejmě vůbec neuvažovali. Naopak, ve shodě s ostatními soudili, že všechny hvězdy jsou, podobně jako Slunce, osamocené.[0]) Pokud se na obloze vyskytla dvojice, jednalo se podle tehdejších představ nutně o dvojhvězdu zdánlivou – *optickou,* kde složky dvojhvězdy sice vidíme ve zhruba stejném směru, tyto složky jsou však od nás různě daleko a jsou tedy od sebe prostorově značně vzdáleny.

V roce 1767 však reverend John Mitchell dokázal, že takových pozorovaných dvojic je na hvězdné obloze podstatně víc, než kolik by odpovídalo prosté náhodě. Důkaz to však byl pouze statistický, a proto jej tehdy nikdo nebral příliš vážně. Statistika si svoje místo v procesu poznávání tehdy teprve vybojovávala.

V roce 1782 William Herschel sestavil první řádný katalog hvězdných dvojic, obsahující 282 dvojhvězd. O dva roky později tento soupis rozšířil o dalších 434 dvojic. Katalogy, kromě označení a souřadnic dvojhvězdy udávaly ještě další dvě veličiny, které charakterizovaly dvojici: úhlovou vzdálenost složek a jejich vzájemné natočení – čili tzv. poziční úhel.

Motivací pro tak rozsáhlou práci Herschelovi opět nebyly dvojhvězdy samotné, ale snaha změřit paralaxu Galileiho metodou. Paralaktické posuvy chtěl měřit u více dvojic a zmíněné katalogy mu měly pomoci vybrat si vhodné kandidáty. Lze ovšem namítnout, že to s počtem uchazečů poněkud přehnal…

Po řadě let se pečlivý William Herschel ke svým katalogům vrátil a všechny katalogizované dvojice znovu pečlivě proměřil. U padesáti dvojic zjistil významné rozdíly, které nebylo možné svést na pozorovací chyby. Zejména u pozičních úhlů bylo zřejmě, že se hvězdy ve dvojici vzájemně natáčejí – u řady dvojhvězd činily tyto změny několik stupňů (od 5° do 55°). Už v roce 1802 nabyl Herschel jistotu, že naprostá většina pozorovaných dvojic tvoří v prostoru skutečné, tzv. *fyzické dvojhvězdy*.[0])

Objev fyzických dvojhvězd tehdy rozšířil platnost Newtonova zákona ze sluneční soustavy na celý hvězdný vesmír. Formální důkaz o tom brzy nato podal Francouz Francois Savary tím, že pomocí Newtonova gravitačního zákona vypočetl dráhu vizuální dvojhvězdy ξ Ursae Majoris.

---

[0]) To se zdálo tehdy jako nezbytné, mají-li hvězdy plnit svoji roli, pro niž byly stvořeny – být centrem svých vesměs obydlených planetárních soustav, v nichž by fungovaly jako osvětlovací a vyhřívací těleso. Systém sestávající ze dvou sluncí by tento úkol neplnil a byl by tudíž nepotřebný. Vládlo pevné přesvědčení, že ve vesmíru je zařízeno vše účelně, přepych „neužitečných“ těles se tak nepřipouštěl.

[0]) Pro Herschela to ovšem bylo zklamání, protože tím defacto padla i Galileiho metoda měření paralaxy ve dvojicích různě vzdálených hvězd.

Hledání dalších vizuálních dvojhvězd

William Herschel měl řadu pokračovatelů[0]), kteří zmnožili počet známých vizuálních dvojic na několik tisíc exemplářů. Hledání nových dvojic pokračuje i v současnosti. Zdálo by se, že hlavní překážkou při rozštípnutí obrazu hvězdy na dvě složky je omezená rozlišovací schopnost použitého přístroje. Teoretické omezení je dáno vlnovými vlastnostmi pozorovaného světla, u něhož se při průchodu dalekohledem musí projevit ohybové (difrakční) jevy.

Limitní rozlišovací schopnost dalekohledu η, jímž pozorujeme monochromatický (ve vlnové délce λ) obraz bodového zdroje, je dán vztahem:

$$\eta \cong 1{,}22'' \left\{\frac{\lambda}{D}\right\},$$

kde η je rozlišovací schopnost, D je průměr objektivu v mm a λ v nm.

Za ideálních podmínek například u ruského dalekohledu BTA o průměru 6 metrů, by mohla rozlišovací schopnost poklesnout pod 0,02“. Ve skutečnosti se této teoretické hranice rozlišení nikdy nedosáhlo, a to z toho důvodu, že u všech pozemských observatoří hraje rozhodující roli tzv. *seeing* – mihotání bodových zdrojů způsobené rychlými změnami indexu lomu různých části zemské atmosféry v důsledku neklidu atmosféry. Úhlový průměr kotoučku hvězdy, daný seeingem na dně zemské atmosféry, zřídkakdy poklesne pod 1“.

Za příčinu seeingu se zpravidla udávají atmosférická víry ve výškách několika km nad povrchem, negativní roli tu však může sehrát i turbulence pohyb vzduchu v samém místě pozorování. Na hvězdárně v Ondřejově bývá seeing standardně kolem 3“. V některých vysokohorských observatořích s klidnou atmosférou bývá i o dost nižší: na Mauna Kea na Havaji ve výšce 4205 m nad mořem bývá standardní seeing mezi 0,5“ a 0,6“, v těch nejlepších nocích klesá pod 0,25“.

Východiskem v této situaci je:

a) užití aktivní optiky, která své optické vlastnosti (tvar optické plochy) přizpůsobuje v průběhu pozorování momentálnímu tvaru vlnoploch záření přicházejícího od vzdáleného zdroje. V ideálním případě by mělo jít o dokonale rovnoběžné roviny (zdroj je v nekonečnu). Působením proměnné refrakce v atmosféře však jsou postupující vlnoplochy více či méně zborcenými plochami, jejichž narušení se během času rychle mění. Zborcení plochy bývá nevelké – setiny milimetru, což lze technickými prostředky dobře kompenzovat a v tomto rozsahu měnit tvar optické plochy. Dalekohledy vybavené touto aktivní optikou se označují jako NTI (přístroje nové technologie);
b) použití interferometru – soustavy dvou dalekohledů se společnou závěrečnou optickou cestou;
c) pozorování mimo zemskou atmosféru (například Hubblův kosmický dalekohled nebo již skončená mise Hipparcos, jejímž výsledkem byl mj. i objev 3000 nových dvojhvězd);
d) matematické zpracování obrazu metodou skvrnkové interferometrie.

Princip metody navrhl Antoine Labeyrie (1970) a otevřel tak cestu k moderní optické interferometrii. Umožnilo a umožňuje objevy a určování drah nových a velmi těsných dvojhvězd, ale také rozlišení disků blízkých obřích hvězd či plynných obalů kolem hvězd se závojem.

---

[0]) Zde lze jmenovat třeba i syna Williama Herschela, Johna. Ten spolu s Jamesem Southem (1785-1867) do roku 1833 objevil 3347 dvojhvězd. Poté co si uvědomil nutnost rozšířit průzkum i na jižní oblohu (působil na mysu Dobré naděje), objevil zde ještě dalších 2102 dvojhvězdy (1847).

Metoda skvrnkové interferometrie vychází ze skutečnosti, že v krátkém časovém intervalu dalekohled skutečně zobrazí víceméně bodovou hvězdu jako kotouček o velikosti dané difrakčním limitem. Během času ovšem tento obraz vlivem neklidu atmosféry „poskakuje“ a postupně vyplňuje plochu podstatně většího kotoučku nazývaného seeingem. Pokud by se nám podaří „rozsekat“ celou dlouhou expozici na spoustu krátkých expozicí a pak tyto obrazy zcentrovat do jediného obrazu, měli bychom se opět dostat k difrakčnímu minimu.

V současnosti, kdy máme k dispozici výkonné počítače, lze celou proceduru provést matematickým rozborem několik tisíc krátkých expozic pozorovaného objektu pořízených na téže desce. Takto lze dojít až k limitní rozlišovací schopnosti přístroje snad až k 0,03“.

Trajektorie dvojhvězd – problém dvou těles

Pohyb dostatečně vzdálených hvězd o hmotnostech M_1 a M_2 ve dvojhvězdě lze v prvním přiblížení řešit jako pohyb soustavy dvou hmotných bodů – jde o tzv. *problém dvou těles*. Tento problém je řešitelný a lze jej zredukovat na problém jednoho tělesa.

Pohyb obou těles se vztahuje buď k těžišti soustavy, které se prostorem vůči vzdáleným objektům pohybuje rovnoměrně přímočaře (bez zrychlení), nebo k jednomu z těles, zpravidla k tomu hmotnějšímu. Jsou-li $\mathbf{r}_1$ a $\mathbf{r}_2$ polohové vektory prvního a druhého tělesa s počátkem v hmotnostním středu soustavy (těžišti), pak platí:

$$M_1\,\mathbf{r}_1 + M_2\,\mathbf{r}_2 = \mathbf{0}.$$

Lze dokázat, že trajektorie obou těles vzhledem k těžišti jsou podobné elipsy (se stejnou *číselnou výstředností e*), v jejichž jednom společném ohnisku leží těžiště systému. Jak plyne z výše uvedeného vztahu leží obě elipsy v téže rovině, přičemž velké poloosy těchto elips jsou kolineární a opačně orientované. Pro délku velkých poloos těchto elips a_1 a a_2 platí:

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{M_2}{M_1}.$$

V praxi se pozorování dvojhvězd provádí takřka výhradně relativně – poloha slabší složky se vztahuje vůči složce jasnější, která bývá zpravidla i hmotnější z obou komponent. Relativní trajektorie druhé složky má rovněž tvar elipsy o stejné číselné výstřednosti *e* jako trajektorie obou složek vztažené k těžišti, přičemž tentokrát bude jasnější složka (počátek souřadnic) v ohnisku této elipsy. Velká poloosa oběžné elipsy *a* je dána součtem obou dílčích poloos:

$$a = a_1 + a_2\,.$$

Oběžná perioda soustava *P* vyhovuje 3. Keplerovu zákonu ve tvaru:

$$P^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G\left(M_1 + M_2\right)}.$$

Pro periodu pak platí jednoduchý vztah:

$$P = \left(\frac{a}{1\,\mathrm{AU}}\right)^{3/2}\left(\frac{M}{M_1 + M_2}\right)^{1/2}\ \text{let}.$$

Tutéž periodu má těleso zanedbatelné hmotnosti pohybující se po elipse o velké poloose *a* kolem tělesa o hmotnosti *M,* kde $M = M_1 + M_2$. Změřením oběžné doby *P* a velké poloosy relativní trajektorie jedné složky vůči druhé *a* tak lze vypočítat součet hmotností složek soustavy.[0])

Rovina trajektorie dvojhvězdy může být v prostoru vůči pozorovateli libovolně orientovaná. Tuto orientaci určuje *úhel sklonu* trajektorie *i*, což je úhel, který svírá normála k rovině trajektorie se směrem k pozorovateli. Je-li $i = 0°$ nebo 180°, díváme se kolmo na trajektorii, je-li *i* blízké 90°, prohlížíme si soustavu z boku. Tehdy můžeme čas od času spatřit i zákryty složek soustavy.

Další charakteristikou je orientace *uzlové přímky*, což je průsečnice roviny trajektorie s rovinou kolmou k směru k pozorovateli, procházející počátkem (jednou z hvězd nebo těžištěm). Běžně se udává tzv. poziční úhel uzlové přímky, což je úhel, jenž svírá uzlová přímka s hlavní kružnicí procházející oběma póly a počátkem.

Průměty trajektorií do roviny kolmé ke směru k pozorovateli dále zůstávají elipsami, jejichž výstřednost (excentricita) je obecně odlišná od vlastní excentricity trajektorie. V případě relativní trajektorie obecně neplatí, že by měla jasnější složka ležet v ohnisku elipsy. Nicméně z polohy výchozí složky vůči pozorované oběžné elipse lze vypočítat jak úhel sklonu trajektorie dvojhvězdy *i*, tak i polohu uzlové přímky a skutečnou excentricitu trajektorie podvojného systému *e*. Dále lze určit i ty body na oběžné dráze, v nichž se složky k sobě maximálně přiblíží (periastrum) nebo se od sebe naopak nejvíce vzdálí (apastrum). Polovina pozorované úhlové vzdálenosti apastra a periastra α' pak souvisí s úhlem α, pod nímž bychom viděli kolmo k nám postavenou velkou poloosu relativní trajektorie *a.* Je-li i' úhel který mezi sebou svírají přímka apsid a směr k pozorovateli pak zřejmě platí:

$$\alpha = \frac{\alpha'}{\cos i'}.$$

Poslední informací, která nám umožňuje vypočítat předpověď vzájemné polohy složek je okamžik průchodu *periastrem*, v kterémžto okamžiku jsou obě složku v prostoru k sobě nejblíže.

Vzdálenost a hmotnost dvojhvězdy. Dynamická paralaxa. Vzdálenosti složek

Pokud známe paralaxu dvojhvězdy π, respektive její vzdálenost *r*, lze pro velkou poloosu trajektorie *a* psát:

$$\left(\frac{a}{\mathrm{AU}}\right) = \left(\frac{\alpha}{1''}\right)\left(\frac{1''}{\pi}\right) = \left(\frac{\alpha}{1''}\right)\left(\frac{r}{\mathrm{pc}}\right) = \left(\frac{\alpha'}{1''\cos i'}\right)\left(\frac{r}{\mathrm{pc}}\right).$$

Pomocí pozorované oběžné periody *P* v rocích a vypočtené velikosti velké poloosy *a* v pc lze vypočítat celkovou hmotnost soustavy *M.*

Běžně však vzdálenost dvojhvězdy neznáme, můžeme ji však odhadnout metodou stanovení tzv. *dynamické paralaxy*.

Postup jejího stanovení je iterativní. Sestává z těchto kroků:

---

[0]) K zjištění hmotností jednotlivých složek je nutné navíc ještě znát alespoň poměr velkých poloos jejich drah a_1/a_2.

a) V prvním kroku předpokládáme, že pro celkovou hmotnost soustavy platí $M_1 + M_2 = 2$ M . Z pozorované oběžné periody P a předpokládané hmotnosti soustavy vypočteme odpovídající velkou poloosu soustavy a_1. Pomocí pozorované úhlové velikosti velké poloosy α lze pak vypočítat první odhad vzdálenosti soustavy r_1.
b) Z pozorovaných hvězdných velikostí h_i obou složek lze také odhadnout odpovídající absolutní hvězdné velikosti H_i podle vztahu:

$$H_i = h_i - 5 \log \left(\frac{r}{1\,\mathrm{pc}} \right) + 5.$$

c) Nyní z tabelovaného vztahu mezi absolutní hvězdnou velikostí a hmotností (důsledek vztahu hmotnost–zářivý výkon) $H(M)$ najdeme odpovídající hmotnosti pro každou ze složek dvojhvězdy a sečteme je. Dostaneme tak další odhad pro celkovou hmotnost soustavy M.
d) Z pozorované oběžné periody P a nově odhadnuté hmotnosti soustavy vypočteme odpovídající velkou poloosu soustavy a. Pomocí pozorované úhlové velikosti velké poloosy α lze pak vypočítat druhý odhad vzdálenosti soustavy r_2.
e) Nyní se opět vrátíme na bod b) a pokračujeme v dalším kole iterací. Činíme tak dlouho, dokud výsledek nedospěje ke konečné hodnotě vzdálenosti. Zkušenost ukazuje, že obvykle vystačíme s takovými třemi iteračními kolečky.

Převrácená hodnota takto nalezené vzdálenosti se nazývá *dynamická paralaxa*.

Touto metodou byla odhadnuta vzdálenost velkého množství vizuálních dvojhvězd, což umožnilo dobře zmapovat řadu zajímavých hvězdných systémů i jednotlivých dvojic. Metoda dynamické paralaxy je cenná hlavně tím, že její spolehlivost, na rozdíl od paralaxy trigonometrické, nezávisí na vzdálenosti. Omezení spočívá v různé míře použitelnosti vztahu mezi absolutní hvězdnou velikostí a hmotností. Negativně se zde též projevuje vliv extinkce, jejíž velikost touto metodou nelze odhadnout.

Občas stojíme před jiným úkolem. Známe oběžnou periodu P ve dnech a podle spektrálního typu můžeme odhadnout i hmotnost primární složky M_1. Nás teď zajímá, jak jsou od sebe složky v prostoru vzdáleny, čili hledáme velkou poloosu dráhy a, vyjádřenou nejlépe v poloměrech slunečních. 3. Keplerův zákon pak nabude tohoto vzhledu:

$$a = 4{,}21\ \mathrm{R}\text{-}\ \left(\frac{P}{1\,\mathrm{d}} \right)^{2/3} \left(\frac{M_1 + M_2}{\mathrm{M}\square} \right)^{1/3}.$$

Na závadu zde ovšem je, že zpravidla neznáme hmotnost sekundární složky. Uvážíme-li ovšem, že poměr hmotností složek M_2/M_1 by měl ležet v intervalu 0 až 1, ukažte, že pak lze pro střední vzdálenost složek a obdržíme velmi užitečnou nerovnost: $a_0 \leq a \leq 1{,}26\ a_0$, kde a_0 odpovídá vzdálenosti složky se zanedbatelnou hmotností:

$$a_0 = 4{,}21\ \mathrm{R}\text{-}\ \left(\frac{P}{1\,\mathrm{d}} \right)^{2/3} \left(\frac{M_1}{\mathrm{M}\text{-}} \right)^{1/3}.$$

6.3 Astrometrické dvojhvězdy

Objev neviditelných průvodců

Obdobou objevu Neptunu ve světě hvězd bylo nalezení neviditelných průvodců jasných hvězd. Zásluhu na tom má skvělý pozorovatel Friedrich Wilhelm Bessel

(1784-1846) – 1834 si všiml vlnitého vlastního pohybu Siria mezi hvězdami, poté 1840 totéž u Prokyona. Sám 1844 vyslovil hypotézu, že jde o výsledek pohybu ve dvojhvězdě, kde druhá složka je temná. U Siria Bessel zjistil i oběžnou periodu soustavy (50 let).

Besselův výsledek byl tehdy přijímán s nedůvěrou, z dynamického hlediska byl však nenapadnutelný. Rozřešení bylo dramatické – 31. 1. 1862 při zkoušce nového objektivu (0,45 m) objevil Alvan Graham Clark (1832-97) slabého průvodce: Siria B.

Historie se opakovala i u Prokyonu. Prokyon B je ještě slabší, objeven byl až 1892 Johnem M. Schaeberlem (1853-1924) refraktorem Lickovy observatoře o průměru 0,9 m.

Hledání neviditelných složek dvojhvězd

Tzv. *astrometrické dvojhvězdy* jsou vizuální dvojhvězdy, u nichž vidíme jen jednu složku. Druhá složka, zpravidla méně hmotná, září tak málo, že ji není možné v dané chvíli spatřit. Nicméně se projevuje svým gravitačním působením na partnerku, s níž obíhá kolem společného těžiště. Těžiště se pohybuje prostorem Galaxie v prvním přiblížení rovnoměrně a přímočaře. Pohyb osamocených hvězd po hvězdné obloze – tzv. vlastní pohyb – je rovněž rovnoměrný. V případě přítomnosti vychylujícího tělesa se projevuje jistá modulace, zvlnění vlastního pohybu.

V zásadě se tak projevují i menší tělesa – planety. I ty vychylují své hvězdy z těžiště. Vzhledem k tomu, že jejich hmotnost je relativně malá, není jejich efekt dostatečně patrný. Například v naší sluneční soustavě je společným úsilím všech planet možné Slunce vychýlit až o dva jeho poloměry. Pozorováno z velké dálky je to však nesmírně málo. Nadějnějším a také úspěšnějším způsobem detekce je pozorování variací radiální rychlosti. Přesnost této, metody navíc nezávisí na vzdálenosti, takže je možné ji aplikovat na podstatně větší vzorek hvězd.

Astrometrické dvojhvězdy nemají v současnosti větší astrofyzikální význam, popsanou metodou lze odhalovat dvojice jen blízkých hvězd, u nichž známe jejich vlastní pohyb s vysokou relativní přesností.

6.4 Spektroskopické dvojhvězdy

Objev spektroskopických dvojhvězd

Spektroskopické dvojhvězdy objevili Anthonia C. Mauryová a William Henry Pickering (1858-1938). Při důkladné prohlídce fotografických desek, na nichž byly zachyceny výsledky jejich přehlídky hvězdné oblohy objektivovým hranolem z let 1887-9 si všimli, že Mizar má občas čáry rozdvojené. Podrobnější průzkum pak ukázal, že změny ve spektru se dějí s periodou 20 dní. Jde o důsledek Dopplerova posuvu při orbitálním pohybu složek dvojhvězdy. Do konce 19. století bylo takovýchto dvojhvězd objeveno kolem 50.

Spektroskopická metoda odhalování skrytých dvojhvězd, které se při pozorování ze Země jeví jako jedna hvězda, se ukázala jako nesmírně efektivní. Pomocí ní byla objevena většina těsných dvojhvězd. Ty jsou nesmírně zajímavé z hlediska procesů souvisejících se vzájemným ovlivňováním složek.

Spektra těsných dvojhvězd. Křivka radiálních rychlostí

Tvoří-li složky dvojhvězdy natolik těsný systém, že je při spektrální analýze úhlově nerozlišíme, je zkoumané světlo směsí světel obou složek. Výsledné spektrum tak vzniká překrytím spekter dvou obecně různě jasných hvězd.

Nejčastěji ovšem je jedna ze složek v daném oboru spektra natolik zářivě dominantní, že ve spektru soustavy najdeme spektrum pouze této složky. Takovým spektroskopickým dvojhvězdám říkáme dvojhvězdy *jednočárové.* Ve zbývajících případech je výsledné spektrum směsí obou složek, nacházíme v nich dva systémy spektrálních čar, jde o tzv. dvojhvězdy *dvoučárové.*[0])

Dvojhvězdnost objektu se projeví periodickými změnami poloh spektrálních čar v důsledku změn radiální rychlosti při orbitálním pohybu složek dvojhvězdy. Spektrální čáry oscilují kolem jisté klidové hodnoty radiální rychlosti, odpovídající radiální rychlosti těžiště soustavy vzhledem k pozorovateli. O tuto stacionární složku rychlosti je možné pozorované radiální rychlosti různých systémů spektrálních čar opravit a uvažovat jen rozdíly. Pro vektory rychlostí obou složek $\mathbf{v}_1$, $\mathbf{v}_2$ vzhledem k těžišti pak platí:

$$\mathbf{v}_1 M_1 = -\mathbf{v}_2 M_2$$

Pokud tedy sledujeme časovou změnu polohy čar, čili křivku radiálních rychlostí, ve dvoučárových spektroskopických systémech, pak musí změny polohy spektrálních čar příslušejících různým složkám dvojhvězdy být podobné, ale musí probíhat v antifázi. Poměr amplitudy změn radiálních rychlostí první a druhé složky je roven převrácené hodnotě poměru jejich hmotností.

V jednočárových spektroskopických dvojhvězdách chybějí zpravidla čáry té méně hmotné složky, čili složky s větší amplitudou změn radiální rychlosti.

Spektroskopické dvojhvězdy s kruhovými trajektoriemi

Na rozdíl od vizuálních dvojhvězd se u relativně těsnějších, spektroskopických dvojhvězd mnohem častěji setkáváme s tím, že jejich trajektorie jsou blízké kružnicím. To je výsledek jejich předchozího vývoje, kdy se složky dvojhvězdy nejrůznějším způsobem ovlivňovaly. Výsledkem těchto interakcí zpravidla bývá pokles výstřednosti orbit.

Jsou-li trajektorie složek dvojhvězdy kruhové, hvězdy se po drahách pohybují rovnoměrně, konstantními rychlostmi V_1 a V_2, $V = V_1 + V_2$

$$V_1 = \frac{2\pi a_1}{P} = \frac{M_2}{M}\frac{2\pi a}{P}; \quad V_2 = \frac{2\pi a_2}{P} = \frac{M_1}{M}\frac{2\pi a}{P}; \quad V = \frac{2\pi a}{P}.$$

Křivky radiálních rychlostí obou systémů čar jsou sinusoidy o amplitudách po řadě $V\,(M_2/M)\sin i$ a $V\,(M_2/M)\sin i$, amplituda rozdílu pozorovaných radiálních rychlostí je $V \sin i$. Velikost velké poloosy lze vyjádřit:

[0]) Tato klasifikace však vůbec není absolutní, vztahuje se pouze k právě zvolenému spektrálnímu oboru, k použité technice získání spektra a metodě jeho zpracování. Vhodnou pozorovatelskou strategií je nyní možné ve spektrech odhalit stopy slabší složky u většiny spektroskopických dvojhvězd.

P

$$a \sin i = V \sin i \frac{P}{2\pi} .$$

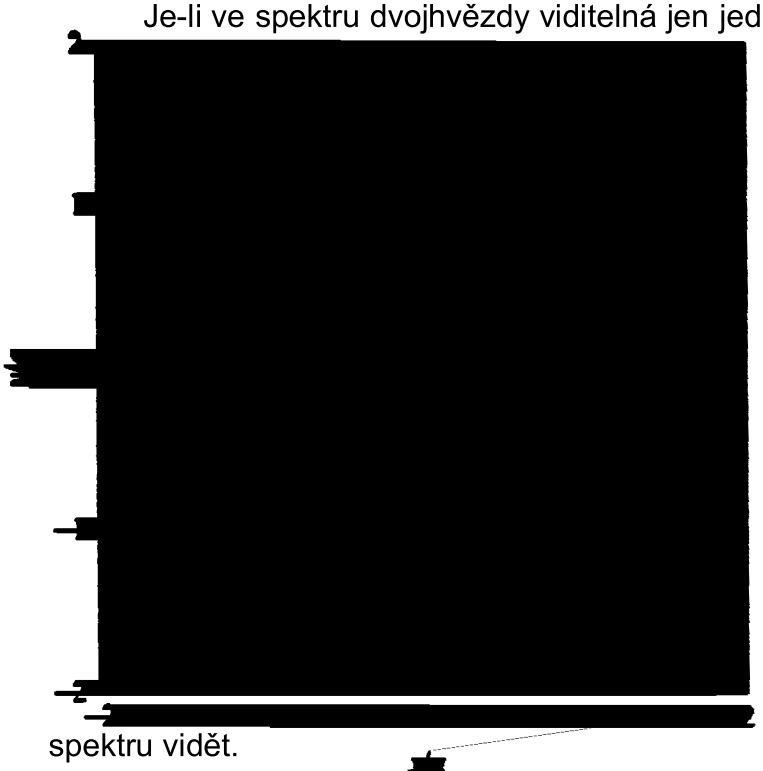
Dosadíme-li tuto pozorovanou veličinu do 3. Keplerova zákona dostaneme:

$$M \sin^3 i = \frac{(V \sin i)^3 P}{2\pi G}.$$

Je tedy zřejmé, že pouhým pozorováním změn radiální rychlosti dostačující informaci o hmotnosti soustavy nezískáme. Neznámou veličinou stále zůstává sklon trajektorie dvojhvězdy.

Vzhledem k tomu, že sin*i* nemůže být větší než jedna, udává výraz na pravé straně minimální možnou hmotnost soustavy. S ohledem na vysokou mocninu je však tato informace nedostatečná, použitelná snad pro některé sporné záležitosti, či pro větší počet systémů při případných statistických studiích. Situace však není úplně beznadějná. Sklon oběžné dráhy lze určit pomocí výsledků polarimetrických měření a odhadnout z projekce rotačních rychlostí složek, u zákrytových systémů lze zase položit sin*i* = 1.

Je-li ve spektru dvojhvězdy viditelná jen jedna složka, pak známe pouze $V_1 \sin i$. Pak ovšem



$$a \sin i = \frac{M}{M_2} \frac{(V_1 \sin i) P}{2\pi}$$

a po dosazení do 3. Keplerova zákona dostaneme:

$$\frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{(V_1 \sin i)^3 P}{2\pi G} .$$

Výrazu nalevo se říká funkce hmotnosti a něco vypovídá o vlastnostech systému. Umožňuje provádět jisté odhady týkající se minimální hmotnosti neviditelné složky, což může být občas docela užitečné, pokud uvažujeme o tom, proč tato složka není ve spektru vidět.

Klíčovou informaci zde představuje sklon oběžné trajektorie dvojhvězdy, který je ovšem nutno zjistit jinak než rozborem křivky radiálních rychlostí. Ideální situace nastává tehdy, je-li zkoumaný systém současně zákrytovou dvojhvězdou, protože pak lze hledaný parametr zjistit analýzou její světelné křivky.

Spektroskopické dvojhvězdy s eliptickými trajektoriemi

Vzhled křivky radiálních rychlostí dvojhvězd s výrazně eliptickými drahami je dosti komplikovaný, což je výsledek nejen neustálého směru vektoru pohybu, ale i nerovnoměrnosti pohybu složek dvojhvězdy po dráze. Ve shodě s 2. Keplerovým zákonem zůstává moment hybnosti konstantní, což znamená, že při průchodu periastrem se postupná rychlost hvězd silně zvyšuje. Tvar křivky radiálních rychlostí navíc závisí

na tom, jak je k pozorovateli natočena trajektorie hvězdy, konkrétně na tom, jaký úhel svírají uzlová přímka a přímka apsid (spojnice apastra a periastra).

Rozborem tvaru křivky radiálních rychlosti lze zjistit, jaká je výstřednost trajektorie i jak je k nám natočena.

6.5 Zákrytové dvojhvězdy

Objev zákrytových dvojhvězd

Na přelomu let 1782–3 JOHN GOODRICKE (1764-86) prokázal, že jedna z prvních objevených proměnných hvězd – *Algol* mění svou jasnost pravidelně, a to s periodou necelých tří dní. Týž Goodricke správně vysvětlil jeho světelné změny tím, že jde o dvojhvězdu, jejíž složky se při oběhu vzájemně zakrývají. Největší autorita té doby – William Herschel naproti tomu soudil, že jde o projev temných skvrn na rotující hvězdě. V té době v existenci fyzických dvojhvězd ještě nevěřil.

V roce 1880 Edward C. Pickering oprášil již skoro sto let starou Goodrickovu domněnku o dvojhvězdné povaze proměnné hvězdy a dokázal, že výborně odpovídá pozorování. Z tvaru světelné křivky odvodil i relativní rozměry obou složek. Osm let nato zjistil Hermann Vogel, že Algol je jednosložkovou spektroskopickou dvojhvězdou, jejíž křivka radiální rychlosti přesně odpovídá dvojhvězdnému modelu. Bezpečně tak byl kombinací fotometrických a spektroskopických pozorování prokázán mechanismus proměnnost i tzv. *zákrytových dvojhvězd*.

O definitivní potvrzení domněnky se zasloužil nedávný výzkum[0]), kdy spojením několika radioteleskopů rozmístěných po celé Severní Americe byl vytvořen jedinečný radiový interferometr s dlouhou základnou (VLBI). Výsledná rozlišovací schopnost tohoto instrumentu byla 0,0005“. Pozorování radiového zdroje v místě zákrytové dvojhvězdy ve shodě s očekáváním prokázala, že zdroj kmitá v severojižním směru tam a zpět v rámci úsečky o délce 4 tisícin úhlové vteřiny. Tento pohyb opakovaný s periodou 2,87 dne odpovídá oběžnému pohybu Algolu B. Zcela nová tu ovšem je informace o orientaci oběžné trajektorie dvojhvězdy v prostoru, kterou nebylo možné získat ani rozborem světelných změn zákrytové soustavy, ani ze spektroskopických výzkumů.

Podmínky zákrytů. Astrofyzikální využití zákrytových dvojhvězd

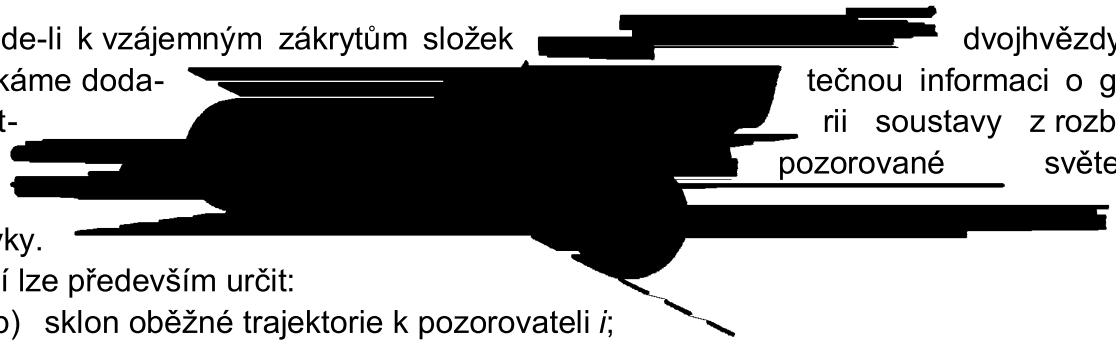
K zákrytům složek dochází v případě, kdy rovina oběžné trajektorie dvojhvězdy prochází nedaleko od pozorovatele: $i \sim 90°$. Vše dále řešíme pro zjednodušený případ dvojhvězdy, kde se složky ve tvaru koule o poloměrech R_1 a R_2 pohybují po kruhových drahách ve vzájemné vzdálenosti složek r. Zákryty budeme pozorovat v tom případě, kdy bude sklon trajektorie i větší než $90°-\varphi_0$. Přitom φ_0 lze vypočítat ze vztahu:

$$\sin\varphi_0 = \frac{R_1 + R_2}{r}.$$

[0]) Podrobnosti viz J.-F. Lestrade et al. (1999)

Je zřejmé, že k zákrytům bude docházet s nemalou pravděpodobností, a to zejména v případě soustav, které jsou relativně těsné. Za těchto okolností ovšem nebude tak zcela splněna podmínka kulového tvaru hvězdy, nicméně jako odhad vypočtená relace dobře postačí.

Obr. 12 *Schéma zákrytové dvojhvězdy.*



Dojde-li k vzájemným zákrytům složek dvojhvězdy, získáme dodatečnou informaci o geometrii soustavy z rozboru pozorované světelné křivky.

Z ní lze především určit:

b) sklon oběžné trajektorie k pozorovateli *i*;
e) relativní rozměry složek R_1/r, R_2/r;
f) při vysoce kvalitních pozorováních lze odvodit i rozložení jasu na hvězdných discích, čili stanovit tzv. okrajové ztemnění[0]);
c) relativní svítivosti (zářivé výkony) obou složek.

Zkombinujeme-li to s informacemi, které získáme z křivky radiálních rychlostí, lze navíc odvodit:

d) lineární vzdálenost složek, a tím i absolutní rozměry složek dvojhvězdy.

Ze spektra nebo z fotometrie může stanovit efektivní teploty složek dvojhvězdy. Tímto pak lze:

g) ze znalosti poloměrů hvězd stanovit zářivé výkony hvězd, jejich absolutní bolometrické hvězdné velikosti;
h) ze známých absolutních hvězdných velikostí a pozorovaných hvězdných velikostí pak konečně odvodit i vzdálenost soustavy;

Zákrytových dvojhvězd známe nyní několik tisíc, periody těchto soustav jsou hodiny až desítky dnů, výjimkou jsou zákrytové systémy s orbitální periodou nad jeden rok. Určování elementů trajektorie známých systémů je ještě svízelnější než v případě spektroskopických dvojhvězd, protože zde často bývá k dispozici jen světelná křivka.

Výklad světelné křivky

Na vzhledu světelné křivky se spolupodílí řada okolností, a to:

- geometrie systému, čili sklon trajektorie a relativní velikosti složek;
- rozložení jasu na kotoučích hvězd, čili okrajové ztemnění hvězd, jehož parametry jsou dány stavbou hvězdné atmosféry;
- u těsnějších systémů způsobuje komplikace asféričnost složek, které jsou slapově deformovány, někde i existence společných atmosfér (hvězdy typu W Ursae Majoris) a existence svítící či absorbující látky pocházející z přetoku hmoty mezi složkami;

[0]) Jde o velmi cennou informaci umožňující testovat adekvátnost různých variant modelů hvězdných atmosfér.

- u těsných soustav bývá důležitý i rozptyl záření druhé složky v systému.

Vše je velice komplikované, nicméně v současnosti existuje řada spolehlivých výpočetních programů[0]), které jsou s to tyto informace (v různém stupni spolehlivosti) z analýzy světelné křivky vytěžit.

Pro ilustraci si vyberme značně zjednodušený případ, kdy zkoumaná zákrytová soustava sestává ze dvou kulových hvězd o poloměrech R_1 a R_2, obíhajících kolem společného těžiště po kruhové trajektorii ve vzdálenosti *r.* Úhel sklonu *i* nechť je přitom přesně 90°, čili v soustavě bude docházet k tzv. centrálním zákrytům.

Pro naše úvahy zvolíme větší z hvězd o poloměru R_1 za centrální těleso (na volbě nezáleží) a druhá menší bude kolem ní stálou rychlostí obíhat tak, že její střed opíše kolem středu centrální složky kružnici za dobu oběhu *P.*

Přechod (transit). Pozorujeme-li soustavu z velké vzdálenosti, vidíme, že k prvnímu kontaktu přecházejícího tělesa s tělesem v pozadí dojde ve chvíli, kdy spojnice ke středu druhé složky bude se směrem k pozorovateli svírat úhel α_1, přičemž platí:

$$\sin\alpha_1 = \frac{R_1 + R_2}{r}; \qquad \text{pro malé úhly: } \alpha_1 \sim \frac{R_1 + R_2}{r}.$$

Pokud jde o přechod menšího tělesa přes větší, pak budeme sledovat, jak se před kotouč větší složky přesune menší kotouč, který bude systematicky ukusovat stále větší část disku hvězdy v pozadí. Během této fáze částečného zákrytu jasnost soustavy takřka lineárně klesá v důsledku skutečnosti, že vyzařující plocha zakrývané hvězdy se zmenšuje. Ve světelné křivce vidíme pokles, nazývaný sestupná větev minima jasnosti. Rychlý pokles se zastaví v momentu tzv. druhého kontaktu, kdy se na disku centrální hvězdy zobrazí celý kotouč menší složky. V tom okamžiku bude spojnice ke středu druhé složky se směrem k pozorovateli svírat úhel α_2, přičemž platí:

$$\sin\alpha_2 = \frac{R_1 - R_2}{r}; \qquad \text{pro malé úhly: } \alpha_2 \sim \frac{R_1 - R_2}{r}.$$

Nyní bude kotouč menší složky putovat až do centra kotouče větší složky. V té chvíli nastává střed zákrytu. Vzhledem k tomu, že naprostá většina hvězd jeví nezanedbatelné okrajové ztemnění, bude v této fázi jasnost hvězdy mírně klesat. Na světelné křivce pozorujeme mělké dno – hvězda je v tzv. „zastávce“. Po průchodu centrem celý úkaz symetricky pokračuje. Když se okraj druhé složky zevnitř dotkne okraje hvězdy v pozadí nastává tzv. třetí kontakt, po němž se začne zmenšovat podíl zakrývané plochy a to až do momentu čtvrtého kontaktu, který ukončuje vzestupnou větev světelné křivky a celý zákryt.

V případě, že lze přistoupit na aproximaci $\sin\alpha \cong \alpha$, délka doby mezi prvním a čtvrtým kontaktem, čili období snížené jasnosti soustavy (doby tzv. minima jasnosti), označovaná zpravidla symbolem *D,* je dána vztahem:

$$\frac{D}{P} = \frac{2\alpha_1}{2\pi} = \frac{R_1 + R_2}{\pi\, r}.$$

[0]) Přehled modelování světelných křivek dvojhvězd podává např. Ralph Elmer Wilson (1994).

P

Pro trvání zastávky d v minimu jasnosti dostáváme obdobně:

$$\frac{d}{P} = \frac{2\alpha_2}{2\pi} = \frac{R_1 - R_2}{\pi\, r}\,.$$

Pokud jsme schopni ze světelné křivky odhadnout trvání obou fází, dostaneme tak odhad relativních rozměrů obou složek:

$$\frac{R_1}{r} = \frac{D+d}{P} \qquad\qquad \frac{R_2}{r} = \frac{D-d}{P}\,.$$

Máme-li to štěstí a známe též křivku radiálních rychlostí obou složek, pak ovšem známe i oběžnou rychlost a tím i absolutní poloměr trajektorie. Pomocí něj vypočítáme absolutní rozměry složek. Upozorňuji, že toto lze provést, třebaže neznáme vzdálenost soustavy.

Zákryt (okultace). Přesně po půl periodě dojde k opačné situaci, v popředí bude centrální těleso a za něj se bude skrývat těleso menší. Po prvním kontaktu se část kotouče menší hvězdy skryje za neprůhledným kotoučem centrální hvězdy. Jasnost soustavy bude postupně klesat, a to až do okamžiku druhého kontaktu, kdy kotouč druhé hvězdy zmizí nadobro. Od té chvíle zůstává jasnost soustavy konstantní až do chvíle třetího kontaktu, kdy se na opačné straně centrální hvězdy objeví část kotouče zakrývané hvězdy. Ta se postupně vynoří celá, obě složky se od sebe oddělí v okamžiku tzv. čtvrtého kontaktu.

V hlavních rysech je vzhled světelné křivky obdobný jako v případě přechodu (transitu), jen s tím rozdílem, že v zastávce se jasnost systému nemění.

Pokud nejsou složky zákrytové dvojhvězdy identické, pozorujeme rozdíly v hloubce obou minim (transit a okultace). Hlubšímu z nich říkáme primární minimum druhému pak minimum sekundární. Dokažte, že pokud je efektivní teplota menší složky nižší než teplota složky větší, pak při transitu nastává hlubší minimum než při okultaci. Pokud je tomu naopak, odpovídá primární minimum zákrytu menšího tělesa.

V astrofyzikální praxi se běžně setkáváme s oběma případy. Jsou-li složky dvojhvězdy hvězdami hlavní posloupnosti, pak platí, že hmotnější složka je větší a teplejší než složka méně hmotná. Vezměme si hypotetický příklad zákrytu dvou hvězd: F0 V (R_1 = 1,6 R , T_e = 7200 K) a F5 V (R_2 = 1,4 R , T_e = 6400 K). Při centrálním transitu při zanedbání vlivu okrajového ztemnění se zvýší bolometrická hvězdná velikost o 0,78 mag, při zákrytu vzroste jen o 0,43 mag.

Jiné je to s tzv. klasickými algolidami, kdy se setkáváme s tím, že větší z hvězd je podobr, jenž je zpravidla chladnější a méně hmotný než druhá složka, která bývá hvězdou hlavní posloupnosti. Zvolme si modelový příklad: centrální hvězdou bude podobr o poloměru R_1 = 5 R , T_e = 4500 K a druhou složkou hvězda hlavní posloupnosti A0 V (R_2 = 2,7 R , T_e = 9250 K). Transit se projeví nepatrným zeslabením o 0,05 mag; ale při zákrytu, kdy zmizí primární složka zcela zmizí, vzroste bolometrická hvězdná velikost o 1,99 mag! Je tedy zřejmé, že tzv. algolidy jsou pozorovatelsky zvýhodněny, neboť nabízejí větší pokles jasnosti než soustavy, kde jsou obě složky hvězdami hlavní posloupnosti.

Pokud nejsou splněny výše uvedené podmínky (kulové hvězdy, kruhové trajektorie, i = 90°) setkáváme se s komplikovanějšími světelnými křivkami, které se v některých ohledech od našeho idealizovaného případu poněkud liší.

Pro pořádek uveďme, že:

- Při nenulové excentricitě nebývá sekundární minimum umístěno přesně ve fázi 0,5. Výjimku tvoří situace, kdy je přímka apsid kolineární se směrem k pozorovateli. Na světelné křivce se to ale stejně pozná tak, že pozorovaná zeslabení mají různá trvání.
- Při sklonu $i \neq 90°$ může jít i v absolutním minimu o částečný zákryt. V tomto případě nenastává v minimu zastávka ($d = 0$). Z tvaru světelné křivky lze na velikost sklonu i usoudit.
- Pokud jde o krátkoperiodickou soustavu, jsou složky výrazně slapově deformovány. Během oběhu se mění jejich natočení vůči pozorovateli a tím i jejich průmět. Důsledkem je fakt, že se jasnost soustavy mění i mezi zákryty.
- Hvězdy se vzájemně osvětlují – nepřesně se tento efekt, který deformuje a komplikuje pozorované světelné křivky, nazývá *efekt odrazu*.

Nicméně ty nejdůležitější vlivy formující světelnou křivku zde byly zmíněny, ostatní jsou pouze efekty druhého a vyššího řádu.

6.6 Vývoj těsných dvojhvězd

Vznik a raný vývoj dvojhvězd

Členové dvojhvězd a vícenásobných hvězdných soustav tvoří vázaný systém už od momentu svého vzniku. Hvězdy v násobných systémech vznikly společně.

Poměrně vysoké procento hvězd vázaných ve dvojhvězdách (až 70 %) naznačuje, že vznik hvězd ve dvojhvězdách je výhodnější, než vznik samostatných hvězd. Vysvětlujeme si to tak, že dvojhvězdy elegantně odstraňují jednu z hlavních překážek, které stojí v cestě formování nových hvězd – kam s přebytečným momentem hybnosti. Ve dvojhvězdách se tento moment, který by jinak zrodu hvězdy bránil, uloží do orbitálního pohybu složek. Členové dvojhvězdy jsou tak hvězdná dvojčata, hvězdy jež se zrodily současně, mají stejné stáří.[0]) Dál je nepochybné, že se zformovaly ve stejné části zárodečného oblaku, mají tedy totéž počáteční chemické složení. Pozorováním systémů, zejména zákrytových dvojhvězd, získáváme spolehlivé informace o hmotnostech, absolutních rozměrech, efektivních teplotách a vzdálenostech jednotlivých hvězd. To z nich činí mimořádně vhodné kandidáty pro komplexní testování teorie hvězdné stavby a hvězdného vývoje. Nicméně, při interpretaci vývojového statutu některých zákrytových dvojhvězd narazili astronomové na výrazné obtíže. Týká se to i první z objevených zákrytových dvojhvězd, hvězdy β Persei, známější jako Algol.

Paradox Algolu

Algol je zákrytovou dvojhvězdou, sestávající ze dvou různých hvězd – ze žhavé hvězdy hlavní posloupnosti o hmotnosti pěti Sluncí a vývojově pokročilejšího podobra s hmotností několikanásobně menší. Zde je právě onen paradox: pokud jde skutečně

[0]) Vzácně mohou dvojhvězdy vzniknout i zachycením, vždy však u toho musí asistovat třetí těleso, které se v při přiblížení prvých dvou hvězd musí nacházet poblíž nich ve vhodném místě, aby na sebe převzala kinetickou energii a hybnost. V hustých hvězdokupách to nemusí být tak výlučný jev.

o hvězdy stejně staré, měla by být vývojově pokročilejší ta hmotnější hvězda, která ve shodě s teorií hvězdné stavby rychleji spotřebovává své zásoby jaderného paliva.

Zajímavé vysvětlení tohoto paradoxu přinesla hypotéza JOHNA CRAWFORDA (1955) a FREDA HOYLA, která je mezi astronomy známa pod názvem: "pes požírá psa". Podle jejího scénáře se zpočátku obě složky hvězdného páru vyvíjejí tak, jak jim to předepisuje vývojová teorie vybudovaná pro osamocené hvězdy. Hmotnější složka žije rychleji a po čase, kdy v jádru vyčerpá své zásoby vodíkového paliva, se začne rozpínat a měnit se v rozměrného obra.

Zatímco osamělá hvězda se přitom může nafukovat do libosti, složka v těsné dvojhvězdě nemá pro takové nadýmání dostatek místa. Ve svém rozpínání je omezena jistým hraničním objemem, zvaným Rocheův[0]) lalok. Hvězda vyplňující lalok je vlivem oběhu kolem hmotného středu soustavy i vlivem přitažlivosti druhé složky deformována do podoby zploštělé kapky se špičkou obrácenou k druhé složce.

Motor hvězdného vývoje umístěný v centru hvězdy se na to neohlíží, pracuje dál a nutí hvězdu kynout. Ze špičky kapkovitě protažené hvězdy začne prýštit proud hvězdného materiálu směrem k druhé, vývojově opožděné složce. Nadýmající se hvězda je doslova vymačkávána na druhou hvězdu. Vývoj pokračuje překotným tempem.[0]) Na druhou složku přeteče až 85 % její hmoty. Poměry hmotností v soustavě se převrátí – původně primární složka se stane málo hmotným obrem, přičemž ta méně hmotná hvězda převezme její vedoucí postavení v systému. Tento stav se pak na nějakou dobu udrží. A právě to je ten obrázek, který nám soustava Algolu dnes skýtá.

Pro vysvětlení paradoxu Algolu má rozhodující roli Rocheova plocha, popisem jejích vlastností se budeme zabývat v dalších odstavcích.

Rocheovy plocha a klasifikace těsných dvojhvězd

Ekvipotenciální plochy, čili plochy, jež jsou množinou všech bodů o zvoleném potenciálu, mají ve stavbě kosmických těles velký význam. Pohybuje-li se bod po ekvipotenciální ploše, nekoná práci, neboť se pohyb děje kolmo k působící síle. Jsou-li objekty, udržované pohromadě vlastní gravitací složeny z plastického materiálu (může se pohybovat), pak v nich plochy se stejnou hustotou musí v rovnovážném stavu zaujímat tvar ekvipotenciálních ploch.

Obr. 13 *Rovníkový řez systémem ekvipotenciálních ploch v korotující soustavě dvou bodů o hmotnostech* M_1 = 0,85 M , M_1 = 0,17 M *, obíhajících kolem sebe po kruhové trajektorii ve vzdálenosti a* = 0,718 R . *Zakresleny jsou mj. i významné ekvipotenciální plochy procházející sedlovými body potenciálu – Lagrangeovými body* L_1, L_2 *a* L_3. *Nejdůležitější ekvipotenciálou je vnitřní ekvipotenciála procházející vnitřním Lagrangeovým bodem* L_1, *nazývaný též Rocheova plocha. Kolečkem jsou na obrázku vyznačeny librační body* L_4 *a* L_5 *(lokální maxima potenciálu). Poloha těžiště soustavy je označena křížkem.*

---

[0]) ÉDOUARD ROCHE (1820-1883), francouzský astronom, jenž se zabýval slapovými jevy.

[0]) Odtok látky z hvězdy vede k tepelné nestabilitě vnějších vrstev projevující se na Kelvinově-Helmholtzově časové škále, což vlastní proces přenosu ještě dále urychluje.

Vzhled ekvipotenciálních plochy v případě dvojhvězdy je poměrně komplikovaný, a to i pro ten nejjednodušší myslitelný případ, kde obě hvězdy bereme za hmotné body, které kolem společného těžiště krouží po kruhových drahách ve stálé vzdálenosti a úhlovou rychlostí ω, přičemž rotace obou hvězd je vázaná (perioda rotace = oběžná doba). Potenciál takovéto soustavy v korotující soustavě (neinerciální) spojené s oběma hvězdami v bodě $\{x,y,z\}$: $\Phi(x,y,z)$ pak sestává ze součtu gravitačních potenciálů vzhledem k oběma hvězdám o hmotnostech M_1 a M_2 a členu odpovídajícímu fiktivnímu potenciálu odstředivé síly:

$$\Phi(x,y,z) = -G\frac{M_1}{r_1} - G\frac{M_2}{r_2} - \frac{\rho^2\omega^2}{2},$$

kde ρ je vzdálenost vybraného bodu od normály k orbitální rovině procházející těžištěm, a je vzájemná vzdálenost složek, r_1 a r_2 jsou vzdálenosti zvoleného bodu od prvního a druhého tělesa.

$$\omega = \frac{2\pi}{P} = \sqrt{\frac{G(M_1 + M_2)}{a^3}}.$$

Řez ekvipotenciálními plochami v rovině oběhu systému je na obrázku. Zvláštní význam zde má vnitřní ekvipotenciála, nazývaná *Rocheova plocha* nebo též kritická plocha. Tato plocha v prostoru vymezuje dva *Rocheovy laloky*, které se vzájemně dotýkají v tzv. bodě L_1, čili v *prvním Lagrangeově*[0]) *libračním bodě*.

Geometrie Rocheových ekvipotenciál dle očekávání závisí pouze na poměru hmotností obou složek. Poněkud nečekaný je ovšem výsledek, že úhel, pod nímž se dotýkají špičky kritického Rocheova laloku v bodu L_1 prakticky nezávisí ani na tom poměru a činí asi 115°, což je konečně patrno i z tabulek v často citované práci Plavce a Kratochvíla (Harmance) z roku (1964). Z údajů zde uvedených byl odvozen i užitečný aproximativní vztah pro vzdálenost Lagrangeova bodu L_1 od středu první složky l_1[0]):

$$l_1 \cong a\left[\frac{1}{2} + 0{,}227\ \log\left(\frac{M_1}{M_2}\right)\right].$$

Ačkoli Rocheův lalok nemá kulový tvar, lze definovat jistý *poloměr Rocheova laloku* R_L, který odpovídá poloměru koule o jeho objemu. Aproximační vztah odvodili Icko Iben a Alexandr V. Tutukov (1984):

$$R_{iL} \cong 0{,}52\ a\ [M_i/(M_1+M_2)]^{0{,}44}.$$

Částice, nacházející se uvnitř každého z laloku, podléhají převážně gravitaci pouze jedné ze složek, částice vně laloků patří oběma složkám a vykonávají dosti komplikovaný pohyb.[0])

Složka dvojhvězdy, na rozdíl od samostatné hvězdy, nemá tedy k dispozici neomezený prostor. Začne-li se během vývoje jedna ze složek rychleji rozpínat, pak

[0]) Joseph Louis Lagrange (1736-1813), francouzský matematik a astronom.

[0]) Petr Harmanec (1990) v apendixu své práce o β Lyr uvádí jednoduché postupy, jak pomocí malé výpočetní techniky najít veškeré důležité údaje vztahující se k Rocheovu modelu.

[0]) Pokud je trajektorie dvojhvězdy výstředná, pak se situace poněkud komplikuje, nicméně právě při silné slapové interakci mezi složkami dochází k poklesu výstřednosti a přechodu hvězd na víceméně kruhové trajektorie.

postupně zaplňuje stále vyšší ekvipotenciální plochy, dokud její povrch nenarazí na Rocheovu plochu. V té chvíli se povrchové vrstvy hvězdy stávají společným vlastnictvím obou složek. Látka začne singulárním bodem přetékat do prostoru druhého z Rocheových laloků a může se časem dostat až na druhou ze složek. Takto dochází v těsných dvojhvězdách k přenosu látky mezi složkami. Během vývoje soustavy k takovémuto přenosu látky může dojít i několikrát a může se při něm přenést podstatná část hmoty soustavy.

Těsné dvojhvězdy jsou takové podvojné systémy, kde v průběhu vývoje dojde k tomu, že alespoň jedna ze složek vyplní svůj Rocheův lalok a dojde tak k přenosu látky směrem k druhé složce. Při běžných hmotnostech složek můžeme mezi těsné dvojhvězdy řadit všechny, jejichž perioda je kratší než několik desítek dní. Vzhledem k tomu, že se toto týká většiny dvojhvězd, je zřejmé, že ve většině pozorovaných dvojhvězd buď již došlo k přenosu látky nebo k němu dříve či později dojde.

V roce 1955 zavedl astronom českého původu ZDENĚK KOPAL (1914-95) pro těsné dvojhvězdy velmi důležitou a dodnes všeobecně používanou vývojovou klasifikaci dvojhvězd podle jejich vztahu k Rocheově ploše.[0])

- *Oddělené soustavy* (detached systems), jsou ty, v nichž jsou povrchy obou složek uvnitř Rocheovy plochy.
- *Polodotykové soustavy* (semidetached systems), jsou takové, kde jedna ze složek vyplňuje svůj Rocheův lalok. V těchto soustavách dochází přes bod L_1 k přenosu látky směrem od dotykové složky na složku oddělenou. Příkladem mohou být těsné dvojhvězdy typu Algolu.
- *Dotykové soustavy* (contact systems) – zde své Rocheovy laloky vyplňují obě složky. Tyto složky mají pak třeba společnou atmosféru (případ zákrytových dvojhvězd typu W Ursae Majoris).

Vývojový scénář. Konzervativní přetok látky

Pro většinu těsných dvojhvězd v hrubých rysech platí tento základní vývojový scénář:

1) Obě hvězdy, pokud se nacházejí na hlavní posloupnosti, leží uvnitř svých Rocheových laloků a tvoří tak oddělené systémy. Hvězdy mají týž tvar jako hvězdy osamocené a vyvíjejí stejně jako ony.
2) V soustavě se rychleji vyvíjí hmotnější (primární) složka systému. Když v jejím centru poklesne obsah vodíku v jádru pod 5 %, dojde k poměrně rychlé expanzi svrchních vrstev hvězdy, při níž se poloměr osamocené hvězdy zvětšuje mnohonásobně. V těsné dvojhvězdě však prostor není neomezený, v jistém okamžiku se stane, že hvězda vyplní svůj Rocheův lalok. Vzniká tak polodotyková soustava.
3) Bodem L_1 začne z primární složky prýštit na sekundární složku látka. Ta přijímá nejen tuto látku, ale i moment hybnosti, který se nutně též přenáší. Oběžná perioda klesá. Dochází k rychlému vývoji, na jehož závěru si obě

[0]) Dlužno podotknout, že dávno před Kopalem (už v roce 1941) použil pojem „Rocheova mez“ GERARD PETER KUIPER (1905-1973) ve své známé studii o Lyrae a po něm také FRANK B. WOOD (1950). Klasifikace dvojhvězd je ovšem dílem Kopalovým.

složky vymění své role, primární složka se stane složkou sekundární a naopak.

4) Po výměně rolí v systému se nyní již sekundární složka vyvíjí tak, jak tomu odpovídá stav jejího nitra. To je natolik husté a tudíž samostatné, že se jej děje probíhající ve svrchních vrstvách hvězdy takřka nijak nedotknou. To znamená, že i když je faktická hmotnost hvězdy stále zkracována přenosem, hvězda se vyvíjí zhruba tak, jako by neustále měla svou počáteční hmotnost. Sekundární složka tak bude mít i nadále před složkou primární ve vývoji náskok. Vzhledem k tomu, že vývoj hvězdného nitra vede k neustálému rozpínání obalu hvězdy, bude přenos látky pokračovat, byť v pomalejším tempu, perioda soustavy by přitom měla opět pozvolna růst. Ve fázi tohoto *pomalého přetoku látky* nacházíme řadu zákrytových dvojhvězd, kde se běžně setkáváme s tím, že hmotnější a jasnější složka je hvězdou hlavní posloupnosti pod Rocheovou plochou, zatímco sekundární složkou bývá vývojově pokročilý podobr vyplňující svůj Rocheův lalok.

Hlavní rysy procesu přenosu látky mezi složkami si lze přiblížit pomocí tzv. *konzervativního přetoku látky*, při němž během přenosu látky žádná hmota ze systému neunikne do prostoru. V soustavě nechť je dále všechna látka vázána na jednu či druhou složku, takže pak platí, $M_1+M_2 = M$ = const., totéž bude platit i momentech hybnosti: $L_1+L_2 = L$ = const., složky nechť stále obíhají po kruhových trajektoriích.

Vypočítejme si nyní jak bude za těchto okolností záviset vzdálenost složek a a jejich oběžná perioda P na okamžitých hmotnostech složek. a_1 a a_2 jsou vzdálenosti první a druhé složky od těžiště, x je parametr, který charakterizuje rozdělení hmoty systému mezi složkami:

$$M_1 = x\,M \qquad M_2 = (1-x)\,M$$

$$a_1 + a_2 = a \quad M_1\,a_1 = M_2\,a_2 \rightarrow a_1 = (1-x)\,a \qquad a_2 = x\,a$$

$$L = L_1 + L_2 = \omega\,(M_1\,a_1^2 + M_2\,a_2^2) = \omega\,x\,(1-x)\,M\,a^2 = \text{const.}$$

$$\omega = \frac{2\pi}{P} = \sqrt{\frac{GM}{a^3}} \quad \rightarrow$$

$$L = \sqrt{\frac{GM}{a^3}}\,x(1-x)Ma^2 = \sqrt{GM^3a}\,x(1-x) \quad \rightarrow$$

$$a(x) = \frac{L^2}{GM^3}\frac{1}{\left[x(1-x)\right]^2} = \frac{1}{16}\frac{a_{\min}}{\left[x(1-x)\right]^2}\,.$$

Závislost vzdálenosti složek $a(x)$ na parametru x je reprezentována funkcí, která má tvar písmene U. Je symetrická vůči vertikále: $x = 0{,}5$, v bodech $x = 0$ a $x = 1$ roste nade všechny meze. To nám dává velmi důležitou informaci o chování systému při přenosu látky. Jestliže primární ze složek naplní svůj lalok a začne přetékat na druhou složku, pak se počáteční hodnota parametru x_0 ($0{,}5<x_0<1$) bude zmenšovat. Znamená to, že obě složky se k sobě začnou přibližovat, a to až na minimální vzdálenost $a_{\min}$. Objem Rocheova laloku stále ještě primární složky se začne zmenšovat, a to hned ze dvou příčin: 1) zmenšuje se poměr hmotnosti obou složek, 2) složky se v prostoru k sobě přibližují. Hmota primární složky uložená v laloku je tak doslova vymačkávána na druhou složku, celý proces je natolik rychlý (snad až 0,01 M /rok), že je jen malá šance některý z dvojhvězdných systémů v této fázi přenosu přistihnout. Velmi brzy dojde k tomu, že se x zmenší pod 0,5, role složek v soustavě se převrátí – sekundární složka se stane primární a naopak. Po tomto aktu se vývoj viditelně zvolní, neboť při dalším odtoku látky se

vzdálenosti složek již budou zvětšovat a objem Rocheova laloku nyní již sekundární složky mírně poroste. Tempo vývoje pak bude dáno tempem dějů v nitru hvězdy.

Obdobné je i chování oběžné periody systému v průběhu přenosu látky. Jak plyne z 3. Keplerova zákona pro případ kruhových drah:

$$P = 2\pi\sqrt{\frac{a^3}{GM}} = \frac{2\pi L^3}{G^2M^5}\,\frac{1}{[x(1-x)]^3} = \frac{1}{64}\,\frac{P_{\min}}{[x(1-x)]^3}\,.$$

Perioda soustavy se během rychlé fáze přetoku snižuje do svého minima - $P_{\min}$, po výměně rolí složek pak opět roste.

Pokud nejsou splněny podmínky konzervativního přetoku, pak velmi silně záleží na tom, jaký díl momentu hybnosti si sebou látka unikající ze systému odnáší. Výpočty jsou ovšem příslušně složitější než ty, co byly naznačeny výše.

5) Během rychlého a později pomalého přetoku látky může původně hmotnější hvězda předat druhé složce až 85 % své hmoty, vesměs přitom jde o kvalitní, na vodík bohatý materiál, který nebyl dotčen předchozím jaderným vývojem hvězdy. Přetok látky z jedné složky na druhou nemusí vždy probíhat bezprostředně. Plynný proud látky si sebou nese svůj moment hybnosti, což vede k tomu, že nesměřuje přímo na druhou složku, ale poněkud stranou. Pokud není hmotu přijímající složka dostatečně rozměrná, pak se kolem ní nejprve vytvoří poměrně tenký disk ležící v orbitální rovině soustavy. Vlivem tření v disku (zejména turbulentního) se moment hybnosti vnitřních částí disku přenáší do vnějších oblastí, což umožňuje vnitřním částicím, aby se po spirále postupně snesly na povrch hmotu přijímající složky. Zvyšování hmotnosti hvězdy na hlavní posloupnosti vede k nárůstu vnitřní teploty, tím k snížení opacity a zvýšení koncentrace nosičů tepla (fotonů) a rychlosti přenosu energie, čili k nárůstu výkonu hvězdy. Vývoj hvězdy se tak patřičně zrychlí, náskok hmotu darující složky však nedožene.

6) Sekundární složka při pomalém přetoku postupně přichází o svůj takřka veškerý svůj obal. Její další vývoj pak závisí na její počáteční hmotnosti:

- Je-li počáteční hmotnost hvězdy menší než 3 Slunce, pak vznikne heliová hvězda o hmotnosti menší než 0,45 $M_\odot$. Ta elektronově zdegeneruje dříve, než se v ní vytvoří teplota dostatečná k zapálení heliových reakcí. Z hvězdy se pak časem vyvine elektronově degenerovaný *heliový bílý trpaslík*.
- Je-li počáteční hmotnost hvězdy větší než 3 $M_\odot$, pak se při smrštění hvězdy heliové reakce přece jen vznítí a hvězda se na 10^5 až 10^6 let stává horkou *hvězdou hlavní heliové posloupnosti*. Pro ně je charakteristický silný hvězdný vítr. Brzy ve hvězdě pokročí degenerace natolik, že se z ní stane *uhlíkokyslíkový bílý trpaslík.* Pokud na něj bude přetékat látka z druhé složky, pak může cyklicky vybuchovat jako nova, eventuálně se může stát supernovou typu Ia.
- Je-li hmotnost větší než 15 Sluncí, pak je vývoj podobný, jen s tím rozdílem, že v nitru hvězdy, které je díky své vyšší teplotě a nižší hustotě více vzdáleno elektronové degeneraci, se postupně zapalují stále další a další jaderné reakce. Vše končí u reakcí, které produkují jaderně dále nehořlavé železo. Pakliže hmotnost elektronově degenerovaného železného jádra překročí 1,4 $M_\odot$, tento vnitřek se zhroutí v neutronovou hvězdu, případně černou díru. Hvězda

vzplane jako supernova typu II nebo Ib, zůstává po ní *neutronová hvězda či černá díra*. Dvojice hvězd, v nichž sekundární složku tvoří takovýto objekt, běžně pozorujeme. Jde o tzv. *rentgenové dvojhvězdy, burstery* apod., kde z primární složky přitéká látka ke zhroucenému objektu, což dává vznik měkkému rentgenovému záření.

7) Další vývoj může být velmi rozmanitý, protože nyní se do aktivní role dostává primární složka. Když ta vyplní svůj lalok, začne látka z této hvězdy přetékat směrem k zhroucené sekundární složce (bílý trpaslík, neutronová hvězda, černá díra).[0]) V důsledku ztráty látky se může podvojný systém i úplně rozpadnout nebo v něm nakonec najdeme dva bílé trpaslíky, či jiné kombinace objektů v závěrečném stadiu vývoje.

Neutronové hvězdy a černé díry v interagujících dvojhvězdách

Neutronové hvězdy o sobě dávají vědět, pokud jsou dostatečně mladé – tehdy září jako radiové pulzary. Starší hvězdy, které již tak rychle nerotují, lze odhalit jen obtížně. Výjimkou jsou ty neutronové hvězdy, které jsou členkami těsných dvojhvězd, v nichž dochází k přenosu látky. Tato látka dopadá na povrch neutronové hvězdy, čímž se uvolňuje velké množství gravitační energie, jež se pak mění v energii neuspořádaného pohybu částic. Akreovaný plyn se zahřívá na teplotu milionů kelvinů a září převážně v rentgenovém oboru spektra. Takovým soustavám se říká rentgenové dvojhvězdy.

Rozličné konfigurace zhroucené složky a její průvodkyně v podvojné soustavě dávají bezpočet variant neobvyklých projevů neutronových hvězd v podobě rentgenových pulzarů, zábleskových zdrojů, přechodných rentgenových zdrojů, rentgenových nov, zdrojů záblesků měkkého i tvrdého záření gama.

Dosti podobně se projevují i černé díry nacházející se v interagující dvojhvězdě. Zde přetéká část hmoty normální složky na zhroucený objekt, a to buď prostřednictvím hvězdného větru nebo přímým přetokem v případě, kdy objem vyvíjející se hvězdy vyplní tzv. Rocheův lalok. Zvláště v tomto případě nese s sebou přetékající látka značný moment hybnosti. Podle zákona o zachování momentu hybnosti nepadá látka přímo na černou díru, ale vytváří kolem ní mohutný plochý rotující disk. Vlivem tření se v akrečním disku přenáší moment hybnosti směrem od hvězdy, což umožňuje vnitřním částicím disku sestupovat stále níže k černé díře, dokud se nedostanou na nestabilní trajektorie, po nichž nezadržitelně padají do jícnu černé díry. Při těchto procesech se uvolňuje obrovské množství energie, která nahřívá vnitřní části akrečního disku na teploty řádově milionů kelvinů. Látka má podobu vysoce ionizovaného plazmatu, kde důležitou roli hraje magnetické pole. Vnitřek akrečního disku září jako rentgenový zdroj.

[0]) Vzhledem k tomu, že tyto hvězdy jsou lineárně nesmírně malé, látka na ně přímo nedopadá, vždy se kolem nich vytváří *akreční disk*. Postupný pád látky na zhroucenou složku je doprovázen uvolňováním značné energie, která vlastně reguluje příliv nové hmoty na zhroucenou složku.

6.7 Literatura, úlohy

Použitá a doporučená literatura

Andrle, P.: *Základy nebeské mechaniky*, Academia, Praha 1971

Crawford, J. A.: *On the subgiant components of eclipsing binary systems*, Astrophys. J. **121** (1955), 71

Harmanec, P.: *Evolution of close binaries. VI. Case B of mass exchange in systems* 4+3.2 M_S *and* 4+1.6 M_S, Bull. Astron. Inst. Czechosl. **21** (1970), 113

Harmanec, P.: *A consistent set of physical elements for the B6-8 II + B0 V:e binary Bata Lyrae* (appendix), Astron. Astrophys. **237** (1990), 91

Harmanec, P.; Kříž, S.: *Vývoj dvojhvězd*, Čs. časopis pro fyziku **24** (1974), 469

Kippenhahn, R.; Weigert, A: *Entwicklung in eingen Doppelsternsystemen*, Zeitschr. Astrophys. **65** (1967), 58

Kopal, Z.: *The classification of close binary systems*, Ann. Astrophys. **18** (1955), 379

Kuiper, G. P.: *On the Interpretation of β Lyrae and Other Close Binaries*, Astrophys. J. **93** (1941), 133

Labeyrie, A.: *Attainment of diffraction limited resolution in large telescopes by Fourier analysing speckle patterns in star images*, Astron. Astrophys. **6** (1970), 85

Lestrade, J.-F.; Preston, R. A.; Jones, D. L.; Phillips, R. B.; Rogers, A. E. E.; Titus, M. A.; Rioja, M. J.; Gabuzda, D. C.: *High-precision VLBI astrometry of radio-emitting stars*, Astronomy and Astrophysics **344** (1999), 1014

Plavec, M.; Kratochvíl (Harmanec), P.: *Tables for the Roche model of close binaries*, Bull. Astron. Inst. Czechosl. **15** (1964), 165

Plavec, M.; Kříž, S.; Harmanec, P.; Horn, J.: *Evolution of close binaries. I. Two examples of mass exchange in Phase I,* Bull. Astron. Inst. Czechosl. **19** (1968), 24

Shapley, H.: *The orbits of eighty-seven eclipsing binaries -- a summary*, Astrophys. J. **38** (1913), 158

Wilson, R. E.: *Binary-star light curve models*, Publ. Astron. Soc. Pacif. **106** (1994), 921

Wood, F. B.: *On the change of period of eclipsing variable stars*, Astrophys. J. **112** (1950), 196

Zejda, M. a kol.: *Pozorování proměnných hvězd I*, Hvězdárna a planetárium M. Koperníka v Brně, Brno 1994

Zejda, M. a kol.: *Pozorování proměnných hvězd II*, Hvězdárna a planetárium M. Koperníka v Brně, Brno 2000

Úlohy, problémy

1. Přítomnost planety Jupiter by se dala prokázat rozborem změn radiální rychlosti Slunce. Vypočtěte periodu a amplitudu změn radiální rychlosti, jež by tato planeta mohla vyvolat. Diskutujte, zda jsou tyto variace současnou astronomickou technikou měřitelné. Čím by byli hendikepovaní astronomové ze souhvězdí Draka nebo Mečouna?

[11,9 let, 25 m/s]

2. Galileovi se již v roce 1616 podařilo rozložit hvězdu Mizar na dvě složky. Měl s ním své úmysly – byla to dvojice, která byla (podle něj) mimořádně vhodná pro změření paralaxy. Dle jeho zápisků tam viděl dvě hvězdy s poloměry 3“ a 1“, oddělené vzdáleností 15“. Vzhledem k tomu, že Galileo předpokládal, že všechny hvězdy jsou zhruba stejně veliké (asi jako Slunce), měla by ta menší být třikrát dál, její paralaktická elipsa měla být třikrát menší.

Vypočtěte a) jakou paralaxu by za těchto okolností měly ony hvězdy a zda by byla měřitelná jejich vzájemná paralaxa (měřená vůči „vzdálenější“ složce). b) Proč toto měření selhalo? Kde byly chyby v předchozí úvaze?

[a) 11’, 3,5’ a 7’ – vše by bylo v té době pohodlně měřitelné, snad i pouhým okem. b) nevěděl o seeingu, o fyzických dvojhvězdách]

3. Určete dynamickou paralaxu a hmotnost složek vizuální dvojhvězdy 70 Ophiuchi. Velká poloosa trajektorie dvojhvězdy by byla viditelná pod úhlem 4,551“, oběžná doba soustavy je 87,85 roku. Pozorované bolometrické hvězdné velikosti složek jsou 3,93 mag a 5,29 mag. Pro závislost mezi hmotností M a absolutní bolometrickou hvězdnou velikostí M_{bol} užijte vztah: $M = 0{,}56 - 0{,}12\, M_{bol}$. (Převzato ze sbírky J. Široký, M. Široká*: Základy astronomie v příkladech*, úloha 238).

[Poslední aproximace: $\pi = 0{,}204$“, 0,79 M a 0,55 M]

4. Třetí nejjasnější hvězda severní oblohy je Capella (α Aurigae). Je to vlastně spektroskopická a vizuální dvojhvězda sestávající ze dvou obřích hvězd spektrálního typu G8 III (složka 1) a G1 III (složka 2). Ve spektru dvojhvězdy lze bez problému vysledovat dva systémy čar, které se vůči sobě pohybují v antifázi s periodou P = 104,0233 dne. Křivky radiálních rychlostí jsou perfektní sinusoidy. První složka vykazuje poloviční amplitudu změn radiální rychlosti, druhá složka má K_2 = 27,4 km/s. Interferometricky lze spolehlivě proměřit vzájemný pohyb složek. Ztotožníme-li střed měření s jednou ze složek, pak ta druhá opisuje dokonalou elipsu o velké poloose 0,05647“ a malé poloose 0,04142“. Nepřekvapuje (a) proč?), že „nepohyblivá“ složka leží ve středu této elipsy.

Vypočtěte: b) poměr hmotností složek M_2/M_1, c) úhel sklonu dráhy i, d) oběžné rychlosti obou složek vztažené k těžišti v_1 , v_2, e) poloměry jejich drah vůči těžišti r_1, r_2, f) velkou poloosu a v m a AU, g) celkovou hmotnost soustavy s M , h) hmotnosti jednotlivých složek M_1, M_2, i) vzdálenost Capelly v pc a světelných letech. Inspirováno úlohou „Vážení hvězd“, www.bm.cesnet.cz/~ondra/capella/lab.html, autor Leoš Ondra.

[(a) trajektorie jsou kružnice, (b) M_2/M_1 = 0,9507, (c) i = 137,18°, (d) v_1 = 38,33 km/s, v_2 = 40,31 km/s, (e) $r_1 = 5{,}4822 \cdot 10^{10}$ m, $r_2 = 5{,}7663 \cdot 10^{10}$ m, (f) $a = 1{,}1249 \cdot 10^{11}$ m = 0,7519 AU, (g) $M_1 + M_2$ = 5,24 M , (h) M_1 = 2,69 M , M_2 = 2,55 M , (i) 13,3 pc.]

P

5. U zákrytové dvojhvězdy V 442 Cygni s periodou světelných změn P = 2,386 dne dochází k centrálním zákrytům, přičemž částečné zatmění trvá 2,64 h, úplné 0,29 h. Ve spektru soustavy jsou patrny čáry obou složek, křivky radiálních rychlosti jsou přesné sinusoidy. Poloviční amplituda změn radiální rychlosti primární složky je K_1 = 109 km/s, poloviční amplituda změn z radiální rychlosti sekundární složky je 120 km/s.

Z tohoto zadání úlohy zjistěte: a) vzdálenost složek v AU a poloměrech Slunce, b) hmotnosti soustavy a jednotlivých složek, c) poloměry R_1 a R_2 obou složek. Jedná se o oddělenou soustavu?

[(a) a = 0,050 a. j. = 10,8 R , (b) M_1 = 1,56 M , M_2 = 1,41 M , (c) R_1 = 0,87 R , R_2 = 0,70 R]

6. Dokonale plastické těleso udržované pohromadě vlastní gravitací, které rotuje jako tuhé těleso, se vlivem odstředivé síly formuje do tvaru velice podobného rotačnímu elipsoidu. Ukažte, že v tom případě, kdy je převážná část hmoty rotujícího tělesa soustředěna v centru, platí, že poměr jeho rovníkového poloměru r_e ku poloměru polárnímu r_p je dán vztahem: $q = \frac{r_e}{r_p} - 1 = \frac{a_{od}}{2 g_{gr}}$, kde a_{od} je odstředivé zrychlení na rovníku a g_{gr} je hodnota gravitačního zrychlení tamtéž. Zkontrolujte, nakolik předpovědi míry zploštění q_{pred} souhlasí s reálně pozorovanými hodnotami zploštění a) u Země, b) u Jupiteru, c) u fotosféry Slunce. d) Vysvětlete pozorované rozdíly

[(a) q_{pred} = 0,00347/2, q = 0,00346, (b) q_{pred} = 0,087/2, q = 0,065, (c) q_{pred} = 2,14 $\cdot 10^{-5}$/2, q = 1/20000.]

7. Pro dvojhvězdu sestávající ze složek o hmotnosti 5 M a 3 M vypočtěte nejdelší oběžnou periodu P, při níž dojde k přetoku látky z primární složky na sekundární ještě v době, kdy a) jsou obě hvězdy objekty hlavní posloupnosti (R_{1max} = 5 R), b) primární složka je červeným obrem a sekundární hvězdou hlavní posloupnosti (R_{1max} = 500 R), c) primární složka je červeným obrem asymptotické větve a sekundární hvězdou hlavní posloupnosti (R_{1max} = 1000 R).

1 Fyzika proměnných hvězd

Definice

Proměnné hvězdy jsou takové hvězdy, jejichž pozorovaná jasnost se s časem mění. Vnitřně jde o mimořádně pestrou skupinu osamocených hvězd a dvojhvězd, velice rozmanité jsou i příčiny pozorovaných změn a jejich projevy. Proměnnost hvězd je poměrně častý jev, odhaduje se, že asi 10 % hvězd jsou hvězdy zjevně proměnné. Čím více se zjemňují diagnostické metody, tím vyšší je procento proměnných hvězd v náhodném vzorku hvězd.

Rozpětí pozorovaných světelných změn je velmi široké, od 1 milimagnitudy (0,001 mag $\cong$ 1 ‰) do desítek magnitud (10 mag = 1 : 10^4, 15 mag = 1 : 10^6). Rozličné jsou časové škály: od 10^{-4} s do časových měřítek změn, k nimž dochází v důsledku hvězdného vývoje.

Vývojové změny mohou být velmi pomalé, pokud souvisejí s jaderným vývojem (podle hmotnosti 10^6 až 10^9 let), řádově rychlejší, souvisí-li s přestavbou hvězdy v Kelvinově-Helmholtzově škále, kdy je hvězda ve stavu hydrostatické rovnováhy. Dojde-li v průběhu vývoje k jejímu narušení mění se hvězda v tzv. dynamické časové škály (podle typu hvězdy až desítky minut). K rychlým změnám tohoto druhu dochází buď na počátku hvězdného vývoje nebo v pozdních vývojových stadiích.

Význam studia proměnných hvězd

Proměnné hvězdy jsou zajímavé nejen tím, že se na nich, v nich nebo kolem nich něco děje, ale i tím, že se rozborem vlastností jejich světelné křivky můžeme něco dovědět o objektech samotných. Všeobecně platí, že proměnné hvězdy na sebe prozrazují více než hvězdy s konstantní jasností.

Výzkumem proměnných hvězd získáváme často unikátní informace o výkonech, hmotnostech i o vnitřní stavbě hvězd, které bychom jinak jen stěží dokázali získat (zákrytové dvojhvězdy, pulzující hvězdy aj.).

6.8 Historie výzkumu proměnných hvězd

Prehistorie sledování proměnných hvězd

Přestože by se mezi hvězdami viditelnými pouhým okem našla řádka hvězd, které mění svou jasnost nepřehlédnutelným způsobem, jejich pozorování byla v počátcích astronomie velmi vzácná a nesystematická.

Hlavní zábranou sledování proměnných hvězd v zemích, ovlivněných starověkou řeckou a římskou kulturou, byla předpojatost učenců, kteří ve shodě s tehdy největší autoritou – Aristotelem – nepočítali s tím, že se by jasnost hvězd měla a mohla nějak měnit. Vyplývalo to z aristotelského náhledu na svět, kde se za sférou Měsíce žádné změny nepřipouštěly. Hvězdný vesmír se zdál být statickou kulisou, definovanou jednou provždy v jednom jediném tvaru.

Pokud se přece jenom nějaké změny pozorovaly, pak muselo jít o proměnné hvězdy s výjimečnou amplitudou světelných změn – o vzplanutí nov či supernov. Potíž je v tom, že tyto jevy byly ze zásady odmítány buď jako nedopatření nebo se soudilo, že tu jde o neobvyklé komety. O těch astronomové záznamy nevedli, neboť komety, coby meteorologický jev spadaly do kompetence meteorologů či kronikářů.

Čínští a japonští astronomové a astrologové touto předpojatostí netrpěli a neobvyklé jevy na obloze, včetně „návštěv hvězdných hostů“, pečlivě zaznamenávali. Máme tak od nich důležité informace například o všech supernovách, jež v posledním tisíciletí vzplanuly. Bohužel, vzhledem k tomu, že vzplanutí supernov byla významná podle jejich astrologie, jsou jejich záznamy nepřesné a subjektivně zabarvené.

První vědecká pozorování

Tycho Brahe objevil roku 1572 poblíž κ Cas „novou“ hvězdu. Přesně ji zakreslil do hvězdné mapy a stanovil její souřadnice. Její jasnost srovnával s jasností ostatních hvězd a získal tak vůbec *první světelnou křivku* proměnné hvězdy a současně první světelnou křivku poklesu jasnosti supernovy.

Z hlediska výzkumu proměnných hvězd jde o průlom v pohledu na tento typ hvězd. Ostatní učenci Tychonova pozorování zhusta znevažovali, označujíce novou hvězdu za atmosférický jev: za kometu či meteor. Tycho Brahe však pečlivým měřením prokázal, že jeho nova je nejméně šestkrát dál než Měsíc. V té době to byla jedna z posledních ran aristotelskému světovému názoru.

Periodicky proměnná hvězda byla poprvé uvědoměle pozorována v roce 1596, kdy David Fabricius sledoval omikron Ceti, jež střídavě mizela a znovu se objevovala. Znovu ji pozoroval v roce 1609 a nazval ji *Mira* – „Podivuhodná“. Znovu ji objevilo několik dalších pozorovatelů, v 1638 i holandský astronom JOHN PHOCYLIDES HOLWARDA, který hvězdu studoval systematicky po celý rok – to je první případ systematického sledování proměnné hvězdy.[0])

V seznamu známých proměnných hvězd přibývaly zejména nápadně se měnící dlouhoperiodické proměnné typu Mira a novy.

Začátky systematického studia

Iniciátory systematického výzkumu proměnných hvězd se stali Angličané EDWARD PIGOTT (?-1825) a John Goodricke. Ten v letech 1782–3 objevil světelné změny Algolu a hvězdu sám též systematicky pozoroval. Prokázal, ze se mění s periodou necelých tří dní a správně vysvětlil příčinu jejích světelných změn.

[0]) Periodicitu světelných změn Miry jako první zjistil ISMAEL BOULLIAU (1605-94). Periodu stanovil na 333 dny, což je v až dojemné shodě s dnešními určeními (332 dny).

Týž Goodricke objevil ještě další dvě periodické proměnné hvězdy: β Lyrae a δ Cephei, shodou okolností tu jde o představitelky dalších dvou typů proměnnosti hvězd. Pigott roku 1784 objevil další cefeidu η Aquilae a v roce 1795 R Coronae Borealis a R Scuti.

V roce 1786 Pigott publikoval *první katalog proměnných hvězd*, který obsahoval těchto 12 exemplářů:

B Cas (SN 1572)	Algol	R Leo
Mira Ceti	Nova Vul 1670	η Aquilae
P Cygni	χ Cygni	β Lyrae
Nova Oph (SN 1604)	R Hya	δ Cephei

Po roce 1844 se díky vystoupení FRIEDRICHA W. A. ARGELANDERA (1799-1875) zvýšil zájem o výzkum proměnných hvězd, které slibovaly zjištění povahy hvězd samotných. Argelander přišel s jednoduchou metodou odhadování jejich jasnosti – relativním srovnáváním s hvězdami srovnatelné jasnosti, jež se nacházely v bezprostředním okolí studované hvězdy. Tato všeobecně dostupná pozorovací metoda sloužila po řadu desetiletí jak profesionálním astronomům, tak i astronomům amatérům, jimž konečně slouží doposud.[0])

Argelanderův soupis proměnných hvězd má v roce 1844 44 položky, Argelander začal označovat proměnné hvězdy v jednotlivých souhvězdích postupně písmeny R, S, …Z.

1880 byla známa už stovka proměnných, což umožnilo Edwardu C. Pickeringovi (1846-1919) provést jejich základní klasifikaci, jíž se přidržujeme doposud.

Během 19. století vzrost počet známých proměnných hvězd ze 12 na několik stovek. Příčinou a předpokladem byly: a) zvýšený zájem o hvězdy, b) spolehlivé hvězdné mapy, c) fotometrické přehlídky, d) na konci století i harvardské fotografické přehlídky a e) zapojení astronomů amatérů do výzkumu proměnných hvězd, což jim v podstatě umožnila Argelanderova stupňová metoda odhadu jasnosti.

Příčiny proměnnosti. Výzkum proměnných hvězd ve 20. století

Poznání *příčin proměnnosti* bylo zpočátku obtížné zejména pro velké množství typů proměnnosti. Nicméně počet proměnných hvězd narůstal a rýsovaly se již určitější skupiny proměnných hvězd s podobným chováním.

Spektroskopie ukázala, že většina ze známých proměnných hvězd má sytě oranžový nádech (miridy) se spektrem s molekulárními pásy. Soudilo se, že proměnnost je tu vlastností rozsáhlých chladných a hustých atmosfér. Protože se se změnou jasnosti měnila i spektra, byla Herschelova domněnka, že tyto hvězdy jsou posety tmavými skvrnami a ke změnám dochází v důsledku rotace, opuštěna. Zachována zůstala u některých polopravidelných proměnných hvězd, jejichž světelná křivka připomínala průběh výskytu slunečních skvrn.

Zcela jiným případem byl bílý Algol: V roce1880 Pickering oprášil již skoro sto let starou Goodrickovu domněnku o dvojhvězdné povaze proměnné hvězdy a dokázal, že výborně odpovídá pozorování. Z tvaru světelné křivky odvodil proměnnost i relativní rozměry obou složek.

---

[0]) Ale i zde, díky dostupnosti moderní detekční techniky (hlavně CCD) se postupně přechází od subjektivních pozorovacích k metodám objektivním.

O definitivní potvrzení domněnky se postaral v roce 1888 Hermann Vogel, když zjistil, že Algol je jednosložková spektroskopická dvojhvězda, jejíž křivka radiální rychlosti přesně odpovídá dvojhvězdnému modelu. Bezpečně tak byl kombinací fotometrických a spektroskopických pozorování prokázán mechanismus proměnnost i tzv. *zákrytových dvojhvězd*.

Po úspěchu u Algolu zkoušeli astronomové štěstí u *cefeid*. δ Cephei sice objevil už Goodricke, ale řádně ji zkoumala až W. Ceraski roku 1880. I když se jedná o přísně periodickou hvězdu, pokus o vysvětlení zákryty ve dvojhvězdě selhal. Hvězdy jsou v minimu jasnosti červenější než v maximu, světelná křivky je asymetrická, vždy má pomalý nárůst, rychlý pokles (!) Radiální rychlost je proměnná, což dává možnost výpočtu fiktivní trajektorie dvojhvězdy. Bohužel, jak v roce 1914 ukázal Harlow Shapley, trajektorie neviditelné složky by v mnoha případech zasahovala do jasnější hvězdy – jedna hvězda by obíhala v druhé.

K odhalování nových proměnných hvězd se začaly využívat velmi účinné fotografické metody – pořizovaly se skleněné archívy, v nichž se srovnávaly tytéž oblasti nebe. Počet známých proměnných hvězd během 20. století vzrostl ze 700 na dnešních asi 50 000.

Novou kvalitu v objevování proměnných hvězd znamená činnost astrometrické družice *Hipparcos*, která sama objevila 12 000 nových proměnných hvězd a proměnnost 8 200 hvězd potvrdila.

Základním katalogem proměnných hvězd v současnosti je tzv. *General Catalogue of Variable Stars* od roku 1948 vydáván v Moskvě (nyní již 5. vydání katalogu -1985) pod redakcí Nikolaje N. Samuse. Po ověření proměnnosti je nově nalezené proměnné hvězdě přiděleno označení příslušné proměnné v souhvězdí, v němž leží. Před latinským názvem souhvězdí ve 2. pádu, respektive jeho třípísmenovou zkratkou, se uvádí písmenová, či číselná kombinace, a to v tomto pořadí: R, S, T, …Z, RR, RS, RT, …RZ, SS, ST, …, SZ, TT,…ZZ, AA, AB, … [0]) QQ, QZ, V 343, V 344 …například V 3891 Sgr.

Existují však i jiné typy proměnných hvězd, které nebyly odhaleny pozorováním optickým – rentgenové nebo radiové zdroje.[0]) Tam se udávají jejich označení z příslušného katalogu, přičemž z označení proměnné hvězdy lze vyčíst i přibližnou polohu objektu na obloze, jelikož označení obsahuje v zaokrouhlené podobě rektascenzi a deklinaci hvězdy.

6.9 Metodika výzkumu proměnných hvězd

Světelná křivka

Světelná křivka je závislost hvězdné velikosti, či jasnosti sledovaného objektu na čase udávaného zpravidla v juliánských dnech. Hvězdná velikost se udává v magnitudách, někdy též v jejích zlomcích (milimagnitudách – mmag). Hvězdnou velikost proměnné hvězdy určujeme zpravidla relativně[0]), a to pomocí poměru jasnosti

[0]) V abecedě se nepoužívá písmeno J. Mohlo by se totiž snadno poplést s písmenem I.

[0]) Vzhledem k tomu, že optické protějšky proměnných rentgenových či rádiových zdrojů zpravidla též jeví proměnnost, jsou zařazovány mezi běžné proměnné hvězdy a označovány podle standardních zvyklostí.

[0]) Od pravidla se občas upouští, pokud se souběžně zpracovávají data o velkém počtu hvězd, která se získávají třeba celooblohovými snímky. Tuto metodiku používá např. *ženevská* fotomet-

zkoumané hvězdy j_h a jasnosti jiné, vhodně zvolené *srovnávací hvězdy* j_s, která by měla být hvězdou neproměnnou. Pak vynášíme na vertikální osu veličinu Δm:

$$\Delta m = -2{,}5 \log \frac{j_h}{j_s},$$

běžně však v opačném směru tak, aby při vzrůstu jasnosti šla světelná křivka vzhůru. Pokud je známa hvězdná velikost srovnávací hvězdy (tu můžeme určit i fotometrickým měřením vůči tzv. standardním hvězdám se známou hvězdnou velikostí), pak můžeme vynášet přímo hvězdnou velikost proměnné hvězdy v závislosti na čase.

Zpravidla bývá důležité uvést v jakém spektrálním oboru jsme jasnosti obou hvězd porovnávali. Měření můžeme provádět v instrumentálním fotometrickém systému, kde je spektrální citlivost určena jen vlastnostmi zemské atmosféry, přístroje a detektoru, mnohem lepší je však měření jasnosti provádět v několika spektrálních oborech vymezených speciálními filtry definujícími některý z používaných fotometrických systémů (*UBV* (*R,I,J*..), *uvby* aj.)

Detektorem světla hvězdy může být i lidské oko, to však podléhá spoustě obtížně redukovatelných subjektivních vlivů. Objektivnější výsledky dává fotografická deska (film), která však nereaguje na světlo lineárně. Detektorem, jehož charakteristika je lineární v širokém rozsahu intenzit, je fotonásobič a ale CCD prvek[0]), který v sobě spojuje výhody fotografie a fotonásobiče.

Čas pozorování

Světelné změny zpravidla vztahujeme k okamžiku pozorování vyjádřeného v juliánských dnech a jejich zlomcích. Juliánské datum je volně plynoucí časový údaj odpovídající počtu dnů, které uplynuly od jistého, časově dostatečně vzdáleného počátku. Čas[0]) pozorování vyjádřený v příslušném pásmovém (letním pásmovém) čase je nutno nejprve převést na čas světový (UTC) a pak na tzv. *geocentrické juliánské datum – JD_{geoc}*. Pokud nás zajímá například periodicita světelných změn toho kterého objektu, je praktické tento údaj vztáhnout na Slunce, které se v Galaxii v časové škále stovek let pohybuje rovnoměrně a přímočaře. Pomocí tzv. *heliocentrické korekce*[0]) se skutečné juliánské datum, v němž bylo pozorování na příslušné místě Země provedeno: JD_{geoc}, se převede na tzv. *heliocentrické juliánské datum – JD_{hel}*. Takto se pozorování provedené ze zrychleně se pohybující Země vztáhne na Slunce, které prostorem putuje mnohem rovnoměrněji.

---

rie, kde měření mnoha hvězd je redukováno na standardní systém a hvězdné velikosti proměnných jsou určovány zásadně statisticky jako chyby opakovaných měření.

[0]) Principiálním nedostatkem pozorování provedených pomocí CCD prvků je různý poměr signál/šum u hvězd s různou jasností, což je dáno faktem, že všechny zachycené objekty jsou zde pořízeny stejně dlouhou expozicí.

[0]) Problémy s určováním a udáváním času jsou zevrubně zmiňovány v učivu předmětů *Obecná astronomie* a *Astronomická pozorování*.

[0]) Heliocentrická korekce může dosáhnout maximálně 500 sekund. Pakliže se světelné změny dějí ve škále dní, pak je možné heliocentrickou korekci zanedbat a obě juliánská data ztotožnit.

Perioda světelných změn

U některých typů proměnných hvězd se pozorované světelné i jiné změny opakují se značnou pravidelností. Proměnnost hvězdy určuje nějaký *periodický děj*, jehož perioda pak odpovídá *periodě světelných změn* příslušné proměnné hvězdy. V některých případech se můžeme setkat i s kombinací několika periodických dějů, případně periodického děje s nějakými aperiodickými změnami, či trendy.

Vysledování periodicity proměnné hvězdy a nalezení délky periody jejích změn mnohé vypovídá o fyzikální podstatě pozorovaných změn i o proměnné hvězdě samotné. Navíc umožňuje stanovit předpověď chování hvězdy směrem do budoucnosti i do minulosti.

Pozor, ani po opravě na heliocentrický čas obecně nemusí pozorovaná perioda (frekvence) dějů souhlasit s periodou (frekvencí) tohoto děje, kterou by udal pozorovatel spojený s pozorovaným objektem, a to v důsledku Dopplerova jevu. V prvním přiblížení je tu rozhodující hodnota radiální rychlosti *RV*. Je-li *P´* pozorovaná perioda, *f´* pozorovaná frekvence a *P* vlastní perioda, *f´* vlastní frekvence, pak platí jednoduchá relace:

$$\frac{P}{P'} = \frac{f'}{f} = 1 - \frac{RV}{c} .$$

Jestliže se k nám objekt blíží, jeví se nám frekvence dějů, které tam probíhají, vyšší, vzdaluje-li se, je tomu naopak. Tento vztah je důležitý i v situaci, kdy se radiální rychlost mění – třeba v důsledku oběžného pohybu Země nebo složek dvojhvězdy.

V katalozích jsou však výhradně uváděny periody pozorované, a to z toho důvodu, že u řady objektů velikost radiální rychlosti neznáme. Ta se standardně měří z posunu spektrálních čar, jejichž laboratorní frekvence (vlnové délky) známe.

V pozorovatelské praxi se lze setkat s rozličnými modifikacemi i stupni periodicity proměnnosti:

a) ideální proměnnost – světelné křivky získané v různých cyklech jsou v rámci přesnosti měření zcela identické;
b) sekulární (dlouhodobé) změny – tvar světelné křivky nebo délka periody se dlouhodobě mění;
c) více period – světelná křivka je výsledkem superpozice několika periodických změn, probíhajících nezávisle a s různými, zpravidla nesoudělnými periodami nebo frekvencemi;
d) aperiodické (neperiodické) změny, trendy – přes periodické změny se překládají aperiodické změny a trendy, které periodické změny modulují a mění jejích úroveň.

Reálná pozorování je zpravidla obtížné hned správně rozšifrovat, a to hned z několika důvodů:

- pozorování jsou vždy zatížena chybami, ať už *náhodnými*, s nimiž se dokáže dosti dobře vyrovnat teorie chyb nebo tzv. *vyrovnávací počet*, nebo *systematickými*, jež nelze redukovat bez znalosti příčin toho, proč vznikají;
- zřídkakdy se nám podaří pozorováním v jednom kuse získat celou světelnou křivku dostatečně dobře pokrytou body.

Z těchto důvodů se jako výhodné jeví využít periodičnosti dotyčné proměnné hvězdy a pozorované úseky světelné křivky získané v různých cyklech seskládat do jediné své-

telné křivky obsahující všechna pozorování. K tomu je nutno znát tzv. *světelné elementy*.

Světelné elementy. Skládání pozorování

Světelnými elementy proměnné hvězdy s jednou periodou světelných změn jsou *perioda* a juliánské datum nějakého významného okamžiku, od něhož pak začínáme počítat tzv. *fázi* světelné křivky. V tomto okamžiku jasnost hvězdy zpravidla dosahuje jednoho z extrému – maxima (u cefeid) nebo minima (u zákrytových dvojhvězd). Pomocí okamžiku *základního minima* nebo *základního maxima* M_0 v juliánském datování a periody P vyjádřené ve dnech, lze pak předpovědět heliocentrické juliánské datum příslušného extrému podle vztahu:

$$JD_{hel}(\text{Max., min.}) = M_0(\text{Max., min.}) + E \cdot P,$$

kde E je tzv. epocha, číslo cyklu, matematicky jde vždy o celé číslo. Předpověď pro Zemi JD_{geoc} zjistíte z JD_{hel} odečtením heliocentrické korekce.

Pro konstrukci *skládané světelné křivky* využíváme pak tzv. (*fotometrické*) *fáze* proměnné hvězdy φ:

$$\varphi(t) \;=\; \text{FRAC}\left[\frac{JD_{hel}\,(t) - M_0}{P}\right].$$

Fáze proměnné hvězdy tak zastupuje čas, nabývá hodnot od 0 do 1.

Rozptyl bodů zkonstruované skládané světelné křivky může být výsledkem:

a) rozptylu (náhodných chyb) měření;
b) aperiodičností světelných změn, případně světelných změn probíhajících s jinou periodou;
c) nepřesností stanovení periody.

Graf (*O* – *C*)

Sledujeme–li nějaký významný okamžik světelné křivky (minimum, maximum) určité proměnné hvězdy po delší dobu, je vhodné zkonstruovat si tzv. *graf* (*O* – *C*), což je časová závislost rozdílu okamžiku pozorovaného extrému (*O* – O*bserved*) a vypočteného okamžiku (*C* – C*alculated*). V grafu (*O* – *C*) se na vodorovnou osu však častěji než čas udává epocha.

Interpretace pozorovaného grafu (*O* – *C*) je jednou z nejúčinnějších „diagnostických“ metod chování periodických proměnných hvězd. V případě, že grafem (*O* – *C*) je:

a) přesně vodorovná přímka procházející (*O* – *C*) = 0, pak je to indikace skutečnosti, že hvězda má jen jednu periodu světelných změn a že použité světelné elementy jsou v pořádku. Tyto „bezproblémové“ hvězdy je možno bez obav na několik let opustit a věnovat se jiným.
b) vodorovná přímka neprocházející (*O* – *C*) = 0. To znamená, že perioda je jediná, určena je správně, zato okamžik základního minima nebo maxima si opravu vyžaduje.
c) šikmá přímka procházející bodem $E = 0$, (*O* – *C*) = 0, ukazuje, že okamžik základního extrému je určen správně, periodu je nutno opravit o směrnici přímky proložené závislostí (*O* – *C*);*E*: $\delta P = \mathrm{d}(O - C)/\mathrm{d}E$.

d) parabola svědčí o tom, že se perioda lineárně zkracuje nebo prodlužuje (parabola otevřená vzhůru - například při tzv. pomalém přenosu látky mezi složkami algolidy.)
e) polynom vyššího stupně. Změny periody jsou komplikovanější, do vzorce pro předpověď okamžiku extrému nutno zavést další členy, jde v podstatě o Taylorův rozvoj se středem v epoše $E = 0$:

$$JD_{hel} = M_0 + E\,P + E^2 \frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}E} + \dots ,$$

f) sinusoida nebo podobná funkce. Zde je nepřirozenějším vysvětlením fakt, že proměnná hvězda obíhá kolem společného těžiště v soustavě s jinou hvězdou, která se jinak spektrálně nebo i světelně nemusí projevovat. Jde o tzv. *light-time effect*.

Fiktivní periody

Jen výjimečně si můžeme být hned od počátku jisti, že perioda světelných změn, kterou se nám podařilo stanovit, je skutečně reálná. Nejčastěji se dopustíme těchto přehmatů:

a) reálná perioda je ve skutečnosti dvojnásobná, ve světelné křivce jsou dvě na první pohled nerozeznatelné vlny. Zde je vhodné buď zpřesnit pozorování (zvětšit jejich počet), nebo získat dodatečnou informaci o periodicitě změn jinak než fotometricky;
b) skutečná perioda je s fiktivní periodou v poměru malých přirozených čísel – to byl i případ periody Merkuru, o němž se až donedávna soudilo, že jeho oběžná perioda se shoduje s rotační;
c) perioda konjugovaná P_c je fiktivní perioda, která se objevuje tehdy, když pozorujeme objekt vždy v nějaký přesně definovaný okamžik, třeba když hvězda právě prochází meridiánem, čili ve stejný moment hvězdného dne. Vztah mezi konjugovanou a reálnou periodou P_r je dán tzv. *Tannerovým vztahem*:

$$\frac{1}{P_c} = \frac{1}{P_v} \pm \frac{1}{P_r} ,$$

kde je tzv. vzorkovací perioda, neboli perioda, z níž se provádí pozorování. Nejčastěji to bývá jeden hvězdný den[0]) (P_v = 0,99727 d), ale může to být i tropický rok nebo jiná perioda.

Hledání period

S problémem hledání periody se nejčastěji setkáváme u nově objevených proměnných hvězd. Víme o nich, že se mění, z celistvých úseků pozorování její světelné křivky můžeme usuzovat na délku periody. Běžně je to tak, že máme řadu pozorování hvězdné velikosti hvězdy v různých časových okamžicích: $\{m(t_i)\}$ z různých nocí.

Zkušení pozorovatelé doporučují, abychom se dříve, než se pustíme do vyšetřování pozorování pomocí komplikovaných matematických metod, které většinou vyžadují solidní výpočetní techniku, pokusili odhadnout periodu metodami vyžadujícími jen milimetrový papír, tužku a tu nejjednodušší kalkulačku. V prvé řadě byste si měli vynést do grafu pozorované světelné změny v prostém čase: tím si rázem uděláte představu o tom, jakou povahu tyto světelné změny mají a v jakém rozsahu máte případnou periodu hledat. Pokud budete v závislosti schopni vytipovat okamžiky maxim a minim, je možno periodu najít tak, že intervaly mezi nimi zkusmo dělte malými celý-

[0]) Zde je nejspolehlivějším lékem na odlišení obou period je pozorování z dalších míst o různé zeměpisné délce

mi čísly a pokoušíte se najít všeobecnou shodu. Teprve pak, ať už se to podaří nebo nepodaří, je rozumné zapojit do hry i „vznešenější“ metody hledání period.

Metod, jak zjistit možnou periodu světelných změn je celá řada. Na tomto místě uvádíme jen jejich základní myšlenky:

a) V zadaném intervalu postupně měníme periodu. Pro libovolně zadaný okamžik počítání fází (například pro úplně první měření jasnosti v souboru: t_1) a pro periodu měněnou po vhodných krocích, vypočítáme vždy nové fáze pro jednotlivé okamžiky měření. Pak všechny dvojice fáze–hvězdná velikost setřídíme podle fází a vypočteme sumu absolutních velikostí rozdílů hvězdných velikostí po sobě následujících fází. Tím dotyčné periodě přisoudíme jisté číslo, funkcionál S. Pak sledujeme průběh funkce $S(P)$ a hledáme v jejím průběhu minima. Pakliže jsou odchylky náhodné, pak platí, že perioda děje odpovídá minimální hodnotě funkcionálu S. Popsaná metoda má tu nevýhodu, že se v ní musí při každém kroku třídit, což je časově náročné. Vhodnější je proto hledat jiné algoritmy, které toto nevyžadují.

b) Další metoda je založena na tom, že již předem něco o výsledné světelné křivce předpokládáte, například, že ji lze s postačující přesností popsat harmonickým mnohočlenem 2. stupně:

$$f(\varphi) = A + B \sin(2\pi\varphi) + C \cos(2\pi\varphi) + D \sin(4\pi\varphi) + E \cos(4\pi\varphi),$$

a pro tuto funkci hledat metodou nejmenších čtverců takovou kombinaci 6 parametrů (A .. E, P), pro níž by byl funkcionál metody nejmenších čtverců S:

$$S = \Sigma [m(t_i) - f(\varphi_i)]^2$$

minimální. Toto je standardní úloha, jíž se současně najde nejen základní perioda funkce, ale i průběh světelné křivky. Postup selhává tehdy, když se vzhled světelné křivky hodně liší od předpokladu. K tomu ovšem dochází jen zřídka.

c) Často se též využívá standardní procedury Fourierovy transformace, kde se pozorování převádějí z prostoru času do prostoru frekvencí. Zde je třeba být při výběru reálných period velmi obezřetní, neboť většinou se vám zde nabízejí falešné periody související spíše s vlastnostmi určité periodicity pořizování dat (vzorkování – sampling).

6.10 Mechanismy proměnnosti hvězd

Typy proměnných hvězd

S tím, jak v historii rostl počet známých proměnných hvězd, vyvstávala i potřeba rozčlenit je do určitých typů objektů se stejným chováním a také asi stejnou příčinou svých změn. V současnosti je takových základních typů proměnnosti známo přes padesát. Obvykle se tato skupina označuje podle první prozkoumané hvězdy dané skupiny: tak například *hvězdy typu W Ursae Majoris* jsou zákrytové dvojhvězdy s vlastnostmi podobnými jejich hlavní představitelce W Ursae Majoris.

Hlavním rozlišovacím znakem vždy byl a ještě stále je vzhled *světelné křivky*. S rozvojem pozorovací techniky přes vizuální odhady, fotografii, fotonásobiče až po CCD prvky, se neustále zlepšuje přesnost pozorování (v současnosti standardně několik tisícin magnitudy) i jeho časové rozlišení (až 10^{-4} s). Časem nabyly na důležitosti další rozlišovací znaky příslušnosti k určitému typu proměnnosti: vzhled spektra, spektrální změny (změny intenzity, ekvivalentní šířky a profilu spektrálních čar), změny radiální rychlosti.

Spektrální výzkum, výzkum kinematiky proměnných hvězd v Galaxii a měření paralax novými astrometrickými metodami (Hipparcos) umožnily odhadnout vzdálenosti řady jednotlivých proměnných hvězd a vypočítat jejich absolutní hvězdné velikosti. Tím bylo umožněno znázornit jednotlivé typy proměnných hvězd v ploše *H-R diagramu*. Tento zcela nový pohled na problematiku výzkumu proměnných hvězd ukázal, že určité typy proměnných hvězd zde zaujímají své specifické místo. Poloha konkrétní hvězdy na H-R diagramu je dána její hmotností a vývojovým stadiem. Z tohoto pohledu se hvězdná proměnnost začala vykládat jako jistá „nemoc", kterou si hvězda v průběhu svého vývoje chtě nechtě musí prodělat (obdoba tzv. dětských nemoci).

Ale ani tento vyšší stupeň poznání nepřináší odpověď na základní otázky: „Jak a proč se jasnost proměnných hvězd mění?" K tomu je zapotřebí nejprve vytipovat několik *základních mechanismu hvězdné proměnnosti* a pomocí nich a teorie hvězdné stavby zkonstruovat soubor základních *modelů proměnnosti*. Pak je možné rozebírat vlastnosti a chování reálných proměnných hvězd, jejichž proměnnost lze zpravidla vyložit spolupůsobením několika mechanismů proměnnosti.

Základní členění mechanismů proměnnosti

Mechanismy proměnnosti proměnných hvězd dělíme do dvou základních typů, na mechanismy:

A) **geometrické**, kde se světelný tok z hvězdy nebo hvězdné soustavy neměnní, mění se však její svítivost

B) **fyzické**, neboli skutečné proměnné hvězdy, u nichž se reálně mění jejich zářivý výkon v daném spektrálním oboru.

Podle tohoto základního členění dělíme proměnné hvězdy na *fyzické proměnné hvězdy* a *geometrické proměnné hvězdy*.

GEOMETRICKÉ PROMĚNNÉ HVĚZDY

6.11 Rotující proměnné hvězdy

Ke změnám geometrie (úhlu pohledu) proměnné hvězdy vůči pozorovateli dochází ze dvou základních důvodů:

a) sledovaná hvězda rotuje, což je ovšem zcela standardní situace;

b) hvězda je členkou podvojné soustavy, což je rovněž velmi časté.

Má-li se při těchto změnách hvězda měnit, musí být splněna podmínka, že její záření musí vykazovat jisté odchylky od přísně osové symetrie. Fakt, že některé rotující hvězdy a dvojhvězdy viditelné světelné variace nevykazují, je dán skutečností, že záření těchto hvězd je nesmírně izotropní, jejich fotosféry jsou fotometricky značně homogenní, jejich tvar je velmi přesně osově symetrický.

Magnetické hvězdy

U rotujících proměnných hvězd bývá příčinou osové asymetrie přítomnost silného magnetického pole. Je-li to magnetické pole zhruba dipólové, musí ještě platit, že osa tohoto dipólu nesmí souhlasit osou rotační, což je však většinou splněno. Pozo-

rované změny jsou přísně periodické, perioda odpovídá rotační periodě objektu. Ta bývá velmi rozmanitá: od 10^{-4} s u těch nejrychlejších *pulzarů*[0]) až po několik let u zvlášť pomalu rotujících chemicky pekuliárních hvězd.

Tyto proměnné hvězd vykazují světelné změny s nevelkou amplitudou (do 0,1 mag). Jde o *magnetické chemicky pekuliární hvězdy*[0]) (Ap hvězdy) se silným globálním magnetickým polem s výraznou dipólovou strukturou. Povrchové chemické složení těchto hvězd je odlišné od chemického složení vnitřních částí v důsledku velmi pomalých procesů, při nichž jsou některé ionty vypuzovány do svrchnějších částí fotosféry, jiné klesají dovnitř hvězdy.

Makroskopické magnetické pole v různé míře stabilizuje povrchové vrstvy hvězdy, což se pak projeví různých chemickým složením v horizontálním směru. Záření vystupující z různých částí fotosféry pak vykazuje rozdílné rozložení energie ve spektru, přičemž ovšem efektivní teplota je tu ve všech bodech stejná.

S tím, jak se vůči nám hvězda otáčí, předvádí nám různě „barevné“ partie svého povrchu. To vede ke změnám jasnosti v různých spektrálních oborech, běžně pozorujeme vzájemně opačné orientované světelné křivky. Pozorované rotační periody se pohybují v rozmezí asi půl dne až několik desítek či stovek dní.

Hvězdná aktivita

Osovou anizotropii záření rotující hvězdy mohou vyvolat i mohutná lokální magnetická pole tzv. *aktivních oblastí*, na něž se vážou další projevy hvězdné aktivity, zejména dlouho žijící *fotosférické skvrny* podobné slunečním skvrnám. Tyto skvrny jsou temnější z toho důvodu, že fotosféra v těchto oblastech je chladnější než jinde. Příkladem proměnných hvězd, u nichž existence rozsáhlých oblastí pokrytých skvrnami hraje v jejich proměnnosti rozhodující roli, jsou *hvězdy typu RS Canum Venaticorum*, přezdívané i jako „skvrnití psi“. U těchto hvězd mohou chladnější skvrny pokrývat až polovinu povrchu hvězdy. Světelné změny mohou dosahovat až několika desetin magnitudy.

6.12 Dvojhvězdy

Perioda pozorovaných změn souhlasí s periodou oběhu. Anizotropie ve dvojhvězdách, zejména těch těsných, je dána jejich vzájemným zastiňováním a vzájemným ovlivněním (interakcí) jejich složek.

Zákrytové dvojhvězdy

Zde je anizotropie dána tím, že se složky dvojhvězdy navzájem stíní – do prostoru vrhají stín a polostín, jejichž hranice mají podobu dvou souosých dvojkuželů o vrcholových úhlech $2\alpha_2$ a $2\alpha_1$, s osou na spojnici středů obou hvězd. S ohledem na to, že rozměry soustavy lze vůči její vzdálenosti vždy zanedbat, můžeme předpokládat, že vrcholy obou dvojkuželů splývají.[0])

Interagující dvojhvězdy

Dalším jevem způsobujícím osovou anizotropii záření vzhledem k ose orbitálního pohybu je *slapová deformace složek* v těsných systémech. Komponenty nabývají kap-

[0]) Viz *Radiové pulzary* v kapitole 5.4 *Neutronové hvězdy*.

[0]) Viz např. Sidney C. Wolffová (1983) nebo Zdeněk Mikulášek (1980)

[0]) Viz kapitola 6.5 *Zákrytové dvojhvězdy.*

kovitý tvar. Jak se soustava otáčí, mění se jejich průřezy kolmé na směr k pozorovateli a tím i pozorovaná jasnost. Dalším momentem je zde fakt, že jas slapově deformovaných hvězd není všude stejný, menší je v oblastech s menším gravitačním zrychlením. U těsných zákrytových dvojhvězd to pak znamená, že se v důsledku slapové deformace složek jasnost soustavy mění i mezi zákryty.

Jiným efektem, který u těsných soustav hraje důležitou roli, je tzv. *efekt odrazu*, vyjadřující fakt, že se hvězdy navzájem osvětlují. Toto záření se ve fotosférách jejich kolegyň dílem rozptýlí a vyzáří do prostoru, dílem se absorbuje a slouží k nahřátí svrchních vrstev této hvězdy. V každém případě to vede ke skutečnosti, že jas k sobě přivrácených částí hvězd je větší, než jas částí odvrácených. Při oběhu nám pak hvězdy natáčejí různé části svých fotosfér, což se projeví periodickým kolísáním jasnosti soustavy.

Zvláště významný je efekt odrazu v takových soustavách, kde jednu složku tvoří normální hvězda a druhou je zhroucená složka, která v důsledku akrece látky pocházející z normální složky vyzařuje do prostoru mocné rentgenové záření. To se v povrchových vrstvách druhé komponenty zachytí a nahřeje její fotosféru až o 1000 kelvinů. Vzhledem k tomu, že se rentgenová složka v optickém oboru neprojevuje a je velice malá, takže ani nic nezakryje, pozorujeme jen světelné projevy natáčení normální složky. Jde tedy vlastně o svéráznou rotující proměnnou hvězdu s nestejnými polokoulemi.

V těsných dvojhvězdách často dochází k výměně látky mezi složkami, v soustavě pozorujeme *plynné proudy*, *akreční disky*, *horké skvrny*. Tato látka a útvary v ní se projevují i vlastním záření nebo absorpcí záření složek dvojhvězdy. Během oběhu se konfigurace této látky mění, mění se i světelný příspěvek látky mezi složkami. Interpretace těchto světelných změn je nesnadná, protože je obtížné sestrojit dobře fyzikálně fungující modely zohledňující všechny důležité procesy probíhající v soustavách s masivním přetokem látky.[0])

FYZICKÉ PROMĚNNÉ HVĚZDY

U těchto proměnných hvězd dochází k reálným změnám jejich charakteristik v čase, které se přitom mohou týkat různých částí hvězdy nebo jejího okolí. Jde o změny:

a) v okolí hvězdy
b) v povrchových vrstvách, většinou projevy hvězdné aktivity
c) v podpovrchových vrstvách, nejčastěji pulzace
d) v jádru – rychlé fáze hvězdného vývoje, supernovy

6.13 Nestacionární děje v okolí hvězdy

Kolem hvězd se často nachází množství opticky aktivního materiálu. Jeho původ je různý. Mohou to být třeba zbytky zárodečného materiálu, který nebyl spotřebován na stavbu hvězd. S takovým materiálem se často setkáváme u velmi mladých hvězd typu T Tauri, FU Orionis. Může to být v průběhu pokročilejšího vývoje hvězdy odvr-

[0]) V případě horkých interagujících dvojhvězd, projevujících se jako hvězdy se závojem, nalezli Svatopluk Kříž s Petrem Harmancem (1975) důkazy o zákrytech hvězd plynným proudem mezi složkami.

žená obálka hvězdy (hlavně novy a supernovy). Při expanzi obálky dochází ke střetu s okolní mezihvězdnou látkou, vznikají zde rázové vlny, materiál se při střetu nahřívá na teplotu milionů kelvinů, což vede ke vzniku měkkého rentgenového záření. Z hvězd se do prostoru může dostat látka i méně násilným způsobem – hvězdným větrem a pulzacemi hmotných hvězd a hvězd v pozdním stadiu jejich vývoje.

Látka ve dvojhvězdách

U interagujících dvojhvězd navíc přistupuje látka, kterou si složky během svého vzájemného soužití navzájem vyměňují. Zde bývá uloženo nejvíce látky v tzv. *akrečním disku*, prstenci kolem látku přijímající složky, který zde vzniká z toho důvodu, že přetékající látka si s sebou nese jistý moment hybnosti a ten jí nedovolí dopadnout přímo na hvězdu-příjemkyni. Akreční disk může absorbovat a rozptylovat světlo složek, mívá však i vlastní zdroj energie, který materiál disku zahřívá na teplotu několika tisíc kelvinů. Je to jeden z důsledku turbulentního tření, jímž se v rámci disku zajišťuje tok momentu hybnosti z vnitřních částí disku do vnějších. Během tohoto procesu klesá materiál z vnitřních partii na hvězdu, uvolňuje se potenciální energie, která se z větší části mění v energii neuspořádaného pohybu mikročástic.[0])

Zmíněný proces s ohledem na povahu tření (turbulentní) zpravidla není spojitý, v některých případech se „zapne“ naráz a dojde k prudkému uvolnění energie, která pak vyvolá přímo explozi, vzplanutí. Takto si vysvětlujeme vzplanutí *trpasličích nov*.

Trpasličí novy jsou těsné dvojhvězdy sestávajících ze zhroucené složky – bílého trpaslíka – a normální hvězdy, jež vyplňuje svůj Rocheův lalok. Tato složka neustále dodává látku do akrečního disku, kde, pokud hustota převýší jistou kritickou mez, se náhle rozvine turbulence, která je s to způsobit, že část disku spadne do gravitačního jícnu bílého trpaslíka. Rychlým sestupem části látky dovnitř se uvolní značné množství energie, což se projeví i optickým zjasněním o několik magnitud.

Světelná křivka je jistou miniaturou vzplanutí novy – pozorujeme zde náhlé zjasnění, trvající desítky hodin, po němž následuje pomalejší, dny trvající pokles. Poté soustava přejde do klidového stavu a přenos látky z druhé složky pokračuje. Vzplanutí trpasličích nov se opakují s časovou prodlevou několika měsíců.

Dalším zdrojem nestability bývá i plynný proud přinášející hmotu do akrečního disku. Přetok nebývá obecně stacionární, látka se ke druhé složce dostává po jistých dávkách. Na styku plynného proudu, vystupujícího z Lagrangeova bodu, s akrečním diskem vzniká tzv. *horká skvrna*, jež může být i nejvydatnějším zdrojem světla v soustavě trpasličích hvězd. Její momentální teplota i rozsah pak v rozhodující míře ovlivňuje pozorovanou jasnost soustavy. Nestacionárnost přenosu se projevuje i tzv. *mihotáním* (flickeringem) světla horké skvrny.

---

[0]) Je třeba dodat, že mince přerozdělování momentu v rámci disku má i svou druhou stranu, jíž je únik látky do prostoru. Že k tomuto ději vskutku dochází, potvrzují i nedávné třírozměrné hydrodynamické výpočty krymských astronomů D. V. Bisikala, O. A. Kuzněcova, A. A. Bojarčuka a V. M. Čečetkina.

6.14 Nestacionární děje na povrchu hvězdy

Vnější příčiny

Nejčastější vnější příčinou nestacionárních procesů ve fotosférických vrstvách hvězd je dopad látky zvnějšku. Zde je nejčastějším zdrojem přenos látky v těsných dvojhvězdách.

Příkladem mohou být třeba *klasické novy*, což jsou těsné dvojhvězdy sestávající z bílého trpaslíka a normální trpasličí složky, jež vyplňuje svůj Rocheův lalok. Látka bohatá na vodík, jež vytéká z této složky, se přes zásobník v akrečním disku kolem bílého trpaslíka postupně ukládá na jeho povrchu. Tíha přenesené látky stlačuje degenerovanou hvězdu, která postupně mírně kontrahuje. Uvolněná gravitační energie se z části transformuje na vnitřní energii a vede k postupnému zvyšování teploty hvězdného nitra.

Neohřívá se ovšem jen nitro, ale i vrstva s přeneseným materiálem bohatým na vodík. Vzroste-li v ní teplota nad určitou tzv. zápalnou teplotu, dojde k zažehnutí *překotných termonukleárních reakcí* (*CNO* cyklus), jejichž prostřednictvím se ve velmi krátké době uvolní značné množství energie. Ta způsobí explozi vnějšku hvězdy, který se do prostoru rozletí rychlostí několika tisíc km/s. Pozorujeme pak vzplanutí klasické novy, při němž se soustava náhle zjasní o 7 až 19 magnitud. Pak následuje pomalejší, řadu měsíců trvající pokles. Nastupuje znovu klidné mezidobí o délce řádově 10^5 let, při němž se na bílém trpaslíku, jenž předchozím vzplanutím nijak neutrpěl, znovu uloží kritické množství jaderné třaskaviny a k explozi dojde znovu.

6.15 Sluneční činnost a její projevy

Pokud bychom Slunce pozorovali ze vzdálenosti desítky parseků, pak bychom nejspíše konstatovali, že se jedná o mimořádně klidnou, stacionární hvězdu s jistými náznaky časově proměnné úrovně hvězdné aktivity. Do seznamu proměnných hvězd by se kvůli tomu zaručeně nedostalo. Nicméně, Slunce je blízko a projevy jeho aktivity lze sledovat v detailech, které jsou u vzdálenějších hvězd hudbou hodně vzdálené budoucnosti. A to je také důvod, proč se „proměnností“ naší denní hvězdy budeme zabývat.

Aktivní oblast a její vývoj

Sluneční činnost nebo též *sluneční aktivita* je souhrnný název pro komplex přechodných jevů, projevů aktivity, které jsou vesměs spojeny se vznikem, existencí a rozpadem lokálních magnetických polí o indukci 0,12 až 0,45 teslů. Tyto oblasti, jež jsou centrem aktivity, jsou nazývány *aktivní oblasti*.

Životní doby aktivních oblastí se počítají na dny i měsíce, nejmohutnější aktivní oblasti mohou pokrývat až desetinu celkové výměry slunečního kotouče.

Vývoj aktivní oblasti má svůj odraz ve všech vrstvách sluneční atmosféry. Vše začíná tak, že se v aktivní oblasti nejprve objevují flokulová pole sledovatelná dobře ve výrazných spektrálních čarách Ca II, H a K. V těchže místech se pak objeví skupina fotosférických slunečních skvrn, chromosférické erupce, jejichž ohniskem je (navzdo-

ry názvu) sluneční koróna, aktivní protuberance zasahující až do koróny a vše končí postupným rozpadem a vymizením chromosférického flokulového pole.

Projevy sluneční činnosti

- Sluneční skvrny jsou fotosférickými útvary a jsou tudíž nejnápadnějšími projevy sluneční aktivity. Jsou to rozsáhlé plochy fotosféry, o rozměrech 100 až 20 000 km, s efektivní teplotou nižší asi o 1 200 K než je teplota okolí. Jejich bolometrický jas (zář) je tak zhruba poloviční oproti okolní fotosféře. Maximálně pokrývají 10^{-4} až 10^{-3} celkové plochy slunečního kotouče. Mají leckdy komplikovanou strukturu; zpravidla u nich můžeme vysledovat temné jádro (umbru) obklopené polostínem (penumbrou).

  Jejich sníženou teplotu zpravidla vysvětlujeme jako důsledek potlačení konvektivního přenosu energie silným magnetickým polem, které brání postupu horkého plazmatu z nitra na povrch napříč magnetických siločar.
- Chromosférické erupce jsou mimořádně mohutné, krátkodobé jevy s množstvím průvodních efektů. Ohniska erupcí se zpravidla nacházejí na rozhraní chromosféry a koróny. Zde dojde k náhlému uvolnění energie, a to nejspíše v důsledku tzv. „magnetického zkratu“ – propojení komplikované magnetické struktury jednodušším způsobem – tedy nakrátko. Prudké zahřátí řídkého materiálu spodní části koróny vede k jeho expanzi. Ta se brzy mění doslova k explozi, ke vzniku mohutné rázové vlny. Postupující rázová vlna stlačuje a zahřívá na vysokou teplotu materiál, s nímž se setkává. Viditelné projevy má pravidelně v chromosféře, někdy rázová vlna dospěje až do fotosféry. Tehdy dojde k vnějšímu zahřátí této vrstvy, dojde k tzv. *bílé erupci*.

  Při zvlášť silných slunečních erupcích se uvolňuje výkon až 10^{23} wattů, což představuje asi 1/4000 zářivého výkonu hvězdy. Celý děj trvá několik sekund. Při erupci dochází k emisi záření všech vlnových délek, zpravidla ji doprovází i výron nabitých částic do prostoru. Zcela výjimečně může dojít k takovému urychlení nabitých částic, že zde proběhnou i některé jaderné reakce.

  Pozorování chromosférických erupcí je, s ohledem na jejich krátké trvání, svízelné. Nejčastěji se tak děje monitorováním slunečního kotouče v chromosférické čáře Hα. Jen velmi pilným pozorovatelům se podaří párkrát v životě zahlédnout erupci jako oslnivý bod při běžném pozorování fotosféry – tyto tzv. *bílé erupce* jsou nesmírně vzácné. Mnohem nadějnější je sledovat erupce v rentgenovém oboru nebo i v oboru radiových vln, kde je možné zaznamenat i relativně slabé jevy.
- Protuberance jsou oblaky relativně hustého a chladného plazmatu vnořená do koróny, podpíraná v prostoru zamrzlým magnetickým polem. Teplota protuberancí činí asi 4500 kelvinů, hustota je nejméně o 2 až 3 řády vyšší než hustota okolního koronálního materiálu. Protuberance v podobě fantastických mostů, smyček, pochodní či chocholů dosahují výšky řádově 10^5 km nad fotosférou. Vzhled protuberancí je určen strukturou magnetického pole, které zpravidla vystupuje z některé z aktivních oblastí. Trvají řádově dny. Podle chování dělíme protuberance na *ak-*

tivní protuberance a *klidné protuberance*, které jsou typické pro doznívání vývoje aktivní oblasti.

K pozorování protuberancí se s výhodou používá tzv. *protuberanční koronograf*, kde se po odstínění kotoučku fotosféry sleduje okolí Slunce v čáře Hα. Tam jsou protuberance opticky husté. Projevují se též při sledování Slunce v čáře H nebo K, kde se na disku jeví jako různě stočené temné *filamenty*. Jde o průmět protuberance na sluneční kotouč. Tmavší jsou s ohledem na svou nižší teplotu.

- Koronální transienty jsou gigantické výbuchy v koróně, k nimž dochází asi jedenkrát denně. Jde o procesy s energií srovnatelnou s těmi nejmohutnějšími erupcemi (až 10^{26} joulů), které jsou schopny rychlostí 100 až 500 km s^{-1} vypudit takřka veškerou látku korány v sektoru až 40°. Jsou důsledkem kompletní přestavby struktury magnetického pole v okolí Slunce.
- Koronální díry jsou ty oblasti korány, kde jsou magnetické siločáry otevřeny směrem do prostoru, odkud tedy může ionizovaný materiál uniknout z okolí Slunce. Stabilní koronální dírou jsou oblasti v blízkosti magnetických pólů.

Periodicita sluneční činnosti

Již dávno bylo zjištěno, že mohutnost projevů sluneční aktivity kolísá v cyklech s délkou 8 až 13 let. Během cyklu se mění jak střední poloha aktivních oblastí na slunečním povrchu, tak i pravděpodobnost jejich vzniku a výskytu. Tento přibližně jedenáctiletý cyklus sluneční činnosti je zřejmě neobyčejně persistentní, doklady o něm nacházíme již ve druhohorních usazeninách.

Na počátku slunečního cyklu se aktivní oblasti objevují převážně ve vyšších heliografických šířkách (asi 30°), postupně začnou sestupovat k rovníku. Graf heliografické šířky výskytu jednotlivých aktivních oblastí (respektive slunečních skvrn) v závislosti na čase má charakteristický tvar motýlích křídel, proto se mu běžně říká *motýlkový diagram*. Jednotlivé cykly se poněkud překrývají, ve sluneční fotosféře pak můžete pozorovat někdy současně skvrny ze dvou po sobě následujících cyklů.

Jedním z hlavních problémů kvantifikace sluneční činnosti je nalezení vhodných parametrů, charakteristik, které by mohutnost sluneční aktivity reálně vyjadřovaly. Byla vytvořena řada indexů aktivity, historicky nejstarší je *relativní číslo R*, opírající se o počty slunečních skvrn a jejich skupin:

$$R = 10\,f + g,$$

kde f je počet skupin slunečních skvrn, g je celkový počet skvrn viditelných momentálně na slunečním kotouči.[0]) V minimu sluneční činnost se setkáváme i se situací, kdy $R = 0$, naopak v maximu relativní číslo dosahuje hodnoty 200.

Relativní číslo coby realistický index sluneční aktivity bývá často kritizováno, poukazuje se na umělost jeho definice i na nereprodukovatelnost, nicméně relativnímu

[0]) Vzhledem k tomu, že relativní čísla stanovená pomocí různě kvalitních přístrojů a v různých astroklimatických podmínkách se obecně liší, zavádí se ještě jistá kalibrační konstanta k, která tuto skutečnost zohledňuje a individuální relativní čísla redukuje na absolutní relativní čísla vztahem:

$$R = k\,(10\,f + g).$$

číslu nelze upřít jeho základní výhodu – velice dlouhou a nepřerušenou řadu měření. To umožňuje v zásadě hledat i dlouhodobější periodicitu sluneční aktivity.

Dokázána je existence cyklu, jež je přesným dvojnásobkem cyklu základního. Během něho dojde k přepólovaní a k návratu k původní polaritě u dipólového globálního magnetického pole, objevuje se změna v polaritě magnetického pole u dvojic slunečních skvrn.[0]) Skutečná délka cyklu sluneční aktivity je tak v průměru 22 let, 11 let je v podstatě perioda falešná, tak jak jsme o ní hovořili v podkapitole 7. 2.

V literatuře najdete zmínky o delších periodách, jejich průkaznost je však sporná, což platí i o periodě osmdesátileté, o níž se hovoří nejčastěji. Naproti tomu jsou dobré důkazy pro sekulární kolísání sluneční aktivity v časové škále stovek let. V 17. století například takřka sluneční činnost takřka zcela vysadila, po řadu desítek let nebyla na Slunci pozorována jediná skvrna. Této prodlevě se říká *Maunderovo minimum.*[0])

Často bývá diskutován vliv sluneční činnosti na biosféru, zejména pak na člověka. Přímý vliv lze zanedbat: energie uvolňovaná v souvislosti se sluneční aktivitou činí jen nepatrnou součást celkového slunečního výkonu, nicméně kolísání sluneční konstanty při pozorování z paluby kosmických těles, nerušených zemskou atmosférou, jisté variace vykazuje. V době maxima, kdy je ve sluneční fotosféře největší počet slunečních skvrn, je sluneční výkon o jedno až dvě promile větší než v minimu. Zdánlivý paradox souvisí se skutečnosti, že slunečními skvrnami ztracený výkon je více než vynahrazen existencí rozsáhlých *flokulových polí* s vyšší jasovou teplotou, než má klidná fotosféra.

Sluneční činnost se může na Zemi nebo v jejím okolí spíše projevit v jiných oborech elektromagnetického spektra (zejména v radiovém a rentgenovém), dále pak v modulaci toků nabitých částic ze Slunce a ve variaci indukce magnetického. V době vyšší aktivity tak častěji pozorujeme tzv. *magnetické bouře* (týkající se zemské magnetosféry), *polární záře* a další projevy interakce nabitých částic se zemskou atmosférou i magnetosférou.

Vliv sluneční činnosti na člověka bychom však neměli přeceňovat: člověk si na ni, i na její variace, musel za celou dobu své existence zvyknout.[0]) Na druhou stranu je nutno připustit, že dnešní člověk není již tvorem přírodním, ale bytostí značně zhýčkanou a tudíž přecitlivělou, která často zcela neadekvátně reaguje na prahové podněty.

Sluneční fyzika a očekávaná aktivita ostatních hvězd

Úkolem tzv. sluneční fyziky je komplexní studium projevů sluneční činnosti, vzniku a doplňování chromosféry a koróny. Cílem vědní disciplíny je sestavení fyzikálně zdůvodněných *modelů sluneční činnosti*, jež by nejen kvalitativně, ale i kvantitativně dokázaly vysvětlit všechny pozorované jevy.

---

[0]) Navíc se ukazuje, že průběhy a amplitudy závislosti aktivity na čase se u sudých a lichých maxim od sebe liší.

[0]) Pojmenováno po jeho objeviteli, anglickém slunečním fyziku Edwardu Walterovi Maunderovi (1851-1928).

[0]) Faktem je, že na mikrovlnné a elektromagnetické záření delších vlnových délek, k němuž dochází v době maxima sluneční činnosti, člověk valně nereaguje. Vyzařování pozemských zdrojů je i tak mnohonásobně intenzivnější. Jediným zajímavějším aspektem je pozorovaný *pokles* úrovně ionizujícího záření při *zvýšené* aktivitě Slunce, vedoucí mj. i ke snížené produkci nestabilního nuklidu uhlíku C^{14} s poločasem rozpadu 5700 let.

Zdroj sluneční činnosti je obvykle spojován s existencí mohutné podpovrchové konvektivní vrstvy. Mechanická energie vzestupných a sestupných proudů generuje mohutná lokální magnetická pole, která, pokud se proderou k povrchu, dávají vznik aktivním oblastem. Hustota energie magnetických polí je srovnatelná například s hustotou energie termického pohybu atomů ve hvězdné atmosféře. Všeobecně se pak soudí, že sluneční činnost čerpá svou energii povětšinou z energie magnetického pole při rozpadu komplikovaně strukturovaného magnetického pole aktivních oblastí.

V souvislosti s řešením celé problematiky vyvstává i řada obecnějších otázek. Jak víme, Slunce *dnes* je jenom jistou momentkou ve vývoji osamělé, relativně hmotné hvězdy hlavní posloupnosti: Do jaké míry lze vypracované modely sluneční činnosti použít i pro jiné hvězdy? Obstojí současné modely testování na širším vzorku hvězd? Lze vůbec nějaké projevy hvězdné aktivity, obdobné sluneční aktivitě, pozorovat i u jiných hvězd?

Co lze z hlediska sluneční fyziky očekávat u jiných hvězd: Rozhodující tu je zřejmě existence či neexistence mohutné podpovrchové konvektivní vrstvy, která je podle nás odpovědná za generaci silných lokálních magnetických polí. Vše je závislé především na teplotě těchto podpovrchových vrstev. Ukazuje se, že hvězdy spektrálního typu F0 a ranější nemají dostatečně rozvinuty podpovrchové konvektivní vrstvy, teplo se v nich přenáší poklidně – zářivou difúzí, při čemž se žádná magnetická pole ani netvoří ani nezesilují. Existuje-li analogie mezi hvězdnou a sluneční činností, pak bychom neměli u tohoto typu hvězd žádné výraznější projevy hvězdné aktivity pozorovat.

Naproti tomu u hvězd chladných, spektrálního typu M, je v konvektivním pohybu takřka celá hvězda, konvekce zachvacuje podstatnou část objemu hvězdy. Zde by měla tedy být aktivita velmi výrazná. U obrů a veleobrů, v jejichž atmosférách vládne jen malé gravitační zrychlení, lze očekávat velmi silný odtok látky v důsledku hvězdné aktivity, velmi silný *hvězdný vítr*. U výjimečně horkých hvězd, kde neexistuje podpovrchová konvekce, se zase může výrazně projevit účinek velmi silného zářivého pole, *tlaku záření*. Lze tedy i u těchto hvězd očekávat mohutný *hvězdný vítr*.

V zásadě bychom však měli u hvězd stejného spektrálního MK typu pozorovat srovnatelně mohutnou hvězdnou aktivitu, neboť ta je dána především vlastnostmi podpovrchové konvektivní zóny.

Máme však vůbec šanci sledovat aktivitu vzdálených hvězd, které z valné části můžeme pozorovat jen jako světelné body? Můžeme si to nějak ověřit?

Slunce je výjimečné zejména tím, že je k nám hodně blízko, takže u něj můžeme vše zkoumat speciálními přístroji s vysokým prostorovým rozlišením. Díky nim můžeme po řadu dní či měsíců sledovat vývoj aktivních oblastí, které jinak zaujímají jen zanedbatelnou část slunečního disku. Mohutnost projevů sluneční činnosti se časem mění, Slunce je z tohoto pohledu *proměnnou hvězdou*. Dala by se takováto proměnnost běžnými astronomickými přístroji zjistit i ze vzdálenosti několik desítek parseků?

a) Změny celkové hvězdné velikosti Slunce ve vizuální oblasti se mění v důsledku vzniku, rozvoje a zániku fotosférických slunečních skvrn a flokulových polí. Vše je modulováno 11-letým cyklem a rotací Slunce. Očekávané světelné

změny jsou ovšem zanedbatelné, jejich amplitudu lze ohodnotit na 0,0001 magnitudy.

b) Větší naději lze vložit do sledování chromosférických jevů, například změn ve flokulových polích, která se u pozdních spektrálních typů projevují jako přídavná emise v centrech mohutných rezonančních absorpčních čar Ca II H a K.
c) Hvězdné koróny by se měly projevit existencí měkkého rentgenového záření, které v nich produkuje plyn zahřátý na několik milionů kelvinů. Vzhledem k tomu, že existence koróny je jedním z projevů hvězdné aktivity, měl by pozorovaný výkon v oboru rentgenového záření být jedním z jejich příznaků.

Jak je tomu ale ve skutečnosti?

6.16 Aktivita hvězd a její projevy

Optická pozorování aktivity hvězd

Už v roce 1913 objevili Eberhardt a Karl Schwarzschild emisní jádra čar H a K u hvězd slunečního typu. Dokázali tak vlastně existenci jejich rozsáhlých *chromosfér*. Prvním překvapením byla skutečnost, že oproti očekávání má řada hvězd nesrovnatelně vyšší aktivitu než Slunce. Rovněž byl popřen základní předpoklad, že mohutnost projevů hvězdné aktivity je *pouze* funkcí jejich spektrálního typu.

V druhé polovině 20. stol. pak sledoval Olin C. Wilson (1978) chování vápníkových čar u několika desítek hvězd slunečního typu (tj. hvězd hlavní posloupnosti spektrálního typu G a K). V intenzitách pozorovaných centrálních emisí zjistil variace dvou typů:

a) krátkodobé, v časové škále několika dní, které nepochybně souvisejí s pohybem aktivních oblastí na disku rotující hvězdy
b) dlouhodobé, s periodou od 8 do 12 let, které jsou obdobou slunečního základního jedenáctiletého cyklu.

Byly pozorovány hvězdy, u nichž se neprojevoval ani náznak aktivity, což by mohlo být vysvětleno tak, že tyto hvězdy právě procházejí stadiem jisté deprese hvězdné aktivity, obdobné *Maunderovu minimu* sluneční aktivity.

Projevy hvězdné aktivity byly objeveny i u dalších hvězd, zejména u chladných hvězd hlavní posloupnosti třídy M, čili u tzv. *červených trpaslíků*. Spektrální typ řady z nich obsahuje přídomek *e* – například M5V e, který značí, že ve spektru jsou pozorovány emisní čáry, nejčastěji vodíku a čáry H a K. Vzhledem k tomu, že teploty těchto červených trpaslíků jsou nižší než 3 500 K, neměl by zde být k záření vybuzen ani ionizovaný vápník, natož pak vodík. Výskyt těchto čar tak jasně dokazuje existenci relativně mohutné chromosféry.

Hvězdy tohoto typu jsou nezřídka fyzicky proměnnými hvězdami, přičemž nejčastěji se zde setkáváme z tzv. *eruptivními trpaslíky* – hvězdami, které vykazují několik minut trvající zjasnění, při nichž se ve výjimečných případech může výkon hvězdy zvýšit až o dva řády. Vše se vysvětluje častými bílými erupcemi, které jsou nejméně o řád mohutnější a mnohem častější než sluneční bílé erupce.

Silnou hvězdnou aktivitu jeví i hvězdy typu *T Tauri*, hvězdy, které jsou v poslední fázi svého gravitačního smršťování, které předchází okamžiku, kdy se hvězda stane hvězdou hlavní posloupnosti. U hvězd tohoto typu pozorujeme hned několik projevů mimořádně mohutné hvězdné aktivity: prudké změny jasnosti dané častými erupcemi, proměnné emise v čarách vodíku a H a K, které dokazují existenci chromosféry. Z hvězd vane hvězdný vítr o několik řádů mohutnější než sluneční.[0])

U *obrů a veleobrů* byla rovněž potvrzena existence mohutných chromosfér, jakož i očekávaný výron látky působený hvězdným větrem. Ten občas bývá natolik mohutný, že ovlivňuje i průběh vývoje hvězdy.

Zvláštním případem jsou proměnné hvězdy typu *RS Canum Venaticorum*, které nacházíme zpravidla v těsných dvojhvězdách. U nich lze vysledovat několik projevů hvězdné aktivity:

- fotosférické skvrny, které mohou opanovat až 50% pozorovaného povrchu hvězdy;
- chromosférickou aktivitu;
- mohutné erupce.

Z optických pozorování hvězd pozdního spektrálního typu vyplývá, že u těchto hvězd chromosféry běžně existují. Aktivita mnohých hvězd je výrazně vyšší než aktivita sluneční. Závěry potvrzují i pozorování mimo optickou oblast.

Radiová a družicová pozorování hvězdné aktivity

Hvězdné koróny, horké miliony kelvinů, září zejména v rentgenové oblasti, fotosféry i chromosféry jsou příliš chladné na to, aby se v tomto oboru vůbec nějak projevily. Chromosféry se pak projevují spíše v oboru ultrafialového záření. Vzhledem k tomu, že veškeré krátkovlnné záření přicházející z kosmu je při svém průchodu hustějšími částmi zemské atmosféry spolehlivě pohlceno, je nutno toto záření pozorovat nad nimi - z družic nebo stratosférických balonů.

Největší pokrok v tomto směru představovala činnost družice *Einstein*, která se specializovala na průzkum měkkého rentgenového záření jednotlivých hvězd, a dále družice IUE, která zkoumala hvězdy v ultrafialové oblasti.

Pozorování z paluby těchto i jiných družic jasně ukázala, že valná většina hvězd (i když ne všechny) spektrálních typů F až M jeví silné emise v ultrafialovém oboru spektra, což svědčí o existenci atmosférických vrstev s teplotami kolem 200 000 K. Tyto hvězdy produkují rentgenové záření, které svědčí o tom, že ve svrchních částech atmosféry těchto hvězd je přítomen řídký plyn o teplotě 10^6 až 10^8 K. Výkon hvězd v rentgenové oblasti bývá zpravidla větší než rentgenový výkon Slunce, ve výjimečných případech se setkáváme až se 100 000násobkem tohoto slunečního výkonu.

Z toho ovšem plyne, že většina hvězd střední a dolní části hlavní posloupnosti má horké koróny. Hvězdám spektrálního typu ranějšího než F, ve shodě s naším očekáváním, rozsáhlé horké koróny chybějí. U těchto hvězd totiž není rozvinuta podpovrchová konvektivní vrstva.

[0]) Slunečním větrem ztratí Slunce 4 10^{-13} M .

Horké hvězdy spektrálního typu O a B naproti tomu rozměrné chromosféry mají, což zřejmě souvisí se silným odtokem látky do prostoru, působeným mohutným, zářivě řízeným hvězdným větrem.

U obrů a veleobrů spektrálního typu ranějšího než K2 pozorujeme silné emise v ultrafialové oblasti, dokládající existenci chromosfér, i rentgenové záření, svědčící o přítomnosti koróny. U chladnějších hvězd tohoto typu však pozorujeme už jen chromosféry spolu s masivním odtokem látky do prostoru. Podobné chování pozorujeme i u mladých hvězd typu T Tauri. Zdá se, že všeobecně platí pravidlo: Hvězdy s příliš silným hvězdným větrem nemívají korány.

Příčiny a modely hvězdné a sluneční aktivity

Na základě pozorování aktivity Slunce a dalších hvězd lze nyní již načrtnout všeobecně platný model hvězdné aktivity.

V roce 1940 Ludwig Biermann (1907-1986) a Martin Schwarzschild předložili první *model sluneční aktivity*, jehož cílem bylo hlavně vysvětlit existenci vnějších vrstev sluneční atmosféry – sluneční chromosféry a koróny. Tyto vrstvy měly být vytvářeny a zahřívány *zvukovými vlnami*, které jsou nepochybně generovány při konvektivních pohybech. Zvukové vlny se bez odporu šíří fotosférou, při přechodu do řidších vrstev atmosféry se však postupně mění ve vlny rázové. Ty se střetávají s tímto materiálem, předávají mu svou energii – disipují, rozpadají se. Akustické a později rázové vlny tak zajišťují transport potřebné energie z konvektivní vrstvy do chromosféry a koróny, aniž by tím byl nějak dotčen stav standardní hvězdné atmosféry, čili fotosféry.

Naznačený model však nevyhovoval, a to ani u Slunce samotného. Nevysvětloval totiž, proč dochází k pozorované variaci mohutnosti sluneční chromosféry a koróny, nevysvětloval nijak existenci slunečního cyklu. Už vůbec jej není možné aplikovat na další hvězdy, kde se (u hvězd téhož typu) běžně setkáváme s poměrem úrovně aktivity $1 : 10^4$.

Pozorování sluneční a hvězdné aktivity jasně ukazují na to, že ve fungujícím modelu musejí hrát rozhodující roli lokální magnetická pole, která stojí v pozadí všech projevů hvězdné aktivity. Při vysvětlování aktivity hvězd je tak nezbytné především vysvětlit, jak taková magnetická pole ve hvězdách vznikají.

Základním mechanismem vzniku magnetických polí je tzv. *dynamový mechanismus*, při němž dochází k zesilování slabých (náhodných) magnetických polí. Ve hvězdách tento mechanismus funguje v součinnosti již zmiňovaných vertikálních konvektivních pohybů a *rotace*! Magnetické pole vzniklé v nitru zamrzává do plazmatu a vzestupnými proudy je vynášeno k povrchu hvězdy. Zde se toto pole rozbíjí, disipuje. Vznikají přitom mohutné *magnetohydrodynamické vlny*, které se šíří vodivým prostředím fotosféry i vyšších vrstev hvězdy. Podobně jako akustické vlny dokáže nezbytnou energii nad fotosféru transportovat i samotné magnetické pole. Rozpadem magnetohydrodynamických vln dochází k ohřevu plazmatu, a tím i k neustálému vytváření dynamicky nestálé chromosféry a koróny.

Důkazem rámcové platnosti naznačeného mechanismu je zajímavý fakt, který v roce 1967 objevil Robert Kraft (1967). Ten zjistil, že všeobecně platí: čím rychleji zkoumaná hvězda rotuje, tím silnější má ve spektru chromosférické emise v čarách H a K. Velmi podobná souvislost byla odhalena i v úrovni rentgenové emise vyjadřu-

jící velikost a mohutnost hvězdné koróny. Tam se navíc ukázalo, že rentgenový výkon hvězdy je úměrný čtverci ekvatoreální rotační rychlosti hvězdy.

Ukazuje se tedy, že mohutnost hvězdné aktivity silně závisí na rychlosti rotace. Je to ve shodě s naší představou, že lokální magnetická pole jsou generována dynamovým mechanismem, jehož účinnost je přímo úměrná čtverci rotační rychlosti.

Rychle rotující hvězdy tedy všeobecně vykazují vyšší aktivitu, než hvězdy poměrně líně rotující (takovou je i naše Slunce). Jaké mohou být důvody rychlé rotace hvězdy?

a) Jde o mladou hvězdu. Mladá hvězda jak známo rotuje rychle, její otáčky se však pozvolna snižují v důsledku interakce hvězdy s okolím. Mladé hvězdy jsou tak často velmi aktivní. Tento fakt umožňuje i určit stáří hvězdy nebo hvězdné soustavy, jíž je hvězda součástí.
b) Jde o složku těsné dvojhvězdy s vázanou rotací (rotační perioda je shodná s oběžnou). Příkladem jsou proměnné typu RS Canum Venaticorum.

Slunce rotuje pomalu, proto je jeho aktivita relativně nízká.

Naznačeným mechanismem lze dobře vysvětlit vlastnosti aktivity chladnějších hvězd. U horkých hvězd, kde chybí rozsáhlá konvektivní zóna, je nutno hledat vysvětlení jinde. Zde pozorování zcela jasně naznačují, že úroveň aktivity horkých hvězd se zvedá s rostoucí teplotou.

U hvězd typu O a B jsou chromosféry, případně i koróny vytvářeny rychlým odtokem látky do prostoru v důsledku tlaku UV záření. Hvězdný vítr neustále obrušuje vnější vrstvy hvězdy, atmosféry těchto hvězd jsou značně nepokojné. Naproti tomu atmosféry hvězd třídy A jsou mimořádně klidné a stabilní. Nedevastují je ani účinky konvektivní vrstev, ani hvězdný vítr.

U pomalu rotujících hvězd třídy A se mohou prosadit i mimořádně pomalé procesy, jakými jsou například zářivá separace chemických prvků, při níž v zářivém poli hvězdy některé ionty stoupají směrem vzhůru, jiné klesají. Povrchové chemické složení těchto hvězd bývá tak často diametrálně odlišné od chemického složení samotné hvězdy. Hvězdám tohoto typu říkáme hvězdy *chemicky pekuliární*. U řady z nich pozorujeme silná dipólová, zřejmě fosilní magnetická pole, která dále stabilizují hvězdu a určují dynamiku pomalých procesů. Na povrchu takových magnetických hvězd pak nacházíme oblasti s odlišným chemickým složením i jinou stavbou fotosféry. Vzhledem k tomu, že dipóly globálních magnetických polí svírají s osou rotace obecný úhel, pozorujeme periodické změny indukce magnetického pole, spektra i jasnosti hvězdy.

Hvězdy spektrálního typu A7 až F0 jsou jistým přechodem mezi chladnějšími hvězdami s rozvinutými konvektivními oblastmi s činností slunečního typu a neaktivními hvězdami třídy A, u nichž se pro změnu setkáváme s řadou projevů chemické pekuliárnosti.

6.17 Pulzující proměnné hvězdy

Příčinou světelných změn pulzujících hvězd jsou změny povrchových charakteristik – poloměru (radiální pulzace), tvaru hvězdy (neradiální pulzace) a tomu odpovídající změny povrchové efektivní teploty, k nimž v důsledku periodických pulzací dochází. Největší amplitudu světelných změn jeví proměnné hvězdy pulzující *radiálně* – hvězdy kulového tvaru, jejichž poloměr se cyklicky mění.

Ani u nich však nejsou změny rozměrů hvězdy nijak nápadné: nejznámější cefeida δ Cephei[0]) je veleobrem o středním poloměru 53 $R_\odot$, jehož poloměr se v důsledku pulzací mění o ±2 $R_\odot$, stejně jako poloměr další známé cefeidy η Aquilae, jejíž střední poloměr činí 68 $R_\odot$. U krátkoperiodických cefeid typu RR Lyrae je tomu podobně: poloměr hlavní představitelky tohoto typu proměnných hvězd se mění v rozsahu (7,2±0,9) $R_\odot$.

V Hertzsprungově-Russellově diagramu se setkáváme s pulzujícími proměnnými hvězdami především v tzv. *pásu nestability*, který se zde táhne z oblasti veleobrů třídy G, protíná hlavní posloupnost v oblasti pozdních typů A a raných F, zasahuje až do oblasti bílých trpaslíků pozdního typu B a raného typu A. V pásu nestability nacházíme *klasické cefeidy* typu δ *Cephei*, cefeidy *typu W Virginis*, krátkoperiodické cefeidy populace II – *hvězdy typu RR Lyrae*, dále pulzující hvězdy hlavní posloupnosti – *hvězdy typu* δ *Scuti* a konečně pulzující bílé trpaslíky *typu ZZ Ceti*. V oblasti červených veleobrů a nadobrů se setkáváme dlouhoperiodickými proměnnými hvězdami, ať už pravidelnými nebo polopravidelnými, na horní části hlavní posloupnosti pak s pulzujícími hvězdami *typu* β *Cephei*.

Hvězdné pulzace jsou velmi častou příčinou hvězdné proměnnosti. Na obloze mezi proměnnými hvězdami zcela převažují, v katalogu proměnných hvězd GCVS tvoří celých 70 % všech uvedených hvězd (známé zákrytové dvojhvězdy jsou až na druhém místě). Je však dobré si uvědomit, že tuto statistiku silně zkresluje výběrový efekt, který zvýhodňuje hvězdy s velkým zářivým výkonem. Pokud bych studovali zastoupení různých typů proměnných hvězd ve vzorku hvězd okolí Slunce, musíme konstatovat, že nejčastěji se zde setkáme s eruptivními červenými trpaslíky, hvězdami pozorovatelsky znevýhodněnými svou nízkou absolutní jasností.

Radiální pulzace

Hvězda je gravitačně vázaný útvar ve stavu hydrostatické rovnováhy: v každém bodě hvězdy jsou v přísné rovnováze síly dostředivé (gravitace) a síly odstředivé (gradient tlaku). Jde přitom o rovnováhu stabilní, což znamená, že při jejím narušení dojde vždy k posílení té silové složky, která se snaží systém navrátit do rovnovážné polohy. Hvězda se ovšem v rovnovážné poloze nezastaví, ale setrvačností bude pokračovat ve svém pohybu na opačnou stranu. Proti tomuto pohybu se postaví stále rostoucí rozdíl mezi silami odstředivými a dostředivými. Pohyb se zastaví a změní se v opačný. Pakliže takto pulzuje celá hvězda, hovoříme o radiálních pulzacích. Lze ukázat, že u nevelkých rozkmitů perioda děje nezávisí na jeho amplitudě a odpovídá periodě *vlastních kmitů hvězdy*.

Perioda vlastních kmitů hvězdy, nebo též *základní perioda pulzací,* je funkcí její střední hustoty. V prvním přiblížení platí, že perioda pulzující hvězdy P je nepřímo úměrná odmocnině z její střední hustoty $\overline{\rho}$:

$$P \sim \frac{1}{\sqrt{G\overline{\rho}}}.$$

Výše uvedenou závislost lze odvodit pomocí věty o viriálu, podle níž je v gravitačně vázaném útvaru absolutní hodnota potenciální (gravitační) energie rovna dvojnásobku její vnitřní

[0]) V roce 1977 se podařilo skupině francouzských astronomů pomocí interferometru GI2T prokázat, že poloměr Cep se vskutku mění s amplitudou, která odpovídá našemu očekávání.

(kinetické) energie. Ve hvězdě je tato energie dána součtem kinetických energií chaotického pohybu všech částic. Souhrnně lze psát:

$$E_k = 1/2\ M\ (v_s)^2,$$

kde v_s je střední kvadratická rychlost částic. Kvadrát této rychlosti lze vypočítat podle věty o viriálu:

$$E_p \sim \alpha G\frac{M^2}{R} = 2E_k = Mv_s^2 \quad \rightarrow \quad v_s^2 = \alpha G\frac{M}{R},$$

kde α je koeficient související s rozložením hmoty ve hvězdě, zpravidla blízký jedné (standardně 1,6). Střední rychlost částic zhruba odpovídá i rychlosti zvuku. Základní periodu radiálních pulzací P_{pz} lze pak zhruba ztotožnit s časem, který je zapotřebí k přenesení informace o změně tlaku z jednoho „konce“ hvězdy na druhý. Tento čas je pak roven $2R/v_s$ a tedy:

$$P_{pz} \approx \frac{2R}{v_s} = \sqrt{\frac{4R^3}{\alpha GM}} \cong \frac{1}{\sqrt{G\rho}}.$$

Teoretický závěr, jež má pro fyziku pulzujících hvězd rozhodující význam, se vcelku dobře shoduje s naší zkušeností – rozměrné a velmi řídké dlouhoperiodické proměnné typu o Ceti, zvané miridy, pulzují s periodou několika stovek dní, hustější cefeidy desítky dnů a extrémně hustí bílí trpaslíci mají periody pod hodinu. Zmíněná relace stojí v pozadí i pověstného vztahu *zářivý výkon – perioda* u klasických cefeid.

Amplituda kmitů v nitru radiálně pulzující hvězdy silně závisí na vzdálenosti od centra. V centru hvězdy je definitoricky nulová – zde leží *uzel* stojatého vlnění, zatímco na povrchu hvězdy je kmitna. Pokud hvězda osciluje v tzv. *základním modu*, pak pulzace v rámci celé hvězdy probíhá ve stejném směru – v témž okamžiku se celá hvězda buď rozpíná nebo smršťuje. Hvězda však může kmitat i ve vyšších harmonických frekvencích, ve *vyšších modech*. Nutně přitom musí být splněna podmínka, že na povrchu hvězdy je kmitna a ve středu uzel, navíc ovšem uvnitř hvězdy existují další uzly (uzlové koule), tj. geometrická místa hvězdy, která se během radiálních pulzací nehýbou. Látka hvězdy v sousedících mezikoulích se pohybuje v daném okamžiku v opačném směru.

Radiální pulzace hvězd lze přirovnat k základnímu rezonančnímu tónu v polozavřených lineárních rezonátorech – tzv. *píšťalách* (klarinet, varhaní píšťala). Základní tón (n = 0) má vlnovou délku λ_0 odpovídající čtyřnásobku délky píšťaly l, $\lambda_0 = 4\,l$. Vyšší modus (n = 1) odpovídá stojatému vlnění, v němž kromě povinného uzlu na uzavřeném konci najdeme ještě jeden uzel uvnitř vzduchového sloupce, přičemž na otevřeném konci trubice zůstává kmitna. Uzel se nachází ve dvou třetinách délky trubice a vlnová délka tohoto vlnění je tudíž $\lambda_1 = 4/3\ l$, $\lambda_0/\lambda_1 = 3$. Další modus (n = 2) obsahuje ve vzduchovém sloupci dva uzly nacházející se ve 2/5 a 4/5 jeho délky (počítáno od uzavřeného konce píšťaly). Vlnová délka vlnění $\lambda_2 = 4/5\ l$, $\lambda_0/\lambda_2 = 5$. V akustickém spektru zvuku, který z polouzavřeného rezonátoru vychází, najdeme kromě základní frekvence, určené délkou rezonátoru, ještě tóny o frekvenci $(2n + 1)$krát větší, než je frekvence tónu základního.

Situace ve hvězdách je ovšem o to složitější, že:

1) hvězda není lineárním, ale prostorovým (kulově symetrickým) rezonátorem,
2) rychlost zvuku není v rámci rezonátoru konstantní, ale klesá se vzdáleností od středu koule.

Výsledkem pak je, že:

- uzly vyšších harmonických modů nacházíme obecně jinde – u 1. modu je poloměr uzlové koule 0,6 R (nikoli 2/3), u 2. modu 0,5 a 0,85 R (nikoli 2/5 a 4/5);

- poměr mezi periodou základního modu a periodou vyššího modu není 3:1, jak je to v případě polozavřeného lineárního rezonátoru, ale podstatně menší, asi 1,5:1;
- na rozdíl od vlnění v lineárním rezonátoru, jehož amplituda má sinusový průběh, je průběh závislosti amplitudy na vzdálenosti od centra hvězdy mnohem komplikovanější. Pulzace se prakticky netýkají centrálních částí hvězdy – amplituda je s ohledem na amplitudu pulzací povrchových částí takřka zanedbatelná. Radiální pulzace, třebaže postihují celou hvězdu, jsou záležitostí jen vnějšího, velmi řídkého obalu hvězdy, který obsahuje jen procenta její celkové hmotnosti. Pulzace tak nemohou ovlivnit stav hvězdného nitra, zejména nemají žádný vliv na produkci hvězdné energie.

Naprostá většina klasických cefeid a hvězd typu W Virginis pulzuje v základním modu. Existují však i výjimky, jakou je třeba Polárka, která kmitá v 1. harmonické. Proměnné typu RR Lyrae pulzují jak v základním modu, tak v 1. harmonické, některé z nich v obou současně. Miridy pulzují rovněž v základním modu, situace je u nich však komplikovanější než u pulzujících hvězd pásu nestability, protože pulzace zde vedou ke vzniku rázové vlny, která při svém průchodu atmosférou výrazně mění její průzračnost.

Mechanismus pulzací

V nitru každé reálné pulzující hvězdy hraje důležitou roli tření, které převádí uspořádaný pohyb pulzací na neuspořádaný pohyb tepelný. Kdyby v pulzujících hvězdách nepůsobil mechanismus, který neustále tyto ztráty uhrazuje, pulzace hvězd by se záhy zatlumily a hvězda by přešla do stavu dokonalé hydrostatické rovnováhy. Pozorování velkého počtu pulzujících proměnných hvězd však prokázala, že amplituda jejich pulzací se dlouhodobě nemění.

V kterékoli části hvězdy je stále k dispozici tok zářivé energie prostupující hvězdou z centra na povrch. Právě z tohoto energetického zdroje čerpají pulzace svou energii. K tomu, aby se ve hvězdě pulzace udržely, je nezbytné, aby zde existovaly dostatečně rozsáhlé oblasti hvězdy, které by ve fázi největšího smrštění dokázaly zadržet potřebné množství procházející zářivé energie a tuto naakumulovanou energii v okamžiku následující expanze opět vyzářit.

Už z toho, že valná většina hvězd viditelně nepulzuje, je zřejmé, že uvedená podmínka bývá splněna jen zřídkakdy. Hvězdná látka se tak totiž nechová. Když ji adiabaticky stlačíte, zvýší se nejen její hustota, ale i teplota, jež způsobí, že opacita látky poklesne – látka zprůhlední, pro procházejí zářivý tok znamená menší překážku. Takovéto chování hvězdné látky ovšem hvězdné pulzace potlačuje a stojí tak na téže straně barikády jako disipace mechanické energie v důsledku tření.

Naštěstí ve hvězdě přece jen existují jisté výjimky, a to oblasti s částečně ionizovanou látkou, kde při smrštění se část tepla vynaloží na ionizaci atomů. Po expanzi dochází k houfné rekombinaci a tomu odpovídajícímu uvolnění ionizační (rekombinační) energie. Z teoretických modelů pulzujících hvězd vyplynulo, že největší význam má ta oblast, kde se vedle sebe ve srovnatelném zastoupení nacházejí jedenkrát ionizované atomy helia (He II) a zcela ionizované atomy téhož prvku (He III).

Aby byl zmíněný tepelný stroj patřičně účinný, musí být aktivní vrstva He II/He III uložena v optimální hloubce pod hvězdným povrchem. Ve hvězdách s nižší efektivní teplotou je tato vrstva uložena příliš hluboko ve hvězdě, čili v místech, kde je

amplituda pulzací tak nicotná, že se jimi vlastnosti vrstvičky takřka nemění a zadržené teplo je jen nepatrné. Naopak pulzující hvězdy nesmějí být příliš horké, protože v nich je aktivní vrstva uložena ve vyšších, relativně velmi řídkých a málo hmotných podpovrchových vrstvách hvězdy. Malá hmotnost aktivní vrstvy znamená i nedostačující množství zadržené energie, které není s to dotovat provoz pulzující hvězdy.

Pás nestability a jeho vysvětlení

Výše stanovená podmínka týkající se efektivní teploty hvězdy s výraznými radiálními pulzacemi se projevuje existencí takřka vertikálního *pásu nestability* v H-R diagramu o šířce 600 až 1000 kelvinů. Platí, že pokud v této oblasti diagramu najdeme hvězdu, pak je velmi pravděpodobně pulzačně nestabilní. V takové hvězdě se velmi snadno rozvinou a udrží radiální pulzace. Pokud v průběhu svého vývoje hvězda pásem nestability projde, pak se může stát pulzující proměnnou hvězdou typu, který záleží na hmotnosti a chemickému složení hvězdy.

Nejhmotnějším a nejzářivějším osazenstvem pásu nestability jsou *klasické cefeidy* – veleobři pulzující s periodou dnů až desítek dnů. Tyto proměnné hvězdy též jeví největší amplitudy světelných změn, velmi výrazné jsou i pozorované změny radiálních rychlostí (rozkmit až 50 km/s) i změny efektivní povrchové teploty. Všechna pozorování do sebe dobře zapadají a potvrzují naši základní představu o cefeidách jako o radiálně pulzujících hvězdách, jejichž oscilace jsou dotovány zadržováním zářivé energie ve vrstvě, v níž je srovnatelnou mírou zastoupeno jednou a zcela ionizované helium.

Kratší periody, nižší výkony a menší amplitudy světelných křivek mají po řadě hvězdy typu *W Virginis*, *RR Lyrae*, δ *Scuti* a konečně bílí trpaslíci typu *ZZ Ceti*, kteří kmitají s periodou 100–1000 s (zpravidla v 1. harmonickém modu).

Hvězdy typu *RR Lyrae* jsou obří hvězdy sluneční hmotnosti, které jsou ve velmi pokročilém stadiu svého vývoje. Běžně se s nimi setkáváme v kulových hvězdokupách, které sdružují ty nejstarší hvězdy v galaxiích. Jde tedy o hvězdy první generace, u nichž se z důvodu jejich nízké povrchové teploty dlouho nedařilo stanovit zastoupení helia v jejich vnějších vrstvách, které svým chemickým složením odrážejí složení materiálu, z něhož hvězdy vznikly.

Nicméně už sám fakt, že hvězdy typu RR Lyrae existují a pulzují, ukazuje, že musejí od svého zrodu obsahovat helium, a to v zastoupení, které odpovídá běžnému zastoupení. Toto zjištění má mimořádnou důležitost pro teorie raného vývoje vesmíru, neboť jim ukládá za úkol vysvětlit též, kde se ve vesmíru vzalo *prvotní helium*, a to ještě před érou vznikání prvních hvězd.

Hvězdy typu δ *Scuti* jsou vůbec nejpočetněji zastoupenými pulzujícími hvězdami pásu nestability. Jejich početnost je dána tím, že se jedná o příslušnice hlavní posloupnosti, na níž hvězdy během svého vývoje stráví nejdelší dobu. Pozorované světelné křivky těchto hvězd jsou velmi komplikované a lze je vysvětlit superpozicí řady pulzací, z nichž některé nejsou radiální. Navíc amplitudy světelných změn jsou nicotné, 10^{-2} i 10^{-3} mag, což odsouvá tyto hvězdy z oblasti zájmu většiny pozorovatelů proměnných hvězd.

Závislost perioda–zářivý výkon a její vysvětlení

Závislost mezi periodou a absolutní hvězdnou velikostí klasických cefeid odhalila Henrietta Swan Leavittová (čti *levitová)* (1868-1921), která sama odhalila asi 2400 hvězd tohoto typu, převážně na fotografických snímcích Malého Magellanova oblaku. Vynesla do grafu závislost

pozorované střední hvězdné velikosti cefeid z MMO na logaritmu jejich periody a shledala, že jde o prakticky přímkovou závislost, od níž se reálné hvězdy odchylují o ±0,5 mag. Protože hvězdy z MMO jsou od nás všechny zhruba stejně vzdáleny (asi 60 kpc), indikuje to, že i absolutní hvězdné velikosti těchto hvězd jsou funkcí periody. Tento fakt umožnil s nebývalou spolehlivostí měřit vzdálenosti cefeid a tím i vzdálenosti soustav, v nichž se tyto cefeidy nacházejí. Cefeidy jsou k tomu účelu zvlášť vhodné, neboť jsou to jedny z nejsvítivějších hvězd, které ve vesmíru nacházíme – jsou tedy viditelné do veliké dálky.

Zatímco sklon závislosti absolutní hvězdné vizuální velikosti cefeid M_V na logaritmu jejich periody známe s vysokou přesností a spolehlivostí, se stanovením polohy tzv. *nulového bodu* – absolutní hvězdné velikosti fiktivní cefeidy o periodě 1 den[0]) – je to o dost svízelnější. Zde je totiž nezbytné znát spolehlivě vzdálenost alespoň jediné z cefeid. Tu jsme však až donedávna neznali, i ta nejbližší z cefeid, Polárka, byla příliš daleko, než aby bylo možné stanovit její paralaxu. Situace se poněkud změnila po misi astrometrické družice Hipparcos, z níž vyplynula následující relace:

$$\left(\frac{M_V}{1\,mag}\right) = -2{,}80 \log\left(\frac{P}{1\,\mathrm{d}}\right) - 1{,}43.$$

Nově určená hodnota nulového bodu, jež je založena na vzdálenostech zjištěných družicí Hipparcos, se opět poněkud liší od předchozí hodnoty, která byla určena nepřímými metodami. Touto poslední rekalibrací nulového bodu se daří významně potlačit rozpor mezi stářím vesmíru vypočteným z tempa jeho rozpínání a pomocí stáří nejstarších pozorovaných objektů v něm.

Při užívání uvedeného vztahu svítivost–perioda musíme mít na paměti, že platí pouze pro ty cefeidy, které pulzují v základním modu. Cefeidy, oscilující v 1. harmonickém modu, mají při tomtéž výkonu kratší periodu. Naštěstí lze oba případy snadno rozlišit již pouhým pohledem na světelnou křivku – zatímco u cefeid kmitajících v základním modu je tato křivka zjevně asymetrická, cefeidy pulzující v 1. harmonickém modu mají světelné křivky docela symetrické.

Teoretické objasnění pozorované relace mezi periodou cefeid a jejich zářivým výkonem spočívá ve faktu, že klasické cefeidy jsou hmotnými veleobry, kteří se při svém vývoji dostali do oblasti pásu nestability. Vzhledem k tomu, že pás nestability je relativně úzký, závisí poloha cefeidy v tomto pásu především na jejím zářivém výkonu, a ten opět na hlavně na hmotnosti příslušné hvězdy. Všeobecně platí, že v rámci té části pásu nestability, kde se setkáváme s cefeidami, směrem k vyšším zářivým výkonům:

a) roste absolutní jasnost hvězd (tj. klesá jejich absolutní hvězdná velikost);
b) klesá povrchová teplota hvězd;
c) roste jejich hmotnost a poloměr;
d) výrazně klesá jejich střední hustota.

S ohledem na to, že vnitřní stavba cefeid různé hmotnosti je dosti podobná, lze uplatnit základní relaci pro vlastní kmity hvězdy, podle níž je perioda pulzací nepřímo úměrná odmocnině její střední hustoty, a tedy musí platit:

e) perioda hvězdy roste.

Spojením bodu a) a e) pak dospíváme k objasnění pozorovaného vztahu mezi periodou pulzací a zářivým výkonem, absolutní hvězdnou velikostí hvězdy.

[0]) V minulosti byla hodnota nulového bodu závislosti M_V – log P klasických cefeid několikrát korigována, a to vždy směrem k větším absolutním jasnostem. Každá taková rekalibrace měla závažné důsledky na náš náhled na vzdálenosti ve vesmíru, na jeho stáří a vývoj.

Hvězdy typu β Cephei

O těchto radiálně i neradiálně pulzujících horkých hvězdách, které se mění v rozmezí nejvýše 0,3 magnitudy, víme, že mechanismus jejich pulzací je podobný jako u cefeid, s tím rozdílem, že zde k žádoucí akumulaci energie dochází v důsledku *fotoionizace* prvků skupiny železa. Ty jsou v podpovrchových vrstvách těchto horkých hvězd hlavní příčinou opacity hvězdného materiálu. Jde o jeden ze závěrů, které vyplynuly z nedávné revize tabulek závislosti opacity hvězdného materiálu na teplotě.

Sluneční oscilace

Až do 60. let 20. století se všeobecně soudilo, že hvězdné pulzace postihují jen určité, víceméně vzácné typy hvězd, které jsou k pulzacím náchylné. Ty „normální“, tuctové hvězdy, jakých je ve vesmíru většina, se zdály být vůči pulzacím odolné.

Pocit byl podporován i „teoretickým zdůvodněním“, že pulzace hvězd se velmi rychle utlumí, pokud nejsou náročným způsobem energeticky dotovány zvláštním mechanismem, který je stále udržuje. Případné pulzace svrchních vrstev hvězdy měla zvlášť účinně tlumit dynamicky rozháraná konvektivní vrstva se silnými vertikálními pohyby zajišťujícími přenos tepla z nitra na povrch. To vše by ovšem vedlo k tomu, že by pulzovalo jen nepatrné procento hvězd.

Pochybnosti o tomto závěru vzrostly už v roce 1962, kdy Robert Leighton, Robert Noyes a George Simon (1962) zjistili neočekávané *oscilace Slunce*, hvězdy velice vzdálené od pásu nestability, která by měla být zaručeně klidná. Při spektroskopickém průzkumu vertikálních pohybů způsobených konvekcí, speciálně při studiu dějů spojených se vznikem a zánikem granulí zjistili určité zákmity o amplitudě desítky m/s s charakteristickou periodou 5 minut. Zpočátku se myslelo, že tu jde o lokální záležitost, že je to jakási odezva na narušení fotosféry vzestupnými konvektivními proudy. Celou záhadu se podařilo rozlousknout až po 8 letech.

V roce 1970 John W. Leibacher, Robert F. Stein a Roger K. Ulrich (1970) konečně podali správné vysvětlení záhadných pětiminutových slunečních oscilací. Ukázali, že se jedná o zcela globální jev, který postihuje celý povrch, ale i vnitřek Slunce. Jde o *superpozici* obrovského množství stojatých akustických vln, které putují Sluncem. Slunce je tak rozměrným akustickým *rezonátorem*, který osciluje, kmitá v několika milionech *akustických modů.* Brzy nato se potvrdilo, že podobné oscilace jsou společné všem hvězdám. Klasické pulzující hvězdy a hvězdy běžné, „neproměnné“ tak odlišuje jen amplituda pozorovaných oscilací.

Pulzace radiální i neradiální. Mody pulzací

Hvězdné pulzace mají povahu podélného vlnění, které se šíří i vzduchem a kapalinami (na rozdíl od vlnění příčného, které se šíří jen v tuhých tělesech). Podélné vlnění prostupuje tělesem hvězdy a interferuje samo se sebou – vzniká tzv. stojaté vlnění. Největší amplitudu má stojaté vlnění odpovídající určitým modům, popsaným uspořádanou trojicí vlnových čísel {*n,l,m*} (jde o vlnění v třírozměrném rezonátoru).

V prostorových rezonátorech jsou pro vznik stojatého vlnění, jež vzniká interferencí, nepostradatelné odrazy na stěnách rezonátoru. Pokud je tímto rezonátorem třeba těleso Země, pak k nezbytným odrazům seizmických vln dochází na povrchu Země. Kde však může dojít k odrazům v tělese Slunce, či jiné hvězdy, u nichž žádnou podobnou diskontinuitu nenajdeme? Vypadá to tak, že v plynných, neohraničených hvězdách se mohou ustavit jen radiální oscilace,

kde pevným koncem (uzlovým bodem) je střed hvězdy. Uvážíme-li však, že tu máme co do činění s akustickými vlnami o délce 10^4 až 10^5 km, je zřejmé, že touto diskontinuitou, čili povrchem může být hvězdná fotosféra, jejíž tloušťka je proti vlnové délce zanedbatelná. Vlna přicházející z nitra se tak na povrchu hvězdy odráží podle klasických zákonů pro odraz vlnění.

Kromě odrazu akustických vln od povrchu hraje při šíření těchto vln důležitou roli i lom tohoto vlnění daný tím, že směrem dovnitř hvězdy roste teplota, a tím i rychlost zvuku, čili klesá index lomu. Vlna postupující šikmo do hvězdy se tak láme směrem od normály. Sledujeme-li pak směr postupu takové vlny, která se právě odrazila od povrchu, vidíme, že se trajektorie vlny neustále zakřivuje směrem k povrchu. Vlna tak při svém postupu dosáhne jisté maximální hloubky, pak začne opět symetricky vystupovat nahoru. Takováto vlna může interferovat sama se sebou, ve hvězdě může vzniknout stojaté vlnění.

Ve hvězdě se naprostá většina vlnění vlastní interferencí zruší, zbudou jen taková, která splňují určité podmínky. Pro jednoduchost předpokládejme, že hvězda pulzuje jen v jediném pulzačním modu. Pak na jejím povrchu najdeme oblasti, které pulzují ve fázi i v antifázi. Tyto plochy od sebe oddělují *uzlové kružnice*. V rotující hvězdě, kde základní symetrii pulzací určuje osa rotace hvězdy, jsou uzlové kružnice obdobou systému poledníků a rovnoběžek na zemském globu. Příslušný pulzační modus je popsán dvojicí celých čísel l a m. Pokud $l = m = 0$, pak je to případ čistě *radiálních pulzací*, který jsme již diskutovali.

Je-li m různé od nuly, lze si představit příslušný modus jako *postupnou vlnu*, která běží kolem hvězdy rovnoběžně s rovinou rovníku buď ve směru rotace ($m > 0$) nebo proti směru rotace ($m < 0$). Čas, který tato vlna cestující kolem hvězdy potřebuje k celému oběhu je $|m|$ násobek příslušné pulzační periody. Vlna po hvězdě postupuje, aniž by se horizontálního pohybu účastnily reálné částice. (V tom se liší od radiálních pulzací, kde částice pulzační pohyb skutečně vykonávají.) Po povrchu hvězdy putuje i $|m|$ pomyslných *azimutálních uzlových kružnic*, procházejících rotačními póly, které povrch hvězdy dělí na 2 $|m|$ stejných dílů (jako dužina pomeranče).

Oscilace mají ještě další stupeň volnosti – hvězda kmitá vzhledem k ekvatoreální rovině, přičemž l vyjadřuje počet *uzlových rovnoběžek*. Je-li $l = 1$, pak leží tato kružnice na rovníku, při $l = 2$ jsou tu dvě uzlové rovnoběžky uložené symetricky vzhledem k rovníku. Všeobecně platí, že čím vyšší je číslo l, tím méně hluboko tyto mody do nitra hvězdy zasahují. Dalším parametrem je počet uzlových sfér uvnitř hvězdy. V základním modu není žádný uzel, v 1. harmonické jeden, v 2. harmonické dva apod. Stejně jako u radiálních pulzací je amplituda vyšších harmonických v nitru výrazně menší než relativní amplituda základního modu.[0])

Pokud hvězdy neradiálně pulzují, pak se tak většinou děje současně ve velkém počtu modů, jejichž účinky se navzájem překládají. Výsledkem je neobyčejně komplikovaný pohyb, který bychom mohli popsat nespíše jako chvění. Nicméně právě toto chvění nám přináší o vlastnostech hvězd zcela neocenitelné informace.

[0]) Síla, která se snaží vybuzený stav navrátit do rovnovážného stavu, souvisí s tlakem (pressure), proto se těmto typům oscilací říká *p-mody*. Existují zřejmě ještě tzv. gravitační, čili *g-mody*, nebyly však s jistotou u Slunce, ani u jiných hvězd prokázány.

Helioseismologie a astroseismologie

Na první pohled chaotické chvění slunečního povrchu s typickou amplitudou 0,1 m/s a menší bylo rozloženo do asi 10^7 různých modů pulzací, převážně neradiálních. Oscilace lze rozdělit do dvou kategorií:

a) mody s periodami od 3 do 8 minut a relativně malými horizontálními vlnovými délkami (l se mění od 0 do 1000, i více). Nejvíce energie mají mody pětiminutové, proto se jim též říká *pětiminutové oscilace*, které byly vesměs identifikovány jako tlakové *p-mody*;
b) mody s delšími periodami kolem 160 minut, jejich vysvětlení je poněkud kontroverzní, někdy se připisuje gravitačním *g-modům*.

Dlouhodobým pozorováním neustálých změn radiální rychlosti jednotlivých bodů na slunečním povrchu je možné rozložit sluneční oscilace do jednotlivých modů a získat tak spektrum slunečních oscilací. Ze vztahu mezi pozorovanou vlnovou délkou jednotlivých modů a jejich periodou je možné vypočítat, jakou střední rychlostí se ta která vlna šířila slunečním nitrem. Vzhledem k tomu, že každý z modů zasahuje do Slunce jinak hluboko, je možné stanovit funkci závislosti rychlosti zvuku na vzdálenosti od centra. Přesně stejným způsobem postupuje seismologie, která vyšetřuje vlastnosti zemského tělesa.

Protože rychlost zvuku bezprostředně závisí na teplotě hvězdného nitra v dané hloubce, je možné též určit, jak závisí teplota na vzdálenosti od středu Slunce. Takto lze testovat současné modely slunečního nitra a provádět jejich opravy. To se již skutečně stalo, například v tom, že se ukázalo, že konvektivní zóna zasahuje hlouběji, než se dříve předpokládalo – až 30% pod povrch.

Z rozdílu v pozorovaných periodách modů s opačnými azimutálním číslem m zase bylo možné odhadnout, jak se mění úhlová rychlost slunečního nitra. Doposud se předpokládalo, že Slunce rotuje jako tuhé těleso, nyní však díky helioseismologii víme, že uvnitř rotuje rychleji. Toto zjištění zřejmě sehraje důležitou roli při vysvětlování příčin sluneční a hvězdné aktivity.

Sluneční oscilace prostupují celé Slunce, a jak se zdá, podpovrchová konvekce jim zřejmě příliš nepřekáží. Je docela možné, že právě z energie uspořádaného konvektivního pohybu čerpají sluneční oscilace svou energii

Děje-li se něco takového u Slunce, není jistě důvod předpokládat, že u jiných hvězd je tomu jinak. Je však zřejmé, že z velké vzdálenosti, kdy se nám kotouček hvězd smršťí na jediný bod, není možné se současnou pozorovací technikou pozorovat vyšší mody oscilací, které jsou u Slunce zvlášť silné. Je nutno se omezit jen na ty nejjednodušší.

Neradiální pulzace pozorujeme u A hvězd typu δ *Scuti*[0]), které zpravidla pulzují s periodou několika minut nebo desítek minut. Jde o hvězdy, které jsou příslušníky pásu nestability, tam jsou kmity posilovány zadržováním zářivé energie postupující z nitra hvězdy v zóně He II/He III.

[0]) Ve stejném místě H-R diagramu se nacházejí i *magnetické hvězdy* typu Ap, z nichž u některých byly pozorovány neradiální pulzace, jejichž spektrum i amplituda se mění s periodou rotace. David W. Kurtz (1982) v nich odhalil tzv. *magnetické pulzátory*, hvězdy, u nichž je určující osou symetrie osa jejich mohutného dipólového magnetického pole.

Dlouhoperiodické proměnné hvězdy

Kapitolou samou pro sebe jsou dlouhoperiodické proměnné hvězdy, známé též jako hvězdy typu Mira, respektive *miridy*. Jsou to chladné hvězdy asymptotické větve obrů o hmotnostech Slunce. Tyto hvězdy na sebe velice upozorňují zejména amplitudou svých světelných změn (rekord drží χ Cygni s amplitudou 14 magnitud), ale i relativně vysokým zářivým výkonem – jsou to jedny z nejzářivějších hvězd v Galaxii, viditelné i na velkou vzdálenost.

Vysoké amplitudy světelných změn jsou charakteristické pouze pro krátkovlnné obory spektra, v červeném a zejména infračerveném oboru jsou amplitudy mnohem menší. Totéž pochopitelně platí i pro bolometrické změny. Zatímco rekordmanka χ Cygni se ve vizuálním oboru mění v rozsahu 14 mag, bolometricky činí amplituda změn pouze 3,3 mag. Je to důsledek skutečnosti, že v průběhu cyklu dochází k velmi drastickým změnám v rozložení energie ve spektru.

Světelné křivky mirid jsou poněkud asymetrické, pozorujeme zde rychlejší vzestup do maxima a pomalejší pokles. Světelné křivky jsou poměrně stabilní, změny probíhají dosti periodicky. Pozorované periody v rozsahu 100 dní až 2 roky dobře souhlasí s velmi nízkou střední hustotou těchto červených obrů.

S klasickými miridami jsou spřízněny tzv. *polopravidelné proměnné hvězdy* s menší amplitudou světelných změn a s méně přísnou periodicitou.

Pulzace těchto rozměrných chladných hvězd jsou radiální, spory se však vedou o tom, zda kmitají v základním modu nebo v 1. harmonické. Pulzace mirid čerpají svou energii z stejného zdroje, jako ostatní typy pulzujících proměnných, tedy ze zářivého toku vycházejícího z centrálních částí hvězdy. Rozdíl je v tom, že k akumulaci zářivé energie a k jejímu převodu na energii kinetickou dochází zřejmě ve vrstvě ionizovaného vodíku. Pulzace, jež se hvězdou šíří, brzy nabude povahu rázové vlny, která se pak prodírá hvězdou z nitra na povrch. Pozorované světelné změny jsou pak především výsledkem interakce horké rázové vlny, která prochází rozměrnou atmosférou o nízké efektivní teplotě. Látka zde, navzdory své řídkosti, je opticky velmi málo průhledná, a to hlavně v důsledku absorpce vyvolané molekulami oxidu titanu TiO. Při středu rázové vlny dochází k disociaci těchto molekul, což vede k prudkému poklesu opacity.

U mirid se tak silně mění viditelné světlo zejména proto, že se v této oblasti střídavě objevují a mizí pásy TiO, dochází tu k velmi prudkým změnám ve vzhledu a charakteru spektra. U polopravidelných proměnných hvězd nejsou tyto efekty tak výrazné, hlavně tu nemá průchod rázové vlny atmosférou tak devastující účinek. Pásy TiO ve spektru pozorujeme stále, což se pak projeví pozorovanou menší amplitudou světelných změn.

6.18 Supernovy

Odezva dějů probíhajících v jádru hvězdy

Posledním typem mechanismů proměnnosti hvězd jsou odezvy na rychlé děje probíhající v centrálních oblastech hvězdy, k nimž dochází v důsledku hvězdného vývoje. Vývoj hvězdy je většinou velmi povlovný a klidný, vše se děje na časových škálách

milionů let. Je to dáno povahou příčiny hvězdného vývoje, a tou je povětšinou pozvolná změna chemického složení nitra v důsledku jaderných reakcí. Obal hvězdy má vždy dostatek času přizpůsobit se změněným vlastnostem hvězdného jádra a charakteristiky hvězdy se mění většinou nepostřehnutelně.

Nicméně občas ve vývoji vnitřku hvězdy dochází k bouřlivým epizodám, při nichž dochází k prudkým zlomům ve výkonu jádra. Většinou při nich hraje rozhodující roli elektronová degenerace a zapálení nových zdrojů jaderného hoření. Ony události se však na změně vnějších charakteristik hvězdy takřka neprojeví, poněvadž jádro hvězdy je obaleno mocnou vrstvou hvězdného materiálu, v níž se důsledky centrálních revolucí náležitě podusí, rozmělní a časově rozmažou.

Zvláštní kategorií proměnných hvězd, jejichž proměnnost je spojena s ději probíhajícími uvnitř hvězdy jsou tzv. *supernovy*. Jsou to proměnné hvězdy výjimečné tím, že jejich proměnnost je jednorázová. Jako supernova hvězda může vybuchnout jen jedenkrát ve svém životě. Výbuch supernovy je natolik drastickou událostí, že se se po něm hvězda kvalitativně zcela změní – buď přestane jako gravitačně vázaný útvar existovat – rozplyne se, nebo se změní v neutronově degenerovanou hvězdu, případně v černou díru.

Pro vzplanutí supernov napsala příroda hned několik scénářů[0]), setkáváme se s několika typy supernov, jež mají různou příčinu destrukce a různý další osud. Z logiky věci budeme o nich pojednávat v opačném pořadí, než by se dalo podle jejich označení očekávat.

Supernovy typu II

Supernovy typu II jsou výsledkem vývoje mimořádně hmotných hvězd, v nichž se během jaderné evoluce vytvořilo dostatečně hmotné jádro složené především ze železa a dalších prvků skupiny železa (nikl, chróm), jejichž jádra jsou velmi silně vázána a jsou tak jaderně nehořlavá. Dění v centrálních oblastech hmotné hvězdy těsně před explozí je ohromně dynamické, ve hvězdě existuje řada vrstviček, některé z nich jsou aktivní – probíhají v nich termonukleární reakce, jiné jsou neaktivní, žádné významné reakce v nich nehoří. V centru roste teplota i hustota, stále rychleji se zapalují nové a nové termonukleární zdroje, vše v časové škále stovek let, později i dnů. Navenek se hvězda jeví jako veleobr a nedává na sobě nic znát.[0])

Po překročení kritické hmotnosti elektronově degenerovaného železného jádra dojde k prudkému kolapsu, kdy se začnou volné elektrony houfně spojovat s protony v jádrech. Vznikají tak neutrony a jádra se rozpadají. Zhroucení se až do okamžiku vzniku neutronové hvězdy děje prakticky volným pádem, látka padá dovnitř rychlostí desítek tisíc km/s. Uvolňuje se množství potenciální energie, která z jádra uniká prostřednictvím neutrin. V okamžiku kolapsu převýší výkon hvězdy v oblasti neutrin její zářivý výkon až o 7 řádů. Naprostá většina vzniklých neutrin bez odporu projde

[0]) V poslední době se hovoří ještě o dalším typu supernov – o tzv. *hypernovách*, které by měly být důsledkem přímého zhroucení velmi hmotné hvězdy na černou díru. Při tomto kolapsu by se měla ve zlomku sekundy uvolnit ještě mnohem větší energie než v případě vzplanutí standardních supernov v podobě ničivého záblesku záření gama. Takto se totiž tyto stále tajemné jevy též vysvětlují.

[0]) Viz případ supernovy 1987 A ve Velkém Magellanově oblaku.

tělesem hvězdy, nicméně některá se v ní zachytí. Svou kinetickou energii předají hvězdné látce, která se tím silně zahřeje na velmi vysokou teplotu. V důsledku toho v nitru vznikne mohutná rázová vlna, která se nadzvukovou rychlostí šíří hvězdou směrem na povrch. Má dostatek energie k tomu, aby celou hvězdu rozmetala do prostoru. Na vodík bohatý obal hvězdy je pak v podobě rychle se rozpínající mlhoviny navrácen do okolního prostoru.

V maximu svého lesku dosahují supernovy typu II asi –18. absolutní bolometrické velikosti. Vrchol je následován postupným poklesem výkonu, a to zhruba o 6 až 8 magnitud za rok.

Při kolapsu a následném průchodu rázové vlny hvězdou vzniká množství prvků nejrůznějších atomových čísel, vznikají i radioaktivní izotopy, z nichž důležitý je izotop Ni^{56} s poločasem rozpadu 6,1 dne, Co^{57} (270 dnů) a Na^{22} (2,6 roku). Pozvolný radioaktivní rozpad těchto prvků je totiž dodatečným zdrojem energie supernovy v době poklesu její jasnosti.

Po vzplanutí supernov typu II bychom na místě hvězdy měli najít její zhroucený zbytek – rychle rotující neutronovou hvězdu projevující se jako pulzar. Typickým příkladem je SN 1054, v jejímž pozůstatku, Krabí mlhovině, takový pulzar pozorujeme. V mnoha jiných případech se to však nepovedlo a názory na to, proč, se liší.

Supernovy typu Ib a Ic

Vedle supernov typu II, které jsou tečkou za vývojem hmotných hvězd s počáteční hmotností od 11 do 50 Sluncí, pozorujeme ještě jasnější supernovy typu I. Pro supernovy tohoto typu je charakteristické, že se v jejich spektru nevyskytují čáry vodíku. Podle spektrálních příznaků se tento typ dělí na tři podtypy: Ia, u nějž nacházíme velmi intenzívní čáru Si II na 615 nm, u typů Ib a Ic nikoli. Ve spektru supernov typu Ib nacházíme silné čáry He, které ovšem u podtypu Ic nenajdeme.

Supernovy typu Ib a Ic jsou všeobecně o 1,5 až 2 magnitudy slabší než supernovy typu Ia, takže se podobají spíše supernovám typu II. Navíc se zdá, že i příčiny jejich vzplanutí jsou v mnohém shodné s příčinami explozí supernov typu II. Podobně jako tyto supernovy nacházíme supernovy typu Ib a Ic výhradně ve spirálních či nepravidelných galaxiích, přednostně poblíž míst, kde v současnosti vznikají nové hvězdy. Jde tedy o hmotné hvězdy, které ve svém jaderném vývoji dojdou až do železného konce, po němž následuje gravitační kolaps jádra.

Soudí se, že vzplanutí supernovy typu Ib, a zřejmě i typu Ic, je výsledkem složitého vývoje těsných dvojhvězd s hmotnými složkami.

Supernovy typu Ia

Tyto velice jasné supernovy se kromě mohutnějšího zářivého výkonu (v maximu svého lesku dosahuje jejich absolutní hvězdná velikost –19,6 mag) vyznačují i tím, že jejich světelné křivky jsou prakticky identické. To je povyšuje do role tzv. *standardních svíček*, objektů, pomocí nichž lze poměřovat vzdálenosti vzdálených hvězdných soustav.

Vzhledem k tomu, že je nacházíme ve všech typech galaxií (tj. i v takových, kde tvorba hmotnějších hvězd již dávno ustala), je zřejmé, že předchůdci tohoto typu supernov musejí být méně hmotné hvězdy. Všeobecně se proto soudí, že supernovy

typu Ia vznikají v důsledku jaderné detonace vzniklé zapálením termonukleárních reakcí v elektronově degenerovaném uhlíko-kyslíkovém bílém trpaslíku.

Bezprostřední příčinou vzplanutí je pozvolný nárůst hmotnosti uhlíkokyslíkového bílého trpaslíka, k němuž dochází v důsledku přenosu látky z druhé složky těsné dvojhvězdy. Zvyšování hmotnosti vede k tomu, že se rozměry trpaslíka neustále zmenšují, čímž se v jeho nitru uvolňuje potenciální energie, která látku hvězdy stále více nahřívá. Překročí-li hmotnost degenerované hvězdy jistou kritickou mez (asi 1,3 $M_\odot$), zvýší se centrální teplota hvězdy natolik, že se zde zažehnou termonukleární reakce, které brzy rozhoří v celé hvězdě.[0]) V důsledku toho se v nitru hvězdy začne dále prudce zvyšovat teplota, která nakonec přeroste i teplotu degenerace. Sevření krunýře elektronové degenerace povolí, látka hvězdy se změní v plyn, který divoce expanduje do prostoru. Následný výbuch jaderné reakce uhasí a rozhodí veškerý materiál hvězdy do prostoru rychlostí až 10^4 km/s. Nicméně ještě dříve než se tak stane, se stačí více než polovina uhlíku a kyslíku z bílého trpaslíka změnit na železo.

Tento pohled na věc dobře souhlasí se spektrálními vlastnostmi supernov typu Ia, kde převládají těžší prvky. Odhaduje se, že jsou to právě supernovy typu Ia, které více než supernovy jiných typů obohacují mezihvězdný materiál o prvky skupiny železa i o uhlík a kyslík.

Podobně jako u supernov jiných typů je světelný výkon supernov typu Ia po maximu lesku určen tempem radioaktivního rozpadu nestabilních izotopů niklu, kobaltu a dalších radioaktivních prvků.

Role supernov ve vesmíru

V galaxiích typu naší Galaxie ročně odchází z hvězdné scény asi jedna hvězda. Přitom nejméně každá padesátá zakončí svou kariéru efektním ohňostrojem supernovy typu I nebo II. Supernovy mají velmi důležitou roli v dění ve hvězdných soustavách:

- Obohacují mezihvězdnou látku o prvky těžší než helium. V důsledku tohoto procesu obsahují mladší objekty stále více a více těžších prvků. Těžší prvky zřejmě mají důležitou roli při vzniku planetárních systémů a planet zemského typu, jež mohou být nositelkami života.
- Šířící se rázové vlny vznikající na střetu rozpínajících se obálek supernov s oblaky chladného a relativně hustého plynu dokáží spustit nebo alespoň stimulovat proces tvorby nových hvězd z materiálu obsaženého v molekulových oblacích.
- Svým kosmickým zářením mohly ovlivnit vznik a vývoj života na Zemi.
- Supernova zvaná Geminga před 340 000 let vyčistila zaprášený prostor v okolí Slunce a umožnila nám tak nahlédnout do vzdáleného vesmíru.
- Supernovy mohou být i nebezpečné, musely by se však nacházet do vzdálenosti 30 světelných let. Tam se však žádná hvězda, která by se snad hotovila k takovému zániku, nenachází.

[0]) Tato skutečnost je zřejmě příčinou, proč se světelné křivky supernov typu Ia tak podobají – vybuchují nám tu objekty s navlas stejnou hmotností a vnitřkem.

6.19 Záblesky záření gama

Po řadu let pozorované záblesky záření gama jsou zřejmě nejenergetičtějším jevem ve vesmíru souvisejícím s hvězdami – během několika desítek sekund se tu uvolní energie několikanásobně větší, než kolik jí Slunce má vyzářit v celé své aktivní kariéře – tedy 10^{45} J. Jedním z možných vysvětlení je splynutí dvou neutronových hvězd které se k sobě postupně přiblížily v důsledku ztráty energie orbitálního pohybu gravitačním vyzařováním nebo vzplanutí hypotetické *hypernovy*, k němuž by mohlo dojít, zhroutí-li se hmotná hvězda přímo na černou díru.

Záblesky k nám přicházejí z kosmologických vzdáleností, účinek záblesku by dokázal sterilizovat život v celé galaxii.

6.20 Malý abecední zvěřinec opticky proměnných hvězd

algolidy
zákrytové dvojhvězdy typu Algol. Ve světelné křivce lze snadno vysledovat okamžik začátku a konce zákrytu, mimo něj se jasnost soustavy mění jen nepatrně v důsledku efektu odrazu nebo slapově deformovaného tvaru složek. Sekundární minimum bývá mělčí nebo chybí. Periody jsou od 0,2 dne do 10 000 dnů, světelné změny činí i několik magnitud.
Z vývojového hlediska může jít o oddělené systémy sestávající zpravidla ze dvou hvězd hlavní posloupnosti – zde se jasnost soustavy mimo zákryty nemění, protože hvězdy jsou od sebe relativně daleko a jsou takřka kulové. Může jít též o polodotykové soustavy, v nichž sekundární složku tvoří podobr vyplňující Rocheův lalok. Malé změny mimo zákryty jsou zde dány faktem, že podobr přispívá k celkovému světlu dvojhvězdy jen malým dílem.

cefeidy
nebo též *klasické cefeidy*, případně hvězdy typu δ *Cephei* jsou radiálně pulzující nadobři či veleobři (luminozitní třídy Ib – II) spektrálního typu F–K. Periody pulzací jsou od 1 dne do 135 dní, amplitudy světelných změn až 2 mag. Křivka radiálních rychlostí je ve fázi se světelnou křivkou: maximum rychlosti expanze odpovídá maximu jasnosti hvězdy. Jde o hmotné hvězdy v pokročilém stadiu vývoje, v jejichž nitru se již zapálily heliové reakce. Jsou to typické členky plochého podsystému Galaxie, vyskytují se občas v mladších otevřených hvězdokupách. Dobře vyjádřená závislost mezi periodou pulzací a zářivým výkonem je důsledkem skutečnosti, že cefeidy jsou různě hmotné a tudíž různě zářivé hvězdy, jež se při svém vývoji právě dostaly do pásu nestability. Příčinou udržení pulzací je akumulace tepla získaného při prostupu zářivé energie ve vrstvě, v níž je srovnatelné množství jedenkrát a dvakrát ionizovaného helia.

dlouhoperiodické proměnné hvězdy
viz **miridy**

eruptivní trpaslíci
nebo též hvězdy typu *UV Ceti*. Chladné, málo hmotné hvězdy hlavní posloupnosti s emisemi v čáře Hα (K3Ve–M6Ve). Příčinami změn jsou silné erupce, zpravidla mohutnější než ty sluneční. S ohledem na malý zářivý výkon hvězdy mohou erupcemi zapříčiněná zjasnění dosáhnout až 6 mag (výraznější jsou směrem do krátkovlnné oblasti spektra) Nástup do maxima bývá rychlý, řádově sekundy, desítky sekund, pokles v minutách. Erupce se objevují zhruba po hodině. Jde o nejpočetněji zastoupený typ proměnných hvězd.

fuory
viz proměnné typu **FU Orionis**

heliové proměnné
rotující chemicky pekuliární hvězdy spektrálních typů B0 – B9 s anomálním zastoupením helia (u teplejších heliových proměnných je helia oproti normálu nadbytek, u chladnější naopak nedostatek). Pozorovány jsou u nich změny intenzity spektrálních čar He I a Si III. Variace jsou dány nehomogenním rozložením těchto prvků po povrchu hvězdy. Nestejnorodost je důsledkem složitých a pomalých procesů probíhajících v klidné atmosféře vystavené působení silného magnetického pole. Periody změn (desítky hodin až několik dní) odpovídají době otočky.

hvězdy typu SR
jsou obři a veleobři pozdních spektrálních tříd s jistou periodou pulzací. Periodicita dějů je zde občas narušována jistými nepravidelnostmi. Periody bývají od 20 do 2000 dní, amplitudy 1–2 mag, světelné chování této rozmanité skupiny hvězd je velice různé. Mechanismus proměnnosti je zřejmě podobný jako u *mirid*. Podle GCVS 1985 se hvězdy typu SR dále člení do čtyř podtypů:
SRa – jejich světelné změny jsou takřka přesně periodické, periody v rozmezí 100 až 400 dnů, amplitudy až 2 mag. Jedná se o obry a veleobry pozdních spektrálních tříd s emisemi vodíku. Jsou zřejmě velice podobné *miridám*.
SRb – světelné změny nejsou již tak přísně periodické, perioda většinou 80 až 120 dní. U řady z nich se objevuje i další, o řád delší perioda. Amplitudy změn jsou vesměs pod 1 mag. Jedná se o obry a veleobry spektrálních typů M, C a S.
SRc – světelné změny určuje více period jedna bývá řádově stovky, druhá tisíce dní dlouhá. Amplitudy kolem 1 mag. Vesměs jde o hmotné červené veleobry třídy M se silnou koncentrací ke galaktické rovině.
SRd – světelné změny jsou poměrně přísně periodické, přičemž pro každou hvězdu lze vytipovat soubor period, v nichž se střídavě mění, v období změny periody se může jasnost hvězdy měnit dosti chaoticky. Amplitudy jsou v rozmezí 0,1 až 4 mag. Hvězdy tohoto typu jsou teplejší obři a veleobři typu G, K a M, většinou s emisemi ve spektru.

hvězdy typu Z Andromedae
viz *symbiotické hvězdy*

hvězdy typu RS Canum Venaticorum
jsou těsné dvojhvězdy, jejichž složkami jsou hvězdy pozdějších spektrálních typů G–M s výraznou chromosférickou aktivitou, která se projevuje například variacemi intenzity emise v čárách Ca II, dále v radiovém a rentgenovém oboru. Příčin pozorovaných změn jasnosti v optickém oboru je mnoho: mohou tu hrát roli vzájemné zákryty složek, rotace nehomogenní fotosféry pokryté temnými skvrnami slunečního typu, dále erupce aj. Perioda rotace skupin skvrn na povrchu se může poněkud lišit od rotační periody (skvrny se po fotosféře pohybují), což vede k postupné změně tvaru světelné křivky mimo zákryty. Amplituda těchto změn se počítá na desetiny magnitudy a mění se v rámci dlouhodobého cyklu hvězdné aktivity. Hvězdám se někdy posměšně přezdívá *skvrnití psi*.

hvězdy typu α^2 Canum Venaticorum
jsou rotující chemicky pekuliární hvězdy spektrálního typu B8 – A7 V se silným dipólovým magnetickým polem. Ke světelným změnám, doprovázeným změnami intenzity některých spektrálních čar a variacemi podélné složky indukce magnetického pole, dochází v důsledku nehomogenního rozložení chemických prvků po povrchu hvězdy. To je výsledkem pomalých procesů v klidné atmosféře navíc stabilizované mohutným globálním magnetickým polem. Rotační periody činí 0,5 až 160 dní, světelné amplitudy nepřesahují 0,1 mag.

hvězdy typu β Cephei
jsou pulzující horké hvězdy horní části hlavní posloupnosti v úzkém rozmezí spektrálních typů B0–B2, které vykazují světelné změny o amplitudě 0,01 až 0,3 mag a změny radiálních rychlostí, vše s periodou 0,1 až 0,6 dne. Křivky světelné a křivky radiálních rychlostí jsou proti sobě posunuty o čtvrt periody: maximální jasnost odpovídá minimálnímu poloměru a maximální teplotě. Vše je to důsledek pulzací, jež bývají jak radiální, tak neradiální. Příčina udržení pulzací se podařila najít teprve nedávno – podobně jako u cefeid i v těchto hvězdách dochází k akumulaci prostupující zářivé energie, jenže zde je touto aktivní vrstvou vrstva neprůhledná v důsledku fotoionizace prvků skupiny železa.

hvězdy typu δ Cephei
viz **cefeidy**

hvězdy typu o Ceti
viz **miridy**

hvězdy typu UV Ceti
viz **eruptivní trpaslíci**

hvězdy typu ZZ Ceti
jsou neradiálně pulzující bílí trpaslíci nacházející se na prodloužení pásu nestability. Periody pulzací činí 30 s až 25 minut, světelné změny 0,001 až 0,2 mag. Obvykle pulzují současně v několika blízkých periodách. Známo je zatím jen několik kusů.

hvězdy typu R Coronae Borealis
jsou staré veleobří hvězdy spektrální třídy F až K s nízkým zastoupením vodíku v atmosféře, ale s hojností uhlíku. Pulzují s periodou 30 až 100 dní, amplituda pozorovaných změn 0,1 mag až 1 mag. Přes pulzace se překládají aperiodická zeslabení v rozmezí od 1 do 9 (!) magnitud. Tato minima jasnosti mohou trvat i celé roky. Enormní pokles jasnosti se vykládá silnou absorpcí světla grafitovými zrníčky, která zde zkondenzovala z látky vyvržené hvězdou.

hvězdy typu S Doradus
jsou mimořádně žhavé a zářivé hvězdy hlavní posloupnosti, které jsou pro svou extrémní hmotnost (nad 50 $M_\odot$) velice nestabilní. Neustále ztrácejí svou hmotu jak intenzivním hvězdným větrem, tak dalšími bouřlivými procesy.

hvězdy typu γ Doradus
jde o nový typ pulsujících proměnných hvězd zavedený v roce 1999. Jedná se o trpasličí hvězdy třídy F, které kmitají s jednou i pěti periodami o délce 0.4 až 3 dny, amplitudy světelných změn přesahují 0,1 mag. Pulsace jsou to neradiální, gravitační mód.

hvězdy typu BY Draconis
jsou chladné hvězdy hlavní posloupnosti (KVe–MVe) se silnou hvězdnou aktivitou. Pozorovány u nich jsou více či méně periodické změny o časové škále 0,2 až 120 dní s amplitudou světelných změn 0,5 mag. Změny jejich jasnosti jsou diktovány tempem rotace, na hvězdách jsou mohutné oblasti s proměnnou aktivitou, fotosférické skvrny a občas erupce – v tom se tyto hvězdy podobají *eruptivním trpaslíkům*.

hvězdy typu U Geminorum
viz **trpasličí novy**

hvězdy typu AM Herculis
viz **polary**

hvězdy typu RR Lyrae
nazývané též *krátkoperiodické cefeidy*, jsou cefeidy populace II – radiálně pulzující obři slunečních hmotností spektrálního typu A až F, které se během svého vývoje právě dostaly do pásu nestability. Periody jsou v intervalu 0,2 až 1,2 dní, amplitudy 0,2 až 2 mag. Proměnné jsou tvary světelných křivek a občas i periody. Maximum expanzní rychlosti odpovídá maximu jasnosti. Hvězdy typu RR Lyrae se mohou použít jako standardy při stanovování vzdáleností hvězdných soustav, neboť všechny mají zhruba tutéž střední absolutní hvězdnou velikost (M_V = 0,7 mag). S výhodou se tak činí zejména u kulových hvězdokup a eliptických galaxií.

hvězdy typu β Lyrae
zvláštní typ zákrytových dvojhvězd s deformovanými, zjevně interagujícími složkami – na světelných křivkách nemůžeme stanovit okamžik začátku a konce zákrytu, světelné změny jsou povlovné. Vždy pozorujeme sekundární minimum, periody bývají větší než 1 den, složkami jsou horké hvězdy B, A, amplitudy světelných změn nepřesahují 2 mag. Poněkud sporný, nicméně historicky zasloužilý typ proměnných hvězd.

hvězdy typu YY Orionis
jedná se o právě se formující hvězdy, vesměs ještě spojené se zárodečnou mlhovinou. Jejich stáří zřejmě nepřesahuje milion let a mohli bychom je považovat za extrémně mladé hvězdy typu *T Tauri.* Nepravidelné světelné změny jsou nejspíš způsobeny dopadem okolohvězdného materiálu na povrch hvězdy. Svědčí o tom i výrazné absorpce v dlouhovlnných křídlech spektrálních čar.

hvězdy typu FU Orionis
někdy přezdívané jako *fuory*, jsou vůbec nejmladší pozorované proměnné hvězdy. Jsou nesmírně vzácné – kromě hlavní představitelky známe dosud méně než tucet dalších podobných hvězd. Charakteristickým projevem hvězd typu FU Orionis je neočekávaný nárůst jasnosti hvězdy až o 6 mag. Ve stavu zvýšené jasnosti může hvězda setrvat i několik desetiletí a pak se opět navrátit do původního stavu. Mechanismus proměnnosti není ještě uspokojivě nalezen, podle jedné z teorií je pozorované zjasnění důsledkem přechodu hroutící se hvězdy z fáze rychlého smršťování, kdy hvězda není v hydrostatické rovnováze do stadia pomalého smršťování, kdy nitro již v rovnováze je. Na H-R diagramu tato situace odpovídá momentu, kdy vývojová stopa hvězdy právě zprava protne *Hayashiho čáru*.

hvězdy typu δ Scuti
jsou radiálně i neradiálně pulzující hvězdy hlavní posloupnosti spektrálního typu A0 – F5. Pozorované amplitudy jsou od 0,003 mag do 0,9 mag, periody 0,01–0,2 dne. Tvar světelné křivky i amplituda se s časem obvykle silně mění. Je to důsledek skutečnosti, že se zde vedle sebe uplatňuje hned několik pulzačních period, hvězda pulzuje současně v několika modech. Vzhledem k tomu, že tyto periody se od sebe zpravidla příliš neliší, můžeme ve světelné křivce pozorovat rázy, období zvýšené amplitudy, někdy mohou světelné změny na čas vymizet.

hvězdy typu T Tauri
jsou mladé, poměrně rychle rotující, a tudíž aktivní hvězdy ve stadiu pozvolného gravitačního smršťování, jež předchází jejich vstupu na hlavní posloupnost. Obvykle proto v jejich sousedství nacházíme zbytky zárodečné mlhoviny. Vyskytují se přednostně v tzv. T-asociacích a v mladých otevřených hvězdokupách, jejich hmotnost je střední, leží v intervalu 0,3 $M_\odot$ až 3 $M_\odot$. Spektrální čáry (občas i emisní) jasně svědčí o rychlých pohybech v atmosféře, o silné chromosférické aktivitě. V okolí hvězd je plynoprachová látka vypuzená z formujících se hvězd v důsledku mohutné hvězdné vichřice (10^{-7} $M_\odot$/rok). Světelné změny jsou nepravidelné, chaotické, amplitudy činí 1 – 4 mag.

hvězdy typu RV Tauri
jsou radiálně pulzující veleobři, jejichž spektra se v cyklu proměnnosti výrazně mění – v maximu jde o hvězdy spektrální třídy F–G, v minimu K–M. Periody činí 30 – 150 dní, amplitudy 3 – 4 mag. Ve světelných křivkách vedle hlavních minim jasnosti pozorujeme i minima sekundární, přičemž poměry jejich hloubek se s časem mění, mohou se převrátit. Hvězdy silně září v infračerveném oboru, kde se projevuje záření prachové obálky vymetené z hvězdy pulzacemi. Emisní čáry svědčí o přítomnosti rozsáhlé atmosféry.

hvězdy typu W Ursae Majoris
jsou zákrytové dvojhvězdy, jejichž složky tvoří takřka kontaktní systém hvězd se společnou fotosférou. Průběh světelné křivky je dokonale hladký, primární a sekundární minima jsou zhruba stejně hluboká, a to i navzdory tomu, že hvězdy mají různou hmotnost. Periody jsou obvykle kratší než jeden den, amplitudy menší než 0,8 mag. Složkami dvojhvězdy jsou trpasličí hvězdy typu F až G.

hvězdy typu W Virginis
jsou radiálně pulzující obři staré diskové a sférické složky Galaxie (populace II). Perioda jejich pulzací je 1 až 50 dní, amplituda od 0,2 do 2 mag. Je u nich rovněž pozorována obdoba závislosti: perioda-zářivý výkon, která platí u cefeid, jen s tím rozdílem, že pro tutéž periodu jsou hvězdy W Virginis o 0,7 až 2 mag slabší. Naštěstí je možné proměnné typu W Virginis od klasických cefeid rozlišit podle tvaru světelné křivky.

krátkoperiodické cefeidy
častěji hvězdy typu **RR Lyrae**

miridy
nebo též *dlouhoperiodické proměnné hvězdy* nebo též hvězdy typu o *Ceti* jsou chladné hvězdy sluneční hmotnosti asymptotické větve obrů s rozsáhlou atmosférou, v níž jsou hlavním zdrojem neprůhlednosti zejména molekuly TiO. V maximu jasnosti spektrální pásy TiO mizí, objevují se emisní čáry vodíku a ionizovaného vápníku, zcela neodpovídající pozdnímu spektrálnímu typu. Důvodem jsou drastické změny v atmosféře hvězdy způsobené průchodem mohutné rázové vlny, která povstala v nitru a právě se prodrala až na povrch. Pulzace hvězd jsou až sekundárním efektem a na změny jasnosti hvězd mají jen okrajový vliv. Amplitudy světelných změn v optickém oboru jsou veliké: 2,5 až 11 mag, v modré a UV bývají ještě větší, v infračerveném oboru však nepřevyšují 2,5 mag. Periodicita je dobře vyjádřena – 80 až 1100 dní, kolem hvězd se často pozorují různě vyvinuté okolohvězdné plynoprachové obálky.

novám podobné hvězdy
jsou eruptivní proměnné hvězdy, které se průběhem změn jasnosti a spektra kvalitativně velmi podobají novám, ovšem amplitudy vzplanutí jsou až o 4 mag menší, časová odlehlost jednotlivých vzplanutí je pak řádově kratší – jedná se měsíce či roky. Jde tu zřejmě o těsné dvojice chladné obří hvězdy typu M a horké hvězdy typu B obklopené společným obalem. Zvláštním podtypem novám podobných hvězd jsou tzv. **polary** neboli hvězdy typu *AM Herculis*. K novám podobným hvězdám řadíme též *symbiotické hvězdy*, hvězdy typu *R Coronae Borealis* a *trpasličí novy*.

novy
jsou těsné dvojhvězdy s oběžnými periodami 0,05 až 230 dní, sestávající z bílého trpaslíka a chladné normální složky, kterou může být hvězda hlavní posloupnosti, podobr nebo i obr. V klidové fázi jsou světelné změny malé. Z normální složky přetéká látka na povrch bílého trpaslíka. S tím jak se zvyšuje hmotnost degenerované hvězdy, klesá její poloměr a na účet uvolněné potenciální energie vzrůstá teplota. Na spodní části obálky nakonec naroste nato-

lik, že se zde vznítí překotná termonukleární rekce *CNO* cyklu. V důsledku naráz uvolněné energie se oddělí obálka, která expanduje do prostoru rychlostí několika set km/s. Projeví se to prudkým nárůstem jasnosti během dne až několika dní, amplituda světelné změny dosahuje 7 až 19 mag. Pak následuje pokles do původního stavu trvající měsíce i roky. Vzplanutí se opakují, přičemž interval mezi jednotlivými vzplanutími mnohonásobně překračuje délku lidského života.

polary
aneb hvězdy typu *AM Herculis* patří mezi tzv. *novám podobné hvězdy*, u nichž se pozoruje velice silná polarizace záření. Ta svědčí o tom, že toto záření vzniká za přítomnosti velice silného magnetického pole.

polopravidelné proměnné hvězdy
viz hvězdy typu **SR**

pulzary
jsou rychle rotující neutronové hvězdy, které září v radiovém, někdy též i v optickém a krátkovlnném oboru spektra. Vyzařování z hvězd je koncentrováno do úzkého kužele, jehož geometrie je úzce svázána s geometrií magnetického pole neutronové hvězdy a mechanismem vzniku tohoto záření – vesměs jde o netepelné synchrotronové záření. Perioda rotace je od 0,001 s do 4 s, světelné amplitudy 0,8 mag.

roAp hvězdy
jsou podtypem proměnných hvězd typu α^2 **Canum Venaticorum**. Jsou to neradiálně pulzující magnetické hvězdy, u nichž osu pulzací neurčuje rotační osa, ale osa magnetického dipólu. Pulzace o periodě řádově 0,01 dne a amplitudě řádově 0,01 mag se překládají přes rotační změny jasnosti. Tomuto typu proměnnosti, který je kombinací rotace a pulzace řízené magnetickým polem, se říká *magnetický pulzátor*.

skvrnití psi
viz hvězdy typu **RS Canum Venaticorum**

supernovy
souhrnný název pro hvězdy, které během několika desítek hodin o mnoho řádů zvýší svou jasnost a pak měsíce pozvolna pohasínají. Všem supernovám je společné to, že příčina výbuchu supernovy souvisí s ději probíhajícími v centrálních částech hvězdy. Výbuch má natolik destruktivní povahu, že se další vzhled hvězdy diametrálně mění, hvězda může ve své hvězdné kariéře zažít pouze jediný takový výbuch. V současnosti rozlišujeme několik typů supernov, které se od sebe liší průběhem vzplanutí, spektroskopickými charakteristikami, odlišné jsou i příčiny jejich vzplanutí.

supernovy typu Ia
jsou supernovy, které dosahují absolutní hvězdné velikosti až –19,6 mag. Navíc se vyznačují tím, že jejich světelné křivky jsou prakticky identické, což je povyšuje do role tzv. *standardních svíček*, objektů, pomocí nichž lze poměřovat vzdálenosti vzdálených hvězdných soustav.
Všeobecně se soudí, že supernovy typu Ia vznikají v důsledku jaderné detonace vzniklé zapálením termonukleárních reakcí v elektronově degenerovaném uhlíko–kyslíkovém bílém trpaslíku. Bezprostřední příčinou vzplanutí je překročení hmotnosti bílého trpaslíka nad 1,3 $M_\odot$, k němuž dochází při pozvolném přenosu látky z druhé složky těsné dvojhvězdy. Po zažehnutí reakcí, ještě dříve než dojde k sejmutí elektronové degenerace, se stačí více než polovina uhlíku a kyslíku z bílého trpaslíka změnit na železo. Následný výbuch uhasí reakce a veškerý

materiál je rozhozen do prostoru rychlostí až 10^4 km/s. Tento pohled na věc dobře souhlasí se vzhledem spektra v němž převládají těžší prvky.
Podobně jako u supernov jiných typů je světelný výkon supernov typu Ia po maximu lesku určen tempem radioaktivního rozpadu nestabilních izotopů těžších prvků.

supernovy typu Ib a Ic
jsou mezi jasnější supernovy typu I řazeny z toho důvodu, že se v jejich spektru nenacházejí čáry vodíku. Na rozdíl od *supernov typu Ia* u nich není pozorovatelná čára Si II na 615 nm. Typ Ic je zvláštní tím, že se v jeho spektrech kromě vodíku nenajdou též čáry helia. Supernovy typu Ib a Ic jsou všeobecně o 1,5 až 2 magnitudy slabší než supernovy typu Ia, takže se podobají spíše supernovám typu II. Navíc se zdá, že i příčiny jejich vzplanutí jsou v mnohém shodné s příčinami explozí supernov typu II. Podobně jako tyto supernovy nacházíme supernovy Ib a Ic výhradně ve spirálních či nepravidelných galaxiích, přednostně poblíž míst, kde v současnosti vznikají nové hvězdy. Jde tedy o hmotné hvězdy, které ve svém jaderném vývoji dojdou až do železného konce, po němž následuje gravitační kolaps jádra.
Soudí se, že vzplanutí supernovy typu Ib, a zřejmě i typu Ic, je výsledkem složitého vývoje těsných dvojhvězd s hmotnými složkami.

supernovy typu II
jsou výsledkem vývoje mimořádně hmotných hvězd, v nichž se během jaderné evoluce vytvořilo dostatečně hmotné elektronově degenerované jádro složené především ze železa. Když hmotnost jádra překročí kritickou hmotnost zhroutí se v neutronovou hvězdu. Potenciální energii takto uvolněnou sebou odnášejí neutrina. Část neutrin se zachytí v okolní látce a silně ji tak zahřeje. Vznikne tak mohutná rázová vlna, která se velkou rychlostí šíří hvězdou směrem na povrch. Má sdostatek energie, aby celou hvězdu rozmetala do prostoru. Na vodík bohatý obal hvězdy je pak v podobě rychle se rozpínající mlhoviny navrácen do okolního prostoru.
V maximu svého lesku dosahují supernovy typu II asi –18. bolometrické velikosti. Vrchol je následován postupným poklesem, zhruba o 6 až 8 magnitud za rok. Při kolapsu a následném průchodu rázové vlny hvězdou vzniká množství prvků nejrůznějších atomových čísel, vznikají i radioaktivní izotopy, jejichž pozvolný radioaktivní rozpad je dodatečným zdrojem energie supernovy v době poklesu její jasnosti.
Po vzplanutí supernov typu II bychom na místě hvězdy měli najít její zhroucený zbytek – rychle rotující neutronovou hvězdu projevující se jako pulzar.

symbiotické hvězdy
nazývané též hvězdy typu **Z Andromedae** jsou těsné dvojhvězdy sestávající z horké složky a chladné hvězdy, které jsou obklopeny společnou obálkou buzenou k záření paprsky horké hvězdy. Mění se nepravidelně až o 4 mag, časové škály jsou stovky dní.

trpasličí novy
nebo též hvězdy typu *U Geminorum* nebo hvězdy typu *SS Cygni* jsou interagující těsné dvojhvězdy složené z bílého trpaslíka obklopeného akrečním diskem s horkou skvrnou, která vzniká v místě střetu materiálu vytékajícího z podobra či trpaslíka třídy K, M vyplňujícího svůj Rocheův lalok. Oběžné periody jsou 0,05 až 0,5 dne. V klidném stavu jsou pozorovány nevelké, ale rychlé fluktuace světla – tzv. mihotání (flickering) vznikající fluktuacemi teploty horké skvrny. Systému se občas v průběhu jednoho až dvou dnů zjasní o 2 až 6 mag, po několika dnech až týdnech zeslábne na původní hodnotu. Tato vzplanutí se polopravidelně opakují v intervalech 10 až 1000 dní, přičemž čím delší je mezera mezi vzplanutími, tím je amplituda zjasnění větší. Příčinou nejspíše bude nestabilita v akrečním disku – turbulentní tření. Občas lze pozorovat i klasické zákryty, či zákryty horké skvrny, která bývá v klidných fázích hlavním zdrojem světla v soustavě.

6.21 Literatura, úlohy

Použitá a doporučená literatura

Iben, I.; Tutukov, A. V.: *Supernovae of type I as end products of the evolution of binaries with components of moderate initial mass (M < 9 Ms)*, Astrophys. J. Suppl. **54** (1984), 335

Kippenhahn, R.: *Odhalená tajemství Slunce,* překlad z něm. originálu M. Šolc*,* nakl. Mladá fronta, Praha 1999

Klebesadel, R. W.; Strong, I. B.; Olson, R. A.: *Observation of gamma-ray bursts of cosmic origin*, Astrophys. J. **182**, L85

Kraft, R. P.: *Studies of stellar rotation. V. The dependence of rotation on age among solar-type stars*, Astrophys. J. **150** (1967), 551

Kurtz, D. W.: *Rapidly oscillating Ap stars*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. **200** (1982), 807

Leibacher, J. W.; Noyes, R. W.; Toomre, J.; Ulrich, R. K.: *Helioseismology*, Sci. Amer. **253** (1985), 48L

Leighton, R. B.; Noyes, R. W.; Simon, G. W.: *Velocity fields in the solar atmosphere. I. Preliminary report,* Astrophys. J. **135** (1962), 474

Mikulášek, Z.: *Studium pekuliární hvězdy CQ UMa*, disertační práce, Brno 1980

Ulrich, R. K.: *The five-minute oscillations on the solar surface*, Astrophys. J. **162** (1970), 993

Wilson, O. C.: *Chromospheric variations in main-sequence stars,* Astrophys. J. **226** (1978), 379

Wilson, R. E.; Devinney, E. J.*: Realization of accurate close-binary light curves: Application to MR Cygni*, Astrophys. J. **166** (1971), 605

Wolff, S. C.: *The A-stars: Problems and perspectives*, NASA SP-463 1983

Zejda, M. a kol.: *Pozorování proměnných hvězd I*, Hvězdárna a planetárium M. Koperníka v Brně, Brno 1994

Zejda, M. a kol.: *Pozorování proměnných hvězd II*, Hvězdárna a planetárium M. Koperníka v Brně, Brno 2000

P

Úlohy, problémy

1. Seřaďte podle proměnářské abecedy hvězdy s tímto písmenným, či číselným označením: A, AA, AB, BA, QQ, QZ, R, RS, ZZ, V 249, V 378.

2. a) Dokažte, že jsou-li relativní změny jasnosti $\Delta j/j$ dostatečně malé, lze je a odpovídající změnu hvězdné velikosti v magnitudách Δm zapsat: $-1{,}086\ \Delta j/j = \Delta m$. b) Při jakém rozdílu hvězdných velikostí dostoupí chyba aproximace 1 %?

[(a) log*e*/0,4 = 1,086, (b) 0,021 mag]

3. Kolem Slunce prolétává prostorovou rychlostí 300 km/s rotující proměnná hvězda, jejíž doba otočky 2,45002 dne se dlouhodobě nemění. a) Popište, jak asi se bude měnit délka pozorované periody. Vypočítejte její hodnotu b) dlouhou dobu před největším přiblížením, c) v době největšího přiblížení, d) dlouho po největším přiblížení. Předpokládejte, že pohyb proměnné hvězdy vzhledem ke Slunci je rovnoměrný a přímočarý.

[(b) 2,45247 d, (c) 2,45002 d, (d) 2,44757 d]

4. U hvězdy CQ UMa byla původně nalezena perioda světelných změn o délce 1,68186 dne. Později se ukázalo, že správná je konjugovaná perioda. Vypočtěte pomocí Tannerova vztahu délku této periody. Jak byste vedli pozorování, abyste si ověřili, která z těchto period je reálná a která fiktivní.

[2,45003 d]

5. V *O-C* diagramu algolidy lze vysledovat víceméně parabolický nárůst (*O-C*) na epoše *E*. Jak byste tento chod interpretovali. Jak lze tento průběh vysvětlit?

[Je to důsledek vzrůstu fotometrické periody. Ta může odrážet jak skutečný nárůst orbitální periody, tak i skutečnost, že zmíněná algolida se od nás vzdaluje v důsledku gravitačního působení třetí složky. Budeme-li pozorovat dostatečně dlouho, pak by změny *O-C* měly mít cyklický charakter s periodou vzájemného oběhu soustavy algolidy kolem společného těžiště s třetí složkou.]

6. Algolidy jsou zákrytové dvojhvězdy, jejichž jasnost se mezi zákryty prakticky nemění. Vysvětlete, jak je možné, že se mezi algolidy počítají i takové soustavy, kde jedna ze složek vyplňuje Rocheův lalok a její tvar se tedy velmi výrazně odchyluje od koule. Je-li celková jasnost soustavy mimo zákryty součtem jasností obou složek, proč nepozorujeme silné změny v důsledku její kapkovitosti?

[Sekundární složky takovýchto systémů přispívají k celkové jasnosti soustavy jen několika procenty a relativní změny jasnosti soustavy dané jejich změnami bývají zanedbatelné.]

7. Představte si dvě soustavy: oddělenou, sestávající ze dvou hvězd hlavní posloupnosti, a polodotykovou, sestávající z relativně chladnějšího podobra vyplňujícího svůj Rocheův lalok a primární složky, žhavé hvězdy hlavní posloupnosti. Která ze zákrytových soustav bude vykazovat větší amplitudu světelných změn a proč? Jak se vzájemně liší světelné křivky těchto proměnných hvězd?

[V druhém případě pozorujeme poměrně hluboké primární minimum a nevýrazné sekundární, v prvním případě jsou obě minima srovnatelně mělká, amplituda není vyšší než 1 mag.]

8. Jistý eruptivní trpaslík má v klidu 15. absolutní velikost. Během vzplanutí se zjasní o 4,3 magnitudy. O kolik magnitud by se změnila hvězdná velikost Slunce, pokud by na něm proběhla tatáž erupce? Jaká je šance, že bychom podobný nárůst zachytili fotometricky?

[0,0045 mag, velmi malá]

9. Odhadněte a porovnejte mezi sebou střední hustoty a základní periody radiálních pulsací a) typické neutronové hvězdy M = 1,3 M , R = 14 km, b) typického bílého trpaslíka M = 0,56 M , R = 8 800 km, c) Slunce, d) proměnné typu δ Sct - M = 2,1 M , R = 1,7 R , e) klasické cefeidy M = 6 M , R = 70 R , f) typické miridy M = 1,1 M , R = 600 R .

[(a) $\rho = 2{,}3 \cdot 10^{17}$ kg/m^3, $P_z = 2{,}6 \cdot 10^{-4}$ s, (b) $\rho = 4{,}0 \cdot 10^{8}$ kg/m^3, P_z = 6,1 s, (c) ρ = 1410 kg/m^3, P_z = 54 min, (d) ρ = 600 kg/m^3, P_z = 1,4 hod, (e) $\rho = 2{,}5 \cdot 10^{-2}$ kg/m^3, P_z = 9 dní, (f) $\rho = 7{,}2 \cdot 10^{-6}$ kg/m^3, P_z = 530 d.]

10. Dokažte, že minimální perioda světelných změn hvězdy souvisejících s její rotací P_{rotmin} je vždy větší než maximální perioda radiálních pulsací P_z. a) Kolikrát?, b) vypočtěte hodnoty minimální doby otočky pro všechny případy hvězd uvedených v předcházejícím příkladu. Diskutujte.

[(a) $P_{rot\min} \approx \frac{3}{\sqrt{G\rho}}$, tedy asi třikrát, (b) $P_z = 8 \cdot 10^{-4}$ s, P_z = 20 s, P_z = 3 h, P_z = 4 h, P_z = 1 měsíc, 4,5 roku (!)]

11. Hubblovým kosmickým dalekohledem byla ve spirální galaxii M 100 objevena řada cefeid. Střední hvězdná velikost jedné z nich, *C*2, je 25,4 mag, přičemž perioda pulsací činí právě 50 dní. Za použití relace mezi periodou a absolutní vizuální hvězdnou velikostí M_V: M_V = -2,80 log P – 1,43, odhadněte, s jakým časovým zpožděním tuto cefeidu pozorujeme. Je nyní *C*2 ještě cefeidou?

[M_V = -6,2 mag, r = 20,8 Mpc = 68 milionů sv. let, nejspíš ne.]

12. Několik měsíců po vzplanutí novy či supernovy se v jejím okolí objevuje světelný prstenec, nazývaný světelné echo. Poloměr prstence se rovnoměrně zvětšuje tempem r“/rok. a) Jaké je vysvětlení tohoto jevu? b) Jaká je vzdálenost novy či supernovy v pc? c) Lze k změření vzdálenosti využít i rychlosti rozpínání vlastní obálky novy či supernovy? Co musíme navíc ještě znát, a jak tuto veličinu zjistíme?

13. Expandující obálka supernovy začne být ve svém postupu mezihvězdným prostorem účinně brzděna v okamžiku, kdy začne její hustota být srovnatelná s hustotou mezihvězdné látky v okolí, která činí cca 10^6 atomů na m^3. Diskutujte expanzi obálky supernovy typu I s hmotností 1,4 M , předpokládáte-li že expanduje souměrně a je složena převážně z atomů uhlíku C_{12}. Kdy bude mít hustotu srovnatelnou s okolím, jak přitom bude velká a kdy této velikosti dosáhne. Expanzní rychlost nechť je 1000 km/s.

[asi 1 pc, za 1000 let po výbuchu]

7 Fyzika mezihvězdné látky

7.1 Úvod

Prostor mezi hvězdami není prázdný. Je vyplněn velmi zředěnou mezihvězdnou látkou v různých podobách. Nacházíme zde elementární částice všeho druhu, atomy, molekuly anorganických i organických látek, někdy i velice složitě strukturované prachové částice. Do mezihvězdné látky by se měly zahrnout i velice rychle putující částice kosmického záření a fotony nejrůznějších energií. V této podobě látky je soustředěno cca 10% hmotnosti všech hvězd v Galaxii.

Spojitou povahu zřejmě má i hypotetická *skrytá hmota* (temná) ve vesmíru, která nezáří ani nepohlcuje světlo, takže se o její existenci se tak dovídáme pouze zprostředkovaně podle jejích účinků na hmotu viditelnou. Hmotnost ukrytá v této látce dosud neznámé povahy by mohla až o řád převýšit hmotnost běžné, tzv. *baryonové látky*.

Objev mezihvězdné látky

Třebaže myšlenka látky vyplňující prostor mezi věcmi není nijak nová (o vše prostupujícím *éteru* (kvintesenci – pátém živlu) hovoří již v 5. století před n. l. starořecký učenec, zakladatel atomismu Leukippos) trvalo astronomům řádně dlouho, než si na myšlenku mezihvězdné látky zvykli. Našly se ovšem i světlé výjimky.

Již v roce 1823 německý lékař a astronom Heinrich Wilhelm Olbers (1758-1840) teoreticky a po něm v roce 1847 ředitel pulkovské observatoře, Friedrich Georg Wilhelm Struve (1793-1864) na základě statistiky počtu hvězd, argumentovali ve prospěch existence pohlcování světla v prostoru mezi hvězdami. Edward Charles Pickering si ve spektru spektroskopické dvojhvězdy Mizaru povšiml čáry, která neměnila svou rychlost. Později se ukázalo, že jde o interstelární čáru ionizovaného vápníku Ca II. V roce 1904 pak na témže místě spektra hvězdy δ Orionis nalezl německý astronom Johannes Franz Hartmann (1865-1936) úzkou nepohyblivou čáru mezi širokými čarami složek dvojhvězdy a správně ji vysvětlil jako důsledek přítomností oblaku mezihvězdného vápníku mezi námi a hvězdou.

Ovšem ještě např. Harlow Shapley (1885-1972) v roce 1919 při porovnávání vzdáleností různých objektů mluví o existenci mezihvězdné extinkce jako o neprokázaném faktu a trvalo až do konce dvacátých let, než byla její existence přijata za spolehlivě zjištěný fakt.

Existenci mezihvězdné látky projevující se extinkcí světla prokázal nade vší pochybnost teprve v roce 1930 americký astronom švýcarského původu Robert Julius Trümpler (1886-1956), který tou dobou pracoval na Lickově observatoři. Na základě studia úhlových rozměrů a hvězdné velikosti stovky reprezentativního vzorku otevřených hvězdokup ukázal, že tzv. „fotometrické“ vzdálenosti, určené z pozorované jasnosti soustav, a „úhlové“ vzdálenosti odhadnuté podle pozorovaného úhlového průměru hvězdokupy se od sebe systematicky liší, přičemž hodnota podílu

obou vzdáleností roste se vzdáleností. Jediným kloudným vysvětlením je existence mezihvězdné extinkce, která podle Trümplera způsobuje zeslabení světla studovaných objektů v průměru o 0,5 magnitudy na 1 kpc.

Vztah mezihvězdné látky a hvězd, rozložení v prostoru

Gravitačním zhroucením hustějších a relativně chladných oblastí mezihvězdné látky vznikají nové hvězdy. Právě narozené hvězdy bouřlivě interagují se svým mezihvězdným prostředím, jejich krátkovlnné záření a hvězdný vítr nezřídka způsobí i rozpad zárodečného molekulového oblaku. Neustálým vznikáním nových hvězdných pokolení se zásoba mezihvězdné látky pozvolna vyčerpává. Celý proces však nepostupuje tak rychle, jak by se snad dalo očekávat, protože hvězdy samy během svého vývoje do prostoru různou cestou vracejí nejméně 50% své počáteční hmoty. Jedná se především o svrchní vrstvy těchto objektů, které jsou jen minimálně „znečistěny“ jaderným vývojem, který se děje především v centrálních oblastech hvězd.

Rozložení mezihvězdné látky v prostoru je krajně nerovnoměrné. V rámci naší Galaxie se většina této látky soustřeďuje v rovině Galaxie, vytvářejíc přitom velice silně zploštělý disk o průměru více než cca 25 kpc a tloušťce pouhých 250 pc (zploštění 1:100!). Avšak ani v rámci onoho disku není rozložení homogenní – většinu látky nacházíme v tzv. *spirálních ramenech* Galaxie, a zde v oblacích o rozměrech několika parseků. Průměrná hustota látky v disku obnáší $5 \cdot 10^{-21}$ kg/m^3, což odpovídá koncentraci 10^6 atomů/m^3. Nejvyšší hustoty, s nimiž se setkáváme v jádrech obřích molekulových oblaků je o 5 až 6 řádů větší, zatímco v prostoru mezi nimi nachází cca 10^5 atomů/m^3.

7.2 Mezihvězdný prach

Ve složitě strukturovaných mikroskopických částečkách mezihvězdné látky pevného skupenství zrníčkách, čili v tzv. *mezihvězdném prachu* je obsaženo asi 1% celkové hmotnosti mezihvězdné látky. Po chemické stránce v něm převládají prvky těžší než helium, které se tu vyskytují jak v čisté formě (uhlík), tak ve sloučeninách.

Jakkoliv mezihvězdný prach hmotnostně představuje jen malý přívažek v mezihvězdné látce, jeho role v současném vesmíru je velmi významná - bez jeho přispění by kupříkladu stěží mohly vznikat nové generace hvězd spolu s jejich planetárními systémy. I když je koncentrace prachových zrn z pozemského hlediska nepředstavitelně malá (i v těch nejzaprášenějších částech Galaxie – v globulích – činí průměrná vzdálenost sousedních prachových částic desítky metrů), je to též právě mezihvězdný prach, který v rozhodující míře zeslabuje světlo hvězd a dalších svítících objektů, který je příčinou tzv. *mezihvězdné extinkce*.

Mezihvězdná extinkce

Předpokládejme, že v jistém zorném poli prozkoumáváme závislost logaritmu počtu hvězd $N(m)$ o hvězdné velikosti m a jasnějších v závislosti na oné zvolené hvězdné velikosti. Je zřejmé, že musí jít o monotónně rostoucí funkci, jejíž průběh bude závi-

set na rozložení hvězd v prostoru. Nejjednodušší situace nastane, pokud budou hvězdy v prostoru rozloženy rovnoměrně. Lze ukázat, že pak bude grafem závislosti přímka o směrnici:

$$\frac{\mathrm{d}(\log N)}{\mathrm{d}m} = \frac{3}{5} \quad \rightarrow \quad \frac{N(m+1)}{N(m)} = 10^{0,6} = 3{,}981\,.$$

Uvedenou závislost lze ověřit na tzv. *Wolfově diagramu*[0]), který závislost log(*N*) na *m* zachycuje. V některých částech oblohy, zejména pak v blízkosti pásu Mléčné dráhy budeme konstatovat značné odchylky od předpokládaného ideálního průběhu diagramu – všeobecně se ukazuje, že slabších hvězd je méně, než by se čekalo.

Dobře je to patrno i na celkovém počtu hvězd na obloze. Ze statistiky vyplývá, že hvězd s vizuální hvězdnou velikostí nad 10 magnitud je 200krát více než hvězd do 5. velikosti. Podle předloženého vztahu by tento poměr měl být 1000! Ještě drastičtější je tento rozdíl u fotografické hvězdné velikosti (zhruba barva B), kde hvězd s hvězdnou velikostí nad 10 magnitud je 175krát více než hvězd do 5. velikosti.

Vysvětlení spočívá v tom, že prostor mezi hvězdami není úplně průzračný, že se v něm nachází látka, která procházející světlo účinně zeslabuje – dochází zde k tzv. *mezihvězdné extinkci*. Předpokládejme, že studujeme extinkci světla o původní hustotě zářivého toku vstupujícího do prostředí, v němž jsou rovnoměrně rozptýleny částice s koncentrací *N* o účinném průřezu σ. Nechť záření o původní hustotě toku I_0 vstoupí do prostředí a urazí zde malou dráhu d*s*. Součin ($n\sigma\ \mathrm{d}s$) je bezrozměrná veličina, která vyjadřuje jaká část prostupujícího záření je na dráze d*s* „odstíněna“ částicemi (pohlcena nebo odchýlena z původního směru – tj. „rozptýlena“). Odstíněním, neboli zeslabení či extinkcí ubude z procházejícího toku *I* jistá malá část d*I*:

$$\mathrm{d}I = -I\,(n\sigma\ \mathrm{d}s) \quad \rightarrow \quad \mathrm{d}I/I = -n\sigma\ \mathrm{d}s = -\mathrm{d}\tau,$$

kde dτ je přírůstek tzv. optické tloušťky prostředí. Výraz vpravo je jednoduchou diferenciální rovnicí, kterou můžeme vyřešit tak, že obě její strany zintegrujeme:

$$\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = -\int_0^s n\sigma\ \mathrm{d}s = \tau \quad \rightarrow \quad I = I_0\,\mathrm{e}^{-\tau}\,.$$

τ je tzv. *optická tloušťka*. Je-li $\tau < 1$, hovoříme o tom, že vrstva je opticky tenká, u $\tau > 1$ mluvíme o vrstvě opticky tlusté. V případě, že se v rámci sledované vrstvy materiálu extinkční vlastnosti prachových částic nemění, pak lze ve výrazu pro optickou tloušťku účinný průřez vytknout před integrál a psát:

$$\tau = \sigma \int_0^s n\,\mathrm{d}s = \sigma\ N_d,$$

kde N_d je celkový počet prachových částic obsažených ve sloupci o základně 1 m^2 a výšce *s* orientovaném ve směru pozorování. V případě, že je rozložení prachových částic podél zorného paprsku víceméně homogenní, pak lze před integrál vytknout i koncentraci prachových částic:

---

[0]) Diagram pojmenován po zakladateli a řediteli Königstuhl Observatorium v Heidelbergu Maxmilianu Wolfovi (1862-1932), který jej jako první použil k průzkumu vlastností oblaků mezihvězdné látky.

$$\tau = \sigma n \int_0^s \mathrm{d}s = (\sigma n)\, s,$$

z čehož plyne, že optická hloubka v tomto homogenním přiblížení je přímo úměrná délce sloupce, tedy vzdálenosti pozorovaného zdroje.

Extinkci světla lze ovšem též popsat i přírůstkem hvězdné velikosti A vyjádřeným v magnitudách. K tomu použijeme Pogsonovy rovnice:

$$A = 2{,}5 \log(I/I_0)\ \mathrm{mag} = 2{,}5 \log(\mathrm{e}^{-\tau})\ \mathrm{mag} = (2{,}5 \log \mathrm{e})\ \tau\ \mathrm{mag} = 1{,}086\ \tau\ \mathrm{mag}.$$

Extinkce je tedy přímo úměrná optické tloušťce, při orientačních úvahách dokonce můžeme brát, že obě veličiny jsou si číselně rovny.

Kromě extinkce má na pozorovanou hvězdnou velikost hvězdy *m* o absolutní hvězdné velikosti *M* v určitém barvě (spektrálním oboru) vliv též vzdálenost hvězdy *r*. Vztah zahrnující i extinkci v příslušném oboru *A* pak má tvar:

$$m = M + 5 \log r - 5 + A.$$

Už první pozorování mezihvězdné extinkce ukázala, že její velikost výrazně závisí na vlnové délce λ, v níž ji sledujeme. Z hlediska mikroskopického to znamená, že účinný průřez prachových částic $\sigma(\lambda)$ není totožný s jejich geometrickým průřezem *S*, neboť ten je jistě na vlnové délce nezávislý. Zjednodušeně lze pak pro určitý typ částic předpokládat, že jejich účinné průřezy lze vyjádřit ve tvaru:

$$\sigma(\lambda) = f(\lambda)\, S,$$

kde funkce $f(\lambda)$ závisí na mechanismu extinkce, který se u tohoto typu částic uplatňuje.

Ukazuje se, že:

a) pokud jsou rozptylující částice mnohem menší než vlnová délka (velikostí jsou srovnatelné třeba s elektrony), pak způsobuje extinkci čistý *Thompsonův rozptyl*, jehož velikost nezávisí na vlnové délce. Funkce $f(\lambda)$ je pak konstanta.

b) jsou-li rozptylujícími centry shluky molekul o velikosti srovnatelné s vlnovou délkou prostupujícího záření, pak jde o tzv. *Rayleighův rozptyl*, a funkce $f(\lambda)$ jehož účinnost je nepřímo úměrná 4. mocnině vlnové délky. Tento rozptyl může za modrou barvu bezmračné pozemské oblohy. Funkce $f(\lambda) = a\,\lambda^{-4}$.

c) nicméně laboratorně i teoreticky bylo zjištěno, že pro částice o rozměrech mezihvězdného prachu (100 nm až 1 μm) je ve viditelném oboru spektra účinný průřez nepřímo úměrný převrácené hodnotě vlnové délky rozptylovaného světla; funkce $f(\lambda) = a\,\lambda^{-1}$.

Rozptyl tohoto typu, který nastává na víceméně kulových dielektrických částic teoreticky popsal a jako první publikoval Gustav Mie v roce 1908, proto se mu též říká *Mieův rozptyl*. Vyplývá z něj mj. i to, že velikost extinkce ve vlnové délce λ bude nepřímo úměrná této vlnové délce, čili:

$$A(\lambda) \sim \lambda^{-1}.$$

Uvedený zákon překvapivě souhlasí s pozorováním mezihvězdné extinkce. Vysvětluje mj. i dlouho známý efekt tzv. *mezihvězdného zčervenání* světla hvězd.

Mezihvězdná extinkce citelněji postihuje krátkovlnnou oblast elektromagnetického spektra hvězdy. Zeslabením modré části spektra se relativně zvýrazní jeho červený konec – barevné indexy se zvětšují. Spíše než o mezihvězdném zčervenání bychom tu tedy měli mluvit o „mezihvězdném odmodrání". Druhou stranou mince je pak namodralá barva prašných mlhovin, které září rozptýleným světlem hvězd.

Pokud je nám mezihvězdná extinkce na obtíž, což bývá tehdy, sledujeme-li nějaké objekty v silně zaprášených částech Galaxie, je provádět svá měření v dlouhovlnné oblasti spektra. CCD technika s maximem citlivosti v infračerveném oboru nás nabádá k témuž.

Rozložení energie ve spektru hvězd i jiných objektů nejčastěji studujeme pomocí tzv. barevných indexů, což jsou rozdíly hvězdných velikostí jednotlivých objektů pořízených v různých spektrálních oborech (barvách), charakterizovaných jistou efektivní vlnovou délkou λ. Z předchozího výkladu vyplývá, že barevné indexy *CI* nutně musejí být existencí mezihvězdné extinkce ovlivněny. Dosadíme-li do vztahu pro *CI*

$$CI = m(\lambda_1) - m(\lambda_2) = [M(\lambda_1) + 5 \log r - 5 + A(\lambda_1)] - [M(\lambda_2) + 5 \log r - 5 + A(\lambda_2)] = = [M(\lambda_1) - M(\lambda_2)] + [A(\lambda_1) - A(\lambda_2)] = CI_0 + E(\lambda_1,\lambda_2),$$

vidíme, že k „nezčervenalému" barevnému indexu CI_0 objektu se ještě přičítá člen $E(\lambda_1,\lambda_2)$, nazývaný *barevný exces*. Barevný exces hvězdy můžeme zjistit tak, že od pozorovaného barevného indexu odečteme předpokládaný barevný index, který můžeme odvodit například ze vzhledu spektra.

Dokažte, že je-li extinkce nepřímo úměrná vlnové délce, pak už můžeme z barevného excesu zpětně stanovit hodnoty extinkce v obou barvách. Definujeme poměr mezi extinkcí a barevným excesem $R(\lambda_1,\lambda_2)$ ve tvaru:

$$R(\lambda_1,\lambda_2) = \frac{A(\lambda_1)}{E(\lambda_1,\lambda_2)} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}$$

Dosadíme-li do vztahu efektivní vlnové délky barev *B* a *V*, jde-li nám tedy o nejužívanější barevný index (*B*-*V*), dojdeme k hodnotě 4,0. Reálná měření však ukazují, že tento poměr je v průměru o něco menší, činí $R(B\text{-}V) = 3{,}2 \pm 0{,}3$.[0]) Odhadneme-li nyní hodnotu barevného excesu $E(B\text{-}V)$, můžeme pomocí *R* opravit naše data o extinkci.

Řadu dalších možností nám skýtá vícebarevná fotometrie – třeba standardní fotometrie *UBV*, kde je možno barevný exces odečíst přímo z „trojbarevného" diagramu (*U*-*B*) vs. (*B*-*V*). Dále, protože víme, že poměr $E(U\text{-}B)/E(B\text{-}V)$ je 0,72, lze zavést speciální veličinu s povahou barevného indexu *Q*, která je na mezihvězdném zčervenání nezávislá: $Q = (U\text{-}B) - 0{,}72\,(B\text{-}V)$. Velmi výhodný je tento tzv. *barevný faktor* při studiu hvězd raných spektrálních typů.

V ultrafialovém a infračerveném oboru je závislost extinkce na vlnové délce poněkud komplikovanější, zvlášť charakteristické zde je strmé lokální maximum okolo vlnové délky 218 nm. Průběh závislosti tak mnohé vypovídá o materiálových vlastnostech mezihvězdného prachu.

Mezihvězdný prach

Maximum extinkce u 218 nm naznačuje, že významnou složku zrníček mezihvězdného prachu bude představovat grafit. Jakkoli je zatím záhadné, jakými procesy se uhlík uspořádal do

[0]) Tato hodnota dosti citlivě záleží na směru, v němž měření extinkce provádíme, někde koeficient *R* dosahuje až 5!

relativně přísné grafitové struktury, výskyt „grafitové rezonance“ u 218 nm nikoho nenechává na pochybách, že právě grafit musí být v tělu zrníček mezihvězdného prachu obsažen.

Existence temných absorpcí v blízké infračervené oblasti na druhé straně poukazuje na to, že mezihvězdný prach musí ještě obsahovat i krystalky křemičitanů. Emisní pásy v infračervené oblasti jsou pak připisovány nejčastěji plochým molekulám s organickým benzenovým jádrem známých jako polycyklické aromatické uhlovodíky (PAH). Vodní led zřejmě není povinnou součástí prachových částic – nacházíme jej jen v prachové složce mimořádně hustých molekulových oblaků, kde je tento led chráněn před destruktivními vlivy zvenčí.

Dalším důležitým faktem je skutečnost, že světlo procházející mezihvězdnými prašnými oblaky je mírně polarizované (pár procent – závisí to vlnové délce). To jasně ukazuje, že částečky prachu nejsou přísně sférickými útvary. V prostoru jsou uspořádány tak, že jejich delší osa svírá pravý úhel se silokřivkami slabého magnetického pole (cca 10^{-10} teslů), které prostupuje celou Galaxii.

I když mnoha detailům složení zrn mezihvězdného prachu dosud nerozumíme, zdá se, že máme silné argumenty pro to, že prachové částice jsou složeny zejména ze silikátů, amorfního uhlíku, v menší míře v nich nacházíme polycyklické uhlovodíky, grafit a vodní led.

Mezihvězdný prach nejspíš nevzniká samovolnou kondenzací atomů ve volném kosmickém prostoru. Látka je zde totiž příliš řídce rozptýlena a plastické (nepružné) srážky, po nichž by atomy zůstaly pospolu, jsou příliš vzácné. Příhodné podmínky pro růst zrn jsou v atmosférách chladných obřích hvězd spektrálních typů M, a zejména pak uhlíkových hvězd typu C. Zde se mohou kondenzovat páry uhlíky do podoby zrníček amorfního uhlíku, který je pak tlakem záření vymetán z atmosféry do okolního prostoru. Dalším možným zdrojem mezihvězdného prachu jsou výbuchy supernov všech typů.

Oblaky prachu

Existuje řada důkazů, že mezihvězdných prach není v prostoru rozložen rovnoměrně, ale že vytváří i jisté shluky, které pracovně nazveme oblaky prachu. Jedná se však spíše o oblaky mezihvězdné látky s vysokým zastoupením prachu. Ty se projevují především extinkcí světla vzdálenějších objektů, ve výjimečných případech však mohou i samy zářit rozptýleným světlem pocházejícím z jasných hvězd, které tyto tzv. *reflekční* mlhoviny osvětlují. Spektrum reflexních mlhovin je v zásadě shodné se spektrem budících hvězd jen s tím rozdílem, že lépe je rozptylována krátkovlnná složka jejich záření.

Prašné oblaky se nacházejí takřka výhradně v rovině Galaxie, v níž ovšem leží i Slunce. Extinkce působena bližšími oblaky komplikuje průzkum vzdálenějších oblaků. Z pozorování prašných oblaků v jiných spirálních galaxiích ukazují, že se tyto oblaky velice výrazně koncentrují v blízkosti spirálních ramen, zejména na vnitřní straně těch nejvyvinutějších ramen.

Nejlépe prozkoumané prašné oblaky, s nimiž máme tu čest v blízkosti Slunce, mají hmotnosti několika stovek Sluncí a rozměry v rozmezí od těch největších o průměru 200 světelných let po drobné „kaňky“ o průměru zlomků světelného roku.

Právě ty nejmenší prašné oblaky bývají též nejhustější, což je zřejmě důsledkem jejich vývoje – s tím jak prachový komplex kontrahuje stává se hustějším a méně průhledným. Nesmírně malé

prachové mraky jsou nazývány *Bokovy globule*[0]), jedná se o kompaktní, takřka neprůhledné objekty o typickém průměru 1 pc a hmotnostech od 1 do 1000 Sluncí. Nedávné výzkumy prokázaly, že v uvnitř globulí se nacházejí právě narozené hvězdy.

Úplnější informaci o rozložení prachu v Galaxii nám poskytují infračervená pozorování. Zatímco optické přístroje jsou schopny odhalit prach jen tehdy, když stíní vzdálenější objekty nebo když je osvětlen blízkými hvězdami, infračervené dalekohledy jsou schopny registrovat vlastní dlouhovlnné záření, které prach (o teplotě někdy jen několika kelvinů) sám vyzařuje. Je třeba uvážit, že mezihvězdný prach v Galaxii pohltí celkem asi 30% zářivého výkonu Galaxie, aby jej pak znovu vyzářil v dlouhovlnějším oboru spektra.

Kompletní přehled oblohy v infračerveném oboru poprvé provedla v osmdesátých letech pověstná družice *IRAS* (Infrared Astronomical Satellite), která odhalila velké množství hustých prachových oblaků v pásu Mléčné dráhy.

Husté prachové oblaky ale mohou být studovány i jinak – množství těchto objektů obsahuje nezanedbatelné množství molekul, jež jsou schopny vysílat rádiové záření na takové vlnové délce a v takové intenzitě, že je můžeme i na Zemi přijímat a analyzovat. V prašných mracích tak bylo objeveno na 50 různých molekul včetně oxidu uhelnatého, formaldehydu a nejrůznějších radikálů.

7.3 Mezihvězdný plyn

Pokud chápeme mezihvězdnou látku v užším slova smyslu, tj. nezapočítáváme do ní skrytou látku, pak v ní co do hmotnosti zcela jasně převládá její plynná, tj. atomární, případně molekulární složka. Chemické složení mezihvězdného plynu je obdobné jako chemické složení povrchových vrstev hvězd: na 1000 atomů vodíků připadá 80 atomů helia a 1 těžší atom. I hmotnostně nejvíce zastoupeným prvkem (70%) je vodík, s nímž se v prostoru mezi hvězdami setkáváme jako s neutrálním vodíkem (oblasti H I), ionizovaným vodíkem (oblasti H II) i v podobě běžné dvouatomové molekuly (H_2), v níž jej nacházíme zejména v molekulových oblacích. Dalším nejčastějším prvkem je helium, které se ovšem vyskytuje jen atomární podobě. Další prvky se v prostoru nacházejí rovněž ve své neutrální a ionizované podobě, některé prvky spolu s jinými vytvářejí molekuly a radikály.

Z hlediska pozorovatele jsou velmi důležité optické projevy mezihvězdného plynu, pomocí nichž můžeme mezihvězdný plyn odhalit a diagnostikovat.

Záření mezihvězdných molekul

Při srážkách jednotlivých atomů mezi sebou nebo za asistence prachových částic[0]) vznikají v mezihvězdném prostředí i různě složité molekuly. Stejně jako v atomech, tak i v molekulách dochází k přechodům elektronů mezi jednotlivými hladinami, což je doprovázeno absorpcí nebo emisí fotonů zpravidla viditelného záření. Kromě toho

[0]) Pojmenovány po dánsko-americké astronomovi Bartu J. Bokovi (1906-1983).

[0]) Valná část molekul vodíku vznikla katalytickým přispěním prachových zrn. Ta zrna zde plní dvě užitečné role: a) představují *místo*, kde mohou ulpět vodíkové atomy a vyčkat na další, s nimiž by vytvořily stabilní molekulu, b) slouží jako podložka, která je schopna odvést z molekuly přebytečnou energii, která se uvolnila poté, co se molekula vytvořila. Tato energie poslouží k ohřátí prachové částečky a k vypuzení molekuly z místa jejího zrodu.

ovšem mohou molekuly rotovat a kmitat podél spojnice atomů. V rotaci i vibraci molekul jsou zákony kvantové mechaniky povoleny jen určité stavy, rotační a vibrační energie molekul je kvantována. Pokud je molekula v excitovaném stavu, pak po jistém čase spontánně přechází do nižšího energetického stavu za současného vyzáření fotonu o energii odpovídající rozdílu energií výchozího a konečného stavu.[0]) Nejmenší kvantum je vyzářeno při změně rotačního stavu molekuly – jde o mikrovlnné záření o vlnové délce řádově 10^{-2} m. Vyšší energii mají fotony vyzářené při změně vibračního stavu – ve spektru je najdeme v blízké infračervené oblasti. K nabuzení molekuly do jiného stavu (vyššího, ale i nižšího) dochází v důsledku nepružných srážek s jinou molekulou (nejčastěji H_2) nebo atomem (nejčastěji He).

Emise nebo absorpce mezihvězdných molekul se nejlépe odhalují v mikrovlnné oblasti spektra. V současnosti již byla odhalena více než stovka molekul složených z nejčastěji se vyskytujících prvků (s výjimkou netečného helia) – z vodíku, uhlíku, dusíku, kyslíku, síry a křemíku. Vedle nejvíce zastoupené dvouatomové molekuly vodíku H_2, je nejsilněji zastoupena mimořádně stabilní molekula oxidu uhelnatého CO, dále voda H_2O, formaldehyd H_2CO a další.[0])

Molekulové oblaky

Mezihvězdné molekuly nejčastěji nacházíme v neprůhledných, relativně hustých a chladných *molekulových oblacích* (nikoli molekulárních). Molekulové oblaky jsou tvořeny především molekulárním vodíkem, dále též neutrálním vodíkem, heliem a dalšími prvky, spojenými občas i do dosti složitých molekul. Nezbytnou složkou molekulových mračen jsou zrníčka mezihvězdného prachu, která hrají důležitou roli v energetice mračen tím, že stíní vnitřní části oblaku před dezintegrujícím zářením přicházejícím zvnějšku a přebytečné teplo dokáží účinně vyzářit do prostoru, čímž celý oblak dlouhodobě udržují na velmi nízké teplotě několika kelvinů.

Nejvýznamnější složku molekulových oblaků – molekulární vodík H_2 – je velmi obtížné detekovat přímo, protože se neprojevuje žádnými emisemi ve vizuálním a rádiovém oboru spektra. Jako indikátoru molekulových oblaků se proto nejčastěji využívá záření jiné, relativně bohatě zastoupené molekuly oxidu uhelnatého CO (10^{-4} H_2); třebaže se nabízejí i jiné mezihvězdné molekuly jako CH, OH, CS a C_3H_2. Tyto „indikační“ molekuly z molekulových oblaků se v důsledku nepružných srážek nabudí do vyššího energetického stavu a pak spontánně vyzáří fotony záření v takových oborech spektra, v nichž je můžeme pozorovat mnohem snadněji než fotony vyslané molekulárním vodíkem. To se týká zejména molekuly CO, která má svou nejsilnější čáru umístěnou na skvěle detektovatelné vlně 2,6 mm. Pozorováním záření těchto indikátorových molekul lze diagnostikovat vnější části molekulových oblaků, zejména jejich hustotu a teplotu.

Více než polovina mezihvězdné látky v Galaxii je soustředěna v tzv. *obřích molekulových mračnech* (GMC - Giant Molecular Clouds). Jsou to složitě strukturované, gravitačně vázané objekty složené z plynu a prachu o celkové hmotnosti od 10^5 do

[0]) Kvantová mechanika povoluje jen určité typy přechodů, v případě rotace a vibrace jsou povoleny přechody jen mezi sousedními energetickými hladinami (změna odpovídajících kvantových čísel: ±1).

[0]) Pozoruhodné jsou řetězové molekuly H $(–C\equiv C–)_n$ CN, kde n = 1, 2, 3, 4, 5 z nichž $HC_{11}N$ je největší dosud známou mezihvězdnou molekulou.

10^6 M , s rozměrem cca 160 světelných let, udržované v rovnovážném stavu vnitřním pohybem částí oblaku. V Galaxii existuje asi 2000 těchto obřích molekulových oblaků, které vesměs velice dobře sledují spirální strukturu soustavy.[0])

Typická vnitřní teplota GMC činí 20 kelvinů, koncentrace atomů či molekul je (1 až 3)·10^8 částic na m^3. Vnitřní stabilitu GMC zajišťují svým pohybem relativně „horké“ zhustky látky GMC, nazývané *jádra*, s charakteristickým rozměrem 0,2 až 3 světelné roky, T ~ 100 až 200 K, n ~ 10^{13} až 10^{15} m^{-3} s hmotností 10 až 1000 Sluncí.

V chladnu a temnu obřích molekulových kolapsem zvlášť hustých částí mraku vznikají nové hvězdy. Jakmile se tyto nové hvězdy osamostatní, začnou do prostoru kolem sebe vysílat nejprve infračervené, ale pak stále krátkovlnnější paprsky, které začnou okolí molekulového oblaku nahřívat. Nejdříve to způsobí, že se zde přestanou tvořit nové hvězdy, při vyšší teplotě se dojde k hromadné disociaci většiny z přítomných molekul. Hvězdná porodnice vezme za své. Jakkoliv by v celém GMC bylo dostatek látky pro miliony nových hvězd, nestihne se v něm v jednom cyklu vytvořit více než řekněme několik hvězd.

V důsledku zvýšené teploty a hvězdného větru se prach v oblaku vypaří, plynné složky odvane hvězdný vítr. Dosud skryté mladé hvězdy vykouknou ze svého prašného úkrytu. Materiál z GMC zřídne a ohřeje se. Postupně však začne opět chladnout, aby se z něj za takových 100 milionů let vytvořil nový obří molekulový oblak, který opět porodí několik hvězd.

Obří molekulové oblaky ve srážejících se galaxiích však mohou dopadnout úplně jinak. Při nepružném střetu dvou oblaků může tlak náhle vzrůst až na tisícinásobek. Výpočty ukazují, že to může odstartovat famózní hromadný vznik i několika stovek tisíc i milionů hvězd. Takto zřejmě mohou i v dnešní době vznikat i nové kulové hvězdokupy, soustavy, jež pohromadě drží svou vlastní gravitací.

Interstelární čáry

Ve spektrech některých hvězd poblíž galaktické roviny byly už na počátku 20. století pozorovány velmi úzké absorpční čáry, které vznikly absorpcí záření hvězdy v mezihvězdném materiálu, který se nachází na spojnici hvězda - pozorovatel. V některých případech může být těchto interstelárních čar několik. Jejich existence vypovídá o tom, že absorbující plyn se zpravidla nachází v podobě jednotlivých oblaků, které putují prostorem na svou pěst. Z hloubky čar lze usoudit na lineární počet absorbujících atomů v oblaku, z polohy čáry na jeho radiální rychlost vzhledem ke Slunci.

Ve vizuální části hvězdných spekter již bylo identifikováno na padesát absorpčních čar atomů, iontů nebo i molekul (Ca, Ca^+, Na, Ti^+, K, Fe, CN, CH i CH^+), které jsou nepochybně mezihvězdného původu.

Vodík se ve vizuální oblasti spektra interstelárními čárami neprojevuje, čáry odpovídající přechodu ze základního stavu do excitovaných se totiž nacházejí hluboko v ultrafialové oblasti spektra. Naproti tomu například sodík nebo vápník mají mezi základní hladinou a vyššími hladinami relativně malé energetické rozdíly, což pak podmiňuje skutečnost, že tyto atomy jsou schopny účinně absorbovat i viditelné světlo.

---

[0]) Pozorování GMC na vlnové délce záření molekuly CO přináší nejspolehlivější informace o rozložení těchto oblaků v Galaxii a tím i o její spirální struktuře.

Oblasti H I. Záření vodíku na 0,21 m

V relativně chladných *oblastech H I*, čili v *oblastech neutrálního vodíku*, s typickou teplotou cca 80 kelvinů, nacházíme atomy vodíku takřka výlučně v základním stavu. Za těchto okolností jsou opticky zcela neaktivní – nezáří ani nepohlcují záření, takže bychom se o jejich existenci nemuseli vůbec dovědět. Naštěstí však, by tento neutrální vodík v důsledku tzv. *velejemného rozštěpení* základní hladiny měl zářit v rádiové oblasti, a to na frekvenci 1420,4 MHz (vlnové délce 0,21105 m).

Předpověď existence této rádiové spektrální čáry učinil v roce 1944 holandský astronom a radioastronom, profesor leidenské univerzity, HENDRIK CHRISTOFFEL VAN DE HULST (1918). Předpovězené záření vodíku pak bylo sedm let poté skutečně objeveno při rádiovém průzkumu mezihvězdného plynu.

Neutrální vodík s elektronem v základním stavu má dvě možnosti vzájemné orientace spinu jádra (protonu) a elektronu: paralelní (souhlasnou) a antiparalelní (opačnou). Stav s paralelním uspořádáním má energii o $5{,}87 \cdot 10^{-6}$ eV vyšší než stav, kde jsou spiny protonu a elektronu orientovány opačně. Energetická hladina odpovídající stavu, při němž jsou spiny obou částic v atomu namířeny do stejného směru, je *metastabilní* a elektron na ní setrvá několik milionů let(!), než se samovolně (spontánně) změní orientace spinu elektronu na opačný a atom přejde do stavu s minimální energií. Při tomto přechodu, který se počítá mezi tzv. *zakázané přechody*, se vyzáří foton o energii $5{,}87 \cdot 10^{-6}$ eV, což odpovídá kvantu o vlnové délce 0,211 metrů či kmitočtu ν = 1420,4 MHz.

Příčinou, proč je v atomu vodíku vazba mezi protonem a elektronem pevnější v případě nesouhlasného směru jejich spinů než v případě opačném, je vzájemná interakce mezi magnetickými poli elektronu (magnetický moment $9{,}28 \cdot 10^{-24}$ A m^2) a protonu ($1{,}41 \cdot 10^{-26}$ A m^2), jejichž orientace je určena spinem nabité částice.[0]) Pokud si v této situaci elektron a proton představíme jako dva nestejné tyčové magnety, pak excitovaný stav odpovídá situaci, kdy jejich konce se souhlasnou polaritou jsou namířeny stejným směrem. I zde je tendence přejít do stabilnějšího uspořádání s opačně orientovanou polaritou.

K excitaci vodíkových atomů do metastabilní hladiny dochází zpravidla při nepružných srážkách mezi jednotlivými atomy, řidčeji pak pohlcením kvanta o vlnové délce 0,211 metrů. Foton o vlnové délce 0,211 m však může ještě vyvolat vynucený přechod z excitované hladiny do základní, při němž k němu přibude další foton se stejnou fází a směrem. V tomto případě hovoříme o tzv. *stimulované emisi*, kterou bychom mohli formálně popsat jako *negativní absorpci* (při interakci fotonu s atomem se foton nejen neztratí, ale přibude).

K tomu, aby atomy zářily v zakázaných čarách je nezbytné, aby se příliš často nesrážely. V opačném případě totiž dochází k tomu, že atom excitovaný do metastabilního stavu nestačí samovolně přejít do základního stavu vyzářením fotonu, ale je do do základního stavu sražen prostřednictvím tzv. *superpružné srážky* s jiným atomem, při níž žádný foton vyslán není. Pokud bude doba mezi po sobě následujícími sráž-

[0]) Rozštěpení energetických hladin v důsledku interakce magnetického pole jádra s elektronovým obalem je pak obecnou příčinou existence *velejemné struktury* energetických hladin atomů a molekul.

kami τ o mnoho řádů kratší než doba v níž atom setrvává v nabuzeném metastabilním stavu, záření v zakázaných čarách pozorovat nebudeme.

Pokusme se nyní odhadnout střední dobu mezi dvěma po sobě následujícím srážkami atomů vodíku τ, případně tzv. *srážkovou frekvenci* f_s, která je převrácenou hodnotou času τ. Pro jednoduchost budeme předpokládat, že v mezihvězdném prostředí se nachází pouze neutrální vodík v základním stavu, který se navíc chová jako ideální plyn. Ke srážce dvou vodíkových atomů dojde v tom případě, že se jejich středy vyskytnou ve vzdálenosti menší než 2 a_0, kde a_0 je efektivní poloměr neexcitovaného atomu vodíku, označovaný též jako Bohrův poloměr. Účinný srážkový průřez σ pak bude dán plošným obsahem kruhu o poloměru 2 a_0, čili:

$$\sigma = 4\,\pi a_0^2 = 4\,\pi\,(5{,}292\cdot 10^{-11}\ \mathrm{m})^2 = 3{,}52\cdot 10^{-20}\ \mathrm{m}^2.$$

N nechť pak je koncentrace těchto částic v objemové jednotce, převrácená hodnota koncentrace $1/N$ pak označuje střední objem, který připadá na každou částici.

Tzv. *střední volnou dráhu* l_s vodíkových atomů, čili střední dráhu, kterou atomy urazí mezi dvěma po sobě následujícími srážkami, najdeme tak, že odpovídá délce válce o podstavě σ (čili o poloměru 2 a_0) a objemu $1/N$:

$$l_s = \frac{1}{\sigma\ N} = \frac{m_H}{\sigma\ \rho} = 4{,}76\cdot 10^{-8}\,\mathrm{m}\left(\frac{\mathrm{kg\,m^{-3}}}{\rho}\right)$$

Tuto střední volnou dráhu atom vodíku[0] urazí za dobu τ střední rychlostí v_s, která ztotožníme se střední kvadratickou rychlostí odpovídající místní termodynamické teplotě T: $m_H\ v_s^2 = 3\ kT \rightarrow$

$$\tau = \frac{l_s}{v_s} = \frac{1}{\sigma\ N}\sqrt{\frac{m_H}{3kT}} = \frac{1}{\rho\ \sqrt{T}}\sqrt{\frac{m_H^3}{3\,k\sigma^2}} = 3{,}0\cdot 10^{-10}\,\mathrm{s}\left(\frac{\rho}{\mathrm{kg\,m^{-3}}}\right)^{-1}\left(\frac{T}{\mathrm{K}}\right)^{-1/2}.$$

Ze vztahu je patrno, že střední doba mezi srážkami je nepřímo úměrna součinu hustoty a odmocniny s teploty. Pro standardní situaci v difúzních oblacích, kde je teplota 80 kelvinů a hustota $3\cdot 10^{-20}$ kg/m^3 ($2\cdot 10^7$ atomů/m^3) nacházíme střední volnou dráhu atomu $1{,}4\cdot 10^{12}$ m = 10 AU. Při cestovní rychlosti cca 1,4 km/s tuto dráhu urazí za cca za 35 let.

Jakkoli je doba mezi jednotlivými srážkami neutrálních atomů vodíků v oblastech H I typicky o 5 řádů kratší než střední doba, v níž atom vodíku setrvá v nabuzené metastabilní hladině než vyzáří foton zakázaného přechodu 1420 MHz, není tento poměr až tak velký, aby se alespoň části atomů nepodařilo zmíněné kvantum vyzářit.

Na druhou stranu to dále ukazuje, že v reálné situaci mezihvězdné látky jsou srážky (tedy i nepružné srážky mezi částicemi) dostatečně časté k tomu, aby obsazení jednotlivých hladin v atomu odpovídalo příslušné teplotě. Vzhledem k tomu, že energetická vzdálenost mezi metastabilní a základní hladinou ve vodíku je oproti střední energii tepelného pohybu zanedbatelná ($kT \sim 7\cdot 10^{-3}$ eV), musí být poměr obsazení excitované hladiny a základní v poměru jejich statistických vah. Ten v našem případě je roven třem,[0]) takže v oblastech H I lze očekávat, že zde bude 75% neutrálního vodíku nabuzeno do metastabilního stavu a zbytek bude ve stavu základním. Vždy tedy bude dostatek vodíkových atomů potenciálně schopných vyzářit foton rádiového záření.

---

[0]) Při pečlivějších výpočtech, při nichž bychom vycházeli z Maxwellova rozložení rychlostí částic, bychom dospěli ke střední volné dráze $\sqrt{2}$ kratší.

[0]) Podle zákonů statistické fyziky je statistická váha velejemné struktury atomu g určena kvantovým číslem F (obdoba kvantového čísla j), kde $F = S \pm I$, kde S je spin elektronu (½) a I je spin jádra (rovněž ½): $g = 2F+1$, takže: $g(F{=}1)/g(F{=}0) = 3$.

Rádiové záření neutrálního vodíku vzhledem ke své vlnové délce volně prochází takřka celou Galaxií. Dopplerův posuv a obecně celý profil čáry 0,211 m se dá dobře proměřovat, a tak nám radioastronomie poskytuje cenné informace o stavbě a dynamice jak galaxie, tak i extragalaktických objektů. Příkladně lze prostřednictvím tohoto záření velmi dobře studovat spirální strukturu naší Galaxie, neboť právě oblasti H I jeví velmi silnou koncentraci ke spirálním ramenům. Metodika tohoto radioastronomického výzkumu bude zevrubně popsána v oddílu *Galaxie a její složky*.

Záření ionizovaného vodíku

Z fotosfér žhavých hvězd třídy O a B s teplotou nad 18 000 K vystupuje množství fotonů ultrafialového záření. Je-li jejich vlnová délka kratší než 91,2 nm, mají dostatek energie k tomu, aby atom vodíku v základním stavu rozbily na proton a elektron. Pohltí-li atom kvantum takového záření, pak se jeho energie spotřebuje na samu fotoionizaci (13,59 eV), čili na překonání vazby mezi elektronem a protonem, zbytek připadne na kinetickou energii protonu a především elektronu.

Volné elektrony dříve nebo později rekombinují a poznovu vytvářejí neutrální atomy. Většina z nich neseskočí do základní hladiny přímo, některé se ale zachytí na některé z vyšších energetických hladin a do nejnižšího stavu se sestupují postupně. Tomu ději se říká *kaskádní přechod* nebo *fluorescence*. Vždy přitom vyzáří foton o energii odpovídající energetickému rozdílu příslušných hladin. Z pozorovatelského hlediska je zvlášť důležité, že při přeskocích do druhé hladiny vyzařují atomy vodíku záření ve spektrálních čárách Balmerovy série očima viditelného světla. Tam, kde je v okolí žhavých hvězd přítomen mezihvězdný plynu, tak pozorujeme rozsáhlé plynné mlhoviny, v jejichž spektrech dominují mohutné emisní čáry Balmerovy série, zejména pak šarlatově rudá čára Hα o vlnové délce 656,3 nm, vznikající při přechodu z 3. do 2. hladiny, intenzita vyšších členů Balmerovy série pak monotónně klesá.[0])

Mezihvězdný plyn září ovšem intenzívně též na milimetrových a centimetrových vlnách zachytitelných pozemskými radioteleskopy. Spojité záření zde vzniká při volně-volných přechodech, kdy se elektron k jádru jen přiblíží, ale nespojí se v atom, pouze se přitom poněkud přibrzdí. Pozorujeme zde však i emisní čáry vodíku, které vznikají při přechodech mezi velmi vysokými energetickými hladinami, kde rozdíl energií je velmi malý (řádově 10^{-3} eV i méně).

Při hustotách srovnatelných s hustotami hvězdných fotosfér tyto přechody nepozorujeme, protože efektivní rozměry takto nabuzených atomů jsou už téměř makroskopické a každá nepružná srážka s jiným atomem jej nutně buď ionizuje nebo srazí do základního stavu. Uvážíme-li, že v klasickém přiblížení (Bohrův model atomu) je energie elektronu nepřímo úměrna efektivnímu poloměru jeho dráhy $1/a$ a tato energie je úměrná $1/n^2$, kde n je hlavní kvantové číslo, pak platí pro poloměr dráhy $a(n)$:

$$a(n) = a_0\, n^2,$$

[0]) Na výrazně červenou barvu mlhovin obklopujících žhavé hvězdy jsme připraveni z barevných fotografií, které ovšem skutečnost poněkud přikrašlují. Při pohledu na známé plynné mlhoviny pouhýma očima jsme pak nezřídka překvapeni, že tam nim tak výrazně rudého nevidíme. Je to tím, že lidské oči nejsou zvlášť citlivé na temně rudou barvu, ale zato jsou dosti citlivé na zelenou barvu, kde se uplatní vyšší členy Balmerovy série.

kde a_0 je Bohrův poloměr základní dráhy 5,25 $\cdot 10^{-11}$ m. Sté hladině pak odpovídá velikost 5,25 $\cdot 10^{-7}$ m. Srážky by při standardních hustotách byly velice časté, vždyť jeho účinný průřez stomilionkrát převyšuje účinný průřez atomu vodíku v základní hladině. Přechody mezi vysokými energetickými hladinami jsou tak výsadou jen velice řídkého, avšak dostatečně nabuzeného plynu charakteristického pro oblasti ionizovaného vodíku.

Oblasti H II

Svítící oblasti ionizovaného mezihvězdného vodíku s charakteristickou teplotou 8000 kelvinů se označují jako *oblasti H II.* Tyto *emisní mlhoviny*, kterých je v naší Galaxii několik tisíc, náležejí k nejatraktivnějším objektům na obloze.

Jednou z nejznámějších je Velká mlhovina označovaná nejčastěji jako M 42 v meči Oriona. Mlhovina je částí komplexu Orion A vzdáleného cca 450 pc, jenž též zahrnuje obří molekulový oblak a hvězdokupu s velmi mladými hvězdami (hvězdokupa Trapez). První kandidáti na tzv. protohvězdy byli nalezeni rovněž právě zde.

Pokud je žhavá hvězda, jež vysílá krátkovlnné ionizující záření obklopena mezihvězdným (převážně vodíkovým) plynem, pak je toto záření dříve nebo později tímto plynem pohlceno. Plyn je v tomto oboru velice málo průhledný. Energie pohlcených kvant záření se vynaloží především na fotoionizaci atomů a k ohřátí plynu. Ionizované atomy pak opět rekombinují s volnými elektrony, přičemž jsou vyzařovány fotony i delších vlnových délek, pro něž už je mezihvězdný plyn průhledný – tyto fotony mohou toto prostředí opustit. Prostřednictvím mezihvězdného plynu tu dochází k transformaci neviditelného ultrafialového záření na viditelné záření.

Vzhledem k tomu, že mezihvězdný plyn nemá žádné vlastní zdroje energie, musí platit, že v ustáleném stavu bude celkový zářivý výkon oblasti H II roven ultrafialovému výkonu budící hvězdy L_{UV} v oblasti vlnových délek menších než 91,2 nm. Tento výkon ovšem velmi citlivě závisí na teplotě hvězdy, což je též příčinou toho, proč oblasti H II pozorujeme takřka výhradně v okolí velmi hmotných hvězd spektrální třídy O a raných typů třídy B. Tyto hvězdy jsou jakožto budící hvězdy vhodné i z toho důvodu, že žijí natolik krátce, že nemají dostatek času vzdálit od své mateřské mlhoviny. V bezprostřední blízkosti žhavých hvězd panuje natolik vysoká teplota, že se veškerý mezihvězdný prach vypaří a v okolí hvězd se tak setkáváme jen s horkým plynem, v němž jednoznačně převládá vodík.

Největší a nejjasnější oblasti H II představují z hlediska svého světelného výkonu v Galaxii absolutní špičku. Co do absolutní jasnosti mohou soupeřit i otevřenými hvězdokupami. I když je většina jejich viditelného záření soustředěna do několika emisních čar, celkový výkon, který je zde vyzářen odpovídá zářivému výkonu desítek tisíc Sluncí. Jsou nepřehlédnutelné i pokud se týká jejich velikosti – dosahují rozměru až 1000 světelných let, ovšem typicky jsou jejich rozměry menší – cca 50 světelných let.[0]) Oblasti H II v sobě zahrnují plyn o celkové hmotnosti od 1 do 1000 hmotností Slunce. Nezřídka se setkáváme se situací, že hmotnost budící hvězdy je menší než hmotnost oblasti H II, která ji obklopuje. Po chemické stránce se oblasti H II skládají převážně z vodíku, významně je v nich však obsaženo také helium, v menší míře pak uhlík, dusík a kyslík.

[0]) Takto veliká je i známá oblast H II, známá též jako velká mlhovina v Orionu

Tvary oblastí H II bývají občas dosti bizarní, vše zde záleží na rozložení hustoty a teploty v plynu, který žhavé hvězdy obklopuje. Pokud je okolohvězdné prostředí homogenní, pak nás nepřekvapí, že oblast ionizovaného materiálu má tvar koule. Poloměr koule R_S, nazývaný *Strömgrenovým*[0]) *poloměrem* bude nepochybně záviset na počtu ionizujících fotonů, které hvězda vyšle za jednotku času N_{UV} a též na koncentraci vodíkových atomů v okolí n_H. Čím vyšší tato koncentrace bude, tím dříve se ionizující fotony spotřebují a dosah ultrafialového záření vycházejícího z hvězdy bude menší.

Krátce po objevu existence rozsáhlých oblastí mezihvězdného vodíku v Galaxii, v roce 1939 astronom Bengt Strömgren ukázal, že poloměr R_S oblasti H II uspokojivě vyhovuje vztahu:

$$R_S \approx \sqrt[3]{L_{UV}\, n_H^{-2}}\,.$$

K výše uvedenému vztahu lze dojít i touto úvahou: V ustáleném stavu bude v rámci celé Strömgrenovy zóny počet ionizujících fotonů a počet kaskádních rekombinací[0]) za sekundu. Počet rekombinací k nimž dojde v objemové jednotce za 1 sekundu bude úměrný součinu koncentrace elektronů a protonů. V případě zcela ionizovaného vodíkového plynu pak bude úměrný koncentraci vodíkových atomů na druhou: n_H^2. Počet rekombinací v celém objemu N_{rek} bude pak úměrný $n_H^2 R_S^3$ a tok ionizujících fotonů N_{UV} zase bude úměrný ultrafialovému zářivému výkonu L_{UV}, takže: $n_H^2 R_S^3 \approx L_{UV}$, což jsme měli dokázat.

Planetární mlhoviny

Velmi podobně jako oblasti ionizovaného vodíku se chovají i tzv. *planetární mlhoviny*, které představují krátkodobou epizodu (cca $5 \cdot 10^4$ let) ve vývoji hvězd sluneční hmotnosti. Planetární mlhoviny jsou odvrženými plynnými obálkami hvězd o poloměru cca 0,1 pc, hmotností typicky 0,5 M a zářivým výkonem až 100 Sluncí (!), střední hustotou 10^9 – 10^{10} částic/m^3. Planetární mlhoviny se zvolna rozpínají, a to rychlostí cca 20 km/s.

K záření jsou planetární mlhoviny buzeny centrálním elektronově degenerovaným zbytkem hvězdy o teplotě 10^4 až 10^5 kelvinů, který září v ultrafialovém oboru elektromagnetického záření. Viditelné záření planetárních mlhovin je tak rovněž výsledkem transformace ionizujícího záření budící hvězdy.

Ve spektru těchto plynných mlhovin najdeme kromě emisních čar Balmerovy série četné emisní čáry zakázaných přechodů silně ionizovaných atomů [O II], [O III], [Ne III].[0])

V současnosti známe v naší Galaxii přes tisíc planetárních mlhovin, je však možné, že jsme jich určitý počet přehledli v důsledku mezihvězdné extinkce.

Koronální plyn

Kromě neutrálního a poměrně chladného plynu s teplotou několika desítek kelvinů, plynu ionizovaného, nacházejícího se v blízkosti horkých hvězd, s typickou teplotou

[0]) Pojmenován po dánském astronomovi Bengtu Georgu Danielu Strömgrenovi (1908-87), dánském astronomu, který se problematikou interakce mezihvězdného vodíku a ionizujícího záření žhavých hvězd systematicky zabýval. Pionýrskou prací v tomto ohledu je: Strömgren (1939).

[0]) Myšleno tím takových rekombinací, při nichž jsou vyslány dva a více fotonů s energiemi menšími než 13,59 eV.

[0]) Vzhledu spektra se využilo při konstrukci speciálních filtrů užívaných pro hledání těchto emisních mlhovin, které jsou propustné jen v úzkém oboru viditelného spektra, kde se vyskytují emisní čáry charakteristické pro záření planetárních mlhovin.

8000 kelvinů, se v mezihvězdném prostoru ještě setkáváme s nesmírně řídkým (cca 10^3 částic/m^3) a *velmi horkým plynem* (5 ·10^5 K až 10^6 K), který se svými vlastnostmi podobá vlastnostem látky v koronách hvězd – proto se též někdy označuje jako *koronální plyn*. Vzhledem ke své teplotě se projevuje zejména v krátkovlnném oboru spektra. Družice s detektory pro ultrafialové záření odhalily ve spektrech hvězd absorpční interstelární čáry vysoce ionizovaných prvků, jako např. pětkrát ionizovaného kyslíku. Pomocí rentgenových družic bylo registrováno rozptýlené měkké rentgenové záření pocházejícího z oblaků koronálního plynu.

Dvorními dodavateli tohoto velmi horkého plynu jsou patrně supernovy, které při svých vzplanutích do kosmického prostoru velkou rychlostí vyvrhují množství částic s vysokou energií. Pohyb vesměs ionizovaných atomů a elektronů je silně ovlivňován magnetickým polem Galaxie, v němž jsou tyto elektricky vodivé struktury natrvalo uvězněny. Vzhledem k tomu, že mechanismy ochlazování takto horkého plynu jsou dosti neúčinné, podržuje si koronální plyn svou vysokou teplotu po řadu miliard let. Zdá se, že nejen mezihvězdný, ale i mezigalaktický prostor je oblastmi horkého plynu doslova prostoupen.

Zbytky po supernovách

Zvláštním typem plynných objektů jsou zbytky svrchních vrstev hvězd odhozených v minulosti při explozi tzv. supernov. Na první pohled se tyto objekty podobají planetárním mlhovinám, liší se však od nich nejméně ve třech zásadních ohledech: (1) Hmotnost odvrženého plynu bývá mnohem větší – odmrštěna zde bývá větší část hmoty vybuchnuvší hvězdy. (2) Rychlosti expanze dosahují i několika tisíc km/s a převyšují tak alespoň o dva řády rychlosti rozpínání planetárních mlhovin. (3) Díky rychlému rozpínání se zbytky po supernovách rozplývají a mizí o řád rychleji než planetární mlhoviny.

Po explozi supernovy, kdy je do prostoru velkou rychlostí vymrštěno obrovské množství látky se oblast výbuchu rychle šíří prostorem. Spolu s explodující hmotou expanduje i i magnetické pole. Vše se děje vysoce nadzvukovou rychlostí, takže na čele expandující obálky vzniká mohutná nárazová vlna. Ta se tvrdě střetává s okolní mezihvězdnou látkou, kterou uvádí do pohybu a zahřívá na teplotu několika milionů kelvinů. V místech střetu pak pozorujeme měkké rentgenové záření. Zahřátá látka pak v podobě horkého a řídkého koronálního plynu pozvolna chladne a pak se stává opět běžnou součástí mezihvězdné látky, z níž může povstat nové pokolení hvězd.

Vlastní obálka září nejvíce v důsledku *synchrotronového záření* volných elektronů, které vykonávají spirálovitý pohyb kolem siločar magnetického pole vmrzlého do nabitého plazmatu expandující obálky. Nejsilnější synchrotronové záření je pozorováno v tzv. *filamentech*, jejich vzhled diktuje lokální magnetické pole.

Z hlediska vzhledu i energetiky rozeznáváme dva typy zbytků po supernovách – tzv. plné (vyplněné) zbytky, čili *pleriony*. Zástupcem plerionů je známá *Krabí mlhovina* (M 1), jež vznikla explozí supernovy typu II, jejíž výbuch jsme pozorovali v roce 1054. Vyznačují se tím, že mají nepravidelný tvar, obsahují látku i uvnitř a jejich zářivý výkon takřka výhradně zajišťuje aktivní pulzar, který je uvnitř mlhoviny. Zřejmě jde o pozůstatky po výbuchu supernov typu II a I b.

Častěji se však setkáváme s jiným, tzv. klasickým typem zbytků, které mají zhruba sférický tvar a z prostorového hlediska představují jakousi bublinu vyplněnou nesmírně zředěným žhavým plynem. Příkladem tu mohou být zbytky po supernovách z roku 1572 (Tychonova), a z roku 1604 (Keplerova). Zbytky nejsou tak nápadné – jejich výlučným zdrojem energie je pouze kinetická energie exploze.

Dynamika obálek supernov a jejich interakce s okolním mezihvězdným prostředím je důležitá přinejmenším ze dvou důvodů: (1) nepružné srážky expandujících obálek supernov s chladnými obřími molekulovými oblaky mohou představovat významný „spouštěcí“ mechanismus pro vznik nových hvězd, (2) v obálkách supernov je do galaktického prostoru vynášeno množství těžších prvků, z nichž většina vznikla v krátkém, ale velice bouřlivé údobí na konci jaderného vývoje v nitru vybuchnuvších hvězd.

Koexistence různých forem mezihvězdné látky

Podmínky v různých formách mezihvězdné látky se od sebe drasticky liší. V prostoru však objekty různého typu vidíváme pospolu, aniž by se nějak viditelně utiskovaly. Hustý a chladná molekulový oblak koexistuje s oblastí H I, která jej obklopuje, ta zase sousedí jednou nebo několika oblastmi H II, či oblastmi s žhavým koronálním plynem. Možné je to jen tak, že tlaky působící na hranici mezi nimi jsou ve vzájemné rovnováze. Pokud by zde existoval tlakový rozdíl, pak by se ona hranice začala se zrychlením pohybovat proti směru tlakového gradientu, a to tak dlouho, dokud by se ony tlaky znovu nevyrovnaly.

Vzhledem k tomu že tlak v ideálním plynu je dán součinem hustoty a teploty, platí pro podmínky na styku dvou prostředí v dynamické rovnováze, že poměry hustot jsou v opačném poměru než poměry teplot.

Jistou výjimku představují zjevně expandující objekty, jako jsou planetární mlhoviny a zejména pak zbytky po výbuchu supernov. Expanze těchto útvarů potrvá až do chvíle, kdy se tlaky působící uvnitř objektu nesrovnají s tlaky působícími vně.

7.4 Literatura, úlohy

Použitá a doporučená literatura

Dyson, J. E.; Williams, D. A.: *Physics of the Interstellar Medium*, Halsted Press, New York, 1980

Mathis, J. S.: *Interstellar Dust and Extinctions*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **28** (1990), 37

Shu, F. H.; Adams, F. C.; Lizano, S.: *Star formation in molecular clouds*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **25** (1987), 23

Strömgren, B.: *The Physical State of Interstellar Hydrogen*, Astrophys. J. **89** (1939), 526

Trumpler, J. R.: *Absorption of Light in the Galactic Systém*, Publ. Astron. Soc. Pacif. **42** (1930), 248, 214

van de Hulst, H. C.: *Observations of interstellar hydrogen line pf wave 21 cm made at Kootwijk, Netherlands*, Astron. J. **56** (1951), 145

Úlohy a problémy

14. Odhadněte a) celkovou hmotnost mezihvězdné látky v Galaxii za předpokladu, že tvoří disk o průměru 25 kpc a tloušťce 250 pc a její střední hustota představuje $5 \cdot 10^{-21}$ kg/m^3. Hmotnost vyjádřete ve hmotnostech Slunce a porovnejte s udávanou hmotností Galaxie.

[$9 \cdot 10^9$ Sluncí]

15. Pro výše uvedenou střední hustotu a směs 70% H a 30% He vypočtěte odpovídající koncentraci částic pro případ: a) neionizovaného vodíku a helia, b) zcela ionizovaného vodíku a neionizovaného helia c) molekulární vodíku a neionizovaného helia.

[]

16. Předpokládejte, že hvězdy jsou v průzračném prostoru rozloženy zcela rovnoměrně. Je-li počet hvězd jasnějších než m magnitud a N_{m+1} je počet hvězd jasnějších než (m+1) magnitud, dokažte, že poměr N_{m+1}/N_m = 3,98. Na naší obloze je však tento poměr poněkud menší. Proč?

17. Otevřená hvězdokupa M 39 o průměru 2 pc, vzdálená od nás 255 pc, se jeví jako objekt o celkové hvězdné velikosti m = 5,1 mag. Za předpokladu, že extinkce poblíž roviny Galaxie narůstá v barvě V zhruba o 1 mag na kpc vypočtěte a) absolutní hvězdnou velikost hvězdokupy M = -3 mag, b) úhlový průměr objektu v minutách, c) plošnou hvězdnou velikost objektu Q vyjádřenou v magnitudách na minutu čtvereční. Zjistěte d) jak by se veličina Q měnila se změnou vzdálenosti v případě, že by neexistovala extinkce, e) roste-li extinkce o 1 mag na kpc.

$$[Q = Q_0 + 1\text{mag}\left(\frac{r}{1\text{kpc}}\right)]$$

18. a) Proč je bezmračná obloha modrá a mraky „bílé“? b) Proč je cigaretový kouř namodralý a objekty pozorované přes něj nažloutlé?

19. a) Jakou optickou tloušťku má prachový oblak složený z částic o průměru 0,5 μm a prostorové hustotě 10^{-4} částice m^{-3}, jímž záření prochází po dráze 1 pc. b) O kolik magnitud se zeslabí světlo hvězdy pozorované přes tento mrak?

[a) 0,75, b) 0,81 mag]

P

20. Jistá hvězda vzdálená od nás 0,8 kpc je v důsledku mezihvězdné extinkce zeslabena v barvě *V* o 1,1 magnitudy. Předpokládejte, že mezihvězdný prach je tvořen sférickými částečkami o poloměru 0,2 μm a že poměr mezi účinným průřezem v barvě *V* σ_V a geometrickým průřezem *S* činí 1,5 (σ_V/S = 1,5). a) Vypočtěte účinný průřez v barvě *U* (365 nm), *B* (440 nm), *V* (550 nm) a *K* (2175 nm) za předpokladu, že tento je nepřímo úměrný vlnové délce, b) Jaká je optická tloušťka sloupce v barvě *V*? c) Jaký je počet částic prachu ve sloupci o základně 1 m^2 a délce 0,8 kpc ve směru k oné jisté hvězdě? Jakou mají celkovou hmotnost? (ρ = 1800 kg m^{-3}) d) Vypočtěte střední koncentraci prachových částic v příslušném směru. Jaké to odpovídá hustotě? e) Vypočtěte jaký objem prostoru připadá na jednu částici. Jaká je střední vzdálenost dvou sousedních prachových částic? f) Za předpokladu homogenního rozložení částic podél zorného paprsku zjistěte jak se bude měnit extinkce v závislosti na vzdálenosti.

[a) $\sigma_U = 2{,}8 \cdot 10^{-13}$ m^{-2}, $\sigma_B = 2{,}4 \cdot 10^{-13}$ m^{-2}, $\sigma_V = 1{,}9 \cdot 10^{-13}$ m^{-2}, $\sigma_K = 0{,}6 \cdot 10^{-13}$ m^{-2}, b) 1,01, c) $5{,}4 \cdot 10^{12}$ m^{-2}, 330 mg, d) $2{,}2 \cdot 10^{-7}$ m^{-3}, $\rho = 1{,}3 \cdot 10^{-23}$ kg m^{-3}, e) $4{,}5 \cdot 10^{6}$ m^3, 200 metrů, f) *A* = 1,4 mag (*r*/kpc).]

21. Dvě zřejmě identické hvězdy hlavní posloupnosti spektrálního typu A0 tvoří optickou dvojhvězdu. Jasnější má hvězdnou velikost v barvě *V* 5,7 mag, slabší 10,7 mag. a) Vypočtěte v jakém poměru jsou jejich vzdálenosti, zanedbáme-li vliv mezihvězdné extinkce. b) Zjistíte-li, že jasnější ze složek má hvězdnou velikost v *B* 6,0 mag. Jaká by byla hvězdná velikost této hvězdy bez extinkce, c) Předpokládáme-li, že v daném směru je rozložení mezihvězdného prachu homogenní.

[a) 1:10, b) 4,7 mag, c) 1:3,42]

22. V populární literatuře byste se mohli setkat s tvrzením, že centrum Galaxie je zahaleno v oblacích prachu o celkové extinkci 25 magnitud. Co tento údaj znamená? Mohl to někdo změřit?

23. Představte si, že v centru Bokovy globule vzdálené 460 pc s celkovou extinkcí v barvě *V* 10 magnitud se nachází zbrusu nová hvězda spektrálního typu A0 V (M_V = 1,0 mag). Vypočtěte a) hvězdnou velikost hvězdy v B_0, V_0 a K_0 (efektivní vlnová délka 2175 nm) za předpokladu, že extinkci zcela zanedbáme (stav po odfouknutí globule), b) hvězdnou velikost ve *V*, barevný index (*B*-*V*) a barevný exces, c) jaké by pak bylo zbarvení původně čistě bílé hvězdy, d) jaká bude hvězdná velikost v *K*. Diskutujte.

[a) $B_0 = V_0 = K_0$ = 9,3 mag, b) *V* = 14,3 mag, *E*(*B*-*V*) = (*B*-*V*) = 1,6 mag, *B* = 15,9 mag c) hvězda by se jevila načervenalá. d) *K* = 10,6 mag.]

24. Z kvantové mechaniky plyne, že rotující molekuly mohou nabývat energií:

$$E(K) = K\,(K+1)\,E(1)/2,$$

kde *K* je tzv. *rotační číslo*, a *E*(1) je minimální možná rotační energie (*K* = 1). Pro přechody mezi rotačními stavy platí výběrové pravidlo: $\Delta K = \pm 1$. Najděte předpis pro vlnové délky povolených rotačních přechodů.

25. Vypočtěte střední volnou dráhu a dobu mezi srážkami neutrálního atomu vodíku v čistě vodíkovém prostředí pro tyto astrofyzikálně důležité případy: a) fotosféra Slunce s hustotou $\rho = 2{,}5 \cdot 10^{-4}$ kg/m^3 s teplotou T = 5780 K, b) v difúzních oblacích oblastí H I, N = 20 atomů/cm^3, T = 80 K, c) v prostoru mezi nimi: N = 0,1 atomů/cm^3, T = 6000 K.

[a) $1{,}9 \cdot 10^{-4}$ m, $1{,}6 \cdot 10^{-8}$ s; b) 9,6 AU, 32 let; c) 1900 AU, 740 let]

26. Pomocí Boltzmannovy rovnice zjistěte jaký je poměr obsazení 2. a 1. energetické hladiny atomu vodíku při střední teplotě difúzních oblaků neutrálního vodíku: 80 kelvinů. Nezapomeňte na statistické váhy hladin.

[]

27. Vyjádřete energetickou vzdálenost hladin, při jejich přechodu je vyslán foton o vlnové délce 0,211 m, a) v joulech, b) elektronvoltech, c) pomocí frekvence fotonu. d) Najděte teplotu, při níž je střední energie částice ideálního plynu (3/2 kT) rovna této energii. Porovnejte tuto teplotu s běžnou teplotou oblaků v H I oblastech.

[a) $9{,}409 \cdot 10^{-25}$ J, b) $5{,}873 \cdot 10^{-6}$ eV, c) 1420 Mhz, d) 0,045 K – je to teplota mnohem nižší než běžná]

28. Jakým způsobem lze rozeznat svítící plynnou mlhovinu od nerozlišené hvězdokupy nebo galaxie? K dispozici máte dalekohled se spektrografem.

29. Za předpokladu, že fotosféra horké hvězdy spektrální třídy O6 o efektivní teplotě 42 000 kelvinů září jako absolutně černé těleso, vypočtěte vlnovou délku maxima jejího vyzařování. Propočtěte důsledky nepružné srážky fotonu oné vlnové délky s atomem vodíku v základním stavu, při níž bude tento foton zcela pohlcen. S jakou rychlostí odletí z místa srážky proton a elektron. Která z obou části si sebou odnáší větší díl kinetické energie. Jak se situace změní, jestliže se foton střetne s excitovaným vodíkovým atomem?

[ ]

30. V téže části rozměrného homogenního oblaku mezihvězdného plynu se nacházejí dvě velmi horké hvězdy spektrální třídy O6 s ultrafialovým zářivým výkonem $2{,}5 \cdot 10^5$ Sluncí a B0 s týmž výkonem $2 \cdot 10^4$ Sluncí. Porovnejte pozorované bolometrické hvězdné velikosti jejich oblastí H II a jejich úhlové průměry.

[2,7 mag, 2,3:1]

31. Ve spektru jedné nejmenované oblasti H II byla identifikována emisní spektrální čára odpovídající přechodu ze 104. na 103. hladinu vodíku. Vypočtěte vlnovou délku příslušné spektrální čáry a označte obor elektromagnetického spektra, kde se čára nachází. Podle Bohrova modelu atomu vodíku odhadněte efektivní rozměr vodíkového atomu před přechodem a po něm. Porovnejte se střední vzdáleností částic v typické H II oblasti – 5000 atomů/cm^3.

[ ]

1 Hvězdy v Galaxii

Slunce, okem viditelné hvězdy i naprostá většina hvězd viditelných dalekohledem, spolu s mezihvězdnou látkou a skrytou hmotou, která se projevuje jen gravitačně, vytváří komplexní, bohatě strukturovaný a vysoce organizovaný gravitačně vázaný systém nazývaný *Galaxie*.[0])

Výzkum struktury Galaxie, našeho hvězdného domova, je paradoxně ztížen skutečností, že samo Slunce leží uvnitř tohoto systému; soustavu pak vidíme (nebo v důsledku mezihvězdné extinkce také nevidíme) ve všech směrech.

7.5 Vývoj názorů na Galaxii

Mléčná dráha

Hvězdy, jako nejnápadnější složka Galaxie, nejsou na pozemské obloze rozloženy rovnoměrně. V jistých směrech jich pozorujeme zřetelně více, než v jiných. Viditelně se koncentrují podél jisté hlavní kružnice, která s rovinou nebeského rovníku svírá úhel 62,6°. Útvaru složenému z množství jednotlivých i nerozlišených hvězd slitých do jednoho stříbřitého pásu se říká *Mléčné dráha.* Struktura pásu je nepravidelná; pozorujeme zde nejrůznější rozdvojení, přerušení, mosty i temné díry, které jsou důsledkem extinkce světla vzdálených hvězd prachovými oblaky mezihvězdné látky.

V našich zeměpisných šířkách lze Mléčnou dráhu díky jejímu strmému sklonu k rovníku pozorovat každou noc, na druhou stranu ji od nás však nelze spatřit některé velmi bohaté části Mléčné dráhy nacházející se na jižní obloze v souhvězdích Centaura, částí lodi Argo, Jižního kříže a Rajky. Abychom spatřili Mléčnou dráhu celou, museli bychom se dostat do zeměpisných šířek Káhiry a menších.

Fakt, že osou Mléčné dráhy je hlavní kružnice, nasvědčuje tomu:

a) že hvězdy i mezihvězdná látka se v Galaxii koncentrují poblíž jisté základní roviny, které říkáme rovina Galaxie
b) že i samo Slunce se nachází v bezprostřední blízkosti této roviny.[0])

---

[0]) Název soustavy pochází z řeckého *Gallaxia hodos* – Mléčná dráha. Galaxii se někdy nesprávně říká *Mléčná dráha* nebo *soustava Mléčné dráhy*. Mléčná dráha je ovšem jenom součástí Galaxie. Abychom zabránili nedorozuměním při mluveném projevu, je třeba rozlišovat mezi Galaxií a galaxiemi použitím vhodných přívlastků, např. „naše Galaxie“, „cizí galaxie“ případně „extragalaktické soustavy“

[0]) V principu by skutečný vzhled Galaxie mohl být i prstenec obklopující Slunce. Nicméně podrobnější studie vzdáleností hvězd tuto možnost vyloučily.

Povaha Mléčné dráhy

Ve starověku ani ve středověku neměli ještě pozorovatelé noční oblohy problémy se světelným znečištěním, a proto mlhavý pás Mléčné dráhy nemohl uniknout jejich pozornosti. Většina kulturních národů se snažila najít pro Mléčnou dráhu vysvětlení, a činila tak po svém – formou bájí, či spekulací.

Podle řeckých mýtů se Mléčná dráha na oblohu dostala takto: Záletný Zeus vzal na sebe podobu krále Amfytrióna, aby se mohl pomilovat s jeho manželkou – královnou Alkménou. Byl úspěšný. Zplodil s ní Hérakla, který však jako syn boha a pozemské matky byl jenom polobohem, byl tedy smrtelný. Proto ho Zeus vzal a tajně přiložil své ženě Héře k prsu, aby se napil mléka nesmrtelnosti a stal se skutečným bohem. Malý Hérakles ovšem popíjel tak mocně, že se Héra vzbudila a prudkým pohybem nechtěného kojence odhodila. Z mléka jejích prsou, jež se tak po nebi rozlilo pak povstala Mléčná dráha.

O Mléčné dráze přemýšleli i starověcí učenci, jejichž názory na její podstatu byly občas dosti pozoruhodné: někteří soudili, že jde o „původní dráhu Slunce mezi hvězdami“ (bývalou ekliptiku), či o stopu po přeletu bolidu.

Mezi naivními spekulacemi starověkých učenců však lze najít i názor Démokritův, který už před 24 stoletími tvrdil, že Mléčná dráha je seskupením velkého počtu hvězd, jejichž světlo se slévá dohromady, takže vidíme souvislý světlý pás obtáčející celé nebe. Tento názor si na své potvrzení musel počkat až do roku 1609, kdy na Mléčnou dráhu namířil svůj primitivní dalekohled astronom a fyzik Galileo Galilei.

První teleskopické pozorování Mléčné dráhy popsal Galileo Galilei ve spisu *Hvězdný posel* těmito slovy: „Mléčná dráha není nic jiného než nespočetné množství hvězd zde shromážděných. Ať už dalekohled namíříte do kterékoli její části, vždy se vašemu zraku nabídnou nesmírné spousty hvězd. Mnohé z nich jsou poměrně jasné, ale množství těch slabých je takové, že je zcela mimo naše možnosti všechny je spočítat…“

Galileovu interpretaci Mléčné dráhy skvěle potvrzují její fotografie, pořizované už od konce 19. století, kde na ploše jednoho měsíčního úplňku můžeme někde napočítat až 2000 hvězd jasnějších 18. velikosti. Překvapující je, že pokud srovnáme celkový příspěvek Mléčné dráhy ke světlu oblohy se světlem viditelných hvězd, musíme konstatovat, že světlo Mléčné dráhy světlo hvězd několikanásobně předčí. Bohužel, na noční obloze velkých měst přesvětlené velkým množstvím světelných zdrojů Mléčná dráha často nadobro zaniká.

S prvním vědeckým výkladem příčin pozorovaného rozložení hvězd na obloze a fenoménu Mléčné dráhy přišel švédský filozof Emanuel Swedenborg (1688-1772), po něm též Imanuel Kant (1724-1804) a Thomas Wright (1711-86), kteří shodně tvrdili, že žijeme uvnitř rozsáhlého hvězdného systému diskového tvaru, přičemž Slunce i se sluneční soustavou leží poblíž roviny tohoto disku. Wright navíc tvrdil, že hvězdy v naší hvězdné soustavě jsou uspořádány do tvaru „mlýnského kamene“ se Sluncem poblíž jeho středu. Kant si též povšiml toho, že část mlhovin na obloze má rovněž diskovitý tvar, z čehož usoudil, že by mohlo jít o vzdálené „hvězdné ostrovy“.

Herschelův a Kapteynův model Galaxie

První model Galaxie založený na pozorování sestrojil v osmdesátých letech 18. století zakladatel hvězdné astronomie William Herschel. Hrubou prostorovou mapu Galaxie zkonstruoval na základě součtu počtů hvězd v 683 vybraných oblastech nebe. Při rozboru dat přitom vycházel z několika, tehdy přijatelných předpokladů:

a) všechny hvězdy mají přibližně stejnou hvězdnou velikost,
b) prostorová hustota hvězd v rámci Galaxie je zhruba stejně veliká,

c) neexistuje mezihvězdná extinkce, která by světlo hvězd zeslabovala,
d) je schopný svým dalekohledem dohlédnout až k okrajům Galaxie.

Na základě rozboru svých pozorování pak dospěl Herschel k náhledu, že Galaxie představuje soustavu se zploštěním zhruba 1:5, přičemž Slunce se nalézá v bezprostřední blízkosti jejího středu. I když lze mít ke všem výše uvedeným předpokladům vážné výhrady, nezdálo se, že by Herschlovu metodu nebylo možné v patřičně zdokonalené formě znovu využít.

Úkolu se počátkem 20. století ujal precizní holandský astronom JACOBUS CORNELIUS KAPTEYN (1851-1922), který již znal absolutní hvězdné velikosti různých typů hvězd a byl tak schopný určovat i absolutní rozměry naší hvězdné soustavy. Tzv. *Kapteynův vesmír*, jak byl všeobecně jeho model Galaxie nazýván,[0]) představoval soustavu zploštělých sféroidů s postupně klesající hustotou hvězd a v zásadě se Herschelově modelu v mnoha rysech podobal. Hranice Galaxie Kapteyn položil do míst, kde prostorová hustota hvězd poklesla pod 1% hustoty centrální; disk Galaxie pak měl rozměry 8500 pc x 1700 pc.

Slunce se i zde vyskytovalo poblíž středu soustavy: 38 pc severně nad rovinou Galaxie a pouhých 650 pc od zjištěného centra. To jistě bylo poněkud podezřelé a Kapteyn si proto kladl otázku: Jak je možné, že jinak nepříliš význačné Slunce se nachází tak blízko centra hvězdného systému. Tušil, že by v této záležitosti mohla sehrát významnou zkreslující roli mezihvězdná extinkce, nicméně v té době to byla záležitost více než hypotetická.

Vliv extinkce na pozorování vzdálenějších částí Galaxie se však ukázal být zcela zásadním. Předpokládejme, že jistá hvězda, vzdálená od nás r, má absolutní hvězdné velikosti M, extinkce v příslušné barvě nechť činí A. Od nás ji pozorujeme jako objekt s hvězdnou velikostí m.

$$\left(\frac{m}{\mathrm{mag}}\right)=\left(\frac{M}{\mathrm{mag}}\right)+5\log\left(\frac{r}{\mathrm{pc}}\right)-5+\left(\frac{A}{\mathrm{mag}}\right).$$

Vyjádříme-li nyní vzdálenost r v parsecích a m, M, A v magnitudách, lze psát:

$$r = 10^{(m-M+5-A)/5} = r' \, 10^{-A/5},$$

kde r' je fiktivní vzdálenost, jakou bychom objektu přisoudili, zanedbáme-li mezihvězdnou extinkci. Vzhledem k tomu, že extinkce A musí být nezáporná, platí: $r \le r'$. Při extinkci A = 0,1 mag je r'/r = 1,05, při A = 0,3 mag je r'/r =1,15, při A = 1 mag je r'/r = 1,58, při A = 3 mag je r'/r = 4 (!). Zanedbáním extinkce tak nadhodnocujeme vzdálenosti, a to někdy i dosti výrazně.

Pozorujeme-li objekty v určitém směru (a v určitém malém prostorovém úhlu), pak konstatujeme, že extinkce monotónně narůstá se vzdáleností. Tento nárůst lze v prvním přiblížení aproximovat lineární závislostí:

$$A = \alpha \, r,$$

kde koeficient úměrnosti α se zpravidla vyjadřuje v magnitudách na 1 kpc. Poblíž galaktické roviny se přírůstek extinkce se vzdáleností α standardně pohybuje kolem 1 mag/kpc. Předpokládáme-li v dotyčném směru určitou hodnotu součinitele α, pak můžeme odhadnout vzdálenost objektu r řešením implicitní rovnice:

$$r - 10^{(m-M+5)/5} \, 10^{-\alpha r/5} = r - r' 10^{-\alpha r/5} = 0$$

[0]) Tehdy ještě většina astronomů kladla rovnítko mezi pojmy vesmír a Galaxie. Většina věřila, že vesmír skutečně víceméně končí za hranicemi naší hvězdné soustavy.

Pro ilustraci vlivu extinkce si propočítejme situaci, kdy hledíme v jistém směru s α = 1 mag/kpc v příslušné barvě. Pro jednoduchost budeme předpokládat, že rozložení hvězd všech typů bude takřka homogenní. V následující tabulce jsou pro různé moduly vzdálenosti ($m - M$) a vzdálenost se započtením extinkce r, fiktivní vzdálenost při zanedbání extinkce $r´$, jejich poměr a poměr fiktivní koncentrace hvězd $n´$ v dané vzdálenosti ke koncentraci hvězd v bezprostředním okolí Slunce n.

Poměr fiktivní koncentrace ku reálné lze vypočítat na základě následující úvahy. Představme si, že hledíme určitým směrem v prostorovém úhlu Ω. Příspěvek počtu hvězd dN ve slupce o poloměru r a tloušťce dr proseknuté kuželem s prostorovým úhlem Ω o objemu dV bude zřejmě roven součinu tohoto objemu a prostorové koncentrace hvězd n:

$$\mathrm{d}N = n\,\mathrm{d}V = n\,\Omega\,r^2\,\mathrm{d}r.$$

Interpretujeme-li tento příspěvek z hlediska fiktivní vzdálenosti $r´$ a jejího přírůstku d$r´$, musíme připustit jinou – proměnnou hodnotu prostorové koncentrace hvězd:

$$\mathrm{d}N = n´\mathrm{d}V´ = n´\,\Omega\,r´^2\,\mathrm{d}r´,$$

podělením obou rovností dostaneme:

$$\frac{n}{n'} = \frac{r´^2}{r^2}\frac{\mathrm{d}r'}{\mathrm{d}r}, \quad \text{přičemž: } r´ = r\,10^{\alpha r/5}.$$

Po dosazení dojdeme ke vztahu:

$$\frac{n}{n´} = \frac{r´^3}{r^3}\left(1 + r\frac{\ln 10}{5}\alpha\right)$$

(m-M) [mag]	r [pc]	$r´$ [pc]	$r´/r$	$n´/n$
0	10	10	1,005	0,98
5	96	100	1,05	0,84
7,5	278	316	1,14	0,60
10	718	1000	1,39	0,28
11	1000	1585	1,58	0,17
12	1350	2513	1,86	0,10
13	1765	3980	2,25	0,05
14	2244	6310	2,8	0,02

Je zjevné, že rozdíly narůstají s modulem vzdálenosti, kde fiktivní vzdálenosti hvězd začnou být i několikrát větší, než ty skutečné. Vede to k domnělému „nafouknutí vnějšího prostoru a ke snížení koncentrace hvězd“. Pro modul vzdálenosti 10 mag je zdánlivá koncentrace asi čtyřikrát menší než v okolí Slunce, pro modul vzdálenosti 13 mag dokonce dvacetkrát menší. Tam někam bychom zřejmě kladli hranice příslušné soustavy – tedy do vzdálenosti cca 4 kpc. Ve skutečnosti by objekty odtud byly jen 1,8 kpc daleko! Velmi reálně vypadá pokles hustoty se vzdáleností, který je přibližně exponenciální, čili ve shodě s očekáváním.

Představíme-li si, že pak provedeme několik dalších sond jinými směry, vždy kvalitativně dojdeme ke stejnému závěru – nejvyšší hustota hvězd je v bezprostředním okolí Slunce, tato koncentrace směrem k okrajům soustavy klesá, a to víceméně exponenciálně. Lineární rozměry soustavy obdržíme zhruba stejné, ať použijeme k průzkumu hvězdy jakéhokoliv typu.[0]) Právě

[0]) Ke kvantitativně zcela odlišným výsledkům bychom ovšem došli, pokud bychom průzkum vykonávali v různých spektrálních oborech – v červené barvě by byla soustava několikanásobně větší než např. barvě modré.

takový obraz světa nám předkládal „Kapteynův vesmír“, zejména v galaktické rovině, kde je důležitá mezihvězdná extinkce.

Shapleyův model Galaxie. Velká debata

Koncepce Galaxie se Sluncem uprostřed, tvrdošíjně přetrvávající od dob Herschelových, byla zpochybněna až v roce 1918, kdy se americkému astronomovi Harlowu Shapleyovi (1885-1972) podařilo pomocí pulzujících proměnných hvězd typu RR Lyrae a W Virginis změřit vzdálenosti 93 kulových hvězdokup.

Tyto obří hvězdné soustavy jsou totiž po hvězdné obloze rozloženy krajně nerovnoměrně. Takřka všechny se totiž nacházejí pouze v jedné polovině nebeské sféry a plná třetina z nich je pak k nalezení pouze v jediném ze souhvězdí – souhvězdí Střelce, tam kde je Mléčná dráha nejzářivější. V prostoru vytváří systém kulových hvězdokup sféricky symetrický systém s výraznou koncentrací směrem ke středu.

Harlow Shapley učinil, jak později sám přiznal, „troufalý a ukvapený předpoklad“, že systém kulových hvězdokup vytváří něco jako *kostru Galaxie*, jejíž střed pak souhlasí s centrem celé hvězdné soustavy. Dospěl tak k závěru, že centrum Galaxie leží ve směru souhvězdí Střelce ve vzdálenosti 15 kpc.[0]) Z faktu, že nejvzdálenější kulová hvězdokupa je vzdálená 70 kpc od Slunce a 55 kpc od centra, usoudil, že průměr Galaxie činí cca 100 kpc, přičemž Slunce se nachází zhruba v jedné třetině vzdálenosti mezi centrem a okrajem systému. Proti sobě se tak postavil Kapteynův model se Sluncem uprostřed o průměru cca 8 500 pc a Shapleyův model o průměru desetinásobném, s výstředně umístěným Sluncem.

Spor Kapteyn versus Shapley zůstal po nějakou dobu nerozhodnut. V roce 1922 Jacobus Kapeyn umírá, hluboce přesvědčen o zásadní správnosti svého pohledu na Galaxii i celý vesmíru. Další vývoj však dal za pravdu spíše Shapleyovi, i když rozměry jeho Galaxie se postupně zredukovaly zhruba na polovinu.

Souběžně se vyhrotil spor o to, zda je naše hvězdná soustava – Galaxie – ve vesmíru jediná (zahrnuje v sobě celý vesmír) nebo zda existují i jiné, srovnatelné „hvězdné ostrovy“.

Myšlenku, že naše soustava Mléčné dráhy není ve vesmíru nijak výjimečná vyslovil již Emannuel Swedenborg v roce 1734. Podobně uvažoval i další filozof Immanuel Kant, který už v roce 1755 napsal, že mlhavé obláčky tu a tam rozeseté po obloze nejsou ničím jiným než soustavami mnoha hvězd vzdálených natolik, že je jako jednotlivé již nerozlišíme. Byly to však jen dohady, které ovšem podpořil William Herschel, jemuž se podařilo řadu tzv. „mlhovin“ rozložit na hvězdy. V roce 1785 již byl zcela jist, že všechny mlhoviny mají hvězdnou povahu. Kategorický náhled ovšem sám změnil poté, co 1795 objevil planetární mlhovinu (dnes označovanou NGC 1514), v jejímž centru prokazatelně našel jedinou hvězdu obklopenou mlhovinou.

Výzkumu mlhovin se velmi intenzívně věnoval i JOHN HERSCHEL (1791-1871), který k 2500 mlhovinám objevených jeho otcem Williamem přidal dalších 5000. Později, John L. E. Dreyer (1852-1926) publikoval *New General Catalogue* obsahující již 8000 objektů, podobně jako

[0]) Ke zhruba dvojnásobným rozměrům Galaxie Shapley došel z toho důvodu, že pro určení vzdáleností kulových hvězdokup používal pulzující proměnné hvězdy typu RR Lyrae a W Virginis. Těmto proměnným hvězdám přisoudil zhruba čtyřikrát větší jasnost, než mají ve skutečnosti. Tím se v jeho modelu Galaxie všechny vzdálenosti dvojnásobně zvětšily.

známější Messierův katalog v sobě zahrnoval objekty nejrůznější povahy od mlhovin až po hvězdokupy a galaxie.[0])

V roce 1845 objevil WILLIAM PARSONS (1800-76), známý též jako lord Rosse, svým 1,8 metrovým dalekohledem[0]) spirální strukturu mlhoviny M 51 v Honících psech, později i u dalších třinácti mlhovin. Spirální struktura budila dojem rychlé rotace, což potvrdil koncem století respektovaný pozorovatel ADRIAN VAN MAANEN (1884-1946), jenž např. snímcích spirální mlhoviny pořízených s časovým odstupem desítky let shledal zjevnou rotaci s úhlovou rychlostí 0,02"/rok. Pokud by takový objekt měl rozměry Shapleyovy Galaxie, pak by okraje soustavy se musely otáčet rychlostí mnohonásobně převyšující rychlosti pozorované v naší hvězdné soustavě.

Již John Herschel si povšiml, že tyto domnělé „hvězdné ostrovy" nejsou na obloze rozloženy zcela rovnoměrně, jak by se u nezávislých systémů dalo očekávat, ale objevuje se zde silný pokles počtu těchto mlhovin v blízkosti roviny naší Galaxie. Tento fakt bylo možné přirozeněji vysvětlit tím, že ony mlhoviny jsou malé součásti Galaxie odháněny od její roviny zvláštní odpudivou silou. V roce 1912 změřil radiální rychlosti řady spirálních mlhovin VESTO MELVIN SLIPHER (1875-1969) a došel k závěru, že naprostá většina z nich se od nás velkou rychlostí vzdaluje, což se též zdálo být dobrým důkazem ve prospěch působení tajemné síly vypuzující tyto objekty z Galaxie.

Všechny tyto argumenty pak vedly k tomu, že ještě ve 20. letech 20. století byla většina astronomů přesvědčena, že všechny pozorované nerozlišené mlhoviny jsou jen nevelkými prachoplynými objekty v naší Galaxii.

Celou situaci navíc komplikovala občas pozorovaná bodová zjasnění, která zastánci teorie hvězdných ostrovů vykládali jako vzplanutí nov.[0]) Vzdálenosti soustav vypočtené za tohoto předpokladu ovšem vycházely dosti malé (cca 150 kpc), stejně jako rozměry oněch hvězdných systémů.

V roce 1920 došlo k tzv. *Velké debatě* o rozměrech naší Galaxie a povaze spirálních mlhovin, jejímiž hlavními protagonisty byli náš dobrý známý Harlow Shapley a americký astronom HEBER DOUST CURTIS (1872-1942). Curtis sám přitom dával přednost kratší škále vesmírných vzdáleností a obhajoval *Kapteynův model Galaxie* s průměrem cca 8,5 kpc. Jako uznávaný odborník na spirální mlhoviny ovšem věřil, že tyto objekty jsou vzdálenými soustavami složenými z milionů hvězd. Shapley byl v těchto dvou bodech opačného názoru: Galaxie je nejméně o řád větší a představuje celý vesmír.

Curtisovi se malé rozměry Galaxie zamlouvaly mj. i proto, že pak pro vzdálenost např. spirály M 31 odvozené z jasnosti pozorovaných „nov" (150 kpc) dospěl k velikosti této soustavy srovnatelné v rozměrem Kapteynovy Galaxie. Ve prospěch svého pohledu na vesmír uváděl i ony velké rychlosti vzdalování spirálních mlhovin, které jsou příliš velké na to, aby byly tyto objekty gravitačně spjaty s Galaxií.[0]) Nedostatek galaxií (opomíjenou zónu) v blízkosti roviny Galaxie správně interpretoval jako důsledek mezihvězdné extinkce, což ze své pozorovací praxe dokládal řadou příkladů spirálních soustav pozorovaných z boku, které jsou přeťaty temným pruhem absorbující látky.

Shapley, jenž vycházel ze svého modelu Galaxie, argumentoval tím, že pokud by spirální systémy měly velikost srovnatelnou s Galaxií, musely by být velice daleko a „novy" v nich

[0]) Objekty v tomto katalogu se uvádějí zkratkou NGC, některé z nich mají i další označení. Např. M 31 má též označení NGC 224.

[0]) Přístroj, přezdívaný *Leviathan* byl ve své době největším dalekohledem světa.

[0]) O supernovách tehdy nikdo neměl ani tušení.

[0]) Poznamenejme, že pro lokální vysvětlení pohybu spirálních mlhovin bylo podezřelé, že při jejich vysokých radiálních rychlostech nebyly naměřeny žádné vlastní pohyby.

pozorované by musely být mnohem jasnější, než ty galaktické. I van Maanenova měření rotace spirál jasně nasvědčovaly, že jde spíše o malé objekty v nevelkých vzdálenost nepřesahujících velikost vlastní Galaxie.

Velká debata sice zůstala v roce 1920 nerozhodnuta, ale napomohla přesnější formulaci celého problému. Řešení přinesla až další měření a nová interpretace pozorovaných skutečností. Definitivní průlom znamenal objev EDWINA HUBBLA (1889-1953), jemuž se v roce 1923 podařilo 2,5 m reflektorem na Mt Wilsonu na jednotlivé hvězdy rozlišit okraje nejbližších galaxií. Tyto hvězdy zde byly mnohem slabší, než se očekávalo. Spolehlivější odhad vzdálenosti soustavy získal o rok později, kdy mezi hvězdami našel též cefeidy, hvězdy, u nichž existuje velmi spolehlivý vztah mezi jejich absolutní hvězdnou velikostí a periodou. Galaxie se rázem odstěhovaly do vzdáleností několika stovek kpc a vyšších.

U galaxie M 31 Hubble došel k hodnotě vzdálenosti 285 kpc, což je 2,7krát méně než její skutečná vzdálenost.[0]) Ale i ona silně podceněná hodnota - 285 kpc, více než bohatě postačila k tomu, aby se M 31 definitivně stala samostatným hvězdným ostrovem.

Náhlý přerod našich představ o vesmíru a povaze spirálních mlhovin dovršil v roce 1927 Holanďan JAN HENDRIK OORT (1900-92), jenž objevil její rotaci Galaxie. Na základě studia vzájemných pohybů Slunce a okolních hvězd dospěl k závěru, že hvězdy se pohybují zhruba po soustředných kružnicích, přičemž střed otáčení leží v souhvězdí Střelce. Ten však nalezl o mnoho blíž než Shapley – ve vzdálenosti asi 9 000 pc a přiblížil se tak k dnešnímu odhadu – 8 000 pc. Bitva o správný pohled na naši Galaxii byla dobojována.

Akurátní a všestranně připravený průzkum vedený Kapteynem selhal proto, že při se něm neuvažoval vliv mezihvězdné extinkce. Její existence ovšem byla prokázána až po Kapteynově smrti. Podotkněme ovšem, že relativně vítězný Shapley vliv extinkci rovněž nezapočítal.[0]) To že uspěl, bylo dáno tím, že vsadil na šťastnou kartu. Kulové hvězdokupy se totiž zpravidla vyskytují dosti daleko od zaprášené roviny Galaxie a jejich světlo tak není extinkcí příliš dotčeno. Pokud by si Shapley ke svému výzkumu vybral místo systému kulových hvězdokup soustavu hvězdokup otevřených, vykazujících příchylnost k rovině Galaxie, došel by naprosto stejným závěrům jako Kapteyn.

Shapley se ovšem, na rozdíl od Curtise, mýlil v náhledu na spirální mlhoviny a oba společně se blamovali v interpretaci vzplanutí hvězd v galaxiích – to co pozorovali a považovali za novy byly ve skutečnosti supernovy, proměnné hvězdy v maximu lesku mnohonásobně jasnější. Ještě hůř se vedlo Adrianovi van Maanenovi – pozdější analýza jeho fotografických desek se spirálními mlhovinami žádné otáčení neprokázala.

---

[0]) Na vině zde byla pochybená hodnota nulového bodu závislosti log*P-M*.

[0]) Shapley sám při rozboru rozložení hvězdokup po obloze upozornil na existenci opomíjeného pásma v pásu ±10° od galaktické roviny, kde se kulové hvězdokupy prakticky nenacházejí. Nepřítomnost hvězdokup zde Shapley vysvětlil dosti svérázně – je to prý důsledek slapových sil, které hvězdokupy v blízkosti galaktické roviny trhají na kusy. Ve skutečnosti je tento „nedostatek“ jen fiktivní – většinu hvězdokup v blízkosti pásu Mléčné dráhy v důsledku mezihvězdné extinkce prostě nevidíme.

7.6 Morfologie Galaxie

Jakkoliv naše znalosti o Galaxii a jejich složkách od pionýrských dob 20. let 20. století pokročily, ještě dnes nemáme v některých důležitých otázkách stavby našeho hvězdného domova zcela jasno.

Velikost a hmotnost

Naše Galaxie má skutečně tvar zploštělého disku, tak jak to předpokládali již Herschel a Kapteyn. Slunce leží poblíž galaktické roviny, zhruba v jedné třetině mezi středem a okrajem soustavy, tak jak to tvrdil Shapley. Střed Galaxie leží ve směru udaném rovníkovými souřadnicemi (ekvinokcium 1950) $\alpha = 17^h\ 42^m\ 29{,}3^s \pm 0{,}2^s$, $\delta = -28°59´18“\pm3“$. Vzdálenost Slunce od centra byla od dob Shapleyových sice mnohokrát revidována, ale ani dnes není radno na ni příliš spoléhat. Autoři různých studií z poslední doby se nejčastěji kloní k hodnotě $R_0 = (8{,}0\pm0{,}5)$ kpc. Plný průměr galaktického disku tvořeného prachem, plynem a hvězdami je zhruba 50 kpc.

Mnohem závažnější ovšem je naše nejistota v odhadu celkové hmotnosti soustavy. Ještě koncem 60. let 20. století se zdálo, že hmotnost Galaxie velice dobře souhlasí s celkovou hmotností hvězd a mezihvězdné látky – tj. $2\cdot10^{11}$ M . Nová měření pohybu vzdálených součástí Galaxie provedená v sedmdesátých letech (viz např. VERA C. RUBIN, 1983) však ukázala, že její celková hmotnost je až o řád větší. Většina hmoty Galaxie je uložena v *temném halu*, jehož rozměry mnohonásobně převyšují rozměry viditelné části soustavy.

Podobné temné halo obsahující v sobě většinu hmoty systému vlastní zřejmě většina galaxií. Povaha látky, jež se projevuje pouze svou gravitací je dosud nejasná.

Statistika hvězd v Galaxii

Moderní metody sčítání hvězd v Galaxii ukazují, že celková hmotnost látky uložená ve hvězdách dosahuje přibližně 175 miliard Sluncí, počet hvězd se přitom odhaduje na 400 miliard. Celkový zářivý výkon hvězd v Galaxii činí 20 miliard L ($7{,}7\cdot10^{36}$ W). V následující tabulce *Sčítání hvězd v Galaxii* se reprezentují typické hodnoty hmotnosti a zářivého výkonu určitého typu hvězd, jejich celkový počet a kumulativní příspěvky k počtu, hmotnosti a celkovému zářivému hvězdné populace v Galaxii.

Z tabulky vyplývá mj., že:

a) V Galaxii s převahou převládají chladné trpasličí hvězdy hlavní posloupnosti (K, M) a bílí trpaslíci, kteří představují 89% hvězdné populace.
b) Tatáž trpasličí skupina obsahuje i většinu hmotnosti hvězdné složky galaxie – 73%.
c) Bílí trpaslíci jsou ve hvězdné populaci zastoupeny cca 9 %, hmotnostně představují možná až 20%, k zářivému výkonu Galaxie nijak nepřispívají.
d) Převážnou část iluminace Galaxie, 83% jejího zářivého výkonu zajišťují zhruba rovným dílem 1) obři zhruba sluneční hmotnosti a 2) hvězdy horní části hlavní posloupnosti, hmotnější než Slunce. Nezanedbatelný přínos znamená i výkon hmotných veleobrů.

P

Uvedené závěry se ovšem týkají Galaxie jako celku, zastoupení vzpomínaných typů se v různých částech Galaxie výrazně, stejně jako se odlišují další charakteristiky galaktické hvězdné populace, jako jsou věk, chemické složení apod.

					Kumulativní příspěvky v %		
Luminozitní třída	Spektrální typ	typická hmotnost	typický výkon	počet v Galaxii	počet	hmotnost	výkon
I a II	O-M	několik Sl.	50 000	~ 10^5	~0	~0	~3
III	F-M	~1,2	40	~ $2 \cdot 10^9$	0,5	0,6	~41
V	O	25	80 000	~ 10^4	0,5	0,6	~42
	B	5	200	$3 \cdot 10^8$	0,6	1,6	~70
	A	1,7	6	$3 \cdot 10^9$	1,2	4,6	~79
	F	1,2	1,4	$1{,}2 \cdot 10^{10}$	4,2	13,6	~87
	G	0,9	0,6	$2{,}6 \cdot 10^{10}$	11,2	~27	~94
	K	0,5	0,2	$5{,}2 \cdot 10^{10}$	~24	~42	~99
	M	0,25	0,005	$2{,}7 \cdot 10^{11}$	~91	~80	~100
bílí trpaslíci	B-G	0,7	0,005	$3{,}5 \cdot 10^{10}$	~100	~100	~100
			Celkem	$4 \cdot 10^{11}$	100	100	100

Hvězdné populace

Ještě počátkem čtyřicátých letech 20. století si astronomové nebyli vědomi žádných vzájemných souvislostí mezi věkem hvězd, jejich povrchovým chemickým složením, hmotností a kinematickými vlastnostmi. Byl to Walter Baade, který pomocí tehdy největšího dalekohledu světa – 2,5 m reflektoru na Mt. Wilsonu, odhalil existenci určitých vývojových rodin, či hvězdných generací, které se od sebe v řadě ohledů liší. Později se ukázalo, že existence těchto *hvězdných populací* je důsledkem složitého a komplexního vývoje galaktických soustavy, který začal před více než 12 miliardami let.

V roce 1944 se Baademu podařilo rozlišit jednotlivé hvězdy i v centrální části sousední galaxie M31 a v jejích dvou eliptických souputnících M32 a NGC 205. Zjistil, že i ty nejjasnější hvězdy zde jsou zřetelně slabší než nejjasnější hvězdy v okrajových částech spirální soustavy M31. Navíc, při použití fotografických desek s různou spektrální citlivostí zjistil, že ony nejjasnější hvězdy z centra nejsou žhavé hvězdy hlavní posloupnosti, jak tomu je ve spirálách, ale méně jasní červení obři. Toto zjištění přivedlo Baadeho k předpokladu, že také v hvězdném osazenstvu naší Galaxie bude možné tyto dvě rozdílné hvězdné populace vysledovat.

V okolí Slunce převažují hvězdy *populace I,* patří k nim i naprostá většina hvězd, které vidíme na obloze. Příslušníci populace I v Galaxii tvoří zploštělý disk, v němž nacházíme i plochá spirální ramena obsahující ty nejzářivější hvězdy soustavy – hmotné a horké hvězdy. Mimo tento disk se hvězdy populace I prakticky nevyskytují, nenacházíme je ani v centrálních částech Galaxie.

Naproti tomu objekty náležející k Baadeho *populaci II* lze v Galaxii najít všude, tedy i v disku či v samotných spirálách. Jsou typickými obyvateli eliptických galaxií a centrálních částí spirálních galaxií.Vykazují silnou koncentraci k centru galaxií, jejich

výskyt směrem od centra velmi rychle klesá. Nejjasnějšími hvězdami této hvězdné populace jsou červení obři.

V padesátých letech, kdy začala získávat pevnější obrysy teorie hvězdného vývoje, se podařilo vysvětlit základní rozdíly mezi jednotlivými hvězdnými populacemi. Zatímco u hvězd populace I jsou nejjasnějšími hvězdami velice hmotné hvězdy s krátkou dobou života čítající jen miliony let, nejjasnějšími hvězdami populace II jsou červení obři či obři asymptotické větve hvězd o hmotnostech Slunce.

Rozvoj hvězdné spektroskopie umožnil dělení doplnit o další pozoruhodnou charakteristiku – o povrchové chemické složení. V roce 1959 H. Lawrence Helfer, George Wallerstein a Jesse L. Greenstein ukázali, že chemické složení obrů v kulových hvězdokupách se velice výrazně liší od objektů populace I, k nimž konečně patří i naše Slunce. Hvězdy populace II vykazují deseti až stonásobný deficit prvků těžších než helium.[0]) Zatímco pro hvězdy populace I je typické zastoupení $Z = 0{,}04$, u hvězd v kulových hvězdokupách činí hmotnostní podíl těchto těžších chemických prvků Z cca 0,003!

Místo obtížně zjistitelného celkového obsahu těžších prvků Z se při statistických studiích mnohem častěji pracuje s tzv. *metalicitou,* označovanou [Fe/H]. Ta je definována takto:

$$\left[\frac{\mathrm{Fe}}{\mathrm{H}}\right] = \log\left(\frac{N_{\mathrm{Fe}}}{N_{\mathrm{H}}}\right) - \log\left(\frac{N_{\mathrm{Fe}}}{N_{\mathrm{H}}}\right)_{\odot} ,$$

kde je dekadický logaritmus poměru koncentrace atomů železa vůči koncentraci atomů vodíku zkoumaného objektu vztažen k téže veličině v případě Slunce. Pro Slunce je poměr koncentrace atomů železa ku koncentraci vodíkových atomů roven $3 \cdot 10^{-5}$. Z definice metalicity plyne, že pro Slunce platí: [Fe/H] = 0. Pozorované hodnoty [Fe/H] se pohybují od –4,5 v několika málo případech hvězd populace II kulových hvězdokup až do 1 v případě příslušníku tzv. extrémní populace I.

Odlišné rozložení hvězd obou populací v Galaxii je důsledkem jejich rozdílných kinematických vlastností. Hvězdy populace I se pohybují kolem centra Galaxie všechny v jednom směru po více či méně kruhových trajektoriích a navíc v přibližně stejné rovině, v tzv. rovině Galaxie. To je pak příčinou toho, proč všechny tyto jeví tak zjevnou koncentraci ke galaktické rovině. Naproti tomu hvězdy populace II, které se kolem centra pohybují po neuzavřených a velice výstředných drahách, se galaktické rotace takřka neúčastní. V Galaxii se pohybují víceméně stochasticky a vzhledem k spořádaně cirkulujícím hvězdám populace I vysokými relativními rychlostmi.

Vysvětlení rozdílného zastoupení těžších prvků souvisí se stářím hvězd. Hvězdy populace II patří mezi nejstarší hvězdy v Galaxii, které povstaly z mezihvězdné látky, která byla jen velice málo znečištěna produkty jaderného vývoje v centrech hvězd. Naproti tomu hvězdy populace I vznikly z mezihvězdné látky, jež z větší části již prošla těly hvězd předchozích generací. V jejich nitrech vznikly těžší prvky, jež se pak

[0]) V astronomické hantýrce jsou všechny prvky těžší než helium souhrnně označovány jako *kovy*, i když je zřejmé, že hmotnostně i početně mezi těmito těžšími prvky převládají uhlík, kyslík a dusík, což kovy rozhodně nejsou. Pro praktickou pozorovací astrofyziku jsou však skutečné kovy důležitější, protože jejich čáry můžeme najít ve spektrech hvězd všech typů a můžeme tedy spolehlivě stanovit jejich relativní zastoupení ve hvězdných atmosférách. Stopy C, N a O nacházíme pouze ve spektrech těch nejteplejších hvězd, protože excitační potenciál těchto prvků je mimořádně vysoký.

v závěrečných bouřlivých fázích vývoje dostaly do mezihvězdného materiálu, z něhož posléze vznikly další generace hvězd – hvězd populace I.

Příslušníci Baadeho hvězdných populací se tedy od sebe liší v těchto třech základních ohledech:

a) svou kinematikou, a tím i rozložením v Galaxii
b) obsahem těžších prvků *Z*
c) stářím.

Už koncem 50. let se ukázalo, že původní Baadeho dělení hvězd v galaxiích pouze do dvou populací je příliš hrubé a schématické. V reálných galaxií se setkáváme jak s vyhraněnými představiteli obou populací, tak i s objekty s přechodnými i extremálními charakteristikami. V současnosti se proto hovoří o několika vzájemně se překrývajících hvězdných populací, či subsystémech Galaxie, z nichž se celá soustava Galaxie sestává.[0])

Nejčastěji se nyní setkáváme s rozdělením hvězdné populace Galaxie a podobných galaktických soustav na *diskové a sféroidální hvězdné populace*.

Pro příslušníky *diskových populací*, je charakteristický vyšší obsah těžších prvků a zjevná koncentrace k rovině Galaxie. Nejplošší je **nejmladší disk,** neboli disk extrémní populace I, k níž počítáme hvězdy nacházející se takřka výlučně ve spirálních ramenech, méně plochý je tzv. tenký nebo též **mladý disk**. Nejvíce hvězd (cca 75 %) v Galaxii najdeme v ještě starším tzv. **středním** (přechodném) **disku** a ve **starém** (tlustém) **disku**, který volně přechází ve sféroidální galaktické halo.

Hvězdy sféroidálních populací jeví vesměs silnou koncentraci k centru Galaxie a lze je zařadit mezi objekty klasické Baadeho populace II. Rozeznáváme zde hvězdnou populaci **galaktického hala** (sférické složky Galaxie), populaci **galaktické výdutě** („central bulge“ - centrální oblast Galaxie) a populaci **galaktického jádra**. Sféroidální hvězdné populace v sobě obsahují cca 20% hvězd v Galaxii.

V Galaxii všeobecně platí, že čím je dotyčná hvězdná populace mladší, tím větší má zastoupení těžších prvků, větší vazbu na galaktickou rovinu a menší afinitu k centru.

Poznamenejme, že tato korelace neplatí ani v samotné Galaxii absolutně, že z tohoto pravidla by bylo možno najít řadu výjimek. Ještě více to platí pro jiné galaktické soustavy, kde obdobné korelace mezi polohou stářím a chemickým složením nemusejí být vyjádřeny vůbec. Vše zřejmě souvisí se způsobem, jak kde a jak v těchto hvězdách v minulosti vznikaly a v současnosti vznikají nové hvězdy

vlastnosti	Skupina diskových populací				skupina sféroidálních popul.
	nejmladší	mladá	střední	stará	

[0]) Vzhledem k tomu, že jednotlivé subsystémy spojitě přecházejí jeden v druhý, panuje v jejich definicích i názvech značná anarchie, která dosti ztěžuje vzájemné dorozumění

reprezentativní objekty	mhv. plyn a prach, asociace O, T, mladé ot. hvězdokupy, hvězdy O, B, veleobři, klasické cefeidy, T Tau, mladé AV	starší ot. hvězdokupy, AV a FV, oranžoví obři, mladé GV-MV, bílí trpaslíci	Slunce, většina GV, některé KV a MV, někteří podobři (IV) a červení obři, planetární mlhoviny, bílí trpaslíci	starší KV a MV, bílí trpaslíci, někteří podobři a červení obři, dlouhoper. proměnné, RR Lyr (P<0,5 d)	kulové hvězdokupy, RR Lyr (P>0,5 d), někteří podtrpaslíci, rychlé hvězdy, hv. s nízkým *Z*, někteří červ. obři
stáří (mld let)	< 0,1	~1	~5	<10(?)	~10 -15
poloha v Galaxii	spirální ramena	tenký disk	disk	tlustý disk a gal. výduť	halo, výduť, jádro
koncentrace k centru	velmi slabá	slabá	střední	dobře patrná	dominantní
koncentrace ke gal. rovině	velmi silná (< 300 pc)	silná (< 500 pc)	střední (<1000 pc)	slabá (<1700 pc)	slabá (zploštění sf.)
trajektorie	kruhové	málo výstř.	středně výstř.	výstředné	silně výstř.
Z v %	2 až 5	2 až 5	1 až 2	0,5 až 1	halo 0,1, výduť 1 až 2

Projděme si nyní poněkud podrobněji jednotlivé složky Galaxie a popišme si vlastnosti populací hvězd, které se zde nacházejí.

Galaktické halo

Galaktické halo (hvězdné halo, vnější halo), nebo též sférická nebo kulová složka obsahuje ty nejstarší hvězdy populace II. Nejzářivějšími hvězdami zde jsou červení obři a obři asymptotické větve o hmotnostech menších než je hmotnost Slunce. Hmotnostně nejdůležitější složkou jsou červení trpaslíci ještě menší hmotnosti a množství chladnoucích bílých trpaslíků s velmi malým zářivým výkonem. Představují vůbec nejstarší pozorované hvězdy v Galaxii, jež jsou složeny ze zřejmě prvotního vodíku a hélia s nepatrnou příměsí těžších prvků: $Z \sim 0{,}03$-1%, parametr [Fe/H] se mění od –4,5 do –0,5.[0]) Populace galaktického hala je vůbec nejstarší aktivní hvězdnou populací v Galaxii, její stáří se odhaduje na 10 – 15 miliard let.

Trajektorie objektů hala představují neuzavřené křivky (stáčející se elipsy), jejich sklony ke galaktické rovině jsou nahodilé, i když není vyloučeno, že mírně preferován je ten směr oběhu, který odpovídá směru galaktické rotace. Nicméně, vzhledem k silné excentricitě trajektorií musí být výsledná rotace hala tak jako tak mnohem pomalejší než rotace objektů diskových složek. Sféroid galaktického hala je poněkud zploštělý. Rozložení objektů galaktického hala v Galaxii jeví výraznou sférickou sy-

[0]) Pozoruhodné ovšem je, že se ani u těch nejextrémnějších hvězd kulové složky nesetkáme s čistě vodíko-héliovými hvězdami – obsah kovů v těchto hvězdách je vždy nenulový. Tyto těžší prvky ovšem nemohly vzniknout jinde, než v nitrech předcházejících hvězdných generací. Proto se předpokládá, že na samotném úsvitu hvězdných dějin Galaxie se objevila 0. hvězdná generace (přezdívaná někdy jako populace III) tvořená velice hmotnými hvězdami, které během několika milionů let prošly celým hvězdným vývojem, při němž vzniklo ono základní množství těžších prvků, které se pak, zřejmě výbuchy supernov, dostaly do mezihvězdné látky, z níž pak vznikly hvězdy dnešního galaktického hala.

metrii, jejich koncentrace klesá úměrně $r^{-3,5}$. Ve vnitřních částech spojitě přechází do tzv. galaktické výdutě.

Kulové hvězdokupy

Nejvýraznějšími objekty galaktického hala jsou *kulové hvězdokupy* obsahující v sobě dnes ovšem jen malou část z celkového počtu hvězd galaktického hala.

V současnosti známe v naší Galaxii celkem 160 kulových hvězdokup, jejich skutečný počet asi nepřesáhne 200.[0]) Kulové hvězdokupy vytvářejí v prostoru Galaxie mírně zploštělý sféroid s výraznou koncentrací objektů k jejímu centru, běžně je nacházíme i v galaktické výduti. V minulosti bylo těchto soustav řádově více, většina z nich nepřežila opakované průchody kolem galaktického centra.

Kulové hvězdokupy jsou velice zářivé objekty, jejich střední zářivý výkon odpovídá 25 tisícům Sluncí, výkon těch nejjasnějších hvězd je až padesátkrát větší než výkon Slunce. Hmotnosti kulových hvězdokup měřené z disperze rychlostí hvězd v soustavě se pohybují v rozmezí od 10^5 až 10^6 Sluncí. Hvězdokupy jsou dosti rozměrné, jejich průměr činí od 10 až 300 světelných let. Na pozemské obloze má ta největší z nich ω Centauri 1°, ty nejmenší představují flíčky s rozměrem pod 1 úhlovou minutu. Většina hvězdokup je silně koncentrována ke svému středu. V minulosti byl počet hvězd ve hvězdokupách větší, ty s rychlým pohybem z nich již unikly. Nyní jsou to soustavy nesmírně stabilní s poločasem rozpadu o několik řádů převyšujícím jejich stáří.

Určení stáří kulových hvězdokup, které se provádí většinou pečlivým rozborem jejich H-R diagramů, je nesmírně důležitým údajem, neboť představuje horní mez pro stáří vesmíru. Zde je důležité znát spolehlivě vzdálenost hvězdokupy a její chemické složení. Současné odhady věku hvězdokup se od sebe výrazně liší: od 10 do 18 miliard let.

Galaktická výduť

Galaktická výduť (galactic bulge) je další, hmotnostně nejdůležitější sféroidální složkou Galaxie. Odhaduje se, že celková hmotnost objektů výdutě činí $4 \cdot 10^{10}$ $M_\odot$. Výduť je mírně zploštělá, její efektivní poloměr činí cca 2000 parseků. Valná většina hmoty dotyčné složky je soustředěna v množství nepříliš hmotných hvězd, které náležejí ke starší hvězdné populaci, kterou bychom mohli charakterizovat třeba obsahem těžších prvku: $Z \sim 1\%$ a průměrným stářím hvězd kolem 10 miliard let. Tyto charakteristiky ji staví na hranici mezi klasickou populaci I a II.[0]) Rádiová, infračervená a rentgenová pozorování naznačují, že se zde i v současnosti tvoří nové hvězdy. Nově vznikající hvězdy však mají poměrně nízkou hmotnost, takže nejjasnějšími hvězdami zde jsou červení a oranžoví obři.

Jakkoli výduť sama neobsahuje příliš mnoho mezihvězdného plynu a prachu, je pro nás zcela skryta za prašnými závoji v galaktickém disku, takže ji nemůžeme přímo opticky pozorovat. Kdyby tomu tak nebylo, jevila by se nám výduť jako mírně eliptické naoranžověle zářící difúzní těleso o úhlovém průměru 25°, které by bylo po Slunci a Měsíci nejjasnějším objektem obloze.

---

[0]) V některých galaxiích pozorujeme řádově mnohem více galaxií, příkladně v gigantické eliptické galaxii M 87 bylo nalezeno několik set tisíc (!) těchto hvězdných soustav.

[0]) To je též příčinou, proč se názory různých autorů na příslušnost hvězd ve výduti k jednotlivým populacím vzájemně liší.

Centrální příčka. Existuje řada dobrých argumentů, že naše spirální Galaxie obsahuje též centrální příčku, která prochází celou galaktickou výdutí. Je-li to pravda, pak by měla hlavní spirální ramena Galaxie být právě dvě a měla by začínat na koncích této příčky.

Jádro Galaxie

Centrální výduť zahrnuje i jádro Galaxie, o němž se toho stále mnoho neví. Neoptická pozorování ukazují, že tato oblast je neobyčejně bohatá na hvězdy. Vzhledově připomíná kulovou hvězdokupu, její rozměry jsou však vpravdě obří – průměr je 300 pc a celková hmotnost cca miliarda Sluncí. V samotném centru jádra se nachází i disk tvořený vesměs neutrálním vodíkem. Rádiová pozorování zase naznačují, že se zde nachází též prstenec tvořený molekulovými oblaky, který má tendenci expandovat do prostoru. Přímo v centru Galaxie leží mocný rádiový zdroj Sagitarius A.

Infračervená pozorování nás informují, že hvězdy v jádru jsou od sebe vzdáleny v průměru jen pouhých 1000 au.[0]) Plyn poblíž centra velice rychle rotuje, jeho rychlost dosahuje až 200 km/s! Tento fakt lze vysvětlit tím, vprostřed Galaxie musí existovat kompaktní těleso o hmotnosti cca 3 milionů Sluncí, což bude nejspíš supermasívní černá díra.

Hvězdný disk

Z větší dálky nejnápadnější, nejhmotnější a nejzářivější složkou Galaxie je její hvězdný disk, který z hlediska hvězdné populace dělíme na mladý, střední a starý. Disk se rozprostírá od jádra do vzdálenosti cca 25 kpc. Podobné plochý disk s množstvím hvězd nacházíme i u ostatních spirálních galaxií. Vlastní spirální ramena tvoří ještě plošší systém pevně se přimykající ke galaktické rovině.

Otevřené hvězdokupy

V galaktickém disku nacházíme velké množství nepříliš početných hvězdných soustav zvaných *otevřené hvězdokupy*. Na rozdíl od kulových hvězdokup mají mnohem neuspořádanější tvar, což je ovšem též dáno tím, že mají v průměru o několik řádů méně hvězd.

Rozložení otevřených hvězdokup jsou v Galaxii je velmi podobné rozložení mladých hvězd. Silně se koncentrují ke galaktické rovině, a již méně výrazně klesá jejich počet se vzdáleností od centra Galaxie. Velkoškálové rozložení otevřených hvězdokup je však obtížné přímo sledovat v důsledku existence velkého množství neprůhledného mezihvězdného materiálu, který se rovněž váže ke galaktické rovině. Extinkce je zde tak veliká, že nám umožňuje pohlédnout jen do hloubky několika tisíc světelných let. Z analogie s jinými spirálními galaxiemi však lze očekávat, že zhruba sledují rozložení jasu v Galaxii s tou výjimkou, že v centrálních oblastech se tak často nevyskytují. Existují navíc náznaky toho, že mladší otevřené hvězdokupy se více přimykají k spirálním ramenům než starší hvězdokupy, což tedy platí alespoň v okolí Slunce, kam naše přístroje dohlédnou.

I ty nejjasnější otevřené hvězdokupy jsou podstatně slabší než ty běžné kulové hvězdokupy. Rekordní zářivý výkon otevřené hvězdokupy činí 50 tisíc Sluncí, typický ovšem je zářivý výkon 500 Sluncí. Hmotnosti soustav lze podobně jako u kulových hvězdokup odvodit z měřeného rozptylu rychlostí členů soustavy. Valná většina otevřených hvězdokup má menší hmotnosti, kolem 50 M . Celkový počet hvězd bývá rovněž nevelký: od několika málo tisíc do desítky.

[0]) Slunci nejbližší hvězda – Proxima Centauri je od nás vzdálena 330 000 au!

Průměry otevřených hvězdokup se pohybují v rozmezí od dvou tří světelných let do 20, přičemž nejčastější hodnotou, s níž se u nich setkáváme, je 5 sv. let. Otevřené hvězdokupy nejsou dostatečně pevně gravitačně vázané soustavy k tomu, aby dlouhodobě vzdorovaly slapovým účinkům Galaxie. V okolí Slunce pouze polovina z nich může vydržet slapům více než 200 milionů let, zatímco jenom 2% má životnost delší než miliardu let.

Otevřené hvězdokupy tak musejí náležet k velmi mladým, nedávno vytvořeným hvězdným soustavám. Staří jen několika ze známých otevřených hvězdokup přesahuje 10^9 let, většina z nich je mladších než $2 \cdot 10^8$ let, některé jsou ještě mladší než 10^6 let. Stáří otevřených hvězdokup se určuje srovnáním vývojového stavu jejich členů podle teoretických vývojových modelů sestrojených pro tentýž věk a pozorované počáteční chemické složení, konkrétně podle polohy tzv. bodu obratu, nejranější části hlavní posloupnosti. Vzhledem k tomu, že otevřené hvězdokupy patří k nejmladším galaktickým objektům, obsahují dvakrát až třikrát více těžších prvků než Slunce.

Spirální ramena, extrémní populace I

K plochým spirálním ramenům ležícím v rovině Galaxie se vážou extrémně mladé galaktické objekty, jako jsou hvězdné asociace O a T, mladé otevřené hvězdokupy, dlouhoperiodické (klasické) cefeidy, oblasti H II, molekulová oblaka a oblaka neutrálního vodíku. Výskyt spirálních ramen je stěžejním poznávacím znakem všech spirálních galaxií.[0]) Zatímco spirální strukturu vzdálených galaxií můžeme zpravidla[0]) studovat přímo, u naší Galaxie to představuje mimořádné problémy, protože sluneční soustava leží v bezprostřední blízkosti galaktické roviny. K tomu, abyste za těchto okolností mohli určit polohu ramen v Galaxii, je nezbytné, abyste dokázali spolehlivě stanovit prostorové vzdálenosti objektů, které se k ramenům koncentrují.

Hvězdné asociace

K nejtypičtějším objektům extrémní populace I náleží hvězdné asociace složené z hvězd, které spojuje společné místo i okamžik vzniku. Členové asociace ovšem nejsou spolu dostatečně pevně gravitačně vázány tak, aby vytvořily stabilní systém typu hvězdokupy. Hvězdné asociace nacházíme výhradně tam, kde v současnosti dochází k hromadnému vzniku hvězd, čili zejména ve spirálních ramenech. Celkově jsou to velice jasné a nápadné objekty, což ovšem není ani tak dáno počtem hvězd (ten se počítá na desítky, nejvýše stovky kusů), jako spíše zářivým výkonem nejjasnějších členů asociací. Jsou jimi poměrně velmi hmotné hvězdy s výkonem až 10^6 Sluncí, tedy mnohonásobně větším, než je výkon i těch nejjasnějších členů kulových hvězdokup. Tyto hvězdy jsou poměrně žhavé, takže náležejí vesměs k spektrálním třídám O a B. O asociacích, v níž dominují hmotné hvězdy tohoto typu, se hovoří jako o asociacích O, B nebo též asociacích OB. Zmíněné hmotné hvězd mají velice krátkou dobu života, která se počítá na milióny let a nemohly se tak příliš vzdálit od místa svého vzniku. Svou polohou tak indikují místa zrodu hmotných hvězd, která leží vesměs ve spirálních ramenech.

---

[0]) Spirální ramena galaxií jsou dobře patrna na snímcích pořízených s dlouhou expoziční dobou, kdy centrální části galaxií jsou již přeexponovány. Pokud pozorujeme spirální galaxie pouhýma očima, všimneme si zpravidla jenom rozmazané centrální výdutě, vzdálenější difúzní spirální ramena nezaregistrujeme, a to z týchž důvodů, proč v městských podmínkách jen málokdy spatříme Mléčnou dráhu.

[0]) Výjimkou jsou spirální galaxie, které pozorujeme z profilu (edge-on).

Kromě asociací OB pozorujeme též asociace T, kde se setkáváme velkým množstvím proměnných hvězd typu T Tauri, o nichž je známo, že jde o mladé hvězdy ve stadiu gravitační kontrakce, které dosud ve svém nitru nezapálily vodík. Tyto soutavy nejsou tak nápadné jako asociace OB, protože v nich chybějí extrémně jasné hmotné hvězdy. Nicméně i ony jsou velice mladé a jsou tudíž dobrými indikátory spirální struktury.

Hmotnosti hvězdných asociací činí několik stovek hmotností Slunce, střední průměr těchto soustav se odhaduje na 200 pc. V blízkosti Slunce nalézáme i řadu menších o průměru cca 60 pc. Vlastní gravitační vazba nestačí udržet členy asociace pohromadě, a ty se v průběhu několika málo milionů let se rozptýlí do okolního prostoru a stávají se běžnými hvězdami galaktického pole.

7.7 Dynamika Galaxie

Rozložení určitého typu objektů v Galaxii a jejich rychlostní pole nestudujeme přímo, ale pomocí měření prováděných ze Země a vztahovaných obvykle ke Slunci. Relevantními údaji v tomto ohledu je vzdálenost r, či paralaxa π dotyčného objektu, a dvojice údajů udávající polohu objektu na hvězdné obloze, neboli směr, v němž daný objekt pozorujeme. Tyto tři souřadnice ve sférické souřadnicové soustavě jednoznačně definují okamžitou polohu objektu v prostoru vzhledem ke Slunci. Pokud se zabýváme studiem rozložení objektů v Galaxii, je zvykem pracovat v *galaktickém souřadnicovém systému.* Počátkem této souřadnicové soustavy je Slunce, základní rovinou je *rovina Galaxie*, základním směrem je směr k předpokládanému centru Galaxie.

Galaktické souřadnice jsou galaktická šířka b (obdoba deklinace) a galaktická délka l (obdoba rektascenze). Severní pól galaktické soustavy ($b = 90°$) se nachází ve směru $\alpha = 12^h\,49^m$, $\delta = 27{,}4°$ v souhvězdí Vlasu Bereniky, základní směr ($l = b = 0$) odpovídá $\alpha = 12^h\,42^m\,24^s$, $\delta = 28°\,55'$.[0]) Sklon galaktické roviny k rovníku je 62,6°, výstupný uzel (průsečnice galaktického a světového rovníku) má rektascenzi: $\alpha = 18^h\,49^m = 282{,}25°$ a galaktickou délku $l = 33°$. Vše je vztaženo k ekvinokciu 1950,0.

Použitím vztahů ze sférické trigonometrie lze dojít k následujícím transformačním vztahům mezi rovníkovými souřadnicemi 2. druhu a souřadnicemi galaktickými:

$$\cos b \cos(l - 33°) = \cos\delta \cos(\alpha - 282{,}25°)$$

$$\cos b \sin(l - 33°) = \cos\delta \sin(\alpha - 282{,}25°) \cos 62{,}6° + \sin\delta \sin 62{,}6°$$

$$\sin b = \sin\delta \cos 62{,}6° - \cos\delta \sin(\alpha - 282{,}25°) \sin 62{,}6°$$

$$\sin\delta = \cos b \sin(l - 33^\circ) \sin 62{,}6° + \sin b \cos 62{,}6°$$

$$\cos\delta \sin(\alpha - 282{,}25°) = \cos b \sin(l - 33°) \cos 62{,}6° - \sin b \sin 62{,}6°^0)$$

[0]) Budiž poznamenáno, že skutečný střed Galaxie se nachází velice blízko počátku takto definovaných galaktických souřadnic: $\alpha = 12^h\,42^m\,29{,}3^s$, $\delta = 28°\,59{,}3'$.

[0]) Těch rovnic musí být tolik, aby se uhlídalo, že se délkové souřadnice vyskytující se v rozsahu 0° až 360° ocitnou ve správném kvadrantu. Pro rychlou a zejména bezpečnou orientaci je vhodnější grafický způsob převodu.

Centrum Galaxie budeme předpokládat ve vzdálenosti R_0 = (8,0 ± 0,5) kpc.[0]) *Sluneční kružnicí* budeme myslet přesnou kružnici se středem v centru Galaxie a poloměrem R_0.

Pohyby hvězd

Dalším důležitým zdrojem informací o velkorozměrové struktuře Galaxie jsou pohyby hvězd v okolí Slunce. Pro studium kinematiky i dynamiky ovšem není výhodné polohy a zejména prostorové rychlosti vyjadřovat ve sférickém galaktickém souřadnicovém systému s počátkem ve Slunci[0]), ale v systému válcovém s počátkem ve středu Galaxie.

Kinematiku určitých skupin hvězd či jiných objektů studujeme rozborem jejich polohy v Galaxii a prostorových rychlostí. Ty zjišťujeme na základě relativní prostorové rychlosti V_r vztažené ke Slunci pomocí spektroskopického určování radiálních rychlostí. K stanovení tečné (tangenciální) složky relativní rychlosti V_t užíváme měření vlastního pohybu hvězd a jejich paralaxy. Na tomto poli odvedla průlomovou práci astrometrická družice Hipparcos.

Složku tečné rychlosti hvězdy o deklinaci δ a vzdálenosti r v rektascenzi $V_{t\alpha}$ a složku tečné rychlosti v deklinaci $V_{t\delta}$ lze vypočítat pomocí vlastních pohybů v rektascenzi μ_α a v deklinaci podle vztahů:

$$V_{t\alpha} = 4{,}74 \cos\delta \left(\frac{\mu_\alpha}{1''/\text{rok}}\right)\left(\frac{r}{1\,\text{pc}}\right)\text{km s}^{-1},\quad V_{t\delta} = 4{,}74 \left(\frac{\mu_\delta}{1''/\text{rok}}\right)\left(\frac{r}{1\,\text{pc}}\right)\text{km s}^{-1},$$

$$V_t = \sqrt{\left(V_{t\alpha}^2 + V_{t\delta}^2\right)}\,.$$

Hodnotu radiální rychlosti V_r zjišťujeme z relativního posunu pozorované vlnové délky určité spektrální čáry λ vůči její laboratorní vlnové délce λ_0:

$$V_r = c\,\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0}\,.$$

Pokud toto měření provádíme ze Země, nesmíme zapomenout naměřenou radiální rychlost opravit o příspěvek radiální rychlost způsobený oběžným a rotačním pohybem Země.

Měřítkem příslušnosti k té či jiné populaci je třeba střední absolutní vzdálenost určitého typu objektů od galaktické roviny $\overline{z}$, či typ závislosti koncentrace těles v závislosti na vzdálenosti od centra. Z hlediska pohybového to může být tzv. disperze rychlostí vztažených ke Slunci σ:

$$\sigma^2 = \left\langle V_r^2 \right\rangle + \left\langle V_{t\alpha}^2 \right\rangle + \left\langle V_{t\delta}^2 \right\rangle,$$

kde v zahrocených závorkách, znamenajících střední hodnotu veličiny uvnitř, jsou kvadráty jednotlivých komponent prostorové rychlosti vůči Slunci.

Při rozborech kinematických vlastností určitých skupin hvězd se často vztahují tyto relativní rychlosti nikoli ke Slunci samotnému, ale k Slunci idealizovanému, které se pohybuje kolem centra Galaxie rovnoměrně po přesně kruhové dráze. Této vztažné soustavě (neinerciální!) se říká *místní standard klidu* (local standard of rest – LSR). Její osy jsou standardně orientovány vzhledem ke rovině a centru Galaxie. Skutečné Slunce se vůči místnímu standardu klidu pohybuje tak, že rychlostí u = -9 km/s se

[0]) Viz Reid (1993).

[0]) Jde navíc o neinerciální souřadnicovou soustavu s ohledem třeba na galaktickou rotaci.

přibližuje k centru Galaxie, rychlostí v = 12 km/s předbíhá galaktickou rotaci a rychlostí w = 7 km/s stoupá severně kolmo k rovině Galaxie. Celkově se pohybuje rychlostí 16,5 km/s s apexem v souhvězdí Herkula. Největší odchylku zde představuje složka ve směru galaktické rotace, což naznačuje, že se Slunce pohybuje kolem centra Galaxie po poněkud eliptické dráze.

Většina hvězd ve slunečním okolí jeví rychlosti vůči LSR jen desítky km/s, najdou se však hvězdy s vysokými relativními rychlostmi, jakou je třeba Kapteynova hvězda se složkami: u = 19 km/s, v = -288 km/s (!), W = -52 km/s. Evidentně jde o hvězdu sféroidální složky, která se neúčastní galaktické rotace, takže ona absolutně vysoká hodnota v je odrazem oběžného pohybu Slunce kolem středu Galaxie.

Rotace Galaxie

Skutečnost, že se objekty diskové složky včetně Slunce účastní galaktické rotace kolem centra Galaxie, lze odhalit rozborem závislosti pozorovaných radiálních rychlostí RV a vlastních pohybů μ běžných hvězd ve slunečním okolí na jejich galaktické délce l. Závislost má podobu dvojité sinusoidy, přičemž pozorovaná radiální rychlost je maximální v galaktické délce l = 45°a 225°, minimální ve směrech l = 135°a 315°, zatímco maximum tečné rychlosti pozorujeme ve směru k centru a anticentru Galaxie, minimum ve směru a proti směru pohybu Slunce. Pokusme se nyní pozorované chování vysvětlit právě z hlediska galaktické rotace.

Pro jednoduchost předpokládejme, že trajektorie Slunce i ostatních fiktivních hvězd jsou přesně kruhové se středem v centru Galaxie a že se nacházejí v rovině Galaxie. Pohyb hvězd i Slunce nechť je rovnoměrný, přičemž velikost jejich rychlosti vztažené k inerciální souřadnicové soustavě (nehybné vůči vzdáleným galaxiím) s počátkem v centru Galaxie nechť závisí pouze na vzdálenosti od centra. Vzdálenost Slunce od centra nechť je R , libovolné hvězdy R, vzdálenost Slunce-hvězda nechť je r. Vektor rychlosti Slunce $\boldsymbol{V}$ je kolmý ke spojnici Slunce-střed Galaxie a má velikost V (R), vektor rychlosti vybrané hvězdy $\boldsymbol{V}(R)$ je rovněž kolmý ke spojnici hvězda-střed Galaxie. Galaktická délka hvězdy nechť je l . Úhel mezi kolmicí spuštěnou z centra Galaxie k spojnici Slunce-hvězda o délce R_{min} a spojnicí hvězda - centrum Galaxie si označíme α. Úhel, který pak svírají spojnice Slunce-hvězda a spojnice střed Galaxie-hvězda je pak zřejmě 90°+ α .

Rozložme si nyní vektor rychlosti Slunce $\boldsymbol{V}$ a zvolené hvězdy $\boldsymbol{V}(R)$ do složek rovnoběžných ke směru spojnice Slunce a hvězda o velikosti V_r, V_r a kolmých na tuto spojnici V_t, V_t Je zřejmé, že pak platí:

$$V_r = V(R)\sin l, \qquad V_t = V(R)\cos l, \qquad V_r = V(R)\cos\alpha, \qquad V_t = V(R)\sin\alpha.$$

Radiální rychlost vzhledem k idealizovanému Slunci RV vypočteme jako rozdíl radiálních složek rychlostí:

$$RV = V_r - V_r = V(R)\cos\alpha - V(R)\sin l.$$

Za $\cos\alpha$ dosadíme ze sinové věty platné v trojúhelníku o vrcholech centrum Galaxie, hvězda, Slunce:

$$\frac{\sin(90^\circ+\alpha)}{R} = \frac{\cos\alpha}{R} = \frac{\sin l}{R} \quad \rightarrow$$

$$RV = R_{-}\left(\frac{V(R)}{R} - \frac{V_{\square}(R_{-})}{R_{\square}}\right)\sin l = R_{\square}\left(\omega(R) - \omega_{-}\right)\sin l\,.$$

Obdobně dostaneme pro tečnou složku rychlosti *TV*:

$$TV = V_t - V_{\odot t} = V(R)\sin\alpha - V_{\odot}(R)\cos l.$$

$$\frac{\sin l}{R} = \frac{\sin(90^\circ - l - \alpha)}{r} = \frac{\cos\alpha\cos l - \sin\alpha\sin l}{R_0} \quad \rightarrow$$

$$TV = R\,(\omega(R) - \omega_{\odot})\cos l - r\omega.$$

Kdyby se Galaxie otáčela jako tuhé těleso, čili: $\omega = \omega_{\odot}$, pak by střední radiální rychlost byla ve všech směrech nulová a střední hodnota tangenciální rychlosti by byla všude konstantní, přičemž její velikost by byla úměrná záporně vzatému součinu vzdálenosti a úhlové rotační rychlosti. Hvězdné okolí Slunce se vůči Slunci točí jako tuhé těleso, jenže v opačném směru než rotuje Galaxie. Tento efekt dobře znají milovníci kolotočů a dalších otáčivých atrakcí. Pozorování hvězd v širším okolí Slunce však nasvědčují tomu, že Galaxie v okolí Slunce jako tuhé těleso nerotuje, že zde lze vysledovat tzv. *diferenciální rotaci*, při níž se vzdálenější části Galaxie oproti vnitřním poněkud opožďují. Jinými slovy, funkce $\omega(R)$ je funkcí klesající, kterou lze pro bližší objekty rozvinout v Taylorovu řadu a omezit se na první dva členy rozvoje:

$$\omega(R) - \omega_{\odot}(R) = (R - R_0)\frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}R} = -r\cos l\,\frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}R}$$

Dosadíme-li tento rozvoj do výrazu pro radiální rychlost:

$$RV = R\,(\omega(R) - \omega_{\odot})\sin l = \left(-\tfrac{1}{2}R_0\,\frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}R}\right) r\sin 2l = A\,r\sin 2l\,,$$

Kde *A* je tzv. první Oortova konstanta. Konstanta $B = A - \omega_{\odot}$ se pak spolu s konstantou *A* vyskytnou ve vztahu pro tangenciální rychlost *TV*:

$$TV = r\,(A\cos 2l + B).$$

Měřením kinematických vlastností okolních hvězd byly nalezeny následující hodnoty Oortových konstant:

$$A = (14{,}4 \pm 1{,}2)\ \mathrm{km\,s^{-1}kpc^{-1}}, \quad B = (-12{,}0 \pm 2{,}8)\ \mathrm{km\,s^{-1}\,kpc^{-1}} \rightarrow$$

$$\omega_{\odot} = A - B = (24{,}4 \pm 3{,}1)\ \mathrm{km\,s^{-1}\,kpc^{-1}} \rightarrow$$

Odtud plyne, že oběžná perioda Slunce $T = (2{,}5\pm0{,}3)\cdot 10^8$ let. Za předpokladu, že vzdálenost Slunce od centra Galaxie činí $R_0 = (8{,}0\pm0{,}5)$ kpc, cestovní rychlost Slunce lze odhadnout na: $V_{\odot} = (200 \pm 30)\ \mathrm{km\,s^{-1}}$. Pokles úhlové rychlosti přímo odvodíme z konstanty *A*:

$$A = -\tfrac{1}{2}R_0\,\frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}R} \quad \Rightarrow \quad \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}R} = -\frac{2A}{R_0}.$$

$\mathrm{d}\omega/\mathrm{d}R = -(3{,}6\pm0{,}6)\ \mathrm{km/s/kpc^2}$, takže úhlová rychlost rotace v okolí Slunce dle očekávání klesá, galaktická rotace je zde *diferenciální*. Na jeden kpc vzdálenosti od centra zde úhlová rychlost poklesne o 3,6 km/s/kpc:

$$\omega \cong \omega_0 + \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}R}(R - R_0) = \left(24{,}4 - 3{,}6\left(\frac{\Delta R}{\mathrm{kpc}}\right)\right)\mathrm{km\,s^{-1}kpc^{-1}}.$$

Dále je zajímavé, jak se v okolí Slunce závisí postupná rychlost $V(R)$ na vzdálenosti:

$$V(R) = \omega\, R \cong \omega_{\odot} R_{\odot} + \left(\omega \quad + R_{\odot} \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}R} \right) \Delta R = V - (\mathrm{A+B})\, \Delta R =$$

$$[(200 \pm 30) - (2{,}4 \pm 3{,}1) \left(\frac{\Delta R}{\mathrm{kpc}} \right)] \ \mathrm{km/s}.$$

Cestovní rychlost objektů v okolí Slunce kolem centra Galaxie vzhledem ke vzdáleným galaxiím zůstává v rámci chyb určení víceméně konstantní.

Pokud bychom předpokládali, že hmotnost té části Galaxie, jež se nachází se uvnitř trajektorie Slunce je M, lze tuto hmotnost určit pomocí pozorované úhlové rychlosti a předpokládané vzdálenosti od centra:

$$R_{\odot}\, \omega_{\odot}^2 = G \frac{M(R_{\odot})}{R_{\odot}^2} \quad \Rightarrow \quad \omega(R_{\odot}) = \sqrt{\frac{G\, M(R_{\odot})}{R_{\odot}^3}}\,.$$

Dosazením dojdeme k odhadu vnitřní hmotnosti na $7{,}1 \cdot 10^{10}$ M .

Ve velikosti Oortových konstant je navíc skryta i informace o povaze rozložení hmoty v okolí Slunce. Ze vzájemného poměru konstant A a B lze odvodit, že zde hmotnost Galaxie uzavřená pod poloměrem R roste zhruba úměrně R. Viz úloha.

Oortovými konstantami je uspokojivě popsána galaktická rotace ve vzdálenosti Slunce $R \pm 1$ až 2 kpc. Za těmito hranicemi již uvedená aproximace neplatí. Ke zjištění kompletního průběhu tzv. *rotační křivky*, což je závislost rotační rychlosti $V(r)$ na vzdálenosti od centra se již nemůžeme opírat o měření radiálních rychlostí a vlastních pohybů hvězd disku, neboť tyto nejsou v důsledku extinkce pozorování přístupny. Místo nich se s výhodou využívá pozorování oblaků neutrálního vodíku pozorovaného na vlnové délce 0,21 m. Zmíněné oblaky patří rovněž k velmi mladé diskové složce Galaxie a jejich dráhy jsou velice blízké kružnici.

Účinnou a přitom jednoduchou metodou, jak určit průběh rotační křivky ve vnitřních částech galaktického disku, je proměřování profilu čáry rádiového záření mezihvězdného vodíku v polorovině přivrácené ke galaktickému centru, s cílem nalezení oblaku s extremální radiální rychlostí RV_{ext}. Stačí se vrátit k již výše odvozenému vztahu pro radiální rychlost objektu o vzdálenosti od centra R, o galaktické délce l:

$$RV = R_{\odot} \left(\omega(R) - \omega_{\odot} \right) \sin l\,.$$

Bude-li l v intervalu od –90° do 90°, pak je zřejmé, že budeme-li v daném směru postupovat směrem od Slunce, pak se bude vzdálenost objektů od centra Galaxie stále zmenšovat, až nabude své minimální hodnoty $R_{\mathrm{min}} = R \sin l$, pak se bude opět zvětšovat. Lze očekávat, že úhlová rychlost $\omega(R)$ bude funkcí monotónně klesající. Extrémní hodnota $\omega(R)$ v daném směru tak musí nastat v minimální vzdálenosti od centra Galaxie, čili pro $\omega()$:

$$RV_{\mathrm{ext}} = R \sin l\, (\omega(R \sin l) - \omega\,) = R_{\mathrm{min}}\, (\omega(R_{\mathrm{min}}) - \omega\,) \ \rightarrow \ \omega(R_{\mathrm{min}}) = \omega + RV_{\mathrm{ext}}/R_{\mathrm{min}}$$

$$V(R_{\mathrm{min}}) = \omega(R_{\mathrm{min}})\, R_{\mathrm{min}} = V \sin l + RV_{\mathrm{ext}}.$$

Metoda by to byla zcela neproblematická, pokud by byl galaktický disk neutrálním vodíkem vyplněn rovnoměrně. Tak tomu však není, oblaka se vyskytují přednostně ve spirálních ramenech, což potom poněkud komplikuje a znejisťuje nalezenou rotační křivku. Existují však i další postupy, které tuto základní metodu doplňují a nejistoty minimalizují, takže dnes lze naměřeným rotáčním křivkám docela důvěřovat.

P

Z průběhu zjištěné rotační křivky lze odvodit, jaké je rozložení hmoty v Galaxii, přesněji řečeno, jaký má chod závislost celkové hmotností galaktické látky $M(R)$ nacházející uvnitř dráhy objektu o poloměru R. Z rovnosti odstředivého zrychlení při rovnoměrném kruhovém pohybu a dostředivého gravitačního zrychlení plyne:

$$\frac{V^2(R)}{R} = G\frac{M(R)}{R^2} \quad \Rightarrow \; V(R) = \sqrt{\frac{G\,M(R)}{R}} \quad \Rightarrow \quad M(R) = \frac{V^2 R}{G}; \qquad \frac{\mathrm{d}M(R)}{\mathrm{d}R} = \frac{V^2}{G}.$$

Diskutujme nyní dvě krajní situace. V okolí centra, v tzv. centrální výduti se sférickou symetrií platí, že hustota látky je zhruba konstantní, čili $M(R) \approx R^3$, tedy $V(R) \approx R$. Rychlost rotace zde roste přímo úměrně vzdálenosti, úhlová rychlost oblasti je tedy konstantní. Říkáme pak, že tato část Galaxie otáčí jaké *tuhé těleso*.

Druhým extrémem je případ, kdy uvnitř oběžné dráhy je obsažena prakticky všechna hmota soustavy, podobně jako je tomu ve sluneční soustavě, kde je takřka veškerá hmota soustředěna v Slunci. $M(R) \approx M$, $V(R) \approx 1/\sqrt{R}$. Tomuto typu *diferenciální rotace* se říká *Keplerova rotace*. S rostoucí vzdáleností klesá nejen rotace, ale i úhlová rotace ω, ta podle zákona: $\omega(R) \approx R^{-3/2}$.

Dalo by se očekávat, že zpočátku bude v Galaxii rotační rychlost růst, což se vskutku pozoruje, pak nabude svého maxima a začne opět pozvolna klesat, jak to odpovídá Keplerově rotaci. Zpočátku se zdálo, že tomu tak skutečně je, oblast „tuhé rotace“ sahá až do 500 pc, maximum rychlosti nastává v 700 pc od centra – cca 260 km s^{-1} a pak nastává „keplerovský pokles“. Hmotnost celé Galaxie byla odhadnuta na 200 miliard Sluncí.

Výzkumy z konce 70 let ukázaly, že pokles rotační křivky se na 3 kpc zcela zastaví, rotační rychlost pak začne znovu růst, aby se ve vzdálenosti Slunce (8 kpc) zhruba zastavila na konstantní hodnotě. To platí až do vzdálenosti, kam vůbec sahají testovací objekty. V těch místech je ovšem Galaxie natolik řídce osídlena hvězdami a mezihvězdnou látkou, že je zřejmé, že zde je dynamika Galaxie určována temnou, neviditelnou hmotou.

Budeme-li pro jednoduchost předpokládat, že je tato látka rozložena v Galaxii sféricky symetricky, pak bude pro hustotu této látky ve vzdálenosti R - $\rho(R)$ platit, že $\frac{\mathrm{d}M(R)}{\mathrm{d}R} = 4\pi R^2 \rho$. Dosadíme-li pak za $\frac{\mathrm{d}M(R)}{\mathrm{d}R}$ ze vztahu uvedeného výše, můžeme z průběhu křivky rotace přímo stanovit i závislost hustoty hala na vzdálenosti R:

$$\rho(R) = \frac{V^2}{4\pi G R^2}.$$

Jestliže se rotační rychlost nemění, pak musí hustota ve vzdálenějších částech Galaxie klesat nepřímo úměrně čtverci vzdálenosti. Pozorování v rámci celé Galaxie poměrně dobře vyhovuje prostý dvouparametrický model rozložení hustoty:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + (R/a)^2},$$

kde $\rho_0 = 5{,}9 \cdot 10^7$ M kpc^{-3} = $4{,}0 \cdot 10^{-21}$ kg m^{-3} a a = 2,8 kpc. Povšimněte si, že pro $R << a$ je hustota konstantní, rovna ρ_0. Naopak pro $R >> a$, je hustota úměrná R^{-2}. Tento pokles je mnohem menší, než v případě hustoty látky ve hvězdném halu, která klesá úměrně $R^{-3,5}$! I z tohoto je zřejmé, že jde o dvě různé složky Galaxie.

Důležité je ovšem uvážit, že výše uvedený model rozložení temné látky v Galaxii nemůže reprezentovat skutečnost v příliš velkých vzdálenostech: s rostoucí vzdáleností R by hmotnost Galaxie zhruba lineárně narůstala: $M(R) \propto R$. V určité vzdálenosti musí proto hustoty látky začít klesat rychleji než s R^{-2}.[0])

Pokud je tato látka tvořena baryony (protony, neutrony), pak by mohlo jít i planety, či planetky. – tělesa, která by prakticky nebylo možné najít. Bohužel není vůbec jasné, jak by tato tělesa mohla v Galaxii samostatně vzniknout v místech, kde již nepozorujeme ani mezihvězdnou látku, ani hvězdy v aktivní části života. Nadějnější je hypotéza, že jde o množství chladnoucích bílých trpaslíků, kteří jsou pozůstatky vývoje hvězd první generace. Vzhledem k „zemským" rozměrům a nízké teplotě (cca 4000 kelvinů) je zářivý výkon takových takovýchto objektů neobyčejně nízký.[0]) Přesto byly tyto hvězdy v okolí Slunce nalezeny. Je ovšem otázkou, zda je jejich prostorová hustota dostačující k vysvětlení temného hala Galaxie, a zejména, zda se vyskytují i ve velmi velikých vzdálenostech o galaktického centra. Jistá část baryonové látky může být obsažena v rozsáhlých galaktických oblacích plynu.

Z řady dalších, víceméně nepřímých náznaků však vyplývá, že podstatná část neviditelné hmoty v Galaxii bude mít nebaryonovou povahu. V této souvislosti se hovoří o reliktních neutrinech[0]) s nenulovou klidovou hmotností, či o jiných, dosud jen hypotetických částicích, které velmi slabě interagují s běžnou látkou.

Spirální struktura Galaxie

Na základě analogie s jinými galaxiemi již dlouho panovala domněnka, že i naše Galaxie jeví jistou spirální strukturu. Její skutečný výzkum začal vlastně až v roce 1953, kdy se podařilo hodnověrně určit vzdálenosti hvězdných asociací. Později byla poloha spirálních ramen stanovena i optickým pozorováním dalších typů hvězdných objektů, které se k nim vážou. Bohužel tuto metodu lze použít jen na vyšetřování spirální struktury v bezprostředním okolí Slunce. Ve větší vzdálenosti jsou tyto objekty pozorovatelsky nedostupné v důsledku enormně vysoké extinkce v optickém oboru spektra.

Tímto neduhem netrpí sledování vybraných objektů v dlouhovlnějších částech elektromagnetického spektra, zejména v infračerveném a rádiovém oboru. Současný obraz globální spirální struktury Galaxie se opírá zejména o rádiová pozorování oblaků neutrálního vodíku H I na vlnové délce 0,21 m a molekulových oblaků, které se sledují hlavně v čarách oxidu uhelnatého (CO).

---

[0]) Integrál pro celkovou hmotnost temného hala: $\int_0^\infty \rho(R) 4\pi R^2 \mathrm{d}R$ diverguje.

[0]) Až donedávna průzkumy, hledající velmi slabé hvězdy s nízkou teplotou a tudíž vysokým barevným indexem, naznačovaly, že takových objektů je v Galaxii poskrovnu. Situace se ovšem zcela obrátila poté, co si teoretici uvědomili, že v atmosférách těchto kompaktních hvězd převládá molekulární vodík, který ovšem silně pohlcuje záření v červené a blízké infračervené oblasti spektra. Tyto hvězdy se pak proti očekávání budou v optickém oboru tvářit jako poměrně horké hvězdy s nízkým barevným indexem. Již první pozorování skupiny astronomů vedené Hughem C. Harrisem (U.S. Naval Observatory) a jiných prokázala, že těchto bílých trpaslíků je alespoň v okolí Slunce velké množství.

[0]) Jedná se o částice, které vznikly relativně krátce po velkém třesku. Od ostatní látky se oddělily ve chvíli, kdy začala být průhledná vůči neutrinům. Koncentrace reliktních neutrin, stejně jako reliktních fotonů, převyšuje koncentraci baryonů o 9 až 10 řádů.

P

Při rádiovém měření jsme schopni dostatečně přesně určit směr, odkud k nám záření dotyčného oblaku mezihvězdné látky přichází, jistým problémem je však stanovení jeho vzdálenosti. Ta se stanovuje nejčastěji pomocí naměřené radiální rychlosti dotyčného oblaku, která je v rozhodující míře určena kruhovou galaktickou rotací. Pozorovaná radiální rychlost oblaku *RV* pozorovaného v galaktické délce *l* je pak dána vztahem:

$$RV = R_{\odot}\left(\omega(R) - \omega_{\odot}\right)\sin l \quad \rightarrow \quad \omega(R) = \frac{RV}{R_{\odot}\sin l} + \omega_{\odot}$$

Pomocí nalezené radiální rychlosti tak lze určit hodnotu úhlové rychlosti oběhu oblaku kolem centra $\omega(R)$ve vzdálenosti *R*. Vzhledem k tomu že jde o funkci klesající, lze pomocí ní jednoznačně určit vzdálenost oblaku od galaktického centra. Pozorujeme-li v polorovině odvrácené od centra, pak nám tento údaj poslouží k jednoznačné lokalizaci oblaku v prostoru. V opačném případě pak dostáváme dvě možná řešení polohy, mezi nimiž musíme rozhodnout pomocí jiných kritérií, např. podle pozorované úhlové velikosti dotyčného oblaku. V každém případě však tento krok vnáší do interpretace pozorování nepříjemnou nejistotu. Tato nejistota však není jediná.

Předně v určitém směru v galaktické rovině málokdy pozorujeme jen jediný oblak, ale oblaků celou řadu, přičemž různě intenzívní spektrální čáry vysílané různými oblaky se vzájemně překrývají – bývá tedy leckdy sporné, jak pozorovaný profil příslušné čáry hodnověrně rozložit na jednotlivé složky a pro ně stanovit jejich radiální rychlost. Z našich průzkumů spirální struktury jsou bohužel vyloučeny velmi zajímavé oblasti ve směrech k centru a anticentru. Tam je totiž radiální rychlost prakticky nulová a jednotlivé oblaky nelze ani rozlišit ani určit jejich polohu. Rozhodující slabinou této metody je fakt, že velmi citlivě závisí na naší znalosti reálného průběhu rotační rychlosti $\omega(R)$ v celém rozsahu viditelné Galaxie. Bohužel tak dokonalou představu o vlastnostech galaktické rotace zatím nemáme, takže i všechny závěry, které se o ni opírají je nutno brát s dostatečnou rezervou.

Důsledkem této situace je pak skutečnost, že obrazy spirální struktury naší Galaxie pořízené různými metodami si odpovídají jen v hrubých rysech, v důležitých detailech, jimiž může být i celkový počet ramen (část astronomů soudí, že ramena jsou čtyři, jiní se kloní k názoru, že Galaxie má ramena pouze dvě), se vzájemně liší.

Ze studií jiných galaxií plyne, že spirální ramena v galaxiích poměrně věrně sledují průběh tzv. logaritmické spirály, pro niž platí vztah:

$$\ln r = a - b\,\varphi,$$

kde *r* a φ jsou běžné polární souřadnice bodu spirály, přičemž ovšem úhel φ může postupně nabývat i hodnot větších než 360°, *a* a *b* jsou konstanty charakterizující spirálu. Jinou charakteristikou související s konstantou *b* popisující rozevření spirály, je tzv. *úhel otevření*Θ odpovídající úhlu, který svírá průvodič s tečnou ke spirále. U extrémně rozevřených spirál klesá úhel rozevření Θ až na 50°, u tuze zavinutých spirál se setkáváme s úhlem přibližně 85°. Většina měření nasvědčuje tomu, že tzv. *hlavní ramena* naší Galaxie jsou rozevřena pod úhlem cca 75°. V Galaxii se však vyskytují i vedlejší ramena nebo segmenty ramen s menším úhlem otevření. Příkladem takového krátkého ramene je rameno Orionu, na jehož vnitřní straně se nyní s naší sluneční soustavou nacházíme.

Pokud bychom pozorovali naši Galaxii ze strany severního galaktického pólu, pak budeme konstatovat, že galaktická rotace probíhá v témže smyslu jako otáčení hodinových ručiček. Spirály v Galaxii, stejně jako i v jiných spirálních galaxií, se „zavinují“,

přesněji řečeno působí tak, jako by je diferenciální rotace postupně utahovala. Během několika otáček by se spirály utáhly natolik, že by jakákoli spirální struktura zmizela. Už BERTIL LINDBLAD (1895-1965), který se problematikou spirální struktury galaxií zabýval od roku 1927 až do své smrti však ukázal, že ono „utahování" bude asi jen domnělé. Vzhledem k tomu, že tato struktura je víceméně „povinná" ve všech v galaxiích s diskem, je zřejmé, že se udržuje po desítky otoček galaxie. Možné je to jen tak, že pozorovaná spirální ramena *nejsou* tvořena stále týmiž objekty.

Vše nasvědčuje tomu, tzv. velké spirály prostupující celou galaxií rotují konstantní úhlovou rychlosti (jako tuhé těleso), a to v témže směru jako hvězdy.[0]) Od centra až po tzv. oblast *korotace* je galaktická rotace úhlově rychlejší než rotace spirální struktury. *Poloměr korotace*, kde se obě rychlosti srovnávají, leží poblíž vnějšího okraje spirálních ramen. Znamená to, že ve většině rozsahu spirálních ramen objekty disku procházejí spirálními rameny z jejich vnitřní strany.

Dlouhá spirální ramena tak nejsou tvořena stále týmiž objekty, ale představují jistou *hustotní vlnu*. Objekty, které právě procházejí hustotní vlnou se v ní poněkud pozdrží a jejich prostorová hustota se zde zvýší.

Hustotní vlny lze demonstrovat třeba jako šířící se vlny na hladině rybníka, kde částice ve vlně se průběžně mění. Ještě lépe lze hustotní vlnu demonstrovat situací, která nastane na dálnic, jestliže na ní existuje úsek se sníženou přikázanou rychlostí. Z ptačí perspektivy uvidíme, že v tomto úseku se nachází mnohem více aut než jinde. Pokud by se značky s přikázanou rychlostí ještě navíc zvolna posouvaly kupředu, byla analogie ještě dokonalejší.

S teorií hustotních vln přišli už v polovině šedesátých let 20. století čínsko-americký astronom CHIA CHIAO LIN a Američan FRANK H. SHU, kteří dokázali, že jejich spirální tvar je zcela přirozeným důsledkem jakéhokoli velkoškálového narušení rozložení hustoty hvězd v galaktickém disku. Pokud započítáme vzájemné gravitační interakce mezi jednotlivými hvězdami disku, vyplyne nám, že by uvedená struktura měla přetrvávat a rotovat jako tuhé těleso. Zůstává však otevřenou otázkou, jak je možné, že se hustotní vlny třeba v naší Galaxii přece jen časem nerozplynou, nerozmažou. Zdá se, že zde musí setrvale působit efekty trvale narušující válcovou symetrii disku, jako je např. přítomnost centrální příčky nebo dostatečně hmotných galaktických souputníků, jakými je třeba Velké Magellanovo mračno.

Skutečné zvýšení prostorové hustoty v oblasti spirálních ramen je ovšem poměrně nevýrazné a spirální struktura, pokud by byla definována pouze hvězdami, jež se právě při své pouti zdržují v oblasti ramen, by nás asi stěží upoutala. Mnohem důležitější z tohoto hlediska je chování molekulových oblaků, které při svém oběhu kolem centra Galaxie doslova tvrdě „narazí" na spirální rameno. Oblaky se po nárazu zploští, zahustí se, což v nich podpoří vznik nových hvězd, zejména pak hmotných a tudíž silně zářivých. Ty pak díky svému mimořádnému výkonu značkují místo svého zrodu. Vzhledem k tomu, že se životní doby těchto hmotných hvězd počítají jen na miliony či desítky milionů let, nevzdálí se za celý svůj aktivní život příliš daleko od místa svého zrodu. To je pak příčinou toho, že krátce žijící, avšak nepřehlédnutelné objekty, jako jsou asociace OB a oblasti H II, jeví tak silnou vazbu na spirální strukturu a činí ji nápadnou.

[0]) Nejnovější práce (viz např. Martin Weinberg(1992) uvádějí spirální ramena se otáčejí kolem centra Galaxie nepříliš velkou úhlovou rychlostí cca 6 km/s/kpc. Srovnejte se úhlovou rychlostí s níž obíhá Slunce kolem Galaxie: 24 km/s/kpc.

Ve většině spirálních galaxií pozorujeme kromě dlouhých spirálních ramen, jež zřejmě jsou výsledkem existence kvazistabilních hustotních vln v galaktickém disku, i krátká, nejvýše 30° dlouhá, tzv. *flokulová* spirální ramena, která mohou mít jiný původ. Už v roce 1976 M. W. MUELLER a W. DAVID ARNETT navrhli hypotézu trefně označovanou jako hypotézu „lesního požáru". Jestliže se v galaktickém disku objeví oblast, kde vznikly dostatečně hmotné hvězd, které svůj život končí vzplanutím supernovy, vytváří se kolem tohoto ohniska po čase šířící se rázová vlna, která stlačuje molekulové oblaky, na něž přitom narazí. Pokud to způsobí vznik dalších hmotných hvězd a následnou dezintegraci oblaků, pak pozorujeme v prostoru bublinu relativně prázdného prostoru, která se zvolna šíří a na svém okraji zachvacuje další, dosud nedotčené oblasti prostoru. Pokud by nebylo diferenciální rotace, tak by tvar oblasti „šířícího se lesního požáru" byl zhruba kruhový. Diferenciální rotace tento tvar postupně deformuje v elipsu a posléze v segment spirály. Zdá se, že takto by bylo možné vysvětlit i vznik vedlejšího ramene Orionu, na jeho vnitřním okraji se nachází Slunce.

7.8 Vývoj hvězd a mezihvězdné látky v Galaxii

Existence hvězdných populací s odlišným stářím, chemickým složením a kinematickými vlastnostmi je důsledkem specifického vývoje generací hvězd a zejména pak vývoje rozložení, pohybových vlastností a chemického složení mezihvězdné látky, z níž se hvězdy tvoří.

Střední vzdálenosti hvězd v Galaxii jsou řádově 10^8 větší než jejich rozměry, relativně pomalé jsou též jejich pohyby – střední vzdálenost mezi sebou hvězdy urazí zhruba za 10^5 let. Doba mezi dvěma po sobě následujícími srážkami nebo těsnými přiblíženími, při nichž by výrazně změnil pohybový stav těsně prolétajících hvězd, je mnoho řádů delší než je stáří vesmíru. Srážky a těsná přiblížení mezi hvězdami v Galaxii tak není třeba uvažovat (jedinou výjimkou je oblast v v bezprostředním okolí centra Galaxie), stejně tak není nutno uvažovat dynamické důsledky průchodu hvězdy oblaky mezihvězdné látky – tato prostředí jsou natolik řídká, že jimi hvězdy pronikají bez odporu. Z toho ovšem vyplývá, že kinematika hvězd je od jejich vzniku neměnná, jejich pohyb odpovídá naprosto věrně pohybu zárodečného materiálu, z něhož tyto hvězdy vznikly.

Stejně tak platí, že povrchové vrstvy hvězd si prakticky po celou dobu aktivní existence hvězdy podržují chemické složení odpovídající chemickému složení oblaku mezihvězdné látky, z něhož vznikly. Toto je důsledek skutečnosti, že po svém vzniku se hvězda důkladně a kompletně promíchává před tím, než se stane hvězdou hlavní posloupnosti. Jakmile se však v jejích centrálních oblastech zažehnou termonukleární reakce, dostatečně účinné kompletní promíchávání ve hvězdě ustane, takže zplodiny jaderného hoření se do horních vrstev hvězdy, které jsou přístupny pozorování, nedostanou. Tato situace trvá prakticky po celou dobu aktivního života hvězdy.[0]) Pozorované povrchové chemické složení hvězdy tak velice dobře odpovídá

[0]) Ke kontaminaci dojde až závěrečných fázích jaderného hoření, kdy se hvězda stává rozměrným obrem asymptotické větve. Tehdy se také produkty jaderného hoření dostávají do

počátečnímu chemickému složení oblaku mezihvězdné látky, z něhož hvězda vznikla.[0])

Vývoj rozložení, pohybu a chemického složení mezihvězdné látky je i klíčem k pochopení vývoje Galaxie jako celku, a zejména pak její hvězdné složky.

Etapy vývoje

0) Krátce po velkém třesku vznikly v vesmíru fluktuace látky, v nichž hmotnostně převládala temná látka. Jedna z nich, o hmotnosti bilionů Sluncí se účinky vlastní gravitace uspořádala do víceméně sféroidálního útvaru s výraznou koncentrací látky k centru. Tato gravitační jáma začala vychytávat baryonovou látku tvořenou ze 70 % vodíkem a z 30 % heliem, tedy prvky, které vznikly v předcházejících etapách vývoje vesmíru. Tato látka zvolna padala směrem k centru zárodku Galaxie.

1) V centru budoucí Galaxie se postupně shromáždil mírně zploštělý oblak, složený z vodíku a helia, který zpočátku jen pomalu rotoval. Pohyby plynu v rámci oblaku byly chaotické, neuspořádané. Velice rychle zde zřejmě vznikla úplně první generace relativně hmotných hvězd, hypotetických hvězd tzv. populace III.[0]) Tyto hvězdy po několika milionech letech aktivního života dospěly k závěru svého vnitřního jaderného vývoje a vybuchly jako supernovy typu II. Těsně před vlastním vzplanutím se v těle hvězdy ustavily mimořádné podmínky, při nichž vzniklo i množství prvků těžších než helium. Následný výbuch pak vnější části obohacené o těžší prvky rozmetal do prostoru. Cáry hvězdy se rozletěly do okolí a později promísily se mezihvězdným vodíkem a heliem a vytvořily tak zárodečný materiál, z něhož pak začaly vznikat další generace hvězd.

2) Z mezihvězdného plynu složeného z vodíku, helia a malou příměsí těžších prvků ($Z < 1$ %) se začala tvořit další generace hvězd, kterou běžně označujeme jako hvězdy populace II nebo hvězdy tzv. sféroidální složky Galaxie. Pohyby nově vzniklých hvězd jsou nahodilé, neuspořádané, hvězdy vytvářejí jen mírně zploštělý sféroid. V této době všeobecného dostatku zárodečné mezihvězdné látky také vzniklo několik stovek gigantických gravitačně vázaných, sféricky symetrických kulových hvězdokup. Stáří hvězd této generace činí 10 až 15 miliard let, takže mezi aktivními hvězdami této skupiny se nesetkáme s objekty o hmotnosti větší než 1,2 Slunce. Nejjasnějšími hvězdami jsou červení obři či příslušníci asymptotické větve obrů (Asymptotic Giant Branch). V okolí Slunce se hvězdy této druhé generace prozradí relativně vysokou rychlostí (tzv. vysokorychlostní hvězdy). I tyto hvězdy ke konci svého života se zbavují své látky v důsledku pulzací a silného hvězdného větru. V případě AGB hvězd, v nichž konvekce čas od času zasáhne i do slupky, v níž probíhají vodíkové reakce cyklu CNO (zvýšený výskyt dusíku) uhlíkokyslíkového jádra, někdy i do slupky, v níž hoří heliové reakce (zvýšený výskyt uhlíku a kyslíku), se do prostoru dostávají kromě vodíku a helia i

prostoru prostřednictvím velmi silného hvězdného větru.

[0]) Jistou výjimkou jsou tzv. *chemicky pekuliární hvězdy*, jejichž povrchové vrstvy vykazují často velmi neobvyklé chemickém složení. To je výsledkem subtilních procesů chemické diferenciace látky, k níž dochází u hvězd raných typů s mimořádně klidnými atmosférami.

[0]) Tyto hvězdy se v důsledku krátké životní doby do dnešních dnů nedochovaly.

atomy těžších prvku, zejména pak skupiny C, N, O. Další obohacení o těžší prvky sebou přinášejí výbuchy supernov.

3) Zatímco ke srážkám a těsným přiblížením hvězd v Galaxii prakticky nedochází, ke srážkám částic mezihvězdného plynu dochází relativně často. Vzájemné interakce částic v turbulentním prostředí jsou příčinou vnitřního tření, jež vede k tomu, že se rychlosti v rámci oblaku mezihvězdné látky postupně vyrovnávají. Ty části, které mají malý moment hybnosti klesají k centru, ty s vyšší hybnosti jsou odesílány k periférii. Disperze náhodných rychlostí ve směru kolmém k rovině Galaxie postupně klesá, částice postupně sestupují k rovině Galaxie.[0]) V pohybu kolmém záhy převládne hlavní směr, směr galaktické rotace. Rychlosti se vyrovnají, pohyb částic plynu se stane více či méně kruhovým. Vnější část sféroidu mezihvězdné látky se pozvolna mění ve stále se ztenčující rotující disk. V disku se objevuje náznak spirální struktury. Z mezihvězdného materiálu se utváří generace starších hvězd populace I, hvězd populace tzv. starého disku. Obsah těžších prvku zde přesahuje 1%, všechny hvězdy kolem středu Galaxie putují v jednom směru, všechny jeví koncentraci k rovině Galaxie. Jejich stáří se pohybuje mezi 10 až 5 miliardami let, což ovšem znamená, že i zde se nesetkáváme s příliš hmotnými hvězdami: nejhmotnější, dosud aktivní příslušníci starého disku nejsou hmotnější než 1,5 M . Nejjasnějšími hvězdami jsou tudíž červení obři a obři AGB.
4) Při dalších srážkách částic mezihvězdného plynu padá veškerá látka do velmi tenkého disku v galaktické rovině. Supernovy a AGB hvězdy dále obohacují mezihvězdnou látku, takže její zastoupení *Z* dosáhne v extrémních případech 5%. V tenkém disku pozorujeme plochá spirální ramena, kde se soustřeďují molekulová oblaka, z nichž vznikají mladší hvězdy populace I, hvězdy mladšího či nejmladšího hvězdné disku. Nové hvězdy vznikají i v současnosti. Nejjasnějšími hvězdami jsou velmi hmotné, krátce žijící hvězdy extrémní populace I, které svým výskytem značkují místo svého zrodu – spirální ramena. Právě jim spirální galaxie v současnosti vděčí za podstatnou část své iluminace ve vnějších částech hvězdy.

Vývoj centrálních oblastí Galaxie

Výše uvedené etapy se týkají vývoje hvězdné složky nacházející ve vnějších částech této obří soustavy. Vprostřed Galaxie, čili v oblasti galaktické výdutě a jádra, se nacházejí různě staré hvězdy s menším obsahem těžších prvků, najdeme tu i mezihvězdnou látku. Ta tam neustále padá z vnějších částí galaxie, zejména z galaktického hala. Jde vesměs o látku uvolněnou během vývoje hvězd populace II a není proto tak znečištěna těžšími prvky, produkty jaderného hoření. Svým vzhledem a vlastnostmi se tato oblast podobá obří kulové hvězdokupě nebo eliptické galaxii. Dlužno poznamenat, že i zde v současnosti vznikají nové hvězdy, vesměs málo hmotné.

Dynamiku vlastního centra Galaxie ovlivňuje masivní centrální černá díra, která pohlcuje část okolní mezihvězdné látky, část látky vyfukuje do prostoru, zpravidla ve směru kolmém k rovině

[0]) Uvedený proces se nijak nedotýká látky vnějšího sféroidu skryté (temné) látky. Částice látky neinteragují ani částicemi běžně látky, ani mezi sebou, ke srážkám tu tedy nedochází, oblak se zůstává ve své původní podobě po celou dobu vývoje Galaxie.

Galaxie. Působí přímo i na hvězdy, které projdou její blízkosti, při velmi těsných průchodech hvězdy slapovými silami trhá.

Povaha vývoje galaxií, galaktický kanibalismus

Okamžitý vzhled galaxií závisí především na tempu, jimiž zde v poslední době vznikaly hmotné zářivé hvězdy. Proces tvorby nových hvězd v galaxiích není přitom ani zdaleka rovnoměrný, občas můžeme být svědky výbuchu procesu vznikání nových hvězd, jindy zase období relativního útlumu, kdy jsou galaxie potemnělé, protože zde chybějí hmotné zářivé hvězdy. Pro vysvětlení těchto cyklů se dobře uplatňují matematické modely původně vybudované pro ekology. Znovu se potvrzuje, že vývoj složitějších systémů, k nimž galaxie patří, má daleko do rovnoměrnosti.

Důležitým momentem ve vývoji a vnějším vzhledu galaxie je tzv. *galaktický kanibalismus* – slévání buď celých galaxií nebo jejich částí při vzájemném, nejlépe ne příliš prudkém setkání. Stává se pravidlem, že při takovém setkání si část galaxie přivlastní hmotnější nebo koncentrovanější galaxie.[0]) Přivlastněný mezihvězdný materiál se při aktu galaktického kanibalismu přitéká zvenčí a střetává se s místní mezihvězdnou látkou, zahušťuje ji a dochází zde k současnému vzniku i několika tisíců i statisíců hvězd. Velcí galaktičtí kanibalové jsou obklopeni tisíci kulových hvězdokup, které, na rozdíl od naší Galaxie, mohly vzniknout teprve nedávno. V bezprostředním okolí pozorujeme projevy kanibalismu mezi naší Galaxií a jejími galaktickými souputníky, relativně velké Magellanovy mraky nevyjímaje.

7.9 Literatura, úlohy

Kapteyn, J. C.: *First Attempt at a Theory of the Arrangement and Motion of the Sideral Systém*, Astrophys. J. **55** (1922), 302

Reid, : Ann. Rev. Astron. Astrophys. **31** (1993),

Rubin, V. C.: *Dark matter in Spiral Galaxies*, Scientific American **248** (1983), 96

Úlohy a problémy

32. Dokažte, že aproximujeme-li velikost hmotnosti látky Galaxie o poloměru R blízkém R modelem $M(R) = M(R_\odot)\,(R/R_\odot)^{\alpha}$, pak platí pro Oortovu konstantu $A = (3-\alpha)/4\ \omega_0$. Z pozorované hodnoty A a B odvoďte velikost parametru α a fyzikálně interpretujte.

33. Podle dvouparametrického modelu hala tvořeného temnou hmotou:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1+(r/a)^2},$$

kde $\rho_0 = 5{,}9 \cdot 10^7\ M_\odot\ \mathrm{kpc}^{-3} = 4{,}0 \cdot 10^{-21}\ \mathrm{kg\ m}^{-3}$ a $a = 2{,}8$ kpc, vypočtěte pro vzdálenost Slunce $r = 8$ kpc hustotu temné látky a její hmotnost obsaženou v objemu naší Země.

[$\rho = 4{,}4 \cdot 10^{-22}\ \mathrm{kg\ m}^{-3}$, 0,5 kg (!)]

[0]) Hlavní roli při procesu kanibalismu hrají neviditelné sféroidy (hala) temné látky. Jsou to jejich vlastnosti, jež určují, „která z galaxií vyhraje“. V optickém oboru jsme svědky až výsledků toho střetnutí, kdy se mezi jinak relativně vzdálenými galaxiemi realizují různé mosty, vlákna, řeky kudy proudí látka z jedné galaxie do druhé.

P

34. Vypočtěte absolutní bolometrickou hvězdnou velikost a zářivý výkon v jednotkách slunečních pro případ chladnoucích bílých trpaslíků – konečné fáze vývoje hvězd první generace. Předpokládejte, že R = 8000 km, T_{ef} = 4000 K.

35. Zjistěte jakou by měla celkovou hvězdnou velikost galaktická výduť, pokud by zde nepůsobila mezihvězdná extinkce. Předpokládejte, že obsahuje asi 20 miliard hvězd, jejich střední absolutní jasnost odpovídá jasnosti Slunce.

Učebnice, významné příručky, přehledové práce se širším záběrem

Allen, C. W.: *Astrophysical Quantities*, 3rd edition, University of London, The Athlone Press, London 1976

Brož, J.; Roskovec, V.; Valouch, M.: *Fyzikální a matematické tabulky*, SNTL, Praha 1980

Carroll, B, W.; Ostlie, D. A.: *An Introduction to Modern Astrophysics*, Adison-Wesley Publishing Company, Inc. USA 1996

Clerke, A. M.: *Problems in Astrophysics*, Adam&Charles Black, London 1903

Dušek, J; Mikulášek, Z.; Pokorný, Z.: *Záludné otázky z astronomie, 6. sešit,* nakladatelství Paráda, Brno1998

Dušek, J; Mikulášek, Z.; Pokorný, Z.:, *Záludné otázky z astronomie, 7. sešit,* nakladatelství Paráda, Brno 1999, připravuje se

Folta, J.; Nový, L.: *Dějiny přírodních věd v datech*, Mladá fronta 1979

Grygar, J.: *Žeň objevů*, Říše hvězd, Kozmos, IAN - průběžně

Hajduk, A.; Štohl, J. a kol.: *Encyklopédia astronómie*, Obzor, Bratislava 1987

Harmanec, P.: *Stelární astronomie*, Astronomický festival 99 – sborník, Hvězdárna a planetárium Mikuláše Koperníka v Brně, Brno 2000

Harwit, M.: *Astrophysical concepts*, 2nd edition, John Wiley and Sons, New York 1990

Horský Z.; Mikulášek, Z.; Pokorný, Z.: *Sto astronomických omylů uvedených na pravou míru,* knižní prémie Členské knižnice nakladatelství Svoboda, Praha 1988

Horský, Z.; Plavec, M.: *Poznávání vesmíru*, Orbis Praha 1962

Kitchin, C. R.: *Astrophysical Techniques*, Sec. Ed. Adam Hilger, Philadelephia 1991

Lang, K. R.: *Astrophysical Formulae*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1974

Macháček, M.: *Fyzika pro gymnázia - Astrofyzika*, Prometheus, Praha 1998

Mikulášek, Z.: *Astrofyzika I, Astrofyzika II,* učební texty pro Pomaturitní studium astronomie ve Valašském Meziříčí, rukopis, Brno 1990

Mikulášek, Z.: *Obecná astronomie*, písemná příprava pro kurs, 100 stran, KTFA PřF MU, Brno 1998

Mikulášek, Z.: *Astronomická pozorování*, písemná příprava pro kurs, 100 stran, KTFA PřF MU, Brno 1999

Mikulášek, Z.: *Stručná historie výzkumu hvězd*, doplňkový text skript, KTFA PřF MU, Brno 1999

Mikulášek, Z.: *Čtení o fyzice hvězd*, doplňkový text skript, KTFA PřF MU, Brno 2000

Mikulášek, Z.; Grygar, J.; Stuchlík, Z.: *Kam kráčíš vesmíre?,* sborník OAV 1997, Ostrava

Mikulášek, Z. a kolektiv: *Astronomie a astrofyzika,* oborová encyklopedie *Moderní fyzika*, SNTL Praha 1990, nepublikováno

Mikulášek, Z.; Pokorný, Z.: *220 záludných otázek z astronomie,* nakladatelství Rovnost, Brno 1996

Plavec, M.: *Člověk a hvězdy*, Orbis, Praha 1960

Schatzman, E. L.; Praderie F.: *The Stars*, Springer, Heidelberg 1993

Sjunjajev, P. A. a kol.: *Fizika kosmosa*, Sovetskaja enciklopedija, Moskva 1986

Široký, J.; Široká, M.: *Základy astronomie v příkladech*, Státní pedagogické nakladatelství, Praha 1977

Šolc, M.; Švestka, J., Vanýsek, V.: *Fyzika hvězd a vesmíru*, Státní pedagogické nakladatelství, Praha 1983

Unsöld, A.; Baschek, B.: *The new cosmos*, Springer Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1982

Vanýsek, V.: *Základy astronomie a astrofyziky*, Academia, Praha1980

Waterfield, R. L.: *Sto let astronomie*, Nakladatelské družstvo Máje, Praha 1948

Wolf, M. et al..: *Astronomická příručka*, Academia Praha 1992