

Zdeněk Mikulášek

Jiří Krtička

Základy fyziky hvězd

2005

Obsah knihy:

1	Úvod. Fyzika a hvězdy	13
1.1	První představy o povaze Slunce a hvězd. Zrod astrofyziky	14
	Starověk a středověk.....	14
	Počátek novověku.....	15
	Rozměry a povaha Slunce	17
	Spektrální rozklad světla Slunce a hvězd. Objev spektrálních čar	20
1.2	Fyzikální konstanty a jednotky	21
1.3	Z čeho je vesmír vystavěn?	23
1.4	Elektromagnetické záření. Základy astronomické fotometrie	25
	Elektromagnetické záření. Fotony	25
	Mechanismy vzniku a zániku záření.....	28
	Tepelné záření. Záření absolutně černého tělesa	30
	Zářivý výkon hvězd. Hvězdné velikosti	33
	Efektivní teploty hvězd.....	37
1.5	Charakteristiky Slunce	40
	Poměrné zastoupení prvků na Slunci.....	41
1.6	Základní charakteristiky hvězd a vztahy mezi nimi	43
	Rozpětí základních charakteristik.....	43
	Typické hvězdy. Výběrový efekt.....	44
	H-R diagram. Diagram poloměr-teplota. Vztah hmotnost-zářivý výkon	45
1.7	Literatura, úlohy	51
	Úlohy a problémy	51
	Použitá a doporučená literatura	59
2	Stavba hvězd	61
2.1	Co jsou to hvězdy?	61
	Definice hvězdy	61
	Modely hvězd	62

2.2	Mechanická rovnováha ve hvězdě	63
	Rovnice hydrostatické rovnováhy	63
	Důsledky rovnice hydrostatické rovnováhy	65
	Narušení hydrostatické rovnováhy	67
	Rotující hvězdy.....	69
2.3	Stav látky ve hvězdném nitru.....	71
	Termodynamická rovnováha	71
	Vlastnosti ideálního plynu	73
	Ideální plyn ve Slunci. Odhad centrální teploty ve hvězdě	77
	Elektronově degenerovaný plyn. Teplota degenerace	78
	Fotonový plyn.....	79
2.4	Zdroje hvězdné energie a nukleosyntéza	82
	Proč hvězdy září?.....	82
	Smršťování a expanze hvězd. Proč jsou hvězdy uvnitř teplé? Viriálový teorém	82
	Termonukleární reakce	85
	Vodíkové reakce	87
	Heliové reakce	91
	Nukleosyntéza	92
2.5	Energetická rovnováha. Přenos energie ve hvězdách	93
	Rovnice energetické rovnováhy	94
	Význam přenosu energie ve hvězdách	95
	Zářivá difúze. Opacita. Rovnice zářivé rovnováhy	96
	Proč závisí zářivý výkon na hmotnosti?	99
	Konvekce ve hvězdách	100
	Charakteristiky a životní doby hvězd různých hmotností	104
2.6	Rovnice stavby hvězd. Příčiny hvězdného vývoje	105
	Přehled základních rovnic vnitřní stavby hvězd	105
	Příčiny hvězdného vývoje	107
	Výpočet hvězdného vývoje	108
2.7	Stručné dějiny poznávání hvězdné stavby	109
	Mechanická a energetická rovnováha ve hvězdách	109

Chemické složení hvězdného nitra. Vztah hmotnost-zářivý výkon. Stav látky v nitru hvězd	110
Zdroje hvězdné energie	111
Moderní modely hvězdných niter. Nový koncept hvězdného vývoje	112
2.8 Literatura, úlohy	114
Použitá a doporučená literatura	114
Úlohy a problémy	115
3 Hvězdné atmosféry	122
3.1 První pokusy o interpretaci hvězdného spektra.....	122
Obrácení sodíkové čáry a Kirchhoffovy zákony	122
Počátky studia hvězdných spekter	123
Fyzika a astrofyzika na počátku 20. století.....	124
Modely hvězdných atmosfér.....	126
3.2 Co je to hvězdná atmosféra?	128
Definice atmosféry	128
Důkazy existence hvězdných atmosfér.....	129
3.3 Základy atomové fyziky.....	131
Stavba atomu	131
Atom vodíku. Energiové hladiny.....	133
Excitace, deexcitace. Role fotonů.....	135
Čárové spektrum záření vodíku	136
Stavba a čárové spektrum složitějších atomů	137
Záření atomů v kontinuu. Přehled interakcí atomů s fotony.....	139
Záření řídkého a hustého horkého plynu	142
3.4 Výklad hvězdného spektra	144
Optická hloubka.....	144
Vznik spektra ve hvězdné fotosféře.....	145
Profily spektrálních čar. Příčiny rozšíření spektrálních čar	146
Stavba hvězdných atmosfér	148

3.5	Spektrální klasifikace hvězd.....	149
	Excitace a ionizace	149
	Harvardská klasifikace	152
	Luminozitní třídy. Morganova-Keenanova klasifikace	154
3.6	Atmosféra Slunce	155
	Fotosféra Slunce	155
	Chromosféra	157
	Koróna	158
	Sluneční vítr.....	160
3.7	Úlohy, literatura	161
	Úlohy, problémy	161
	Použitá a doporučená literatura	166
4	Vznik a vývoj hvězd	167
4.1	Vznik, stavba a vývoj Slunce.....	167
	Obecná charakteristika slunečního vývoje	167
	Vznik a raný vývoj Slunce.....	169
	Vývoj před vstupem na hlavní posloupnost.....	170
	Od hlavní posloupnosti nulového stáří až do dneška.....	172
	Dnešní Slunce. Standardní model Slunce	173
	Od dneška do konce hoření vodíku v centru	176
	Hoření vodíku ve slupce kolem heliového jádra. Slunce červeným obrem.....	177
	Zapálení helia v centru hvězdy. Slunce normálním obrem	178
	Zapálení helia ve slupce kolem uhlíko-kyslíkového jádra. Slunce červeným obrem asymptotické větve	179
	Dožívání Slunce. Slunce bílým, posléze černým trpaslíkem.....	180
4.2	Vznik hvězd	181
	Obří molekulová mračna	181
	Jeansovo kritérium.....	182
	Rychlá fáze hvězdné kontrakce	185
	Pomalá fáze hvězdné kontrakce.....	186

4.3	Jaderný vývoj hvězd	189
	Zapálení termionukleárních reakcí	189
	Hvězdy hlavní posloupnosti. Hoření vodíku v centru	191
	K větví obrů – hoření vodíku ve slupce.....	194
	Zažehnutí heliových reakcí.....	195
	Zapálení a hoření dalších prvků.....	196
4.4	Elektronová degenerace a její role ve vývoji hvězd	197
	Hnědí (vodíkoví) trpaslíci.....	198
	Helioví trpaslíci	198
	Degenerace v jádrech červených obrů.....	199
	Degenerace v jádrech hvězd asymptotické větve obrů.....	201
	Degenerace v jádrech hmotných hvězd	201
	Degenerace v závěrečných fázích hvězdného vývoje.....	202
4.5	Role úniku látky z hvězdy.....	202
	Hvězdný vítr. Pulzace.....	202
	Vývoj hvězd s hmotnostmi 0,4 až 11 M_{\odot}	204
	Vývoj hvězd s hmotnostmi nad 11 M_{\odot}	204
4.6	Historie poznávání vývoje hvězd. Interpretace H-R diagramu	205
	Nevyhnutelnost hvězdného vývoje.....	205
	Spektrální posloupnost a hvězdný vývoj	206
	Co s obry a trpaslíky? Zdroje hvězdné energie.....	207
	H-R diagram hvězd pole.....	209
	Hvězdné populace.....	210
	H-R diagramy hvězdokup.....	211
4.7	Úlohy, literatura	214
	Úlohy, problémy	214
	Použitá a doporučená literatura	217
5	Závěrečná stadia vývoje hvězd	219
5.1	Úvod.....	219
	Nerovnovážná závěrečná stadia vývoje.....	219

	Závěrečná stadia hvězd v mechanické rovnováze	220
5.2	Vlastnosti degenerovaného plynu	222
	Fermiony a Pauliho vylučovací princip. Fermiho energie.....	222
	Stavová rovnice degenerovaného plynu	225
	Stavová rovnice chladné katalyzované látky	227
	Model degenerované hvězdy	230
5.3	Hnědí trpaslíci	231
	Definice. Očekávané vlastnosti	231
	Objev	232
	Atmosféry a spektra.....	233
	Stavba a vývoj	234
5.4	Bílí trpaslíci.....	235
	Stavba	236
	Vývoj.....	237
	Spektra.....	239
5.5	Neutronové hvězdy.....	240
	Hraniční hmotnost. Původ neutronových hvězd.....	241
	Modely a stavba.....	242
	Radiové pulzary	244
5.6	Černé díry	247
	Schwarzschildovo řešení. Obzor událostí.....	248
	Obecné černé díry	249
	Detekce černých děr	250
5.7	Úlohy, literatura	251
	Úlohy, problémy	251
	Použitá a doporučená literatura	254
6	Fyzika dvojhvězd	255
6.1	Úvod.....	255
6.2	Vizuální dvojhvězdy.....	256
	Historie objevu	256

	Hledání dalších vizuálních dvojhvězd	257
	Trajektorie dvojhvězd – problém dvou těles	259
	Vzdálenost a hmotnost dvojhvězdy. Dynamická paralaxa. Vzdálenosti složek	262
6.3	Astrometrické dvojhvězdy	263
	Objev neviditelných průvodců	263
	Hledání neviditelných složek dvojhvězd	264
6.4	Spektroskopické dvojhvězdy	265
	Objev spektroskopických dvojhvězd	265
	Spektra těsných dvojhvězd. Křivka radiálních rychlostí	265
	Spektroskopické dvojhvězdy s kruhovými trajektoriemi	266
	Spektroskopické dvojhvězdy s eliptickými trajektoriemi	268
6.5	Zákrytové dvojhvězdy	268
	Objev	268
	Podmínky zákrytů. Astrofyzikální využití zákrytových dvojhvězd	269
	Výklad světelné křivky	270
6.6	Vývoj těsných dvojhvězd	274
	Vznik a raný vývoj dvojhvězd	274
	Paradox Algolu	275
	Rocheovy plocha a klasifikace těsných dvojhvězd	276
	Vývojový scénář. Konzervativní přetok látky	278
	Neutronové hvězdy a černé díry v interagujících dvojhvězdách	282
6.7	Literatura, úlohy	284
	Použitá a doporučená literatura	284
	Úlohy, problémy	285
7	Fyzika proměnných hvězd	287
	Definice	287
	Význam studia proměnných hvězd	287
7.1	Historie výzkumu proměnných hvězd	288
	Prehistorie sledování proměnných hvězd	288
	První vědecká pozorování	288

Začátky systematického studia	289
Příčiny proměnnosti. Výzkum proměnných hvězd ve 20. století	291
7.2 Metody výzkumu proměnných hvězd	292
Světelná křivka	292
Čas pozorování	293
Perioda světelných změn	294
Světelné elementy. Fázové světelné křivky. Skládání pozorování	295
Graf <i>O-C</i>	296
Fiktivní periody	297
Hledání period	298
7.3 Mechanismy proměnnosti hvězd	299
Typy proměnných hvězd	299
Základní členění mechanismů proměnnosti	300
GEOMETRICKÉ PROMĚNNÉ HVĚZDY	301
7.4 Rotující proměnné hvězdy	301
Magnetické hvězdy	301
Hvězdná aktivita	302
7.5 Dvojhvězdy	302
Zákrytové dvojhvězdy	302
Interagující dvojhvězdy	303
FYZICKÉ PROMĚNNÉ HVĚZDY	304
7.6 Nestacionární děje v okolí hvězdy	304
Látka ve dvojhvězdách	304
7.7 Nestacionární děje na povrchu hvězdy.....	306
Vnější příčiny	306
7.8 Sluneční činnost a její projevy	306
Aktivní oblast a její vývoj	307
Projevy sluneční činnosti.....	307
Periodicita sluneční činnosti	309
Sluneční fyzika a očekávaná aktivita ostatních hvězd.....	311

7.9	Aktivita hvězd a její projevy	313
	Optická pozorování aktivity hvězd	313
	Družicová pozorování hvězdné aktivity	315
	Příčiny a modely hvězdné a sluneční aktivity	316
7.10	Pulzující proměnné hvězdy	319
	Radiální pulzace	320
	Mechanismus pulzací	322
	Pás nestability a jeho vysvětlení	324
	Závislost perioda–zářivý výkon a její vysvětlení	325
	Hvězdy typu β Cephei	326
	Sluneční oscilace	327
	Pulzace radiální i neradiální. Mody pulzací	328
	Helioseismologie a astroseismologie	329
	Dlouhoperiodické proměnné hvězdy	331
7.11	Supernovy	332
	Odezva dějů probíhajících v jádru hvězdy	332
	Supernovy typu II	333
	Supernovy typu Ib a Ic	334
	Supernovy typu Ia	335
	Role supernov ve vesmíru	336
7.12	Záblesky záření gama	337
7.13	Malý abecední zvěřinec opticky proměnných hvězd	337
7.14	Literatura, úlohy	349
	Použitá a doporučená literatura	349
	Úlohy, problémy	350
8	Fyzika mezihvězdné látky	353
8.1	Úvod	353
	Objev mezihvězdné látky	353
	Vztah mezihvězdné látky a hvězd, rozložení v prostoru	354

8.2	Mezihvězdný prach	355
	Mezihvězdná extinkce	356
	Mezihvězdný prach.....	360
	Oblaky prachu.....	361
8.3	Mezihvězdný plyn	362
	Záření mezihvězdných molekul.....	363
	Molekulová mračna	364
	Interstelární čáry	365
	Oblasti H I. Záření vodíku na 0,21 m	366
	Záření ionizovaného vodíku	369
	Oblasti H II	371
	Planetární mlhoviny	373
	Koronální plyn.....	373
	Zbytky po supernovách	374
	Koexistence různých forem mezihvězdné látky	375
8.4	Literatura, úlohy	377
	Použitá a doporučená literatura	377
	Úlohy a problémy	378
9	Hvězdy v Galaxii	382
9.1	Vývoj názorů na Galaxii.....	382
	Mléčná dráha	382
	Povaha Mléčné dráhy	383
	Herschelův a Kapteynův model Galaxie	384
	Shapleyův model Galaxie. Velká debata	388
9.2	Morfologie Galaxie.....	392
	Velikost a hmotnost	392
	Statistika hvězd v Galaxii	393
	Hvězdné populace.....	394
	Galaktické halo	399
	Galaktická výduť	400
	Jádro Galaxie	401

Hvězdný disk	401
Spirální ramena, extrémní populace I	402
9.3 Dynamika Galaxie	404
Pohyby hvězd	404
Rotace Galaxie	406
Spirální struktura Galaxie	408
9.4 Vznik a vývoj Galaxie. Role galaktického kanibalismu	412
9.5 Literatura, úlohy	417
Použitá a doporučená literatura	417
Úlohy a problémy	418
10 Hvězdy a vesmír	420
10.1 Role hvězd ve vesmíru	420
Úvod	420
Podíl hvězd na hmotnosti vesmíru	420
Podíl hvězd na záření ve vesmíru	422
Podíl hvězd na chemickém vývoji vesmíru	429
Hvězdy a lidé	435
10.2 Stavba a vývoj vesmíru v kostce	435
Standardní kosmologie	435
Velký třesk a co bylo po něm	438
Sporné otázky	442
Reliktní záření a jeho pozorování	444
Precizní kosmologie	445
10.3 První hvězdy ve vesmíru	448
Vznik prvních hvězd	449
Vývoj prvních hvězd	451
Pozorování prvních hvězd	453
10.4 Budoucnost vesmíru a hvězd	454
Očekávaný vývoj vesmíru	454
Budoucnost hvězd ve vesmíru	456

10.5 Literatura a úlohy	459
Použitá a doporučená literatura	459
Příklady a úlohy.....	460
Učebnice, významné příručky, přehledové práce se širším záběrem.....	463

1 Úvod. Fyzika a hvězdy

Hvězdy jsou nejtýpější 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, jako jsou hvězdy se svými planetárními soustavami, dvojhvězdy a vícenásobné hvězdné soustavy, hvězdokupy a galaxie. Důležitost hvězd v astronomii je konečně patrna i ze samotného názvu této přírodní vědy: v starořečtině „astron“ znamená hvězdu a „nomos“ zákon, pravidlo, řád. Astronomie je pak 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 i Slunce, těleso, na němž jsme přímo životně závislí, je též hvězdou.

Fyzika hvězd je významnou aplikací fyziky, jejímž cílem je na základě existujících fyzikálních zákonů pochopit, vysvětlit a předpovědět chování hvězd a hvězdných systémů. Výzkum hvězd a jejich soustav blahodárně ovlivňuje rozvoj fyziky mj. i tím, že neustále přichází s novými fyzikálními problémy a napomáhá k ověřování fyzikálních zákonů v extrémních podmínkách, které jen stěží někdy podaří v pozemských laboratořích dosáhnout.

V tomto oddílu se nejprve ve stručnosti seznámíme s vývojem poznání hvězd, který vyústil ve vznik astrofyziky, s fyzikálními jednotkami a konstantami, s nimiž se pak budeme v dalším výkladu o fyzice hvězd běžně setkávat. 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 dnes patří do základní vědomostní výbavy školáků: *Hvězdy jsou různě vzdálená slunce*, v minulosti představovalo takovou míru abstrakce, že se jí starověcí a středověcí astronomové nedobrali. Chápání povahy hvězd tak bylo zásadně odlišné od toho současného.

Hvězdy byly všeobecně považovány za *stálice* – objekty neproměnné co do jasnosti, i co do polohy na hvězdné obloze. Představovaly jen jakousi kulisu, na jejímž pozadí probíhaly astronomicky zajímavé a důležité děje – pohyby Slunce, Měsíce a planet. Proměňování kulisy není nikdy aktuální, vzhledem k neměnnosti je lze odložit na neurčito.

Tento statický náhled na hvězdy ještě prohloubil THALÉS Z MILÉTU¹), 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 je sférou desátou, poslední. Intuitivně se tak předpokládalo, že hvězdy jsou dál než ostatní nebeská tělesa.

DÉMOKRITOS²), 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. Démokritos však neměl následovníky, takže další vývoj představ o hvězdách příliš neovlivnil.

Starověkou fyziku dovršil ARISTOTELÉS³), největší systematik starověku. Hvězdám, jež jsou podle něj, útvary na sféře, je podle něj vlastní kruhový, rovnoměrný pohyb. Hvězdy samy jsou pak složeny z éteru (éter = věčně pohyblivý), substance, pro niž neplatí pozemská, ale nebeská fyzika. Aristotelova autorita umrtvila další studium hvězd až do novověku.

¹) THALES Z MILÉTU (?624-?548 př. n. l.), řecký filozof.

²) DÉMOKRITOS Z ABDÉR (460-370 př. n. l.), řecký filozof, zakladatel myšlenky atomové struktury světa.

³) ARISTOTELÉS ZE STAGIERY (384-322 př. n. l.), řecký filozof, tvůrce tzv. aristotelovské fyziky.

Neměřitelnost *roční paralaxy*⁴⁾ 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 neměřitelná.

Největším astronomem, pozorovatelem, matematikem a konstruktérem astronomických přístrojů starověku byl HIPARCHOS⁵⁾, nazývaný též „Tycho Brahe starověku.“ O hvězdnou astronomii se zasloužil zejména tím, že jako první sestavil v roce 129 př. n. l. katalog poloh a jasností 1080 hvězd a zavedl soustavu hvězdných velikostí, která se v zásadě používá dodnes. Většinu pozorování vedl v letech 161-127 př. n. l. na Rhodu a v Alexandrii. Katalog sám se nezachoval, nicméně jeho přepočtená podoba byla součástí ve starověku a středověku populárního PTOLEMAIOVA⁶⁾ *Almagestu*. Na počest Hiparcha byla pojmenována první astrometrická družice *HIPPARCOS* (High Precision PArallax Collecting Satellite).

Počátek novověku

Na sféru stálic věřili i novověcí zastánci heliocentrického systému: MIKULÁŠ KOPERNIK a JOHANNES KEPLER⁷⁾. Oproti starověkým učencům však předpokládali, že tyto stálice jsou od nás mnohem dál: třeba Kopernik měl za to, že poloměr hvězdné sféry je minimálně 40 milionů průměrů Země (3400 astronomických jednotek - AU).

⁴⁾ 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.

⁵⁾ HIPARCHOS Z NICEJE (190–125 př. n. l.), největší pozorovatel starověku, autor prvních hvězdných katalogů. Tvrdí se, že bezprostředním impulsem toho, proč se Hiparchos pustil do sestavení svého katalogu hvězd, bylo vzplanutí několika nov, které ho utvrdily, že na hvězdné obloze dochází ke změnám. Družice Hipparcos, jež pracovala v letech 1989-93, byla zřejmě nejzasloužilejší astronomickou družicí všech dob. Velmi přesně změřila vzdálenosti 118 000 hvězd, což umožňuje určit jejich poloměry. Navíc získala kvalitní měření jasností hvězd, která v kombinaci s pozemskými daty umožňují studovat mnoho proměnných hvězd, 3000 jich též sama objevila.

⁶⁾ PTOLEMAIOS (?85 - ?165), řecký astronom, dovršitel heliocentrického systému.

⁷⁾ MIKULÁŠ KOPERNIK (1473-1543), lékař, astronom polského původu, jeden ze zakladatelů novodobé představy o dění ve sluneční soustavě. JOHANNES KEPLER (1518-79), německý astronom a matematik, svými třemi Keplerovými zákony dokázal popsat pohyb těles ve sluneční soustavě.

Největší pozorovatel éry před vynálezem dalekohledu – TYCHO BRAHE⁸⁾, 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 musely být nutně blíže. Pokud by Země obíhala kolem Slunce, pak by ovšem hvězdy měly vykazovat dobře měřitelný paralaktický pohyb, ten však Brahe nezjistil. I z toho důvodu popíral heliocentrismus a sestrojil hybridní model, kde kolem nehybné Země obíhalo Slunce, střed sluneční soustavy.

Brahovy argumenty zpochybnil až GALILEO GALILEI, který ukázal, že při pozorování dalekohledem i při větších zvětšeních zůstávají úhlové rozměry kotoučků hvězd stejné. ROBERT HOOKE⁹⁾ pak roku 1674 dokázal, že úhlový průměr hvězd musí být menší než 1".

Různé vzdálenosti hvězd zřejmě poprvé uvažoval až THOMAS DIGGES v roce 1576. Myšlenku od něj převzal i GIORDANO BRUNO¹⁰⁾, jenž navíc 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 spolu s VILÉMEM HESSENSKÝM započal práce na sestavení co nejpřesnějšího katalogu stálíc se změřenými souřadnicemi a hvězdnou velikostí. K této aktivitě ho, podobně jako Hipparcha, přiměla nová hvězda, která se roku 1572 objevila v Kasiopeji. Katalog měl i propříště zabránit tomu, aby nové hvězdy neunikly pozornosti a mohly být bezpečně odlišeny od hvězd již známých.

Tím začíná historie novodobé hvězdné astronomie, která vzápětí dostala nové impulsy po zavedení dalekohledu. V roce 1596 DAVID FABRICIUS¹¹⁾ objevil Míru, která se stala prototypem periodických proměnných hvězd, jejichž jasnost se cyklicky mění. Další nálezy proměnných hvězd ale byly spíše náhodné, na systematické vyhledávání a studium ještě nedozrála doba.

Galilei měl lví podíl na experimentálním popření pozemské aristotelovské fyziky, které bylo nezbytným předstupněm k dnešnímu nazírání světa. Astronomii však prospěl také tím, že zřejmě

⁸⁾ TYCHO BRAHE (1546-1601), holandský astronom, pobývajíc část života i v Praze na dvoře císaře Rudolfa II.

⁹⁾ GALILEO GALILEI (1564-1642), velmi plodný italský astronom, matematik a fyzik, zřejmě první vědec v našem pojmání smyslu toho slova. ROBERT HOOKE (1635-1703), anglický fyzik, přírodovědec a architekt.

¹⁰⁾ THOMAS DIGGES (1546-95), anglický astronom, matematik a voják. GIORDANO BRUNO (1548-1600), volnomyšlenkářský dominikánský mnich se slabostí pro umění a přírodní vědy.

¹¹⁾ DAVID FABRICIUS (1564-1617), německý astronom.

jako první, na přelomu let 1609/10, použil k systematickému astronomickému pozorování dalekohled. Jím objevil mj. skvrny na Slunci a jeho rotaci. Zjistil, že hvězd je mnohem více, než kolik jich vidíme okem. Potvrdil Démokritovu 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 CASTELLEM¹²⁾ 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 NEWTON¹³⁾ 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 pohyby kosmických objektů v celém vesmíru.

První významný objev ve hvězdné astronomii učinil královský astronom EDMOND HALLEY, jenž v roce 1717 prokázal existenci tzv. *vlastního pohybu hvězd*. Porovnáním vlastních pozorování ze svaté Heleny (1676) s katalogy Flamsteedovým, Tychohovými a Ptolemaiovou verzí Hipparchova katalogu zjistil, že Aldebaran, Sirius, Arktur a Betelgeuze jeví na pozadí ostatních hvězd zřetelný posuv. Tento vlastní pohyb Halley správně připsal prostorovému pohybu hvězd vůči pozorovateli (Slunci). Vše bylo potvrzeno již v roce 1760, kdy TOBIAS MAYER¹⁴⁾ 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

¹²⁾ BENEDETTO CASTELLO (1577-1643), vzdělaný mnich a přírodovědec.

¹³⁾ ISAAC NEWTON (1642-1727), fyzik, matematik a astronom, jeden z největších vědců všech dob.

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 Marsu¹⁵⁾ ze dvou odlehlých míst na zemského povrchu byla velikost astronomické jednotky stanovena na 140 milionů kilometrů.¹⁶⁾

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 íónského filozofa ANAXAGORA¹⁷⁾, který přišel v polovině 5. stol. př. n. l. do Athén přednášet svou přírodní filozofii. Ten údajně tvrdil, že Slunce je žhavý kámen velký jako Peloponnésos. Vyneslo mu to nařčení z bezbožnosti, neboť Slunce měli Athéňané za boha, o jehož „rozměrech“ se prostě neuvažuje, takže musel Athény zase kvapem opustit. Z dnešního hlediska je zřejmé, že velikost i vzdálenost Slunce podcenil zhruba o 4 řády, nicméně ve své době znamenal ten odhad revoluční zvrát v představách o rozlehlosti vesmíru a velikosti nebeských těles.

Astronom ARISTARCHOS¹⁸⁾ 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 než 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.

¹⁴⁾ EDMOND HALLEY (1656-1742), anglický královský astronom, objevitel věhlasné komety a vlastních pohybů hvězd. Reverend JOHN FLAMSTEED (1646-1719), anglický astronom. TOBIAS MAYER (1723-62), německý matematik, kartograf a astronom.

¹⁵⁾ Podrobněji v populární knize Rudolfa Kippenhahna *Odhalená tajemství Slunce*, Mladá fronta, Praha 1999

¹⁶⁾ Astronomická jednotka patří mezi vedlejší jednotky SI: $1 \text{ AU} = 1,495\,978\,706\,6 \cdot 10^{11} \text{ m}$, je tedy o 7% větší než její tehdejší určení.

¹⁷⁾ ANAXAGORAS Z KLAZOMEN (Malá Asie) (500-428 př.n.l.), řecký filozof, kosmolog. Jako první odhalil pravou příčinu slunečních a měsíčních zatmění.

¹⁸⁾ ARISTARCHOS ZE SAMU (310-230 př. n. l.), řecký učenec a astronom, zastánce heliocentrické domněnky.

Pozornost astronomů se na počátku novověku soustředovala 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.

Objev¹⁹⁾ 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 (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. Nicméně v roce 1769 ALEXANDER WILSON²⁰⁾ ukázal, že perspektivní zkracování okrajů skvrny okraji rotujícího Slunce spíše nasvědčuje tomu, že jde o deprese, jakési prohlubně v zářivém slunečním povrchu.

Tuto představu podporoval i WILLIAM HERSCHEL²¹⁾. Ten ve Slunci viděl tmavou hornatou kouli, nejspíše obydlenu Slunečňany, obklopenou hustou vrstvou mraků chránících zrak obyvatel před nesnesitelným jasem a žářem z vnějšku. Sluneční skvrny jsou pak průrvy v mracích, jimiž vidíme až na povrch. Díky Herschelově autoritě byl tento, z dnešního hlediska kuriózní, názor akceptován většinou astronomů. Slunce tedy nebylo nic víc než velká planeta v zásadě 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.

¹⁹⁾ 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 fríský 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).

²⁰⁾ ALEXANDER WILSON (1714-1786), skotský astronom.

²¹⁾ WILLIAM HERSCHEL (1738-1822), anglický královský astronom, hudební skladatel, objevitel Uranu a zakladatel hvězdné astronomie. Po prapředcích českého původu (Jelínek).

JOHN HERSCHEL otcovu představu zdokonalil v tom smyslu, že sluneční skvrny jsou obrovské víry ve sluneční atmosféře. Jeho pohled podpořil i objev RICHARDA CARRINGTONA²²⁾, 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 skrývá sluneční a hvězdné spektrum. Vážné pokusy s rozkladem slunečního světla hranolem započal již v polovině 17. století český učenec JAN MAREK MARCI²³⁾ a po něm nikdo menší než Isaac Newton. Ten ukázal, že duhový pás spektrálně čistých (dále nerozložitelných) barev, čili tzv. spektrum, lze opět složit v bílé světlo.

Na Newtonovy experimenty navázal 1802 fyzik WILLIAM WOLLASTON²⁴⁾, jenž vstupní díрку nahradil úzkou štěrbínou. 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 optik JOSEPH VON FRAUNHOFER²⁵⁾ s hranoly z různých druhů skel. Pomocí nich ve slunečním spektru objevil tisíce temných čar různé šířky a intenzity. Aniž věděl, co znamenají, pořídil roku 1817 jejich katalog s 324 položkami. Čarám ve spektru se pak též říkalo *Fraunhoferovy čáry*.

Fraunhofer svým primitivním spektroskopem pozoroval též Měsíc, aby potvrdil, že dle očekávání jeví sluneční spektrum, a hvězdy, u nichž zjistil, že se jejich spektra od slunečního často výrazně 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 témže místě spektra plamene plynového hořáku, do něhož byla vhozena zrnka kuchyňské soli, se vyskytuje též čárový dublet, jenže v emisní podobě. Později bylo zjištěno, že jde o čáry sodíku.

²²⁾ JOHN HERSCHEL (1792-1871), vynikající anglický astronom, syn William Herschla, „objevitel“ mnoha dvojhvězd, mlhovin, a to i na jižní obloze. RICHARD CHRISTOPHER CARRINGTON (1826-1875), astronom zabývající se zejména sluneční rotací.

²³⁾ JAN MAREK MARCI z Kronlandu (1595-1667), český přírodovědec.

²⁴⁾ WILLIAM HYDE WOLLASTON (1766-1828), anglický fyzik.

²⁵⁾ JOSEPH VON FRAUNHOFER (1787-1826), vynikající německý optik.

Zcela zásadní přínos ovšem znamenají práce dvou fyziků: ROBERTA BUNSENA a GUSTAVA-ROBERTA KIRCHHOFFA²⁶). Tito vědci při rozboru spektra Slunce a jasných hvězd našli nezvratné důkazy, že atmosféry těchto 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

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

Délka

ångström	$1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m} = 10^{-1} \text{ nm}$
astronomická jednotka (vedlejší jednotka <i>SI</i>)	$1 \text{ AU} = 1,495\,978\,706\,6 \cdot 10^{11} \text{ m}$ (přesně)
světelný (juliánský) rok (vedlejší jednotka <i>SI</i>)	$1 \text{ ly} = 9,460\,730\,472 \cdot 10^{15} \text{ m}$
parsek (vedlejší jednotka <i>SI</i>)	$1 \text{ pc} = 206\,264,806 \text{ AU} = 3,085\,677\,6 \cdot 10^{16} \text{ m}$

²⁶) ROBERT WILHELM BUNSEN (1811-99), GUSTAV-ROBERT KIRCHHOFF (1824-87), němečtí fyzikové.

Čas

den	$1 \text{ d} = 86\,400 \text{ s}$
tropický rok	$1 \text{ r} = 365,242\,189\,7 \text{ d} = 3,155\,692\,519 \cdot 10^7 \text{ s}$
juliánský rok	$1 \text{ r} = 365,25 \text{ d} = 3,155\,760\,0 \cdot 10^7 \text{ s}$

Síla

dyn	$1 \text{ dyn} = 10^{-5} \text{ N}$
-----	-------------------------------------

Tlak

fyzikální atmosféra	$1 \text{ atm} = 760 \text{ torr} = 101\,325 \text{ Pa}$
torr	$1 \text{ torr} = 133,322 \text{ Pa}$

Energie

erg	$1 \text{ erg} = 1 \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-2} = 10^{-7} \text{ J}$
eV (vedlejší jednotka SI)	$1 \text{ eV} = 1,602\,176\,462(63) \cdot 10^{-19} \text{ J}$

Výkon

nominální Slunce ²⁷⁾	$1 L_{\odot} = 3,846 \cdot 10^{26} \text{ W}$ (přesně)
---------------------------------	--

Magnetická indukce

gauss	$1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$
-------	-----------------------------------

Fyzikální konstanty běžně používané v astrofyzice²⁸⁾:

atomová hmotnostní jednotka	$u = 1,660\,538\,86(28) \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Avogadrova konstanta	$A = 6,022\,1415(10) \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Bohrův poloměr	$a_0 = 5,291\,772\,108(18) \cdot 10^{-11} \text{ m}$
Boltzmannova konstanta	$k = 1,380\,6505(24) \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ $= 8,617\,343(15) \cdot 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$
elementární náboj	$e = 1,602\,176\,53(14) \cdot 10^{-19} \text{ C}$

²⁷⁾ Tato vedlejší jednotka zářivého výkonu byla zavedena v roce 1997 rozhodnutím Mezinárodní astronomické unie. Viz: *Transactions of the IAU*, vol. XXIII B, Proceedings of the 23rd General Assembly, ed. Andersen J., p. 141 and 181. Kluwer Academic Press, 1999

²⁸⁾ Hodnoty konstant včetně jejich chyb byly převzaty z údajů uveřejněných Fyzikální laboratoří Národního ústavu standardů a technologií (NIST) – konstanty z roku 2002. V závorce za číselnou hodnotou konstanty je uvedena nejistota vztahující se k posledním uvedeným cifrám:
 $u = 1,660\,538\,86(28) \cdot 10^{-27} \text{ kg} \equiv (1,660\,538\,86 \pm 0,000\,000\,28) \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.

gravitační konstanta	$G = 6.6742(10) \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
klidová hmotnost elektronu	$m_e = 9,109\,3826(16) \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
klidová hmotnost neutronu	$m_n = 1.674\,927\,28(29) \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
klidová hmotnost protonu	$m_p = 1,672\,621\,71(29) \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
magnetický moment elektronu	$\mu_e = -9,284\,764\,12(80) \cdot 10^{-24} \text{ A m}^2$
magnetický moment protonu	$\mu_p = 1,410\,606\,71(12) \cdot 10^{-26} \text{ A m}^2$
měrný náboj elektronu	$e/m_e = -1,758\,820\,12(15) \cdot 10^{11} \text{ C kg}^{-1}$
normální tíhové zrychlení	$g_n = 9,806\,65 \text{ m s}^{-2}$ (přesně)
permeabilita vakua	$\mu_0 = 4 \pi \cdot 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$ (přesně)
permitivita vakua	$\epsilon_0 = 8,854\,187\,817 \cdot 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$
poměr hmotností protonu a elektronu	$m_p/m_e = 1836,152\,672\,61(85)$
rychlost světla ve vakuu	$c = 2,997\,924\,58 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$ (přesně)
Planckova konstanta	$h = 6,626\,0693(11) \cdot 10^{-34} \text{ J s}$ $= 4,135\,667\,43(35) \text{ eV s}$
plynová konstanta	$R = 8.314\,472(15) \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Rydbergova konstanta	$R_\infty = 1,097\,373\,156\,8525(73) \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$
Stefanova-Boltzmannova konstanta	$\sigma = 5,670\,400(40) \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$

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.

- „Nejmenšími“ elementárními částicemi, jejichž existence je prokázána, jsou neutrální leptony (částice, které se neúčastní jaderné interakce) zvané *neutrino*. Ta interagují jen gravitačně a prostřednictvím slabé interakce. Jejich účinný průřez roste s energií, typický účinný průřez činí řádově 10^{-50} m^2 . I relativně vysoce energetická neutrino hladce procházejí celými hvězdami. Neutrino běžně vznikají při jaderných reakcích, probíhajících v centrech hvězd. Ve vesmíru též zřejmě existuje obrovské množství

tzv. *reliktních neutrin*²⁹⁾, 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, vlnová 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.
- Přechem mezi planetami a klasickými hvězdami jsou *hnědí trpaslíci*, kompaktní objekty o rozměrech obřích planet naší sluneční soustavy, s hmotnostmi 0,013 až 0,075 M_{\odot} . Od běžných hvězd se liší tím, že v jejich nitru nikdy nehořely a ani hořet nebudou termonukleární reakce převádějící lehký vodík na helium.

²⁹⁾ Reliktní neutrina pocházejí z velmi raného vesmíru, od ostatní látky se oddělila zhruba 1 s po velkém třesku. V současnosti mají teplotu 1,9 kelvinů a jsou tak prakticky nedetekovatelná.

- Nejtypičtějším souvislými gravitačně vázanými útvary ve vesmíru, v nichž je soustředěna významná část baryonové látky ve vesmíru, jsou *hvězdy*, mezi něž v poslední době řadíme i hnědé trpaslíky. Hmotnosti hvězd nalézáme v intervalu od $0,013 M_{\odot}$ do stovek sluncí.
- *Dvojhvězdy* a *vícenásobné hvězdné soustavy* jsou gravitačně vázané soustavy, v nichž nacházíme 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 totiž snazší než vznik hvězdy osamělé.
- Většina mezihvězdné látky je vázána v tzv. *obřích molekulových mračnecích*, 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.
- *Hvězdkupy* jsou hvězdné soustavy držené pohromadě vlastní gravitací, jež obsahují desítky (chudé otevřené hvězdokupy) až miliony hvězd (bohaté kulové hvězdokupy), s lineárními rozměry od jednotek až po stovky parseků.
- *Galaxie*, to jsou 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 (50 kpc), obsahuje 400 miliard hvězd. Co do hmotnosti v galaxiích převládá tzv. *skrytá látka* dosud neznámé povahy s přitažlivou gravitací, hvězdy a mezihvězdná látka přispívají k celkové hmotnosti galaxií méně než 10 %.
- Galaxie občas tvoří vyšší gravitačně vázané celky, tzv. *kupy galaxií* – soustavy 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 – 13,7 miliardy let), tedy $1,37 \cdot 10^{10}$ ly – $1,3 \cdot 10^{26}$ m – 4300 Mpc.

1.4 Elektromagnetické záření. Základy astronomické fotometrie

Elektromagnetické záření. Fotony

Nedílnou součástí materiálu hvězdy je *elektromagnetické záření*. Ve většině hvězd zprostředkovává přenos energie z centrálních oblastí na povrch, v nitru hmotnějších, tedy relativně horkých a řídkých hvězdách, se též významně podílí na tlaku hvězdného materiálu. Zcela jedinečnou roli má při přenosu energie z povrchu hvězd do prostoru, jelikož se dokáže šířit i vakuem. Podtrhneme, že právě tato vlastnost elektromagnetického záření je pro nás životně důležitá. Elektromagnetické záření navíc přenáší důležité informace o hvězdách, bez nichž bychom jinak o těchto důležitých kosmických objektech stěží cokoli věděli.

Elektromagnetické záření nebo též jen *záření*, je podle Maxwellovy ³⁰) teorie elektromagnetického pole příčným vlněním, kde proměnné vektory magnetické indukce a elektrické intenzity jsou vzájemně kolmé a současně kolmé ke směru šíření (ten udává tzv. Poyntingův vektor). Základními charakteristikami elektromagnetického záření jsou *frekvence* (*kmitočet*) ν udávaná v hertzech ($1 \text{ Hz} = 1 \text{ s}^{-1}$) nebo *vlnová délka* λ udávaná v metrech nebo jeho zlomcích.

Ve vakuu se elektromagnetické záření šíří rychlostí světla c , která patří k základním fyzikálním konstantám. Je to současně maximální a nepřekročitelná rychlost, již se může reálný 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 přechodu záření z jednoho optického prostředí do druhého se nemění frekvence³¹), vlnová délka je však funkcí indexu lomu podle vztahu:

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

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*. Pokud toto spektrum v sobě obsahuje všechny vlnové délky a intenzita záření se v něm pomalu mění, říkáme, že jejich spektrum je *spojité*.

³⁰) JAMES CLERK MAXWELL (1831-1879), skotský fyzik.

³¹) 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.

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 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, zajišťují též 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 PLANCK, ALBERT EINSTEIN³²) (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 ve vakuu pohybují právě rychlostí světla, každý z nich nese energii E_f , která je určena výhradně jeho frekvencí ν . Pro foton o kmitočtu ν a vlnové délce ve vakuu λ platí:

³²) MAX KARL ERNST LUDWIG PLANCK (1858-1947), německý fyzik, jeden ze zakladatelů kvantové mechaniky, jako první formuloval zákon o záření absolutně černého tělesa. ALBERT EINSTEIN (1879-1955), německý fyzik židovského původu. Nositel Nobelovy ceny za fotoefekt, objevitel speciální a obecné teorie relativity - moderní gravitační teorie, která dosud nebyla překonána ani zpochybněna.

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

Ve vztahu se kromě rychlosti světla vyskytuje i další ze základních fyzikálních konstant, a totiž *Planckova konstanta* h , $h = 6,626\,07 \cdot 10^{-34}$ J s. Vzhledem k tomu, že se v astrofyzice z praktických důvodů pro vyjadřování malých energií využívá jednotky 1 eV, je užitečné uvést Planckovu konstantu též s touto jednotkou: $h = 4,135\,67 \cdot 10^{-15}$ eV s.

Mechanismy vzniku a zániku 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, tato hmotnost činí jen $3,7 \cdot 10^{-36}$ kg. Připomeňme, že nejlehčí z látkových částic – elektron je 250 tisíckrát hmotnější! Z toho vyplývá, že se fotony mohou relativně snadno tvořit a stejně lehce mohou i zanikat.

K vyzaření fotonu dochází nejčastěji v tom případě, kdy se mění hybnost elektricky nabitě částice. Čím je taková nabitá částice lehčí, tím snadněji se její hybnost může měnit, tím snadněji pak vyzařuje fotony. V astrofyzikální praxi se tak prakticky výhradně setkáváme se zářením, které vzniklo v důsledku změn 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 (coulombovská) interakce se projevuje zejména při těsných přiblíženích elektronů k jiným iontům, čili při tzv. *srážkách* (ty tedy nemusí být fyzické). Při srážce se trajektorie elektronu procházejícího v těsné blízkosti kladně nabitého iontu zakříví natolik, že z místa blízkého setkání odlétávají jiným směrem.

Při průletu volného elektronu elektrickým polem kladně nabitého iontu, jímž může být buď holé jádro nebo ionizovaný atom prvku, se dráha elektronu zakříví a změna hybnosti může být vyrovnána vyzařením fotonu. Tím se ovšem sníží kinetická energie elektronu, elektron se zabrzdí. Mluvíme proto o tzv. *brzděném záření*. Takto vznikají fotony v nitrech hvězd,

v ionizovaném mezihvězdném plazmatu nebo ve sluneční koróně. Protože volný elektron může nabývat libovolně velké kladné energie, je spektrum brzdného záření obecně spojitě. Rozložení energie ve spektru je dáno rozložením energií volných elektronů.

V rovnovážném stavu je ovšem 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 řídkém plazmatu vnořeném do makroskopického magnetického pole se setkáváme i s *magnetickým brzdným zářením*. Zde zakřivuje dráhu elektronu Lorentzova³³⁾ síla, která nutí volný elektron opisovat šroubovici s osou rovnoběžnou s magnetickou indukcí. Tím se mění hybnost elektronu, který pak vyzářuje 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 skutečnost, že převážná část energie se zde vyzářuje v oboru radiového nebo mikrovlnného záření. Synchrotronově září nestacionární objekty, aktivní jádra galaxií apod. V nitrech hvězd lze tento mechanismus zanedbat, nikoli však v jejich horkých a řídkých korónách.

Fotony s energiemi menšími než 0,5 MeV spolu vzájemně takřka neinteragují. Avšak při srážce dvou dostatečně energetických fotonů záření γ mohou vzniknout páry *částice-antičástice*, nejčastěji pak 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 takovéto 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, kdy se do kontaktu dostanou částice a odpovídající antičástice, tempo anihilace na teplotě nezávisí.

³³⁾ HENDRIK ANTOON LORENTZ (1853-1928), dánský fyzik, nositel Nobelovy ceny za fyziku z roku 1902 za práce týkající se elektromagnetického záření.

Tepelné záření. Záření absolutně černého tělesa

Je všeobecně známo, že rozžhavená pevná, kapalná tělesa nebo žhavý hustý plyn září, a to tím víc, čím více jsou zahřátá. Vysílají přitom spojité záření, jehož spektrální složení se s teplotou zvolna mění. Rozložení energie ve spektru pak nese informaci o teplotě vyzařujícího tělesa.

Jistou idealizací jejich záření je záření tzv. *absolutně černého tělesa*. V laboratoři jej lze realizovat pomocí dobře tepelně vodivého kovového bloku udržovaného na předem zvolené termodynamické teplotě T . Uvnitř bloku nechť pak je dutina s vyčerněnými stěnami, které dokáží velmi účinně pohlcovat elektromagnetické záření. V dutině se pohybují fotony záření, které vyzařují samotné stěny dutiny.³⁴⁾ Po krátké době se v dutině ustaví rovnováha popsaná termodynamickou teplotou stěn dutiny. V dutině pak existuje tzv. *rovnovážné tepelné záření* nebo též *rovnovážný fotonový plyn* o teplotě T . Sledovat jej můžeme velice tenkým kanálkem spojujícím vnější svět se zmíněnou dutinu.

Kirchhoff už v roce 1859 ukázal, že charakteristiky záření absolutně černého tělesa závisejí *pouze* na jeho teplotě, nikoliv na vlastnostech stěn, což poté svými precizními měřeními potvrdili v roce 1895 i OTTO LUMMER a WILHELM WIEN³⁵⁾. Fyzikové však dlouho tápali při sestavení vzorce pro popis spektra záření absolutně černého tělesa. Dílčím úspěchem bylo nalezení *Stefanova*³⁶⁾ vztahu pro celkový zářivý výkon: výkon je přímo úměrný 4. mocnině absolutní (termodynamické) teploty. Pro rozdělení energie ve spektru poskytl správný a teoreticky zdůvodněný vztah až v roce 1900 Max Planck. Dospěl k němu až poté, co učinil odvážný předpoklad, že zářivá energie není vysílána spojitě, ale po kvantech (po fotonech), jejichž energie je dána frekvencí záření (vlnovou délkou): $E = h\nu = hc/\lambda$, kde h je tzv. Planckova konstanta.

³⁴⁾ Jde vesměs o brzdné záření, ale na mechanismu vzniku nezáleží.

³⁵⁾ OTTO RICHARD LUMMER (1860-1925), německý fyzik specializovaný na optiku a tepelné záření. WILHELM CARL WERNER OTTO FRITZ FRANZ WIEN (1864-1928), německý fyzik oceněný za svou práci v oboru záření absolutně černého tělesa v roce 1911 Nobelovou cenou za fyziku.

³⁶⁾ JOSEF STEFAN (1853-1893) rakouský fyzik a astronom slovinského původu.

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*,
 - e) absolutně černé těleso je tzv. *kosinový zářič*, neboli zdroj záření, jehož jas nezávisí na orientaci zářící plochy. Kosinové zářiče s konstantní teplotou po povrchu pak nebudou jevit žádné okrajové ztemnění.
- Vlastnosti spektra vyzařovaného absolutně černým tělesem:
 - a) zvýšíme-li teplotu absolutně černého tělesa, bude zářit více, a to ve všech vlnových délkách.
 - b) 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:

$$\lambda_{\max} T = 2,8977685 \cdot 10^{-3} \text{ K m.}$$

Důsledkem tohoto zákona je dobře známý fakt, že zabarvení absolutně černého tělesa se s rostoucí teplotou mění od červenavé, přes nažloutlou, čistě bílou až po namodralou.

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

$$\Phi_e = \sigma S T_{ef}^4, \quad \sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = (5,670400 \pm 0,000040) \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}.$$

kde σ je *Stefanova-Boltzmannova*³⁷⁾ konstanta. Výše uvedený *Stefanův zákon* je stěžejním astrofyzikálním vztahem, neboť dává do souvislosti celkové množství vyzařené energie a tzv. efektivní teplotu povrchovou teplotu vyzařujícího tělesa. Umožňuje tak „na dálku“ měřit teplotu kosmických objektů, což se v případě hvězd velice hodí.

- d) *Planckův zákon* vyjadřuje závislost *monochromatické hustoty zářivého toku* absolutně černého tělesa (tedy množství energie vyzařené jednotkovou plochou tělesa v jednotkovém intervalu frekvencí za jednotku času, v astrofyzice se používá pojem tok záření) $B_\nu(\nu, T)$ na teplotě a frekvenci:

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

- e) v dlouhovlnné oblasti spektra, kde již platí, že $h\nu \ll kT$, 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*³⁸⁾ *zákon*, objevený v roce 1900 a dobře známý zejména v radioastronomii:

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

Příznačné je, že se zde nevyskytuje Planckova konstanta h , což je vyjádřením faktu, že v dlouhovlnné oblasti se elektromagnetické záření chová jen jako vlnění.

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

³⁷⁾ LUDWIG BOLTZMANN (1844-1906), rakouský fyzik, zakladatel kinetické teorie plynů a statistické fyziky.

³⁸⁾ JOHN WILLIAM RAYLEIGH (čti *rejli*) (1842-1919), britský fyzik. JAMES HOPWOOD JEANS (1877-1946), britský fyzik a astronom.

$$B_\nu(\nu, T) = 2\pi \frac{\nu^2}{c^2} h\nu \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right).$$

Tam se ovšem Planckova konstanta již objevuje.

Astronomové, kteří se na 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 zdroje, odpovídající celkové energii vyzářené ve všech vlnových délkách za jednotku času, se vyjadřuje ve wattech nebo ve výkonech tzv. *nominálního Slunce* L_\odot . Rozhodnutím Valného shromáždění Mezinárodní astronomické unie (IAU) z roku 1997 byl zářivý výkon nominálního Slunce definován takto: $1 L_\odot = 3,846 \cdot 10^{26} \text{ W}$.

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 $L = (3,844 \pm 0,008) \cdot 10^{26} \text{ W} = (0,9995 \pm 0,0021) L_\odot$.

Zářivý výkon L lze vypočítat známe-li *bolometrickou jasnost* $F = \text{hustotu zářivého toku}$ F , což je 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:

$$L = 4\pi r^2 F$$

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 nejobtížnějším astrofyzikálním úlohám, neboť tu jde zpravidla o nesmírně nízké toky, které je navíc nutno registrovat ve velmi širokém rozsahu elektromagnetického spektra. Pomineme-li instrumentální obtíže vyplývající z nestejně spektrální citlivosti detektorů záření, pak hlavní překážku měření představuje zemská atmosféra, která je v řadu oborů elektromagnetického spektra takřka nepropustná. Výsledky měření je pak nutno o vliv propustnosti atmosféry opravit nebo raději provést celé pozorování z kosmického prostoru nebo alespoň ze stratosféry³⁹). 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 . 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 (Johnsonově⁴⁰) 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. Měřeními 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.

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*⁴¹) *rovnici*:

³⁹) Dalším, tentokrát neodstranitelným vlivem zkreslujícím naše měření je zeslabení světla hvězdy působením mezihvězdné látky nacházející se mezi hvězdou a námi.

⁴⁰) Pojmenováno podle HAROLDA LESTERA JOHNSONA (1921-80), amerického astronoma, průkopníka hvězdné fotometrie.

⁴¹) NORMAN ROBERT POGSON (1829-91), anglický astronom. Pogsonovu rovnici formuloval v roce 1857.

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

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 $m_{bol} = 0$ mag působí mimo zemskou atmosféru hustotu zářivého toku $F_0 = 2,553 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2}$. Lze tedy psát:

$$F = F_0 10^{-0,4 m_{bol}}, \quad m_{bol} = -2,5 \log \left(\frac{F}{F_0} \right).$$

V případě vizuální hvězdné velikosti m_V je stanovena referenční jasnost $j_0 = 3,2 \cdot 10^{-9} \text{ W m}^{-2}$.

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 první 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 poměr⁴²⁾:

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

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

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

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 vzdáleností $r_0 = 10$ parseků ($= 3,08568 \cdot 10^{17}$ m). Dosadíme-li do výše uvedené rovnice pozorovanou hvězdnou velikost m v magnitudách hvězdy vzdálené r parseků (s roční paralaxou π) dostaneme pro rozdíl pozorované a absolutní hvězdné velikosti, čili pro tzv. *modul vzdálenosti* ($m - M$) vztah:

$$(m - M) = 5 \log r - 5 = -5 \log \pi - 5,$$

$$(m - M)_{\odot} = 5 \log\left(\frac{1 \text{ AU}}{10 \text{ pc}}\right) \text{ mag} = -5 \log\left(\frac{10 \cdot 3600 \cdot 360}{2\pi}\right) \text{ mag} = -31,572 126 \text{ mag}.$$

Modul vzdálenosti, jak konečně naznačuje i jeho název, 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.

⁴²⁾ Mezihvězdnou extinkci pro jednoduchost zanedbáme.

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_{\odot} vycházejí z definice přijaté na 23. valném shromáždění Mezinárodní astronomické unie z roku 1997, podle níž izotropní zdroj záření s absolutní bolometrickou hvězdnou velikostí $M_{\text{bol}} = 0$ mag emituje referenční zářivý výkon $L_0 = 3,055 \cdot 10^{28} \text{ W} = 79,43 L_{\odot}$. Lze tedy psát:

$$L = L_0 10^{-0,4M_{\text{bol}}}; \quad M_{\text{bol}} = -2,5 \log\left(\frac{L}{L_0}\right).$$

Hvězdě se zářivým výkonem nominálního Slunce pak odpovídá absolutní bolometrická hvězdná velikost $M_{\text{bol}} = 4,750$ mag, reálné Slunce s výkonem $L = (3,844 \pm 0,008) \cdot 10^{26} \text{ W}$ má pak podle této definice absolutní bolometrickou hvězdnou velikost $M_{\text{bol}} = (4,751 \pm 0,002)$ mag.

Efektivní teploty hvězd

Už v roce 1837 se podařilo fyziku CLAUDU POUILLETovi pomocí primitivního bolometru změřit bolometrickou jasnost Slunce, čili tzv. *sluneční konstantu*. Téhož roku tato měření zopakoval John Herschel v jihoafrickém Kapském Městě, aby došel k témuž výsledku. Třebaže šlo spíše jen o hrubé odhady, dostali se docela blízko k dnešní hodnotě: $K = (1367 \pm 3) \text{ W m}^{-2}$. 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 našel sluneční povrchovou teplotu 7 milionů stupňů, ANGELO SECCHI⁴³⁾ 10 milionů. Naproti tomu PIERRE-LOUIS DULONG a ALEXIS 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!

⁴³⁾ PIETRO ANGELO SECCHI (1818-78), italský astrofyzik zabývající se zejména spektroskopií, dlouholetý ředitel vatikánské observatoře, objevitel slunečních spikulí. PIERRE-LOUIS DULONG (1785-1838), fyzik a ALEXIS THÉRÈSE PETIT (1791-1820), rovněž fyzik.

Teprve v roce 1879, kdy našel slovinský 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 5779 K. Byl to současně první případ, kdy se podařilo změřit 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:

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

kde σ je Stefanova-Boltzmannova konstanta, $\sigma = 5,670400 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$. Zavedeme-li bolometrické hvězdné velikosti M_{bol} a m_{bol} vyjadřované v magnitudách, lze odvodit:

$$\begin{aligned} M_{\text{bol}} &= -2,5 \log \left(\frac{4\pi\sigma}{L_0} \right) - 5 \log R - 10 \log T_{\text{ef}} = -2,5 \log \left(\frac{4\pi\sigma R_{\odot}^2}{L_0} \right) - 5 \log \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right) - 10 \log T_{\text{ef}} \\ m_{\text{bol}} &= -2,5 \log \left(\frac{F}{F_0} \right) = -2,5 \log \left(\frac{L}{4\pi F_0 r^2} \right) = -2,5 \log \left(\frac{\sigma}{F_0} \right) - 5 \log \left(\frac{R}{r} \right) - 10 \log T_{\text{ef}} = \\ &= -2,5 \log \left(\frac{\sigma}{F_0} \right) - 5 \log \alpha - 10 \log T_{\text{ef}}, \end{aligned}$$

kde α je pozorovaný úhlový poloměr kulového tělesa vyjádřený v radiánech. Předpokládáme-li přitom, že poloměr Slunce, určený na základě dlouhodobého pozorování úhlového poloměru slunečního disku: $\alpha = (958,97 \pm 0,04)''$, pak $1 R_{\odot} = \sin \alpha \cdot 1 \text{ AU} = (6,95508 \pm 0,00026) \cdot 10^8 \text{ m}$.

Všechny výše uvedené vztahy patří mezi základní. 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. Vyčíslení numerických konstant vyskytujících se v uvedených vztazích je předmětem úlohy 23.

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 efektivní 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_{c_1} a λ_{c_2} platí: $\lambda_{c_1} < \lambda_{c_2}$:

$$CI = m_{c_1} - m_{c_2}.$$

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.⁴⁴⁾ Tento barevný index ovšem často bývá zkreslen vinou mezihvězdné extinkce, která jej obecně zvyšuje (mezihvězdné zčervenání) a vytváří dojem, že pozorovaná hvězda má nižší teplotu než je tomu 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 deformovány jen zcela nepatrně.

Asi nejspolehlivějším ukazatelem efektivní teploty konkrétní hvězdy je její spektrální typ. Soudobá spektrální klasifikace se opírá o systém vybudovaný na sklonku 19. století na Harvardově observatoři EDWARDEM PICKERINGEM a WILLAMINOU FLEMINGOVOU, později do skutečné dokonalosti dovedený ANTONÍ MAURYOVOU^{45, 46)} Zmínění astronomové vytvořili jednoparametrickou posloupnost spektrálních tříd O-B-A-F-G-K-M s vnitřním desetinným

⁴⁴⁾ Kdyby hvězdy zářily přesně jako absolutně černé těleso, pak by mezi odpovídající – tj. barevnou teplotou T_b a barevným indexem ($B - V$) měla platit relace:

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

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.

⁴⁵⁾ EDWARD CHARLES PICKERING (1846-1919), WILLAMINA PATON STEVENS FLEMINGOVÁ (1857-1911), ANTONIA CAETANA DE PAIVA PEREIRA MAURYOVÁ (1866-1952), americký astronom a astronomky, kteří dali základ současné spektrální klasifikaci hvězd.

⁴⁶⁾ Podrobněji v kapitole 3. 5 *Spektrální klasifikace hvězd a modely atmosfér*

dělením, která se pak ukázala jako posloupnost teplotní. Nejvyšší teplotu 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 spektra 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 též nejlépe prozkoumanou hvězdou ve vesmíru je naše Slunce. Vůči němu poměříme i ostatní hvězdy.

Základní charakteristiky Slunce:

hmotnost⁴⁷⁾	$M_{\odot} = 1,988\ 44(30) \cdot 10^{30} \text{ kg}$
střední poloměr⁴⁸⁾	$R_{\odot} = 6,955\ 08(26) \cdot 10^8 \text{ m}$
střední zářivý výkon⁴⁹⁾	$L_{\odot} = 3,844(8) \cdot 10^{26} \text{ W}$

Charakteristiky Slunce pozorované ze Země:

heliocentrická gravitační konstanta (GM) _⊙	$1,327\ 124\ 400\ 18(8) \cdot 10^{20} \text{ m}^3 \text{ s}^{-2}$.
střední vzdálenost od Země	1 AU = $1,495\ 978\ 706\ 6 \cdot 10^{11} \text{ m}$ (přesně)
	1 AU (střed) 0,98326 až 1,01674 AU
	499,004782 sv. s 490,653 až 507,358 sv. s

⁴⁷⁾ Nejistota údaje je dána výhradně nejistotou naší znalosti gravitační konstanty. (viz hodnota GM) Gravitační konstantu poprvé změřil v roce 1798 anglický fyzik HENRY CAVENDISH (1731-1810).

⁴⁸⁾ Viz T. M. Brown, J. Christensen-Dalsgaard (1998), *Accurate determination of the solar photospheric radius*, ApJL, 500, L195

⁴⁹⁾ Zářivý výkon odvozen z hodnoty sluneční konstanty S naměřené na Zemi (hodnota hustoty zářivého toku Slunce ve střední vzdálenosti Slunce-Země) : $S = (1367 \pm 3) \text{ W m}^{-2}$. $1 L_{\odot} = 4 \pi (1367 \pm 3) (1,495\ 979 \cdot 10^{11})^2 = (3,844 \pm 0,008) \cdot 10^{26} \text{ W}$.

rovníková hor. paralaxa	8,794148“ (střed)	8,66“ až 8,95“
úhlový poloměr Slunce	958,966(36) (střed),	944” až 976”
		1’ ~ 43 516 km, 1“ ~ 725,30 km
střední plocha kotouče Slunce	$6,7906(5) \cdot 10^{-5}$ sr	
sluneční konstanta	1 367(3) W m ⁻²	
bolometrická hvězdná velikost	-26,822(2) mag	

Vedlejší charakteristiky

povrch	$6,078\ 7(5) \cdot 10^{18}$ m ²	
objem	$1,409\ 3(2) \cdot 10^{27}$ m ³	
střední hustota	1411,0(3) kg m ⁻³	
tíhové zrychlení na rovníku	274,12 m s ⁻² = 27,95 g _n = g _⊙	
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	
relativní zploštění ⁵⁰⁾	$8,6(9) \cdot 10^{-6}$	
úniková rychlost z povrchu	$6,177\ 60(12) \cdot 10^5$ 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(2) mag	
efektivní teplota T_{ef}	5779(3) K	
spektrální typ	G2 V	
výkon z jednotky plochy	$6,324(13) \cdot 10^7$ 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 se u Slunce, podobně jako u ostatních hvězd určuje rozbořem jeho spektra a srovnáním pozorovaných charakteristik hvězdy s charakteristikami modelů jeho

⁵⁰⁾ Sofia, S., Heaps, W., & Twigg, L. W., 1994, *ApJ*, **427**, 1048

vnitřní stavby. U Slunce máme navíc i přímý kontakt díky slunečního větru, což je expandující *svrchní* části sluneční atmosféry a meteoritům, jež jsou málo přetvořeným pozůstatkem po zárodečné mlhovině, z níž povstala sluneční soustava.

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 tabulce⁵¹⁾ 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 98 atomů helia a jeden atom lehčích prvků, tj. kyslíku, uhlíku, neonu nebo dusíku, a 0,14 atomu těžších prvků. 1000 kg sluneční látky je tvořeno (707±18) kg vodíku, (274±16) kg helia a (18,9±1,6) kg jiných prvků: 9,5 kg kyslíku, 3,1 kg uhlíku, 1,7 kg neonu, 1,3 kg železa, 1,1 kg dusíku, 0,7 kg křemíku, 0,6 kg hořčíku, 0,4 kg síry a dalšími prvky. Střední atomová hmotnost sluneční směsi je 1,30 u, střední atomová hmotnost zcela ionizovaného slunečního materiálu je 0,62 u.

Prvek	At. hmot.	atomy	hmotnosti	Prvek	At. hmot.	atomy	hmotnosti
H	1,008	12,00	12,00	Ar	39,948	6,56	8,16
He	4,003	10,99	11,59	Ni	58,693	6,25	8,02
O	15,999	8,93	10,13	Al	26,982	6,47	7,96
C	12,011	8,56	9,64	Ca	40,078	6,36	7,90
Ne	20,180	8,09	9,39	Na	22,990	6,33	7,69
Fe	55,847	7,51	9,25	Cr	51,996	5,67	7,38
N	14,007	8,05	9,19	Mn	54,938	5,39	7,13
Si	28,086	7,55	9,00	Cl	35,453	5,50	7,05
Mg	24,305	7,58	8,96	P	30,974	5,45	6,94
S	32,066	7,27	8,77	Co	58,933	4,92	6,69

⁵¹⁾ Tabulka převzata z knihy: *Allen's Astrophysical Quantities* (2000), Springer Verlag.

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

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 zmíněná pestrost je pak určujícím znakem celé hvězdné populace.

Rozpětí hmotností: hvězdy spalující ve svém nitru vodík na helium: od $0,075 M_{\odot}$ (červení trpaslíci, příkladem třeba Gliese 623 B) do $85 M_{\odot}$ (složky zákrytové dvojhvězdy WR 20a tvořené dvěma Wolfvými-Rayetovými hvězdami o hmotnosti 83 a $82 M_{\odot}$). Mezi hvězdy nově počítáme i hnědé trpaslíky, s rozsahem hmotnosti od $0,013$ do $0,075 M_{\odot}$.

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

Rozpětí zářivých výkonů: od $1,5 \cdot 10^{-5} L_{\odot}$ (červení trpaslíci – Gliese 623 B) až $10^7 L_{\odot}$ (velmi hmotné nestacionární hvězdy typu Pistole, η Carinae). Poznamenejme ještě, že hnědí trpaslíci mívají zářivý výkon ještě 1-2 řády menší než ti nejslabší červení trpaslíci.

Rozpětí efektivních teplot: od 2500 K u červených trpaslíků a obrů až po stovky tisíc kelvinů v případě jader planetárních mlhovin. Hnědí trpaslíci mají efektivní teploty v rozmezí 1000 až 2500 K . Z historických důvodů se hvězdám teplejším než 7500 K říká *rané hvězdy*, chladnějším *pozdí hvězdy*.

Chemické složení: pozorování jsou bezprostředně přístupny jen svrchní vrstvy hvězd, jejichž složení zpravidla odpovídá složení zárodečné mlhoviny, z níž se hvězdy zformovaly. Vodík a helium zde mají zhruba stejné relativní zastoupení jako na Slunci, markantní

rozdíly jsou v hmotnostním zastoupení 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.

Slunce tak 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 sv. let. Zářivý výkon hvězdy činí 1/50 slunečního výkonu, poloměr je 2/5 slunečního poloměru, efektivní teplota 3500 K a hmotnost $1/3 M_{\odot}$. 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 $2,6 R_{\odot}$ a efektivní teplotu 9400 K. Hmotnost hvězdy lze odhadnout na $2,3 M_{\odot}$. *Arcturus* (α Bootis), je naproti tomu běžným obrem spektrálního typu K2 III s efektivní teplotou 4200 K, s poloměrem třiadvacetkrát větším než je ten sluneční, s výkonem 110 Sluncí a hmotností kolem $2 M_{\odot}$. Jde o hvězdu, která je již v pokročilém stadiu vývoje.

Hvězdná obloha nám zjevně poskytuje dosti 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 ($S \sim 55 S_{\odot}$) je tento objem 400krát větší než pro hvězdy slunečního typu a pro typické hvězdy slunečního okolí ($S \sim 0,004 S_{\odot}$) je naopak 4000krát menší než objem hvězd Slunci podobných. Je zřejmé, že veškeré statistiky, které výběrový efekt nezohledňují, 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. Srovnatelně stejně četní jsou i málo hmotní hnědí trpaslíci, jejichž zastoupení lze zatím jen obtížně odhadnout.

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_{ef} a poloměr hvězdy⁵²⁾ R , zjistíme, že obrazy jednotlivých hvězd v těchto diagramech nepokrývají jejich plochu rovnoměrně. I při uvážení všech možných vlivů výběrového efektu zjistíme, že některé kombinace charakteristik jsou velice frekventované, jiné se naopak vyskytují vzácně, některé nejsou pozorovány vůbec.

Historicky nejdříve byl sestrojen diagram zachycující závislost zářivého výkonu na efektivní teplotě ($\log L - \log T_{\text{ef}}$), 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

⁵²⁾ Poslední tři charakteristiky jsou vzájemně svázány, nezávislé jsou pouze dvě libovolné dvojice z uvedených charakteristik

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, EJNAR HERTZSPRUNG⁵³) 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, a to již v roce 1910! Práci, jež nese výmluvný název: *K závislosti mezi jasností a spektrálním typem hvězd v Plejádách*, vykonal na podnět renomovaného astronoma KARLA SCHWARZSCHILD⁵⁴), 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 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 je modul vzdálenosti všech hvězd hvězdokupy týž..

Na Rosenbergově diagramu je jasně patrné, 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 (zřejmě nezávisle) pak publikoval i Hertzsprung v roce 1911 pro Plejády a Hyády .

Hertzsprungův-Russellův diagram zachycující vztah mezi absolutní hvězdnou velikostí a spektrálním typem pro jednotlivé hvězdy slunečního okolí jako první předložil v roce 1913

⁵³) EJNAR HERTZSPRUNG (1873-1965), dánský inženýr chemie, později profesionální stelární astronom.

⁵⁴) HANS ROSENBERG (1879-1940), německý astronom z Göttingenu, první vědec, který zkonstruoval proslulý H-R diagramu. KARL SCHWARZSCHILD (1873-1916), německý astronom a fyzik, zakladatel metody fotografického sledování proměnných hvězd, autor sférického řešení v obecné teorii relativity.

uznávaný HENRY NORRIS RUSSELL⁵⁵). Ten potvrdil Hertzsprungovy a Rosenbergovy závěry a zavedl též názvosloví: obr-trpaslík, kterého se v zásadě držíme dodnes.

HARLOW SHAPLEY⁵⁶) 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. „obří“ 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 dotýčná hvězda patří? Rozdíly ve spektrech obřích a trpasličích hvězd velmi důkladně studovali WALTER ADAMS⁵⁷) 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 v důsledku toho, že v tamním řídkém prostředí je vyšší počet ionizovaných atomů, než v hustých atmosférách, kde z důvodu větší koncentrace volných elektronů častěji dochází k rekombinaci. Dále vlivem větší frekvence srážek jsou spektrální čáry trpaslíků oproti obrům rozšířeny.

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 pozorování hvězdné velikosti vypočítat vzdálenost. Jde tu o použití metody tzv. *spektroskopických parallax*. Výhodou metody je její dosah, nevýhodou jistá hrubost při odhadu absolutní jasnosti.

⁵⁵) HENRY NORRIS RUSSELL (1877-1939), významný americký astronom, jeho práce mj. vedly k sestrojení a širokému použití H-R diagramu v astrofyzice.

⁵⁶) HARLOW SHAPLEY (1885-1972), americký astronom, který na základě pozorování proměnných hvězd mj. zjistil i skutečnou polohu Slunce v Galaxii. Byl důležitým aktérem tzv. Velké debaty na počátku 20. stol., kdy se rozhodovalo o tom, jaké je místo naší Galaxie ve vesmíru.

⁵⁷) WALTER SYDNEY ADAMS (1876-1956), americký astronom, ředitel observatoře na Mt. Wilsonu (1923-46), zabýval se spektry hvězd, v roce 1915 dokázal, že Sirův průvodce je horká hvězda. ARNOLD KOHLSCHÜTTER (1883-1969), německý astronom, ředitel observatoře v Bonnu, spolu s Adamsem rozvinuli metodu spektroskopické parallaxy – určování absolutní hvězdné velikosti ze spektra.

Spektroskopické paralaxy umožnily zmapovat nejen okolí Slunce, ale i celou pozorování dostupnou část Galaxie. Tuto metodu poprvé použil Adams v roce 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.⁵⁸⁾ V dalším výkladu se budeme držet idealizovaného H-R diagramu, kde budeme na svislé ose vynášet $\log L$, resp. M_{bol} a na vodorovné ose $\log T_{\text{ef}}$ ⁵⁹⁾. V tomto zobrazení je geometrickým místem obrazů hvězd se stejným poloměrem přímka se směrnici 4,

$$\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right) = \log\left(\frac{4\pi\sigma R_{\odot}^2}{L_{\odot}}\right) + 4\log\left(\frac{T_{\text{ef}}}{1\text{K}}\right) + 2\log\left(\frac{R}{R_{\odot}}\right) = -15,048 + 4\log\left(\frac{T_{\text{ef}}}{1\text{K}}\right) + 2\log\left(\frac{R}{R_{\odot}}\right).$$

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 polovina 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 $\log R - \log T_{\text{ef}}$ (viz obr. x)

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.

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

⁵⁸⁾ Není proto divu, že řada učitelů s klasickým astronomickým vzděláním začíná svůj výklad o fyzice hvězd právě jím. Z didaktického hlediska však tento postup není zrovna nejjšťastnější, 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.

⁵⁹⁾ 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 nejklassičtějším – Russellově H-R diagramu byl na místo

v roce 1924 ARTHUR EDDINGTON⁶⁰) upozornil na skutečnost, že by z teoretických důvodů měl existovat výrazný vztah mezi zářivým výkonem a hmotností 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 rozbořem 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 mnohem komplikovanější, takže tam závislost hmotnost-zářivý výkon platí jen rámcově. Na degenerované bílé trpaslíky ovšem nelze uvedenou závislost vůbec aplikovat.

Následující tabulka hvězd hlavní posloupnosti různých spektrálních typů.

Střední hodnoty charakteristik hvězd hlavní posloupnosti

Sp	$\frac{T_{ef}}{K}$	$\frac{M}{M_{\odot}}$	$\frac{R}{R_{\odot}}$	$\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)$	$\log\left(\frac{g}{\text{cm s}^{-2}}\right)$	$\frac{\rho_s}{\text{kg m}^{-3}}$
O6	42 000	32	9,9	5,4	3,95	47
O8	36 000	22	7,5	4,9	4,00	73
B0	30 000	14,5	5,8	4,4	4,05	100
B2	23 000	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

teploty vynášen spektrální typ. Posloupnost spektrálních tříd *OBAFGKM* řadí hvězdy od nejteplejších k těm nejchladnějším.

⁶⁰) ARTHUR EDDINGTON (1882-1944), vynikající anglický astrofyzik, fyzik, matematik, zakladatel teorie hvězdné stavby, kosmolog.

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 hvězd 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 učebnice je uvedena řada úloh a problémů vztahujících se k probíranému učivu, které je možné vyřešit pomocí vztahů a úvah obsažených v předcházejícím textu. 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 rozdílná, některé úlohy jsou triviální, jiné naopak obtížné a časově náročné. Přesto vám doporučujeme, abyste se pokusili vyřešit všechny, protože jen tak si probíranou látku procvičíte vskutku důkladně a uvědomíte si řadu souvislostí, které v předcházejícím textu nebyly z různých důvodů zmíněny.

1. Vypočtete délku světelného roku a parseku podle jejich definice. S jakou přesností jsou tyto jednotky stanoveny? $1 \text{ AU} = 1,495\,978\,706\,6 \cdot 10^{11} \text{ m}$, $c = 2,997\,924\,58 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$. Najděte její převodní faktor.

$$[1 \text{ sv. rok} = 365,25 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60 \text{ s} \cdot c = 9,460\,730\,473 \cdot 10^{15} \text{ m},$$

$$1 \text{ pc} = \left(\frac{\text{AU} \cdot 360 \cdot 3600}{2\pi} \right) = 3,085\,677\,6 \cdot 10^{16} \text{ m},$$

$$\left(\frac{r}{1 \text{ pc}} \right) = \frac{15 \text{ AU}}{2\pi \cdot 365,25 c} \left(\frac{r}{1 \text{ ly}} \right) = 3,261\,564 \left(\frac{r}{1 \text{ ly}} \right).]$$

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

$$[\text{a) } 5,1 \cdot 10^{14} \text{ m} = 3400 \text{ AU} = 0,017 \text{ pc}, \text{ b) } 1', \text{ což by bylo na hranici měřitelnosti.}]$$

3. Tycho Brahe pak měl zato, že jasné hvězdy mají úhlové průměry $2'$. Vypočítejte pro kopernikovské vzdálenosti poloměr jasné hvězdy v poloměrech Slunce. Existují tak velké hvězdy?

[$210 R_{\odot}$, 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.

$$[v_t = \left(\frac{2\pi \text{ pc}}{360 \cdot 3600 \cdot 365,2442 \cdot 86400 \text{ l''/rok}} \frac{\mu}{\text{l''/rok}} \frac{r}{\text{pc}} \right) = 4,740470 \text{ km s}^{-1} \left(\frac{\mu}{\text{l''/rok}} \right) \left(\frac{r}{\text{pc}} \right).]$$

5. Barnardova hvězda je známa jako hvězda s největším známým vlastním pohybem, který činí $10,37''/\text{rok}$. 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 $V = 9,54$ mag vyplývá mj., že jde o červeného trpaslíka typu M4 V, který se k nám blíží rychlostí $V_R = -106,8$ km/s. Hvězda je v současnosti druhým nejbližším hvězdným objektem, hned po trojhvězdě zvané Toliman (α Centauri). V databázi SIMBAD najdeme její paralaxu: $\pi = 0,5493(16)''$.

Vypočítejte: a) její vzdálenost ve světelných letech, b) vypočítejte hodnotu tečné složky její prostorové rychlosti vztážené ke Slunci, c) velikost vektoru prostorové rychlosti, d) absolutní vizuální 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 10000 let, a pak se bude od něj opět vzdalovat. V době největšího přiblížení prý vzroste vlastní pohyb hvězdy na $25''/\text{rok}$ a hvězdná velikost hvězdy dosáhne 8,6 mag.

[(a) 5,94 sv. roku, (b) $89,5 \text{ km s}^{-1}$, (c) $139,3 \text{ km s}^{-1}$, (d) 13,24 mag, (e) ano]

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

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

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

$$[\frac{86400 L}{c^2} = 3,7 \cdot 10^{14} \text{ kg.}]$$

8. Pomocí Planckova zákona odvodte Stefanův zákon. Při odvození použijte vztahu: $\int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15}$.

$$[\Phi_e = S \int_0^{\infty} B_\nu(T) d\nu = S \frac{2\pi h}{c^2} \int_0^{\infty} \frac{\nu^3}{\exp(h\nu/kT) - 1} d\nu = S \frac{2\pi h}{c^2} \left(\frac{kT}{h}\right)^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx = S \frac{2\pi^5 k^4}{15 c^2 h^3} T^4]$$

9. Vyjádřete monochromatickou hustotu zářivého toku absolutně černého tělesa vztaženou na jednotku vlnové délky.

$$[B_\nu(T) |d\nu| = B_\lambda(T) |d\lambda|, d\nu = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda, B_\lambda(\lambda, T) = 2\pi \frac{hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/kT\lambda) - 1}]$$

10. Pomocí Planckova zákona ověřte platnost Wienova zákona posuvu.

$$\left[\frac{dB_\lambda(T)}{d\lambda} = 0, -\frac{5}{\lambda_{\max}^6} \frac{1}{\exp(hc/kT\lambda_{\max}) - 1} + \frac{1}{\lambda_{\max}^5} \frac{\exp(hc/kT\lambda_{\max})}{[\exp(hc/kT\lambda_{\max}) - 1]^2} \frac{hc}{kT\lambda_{\max}^2} = 0, \right.$$

$$\left. x_{\max} \equiv \frac{hc}{kT\lambda_{\max}}, -5 + \frac{x_{\max} \exp(x_{\max})}{\exp(x_{\max}) - 1} = 0, \lambda_{\max} T = \text{konst.} \right]$$

11. 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?

$$[256\text{krát}, 145 \text{ nm (UV) a } 580 \text{ nm (oranžová).}]$$

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

$$[6038 \text{ K}, T_{\text{ef}} = 5779 \text{ K}, \text{Slunce nezáří přesně jako absolutně černé těleso}]$$

13. Obří hvězda o výkonu $L = 1000 L_\odot$ je obklopena neprůhledným mrakem okolohvězdné látky o poloměru cca 10 AU. 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?

$$[T = 700 \text{ K}, \text{mohli, nejlépe pozorovatelná ale je v infračerveném oboru}]$$

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

$$[(a) T_{\min} = \frac{hc}{k\lambda_s} : \text{Planckův zákon přechází v Rayleighův-Jeansův, (b) stejné jako}$$

zbarvení těch nejteplejších pozorovaných hvězd, čili bledě modré.]

15. 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 necht' 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 krabici ustavilo rovnovážné záření o teplotě T_2 .]

16. Prostor současného vesmíru je vyplněn reliktním zářením, které má povahu záření absolutně černého tělesa o teplotě 2,7 K. Tyto dlouhovlnné fotony jsou pozůstatkem 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, že: a) tepelně rovnovážné reliktní záření během rozpínání si podržuje povahu záření absolutně černého tělesa, b) 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 3350 K)

$$[(c) z = 1200]$$

17. Jistá 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.

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

18. 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.

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

19. Porovnejte jasnost Siria o vizuální hvězdné velikosti $m_v = -1,47$ mag a nejslabších, okem viditelných hvězd. Kolik takových hvězd šesté velikosti by se muselo spojit, aby se co do jasnosti Siriovi vyrovnalo?

[celkem 973 hvězd]

20. Z charakteristik Slunce: $R = 6,955\,08(26) \cdot 10^8$ m, $GM = 1,327\,124\,400\,18(8) \cdot 10^{20}$ m³ s⁻², $L = 3,844(8) \cdot 10^{26}$ W, a střední vzdálenosti Země-Slunce 1 AU = 1,4959787066 · 10¹¹ m, vypočtete (včetně chyby): a) hmotnost Slunce M , b) střední hustotu hvězdy, c) její střední úhlový poloměr pozorovaný ze Země, d) plochu slunečního kotouče v sr, e) velikost sluneční konstanty, f) zářivý výkon vystupující z 1 m² sluneční fotosféry, g) gravitační zrychlení na povrchu, h) únikovou rychlost z povrchu Slunce (u g) a h) zanedbejte rotaci a zploštění Slunce).

$$[(a) M = \frac{(GM)_{\odot}}{G} = 1,98844(30) \cdot 10^{30} \text{ kg}; (b) \bar{\rho} = \frac{3M}{4\pi R^3} = 1410,97(27) \text{ kg m}^{-3},$$

$$(c) \alpha = \arcsin\left(\frac{R_{\odot}}{\text{AU}}\right) = 0,00464920(17) \text{ rad} = 958,966(36)'';$$

$$(d) 2\pi(1 - \cos \alpha) = 6,7906(5) \cdot 10^{-5} \text{ sr}; (e) K = \frac{L}{4\pi \text{AU}^2} = 1367(3) \text{ W m}^{-2};$$

$$(f) \frac{L}{4\pi R_{\odot}^2} = 6,324(13) \cdot 10^7 \text{ W m}^{-2}; (g) g = \frac{(GM)_{\odot}}{R_{\odot}^2} = 274,351(21) \text{ ms}^{-2}.$$

$$(g) v_{\text{ú}} = \sqrt{\frac{2(GM)_{\odot}}{R_{\odot}}} = 6,17760(12) \cdot 10^5 \text{ ms}^{-1}.]$$

21. 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 náraz 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.]

22. Zjistěte vztah mezi vzdáleností hvězdy r , paralaxou π'' , poloměrem hvězdy R a poloměrem kotoučku hvězdy α v úhlových vteřinách. $R_{\odot} = 6,95508(26) \cdot 10^8$ m.

$$[\alpha = \frac{360 \cdot 60 \cdot 60''}{2\pi} \left(\frac{R}{r}\right) = \frac{360 \cdot 60 \cdot 60'' \cdot R_{\odot}}{2\pi \cdot 1 \text{ pc}} \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right) \left(\frac{1 \text{ pc}}{r}\right) = 0,00464918(5) \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right) \pi''.]$$

23. Odvoďte vztah mezi vzdáleností r v pc, pozorovanou a absolutní hvězdnou velikostí m a M .

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

24. Najděte a vyčíslete vzájemné vztahy: a) mezi bolometrickou hvězdnou velikostí m_{bol} a hustotou toku F ; b) absolutní bolometrickou hvězdnou velikostí M_{bol} , zářivým výkonem L v nominálních Sluncích, $L_{\odot} = 3,846 \cdot 10^{26}$ W; c) mezi absolutní bolometrickou hvězdnou velikostí, poloměrem hvězdy R v poloměrech Slunce, R_{\odot} ($R_{\odot} = 6,95508(26) \cdot 10^8$ m), a její efektivní teplotou T_{ef} v kelvinech; d) najděte vztah mezi pozorovanou absolutní hvězdnou velikostí, úhlovým poloměrem α vyjádřeným v úhlových vteřinách a efektivní teplotou T_{ef} v kelvinech.

Z definice fotometrických veličin přitom plyne, že hvězda 0. bolometrické velikosti způsobuje na hranici zemské atmosféry hustotu zářivého toku $F_0 = 2,553 \cdot 10^{-8}$ W m⁻², hvězda s absolutní hvězdnou velikostí $M_{\text{bol}} = 0$ mag vysílá do prostoru zářivý výkon $L_0 = 3,055 \cdot 10^{28}$ W. Stefanova-Boltzmannova konstanta $\sigma = 5,670400 \cdot 10^{-8}$ W m⁻² K⁻⁴.

$$\text{a) } \left(\frac{m_{\text{bol}}}{1 \text{ mag}} \right) = -2,5 \log \left(\frac{F}{F_0} \right) = -18,9824 - 2,5 \log \left(\frac{F}{1 \text{ W m}^{-2}} \right),$$

$$\text{b) } \left(\frac{M_{\text{bol}}}{1 \text{ mag}} \right) = -2,5 \log \left(\frac{L}{L_0} \right) = 71,2125 - 2,5 \log \left(\frac{L}{1 \text{ W}} \right) = -2,5 \log \left(\frac{L_{\odot}}{L_0} \cdot \frac{L}{L_{\odot}} \right) =$$

$$= 4,7500 - 2,5 \log \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right).$$

$$\text{c) } \left(\frac{M_{\text{bol}}}{1 \text{ mag}} \right) = -2,5 \log \left(\frac{4\pi\sigma R^2 T_{\text{ef}}^4}{L_0} \right) = -2,5 \log \left(\frac{4\pi\sigma R_{\odot}^2}{L_0} \right) - 5 \log \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right) - 10 \log \left(\frac{T_{\text{ef}}}{1 \text{ K}} \right) =$$

$$= 42,3690 - 5 \log \left(\frac{R}{1 R_{\odot}} \right) - 10 \log \left(\frac{T_{\text{ef}}}{1 \text{ K}} \right).$$

$$\text{d) } \left(\frac{m_{\text{bol}}}{1 \text{ mag}} \right) = -2,5 \log \left(\frac{4\pi\sigma T_{\text{ef}}^4 R^2}{4\pi F_0 r^2} \right) = -2,5 \log \left[\frac{\sigma T_{\text{ef}}^4 \alpha^2}{F_0 (360 \cdot 3600 / 2\pi)^2} \right] =$$

$$= 25,7057 - 5 \log \left(\frac{\alpha}{1''} \right) - 10 \log \left(\frac{T_{\text{ef}}}{1 \text{ K}} \right).$$

25. Pomocí výše uvedených vztahů vypočítejte (a) úhlový a (b) lineární poloměr Vegy, víte-li, že $m_{\text{bol}} = -0,40$ mag, paralaxa podle Hipparca 0,1289(6)'' a efektivní teplota ze spektra 9500 K.

$$[(a) 0,00184'', (b) R = 3,08 R_{\odot}]$$

26. Moderní měření hustoty zářivého toku přicházejícího od Slunce, vedou k závěru, že hodnota sluneční konstanty K (hustota toku ve vzdálenosti 1 AU) činí $1367(3) \text{ W m}^{-2}$, přičemž dlouhodobá měření poloměru slunečního kotouče se ustálila kolem hodnoty: $\alpha_{\odot} = 958,966(36)''$. Za předpokladu, že Slunce izotropně vyzařuje, vypočtete a) poloměr Slunce v m, b) hodnotu zářivého výkonu Slunce L ve W a nominálních Sluncích L_{\odot} , c) hodnotu pozorované sluneční bolometrické hvězdné velikosti a d) sluneční absolutní bolometrické hvězdné velikosti M_{bol} a e) efektivní teplotu Slunce v kelvinech. (Pozor, nezaměňujte skutečný a nominální zářivý výkon Slunce).

$$[(a) R_{\odot} = 6,95508(26) \cdot 10^8 \text{ m}, (b) L = 3,844(8) \cdot 10^{26} \text{ W} = 0,9995(21) L_{\odot}, (c) m_{\text{bol}\odot} = -26,822(2) \text{ mag}, (d) M_{\text{bol}\odot} = 4,751(2) \text{ mag}, (e) T_{\text{ef}\odot} = 5779(3) \text{ K}]$$

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

$$[4, 16 \text{ a } 3000 \text{ Mpc}]$$

28. Dokažte, že pro rozdíl absolutní a pozorované hvězdné velikosti (libovolného typu) Slunce platí $m - M = -31,572126 \text{ mag}$. S jakou nepřesností tento modul vzdálenosti známe?
29. Jistá dvojhvězda, která nechce být jmenována, sestává ze dvou složek o absolutní hvězdné velikosti 1,267 mag a 1,875 mag. Vypočtete a) jejich zářivé výkony v jednotkách slunečních, b) celkový zářivý výkon soustavy a d) její celkovou absolutní bolometrickou hvězdnou velikost.

$$[(a) 24,76 L_{\odot} \text{ a } 14,14 L_{\odot}, (b) 38,90 L_{\odot}, (d) 0,776 \text{ mag}.]$$

30. Představte si, že by nám někdo zaměnil Slunce za a) Venu ($m_v = 0,03 \text{ mag}$, $\pi'' = 0,1289$), b) Arkturus ($m_v = -0,04 \text{ mag}$, $\pi'' = 0,0889$), c) typickou hvězdu slunečního okolí (HD 155 876, $m_v = 9,35 \text{ mag}$, $\pi'' = 0,158$). Vypočtete jejich vizuální hvězdnou velikost a úhlový průměr. Případné další potřebné údaje si můžete vyhledat v textu učebnice.

$$[(a) m_v = -30,99 \text{ mag}, \alpha = 83', (b) m_v = -31,87 \text{ mag}, \alpha = 10,6', (c) m_v = -21,23 \text{ mag}, \alpha = 13']$$

31. Vypočtete 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. Srovnajte s hvězdnou velikostí Měsíce v úplňku.

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

32. Hvězda Pollux je zřejmě Slunci nejbližším obrem. Vizuální hvězdná velikost Polluxu činí 1,15 mag, paralaxa podle družice Hipparcos $0,0967''$, efektivní teplota 4100 K a bolometrická korekce

se odhaduje na +0,37 mag. Vypočtete: a) vzdálenost Polluxu, b) jeho absolutní vizuální 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) 10,3 pc, (b) 1,08 mag, (c) 1,52 mag, (d) 1,45 mag, (e) 21 L_{\odot} , (f) 9 R_{\odot} .]

33. 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) 22,7 L_{\odot} , (b) 1,35 mag, (c) 530 $\text{kg m}^{-3} = 0,38 \rho_{\odot}$]

34. 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. Vypočtete: a) zářivý výkon v jednotkách slunečních, b) efektivní povrchovou teplotu, c) střední hustotu hvězdy. Diskutujte.

[(a) 0,0095 L_{\odot} , (b) 3240 K, (c) 9500 $\text{kg m}^{-3} = 6,7 \rho_{\odot}$]

35. Diskutujte, jak se na ploše HR diagramu projeví, že zakreslený objekt je vlastně nerozlišenou dvojhvězdou sestávající ze dvou hvězd hlavní posloupnosti.
36. 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). Vypočtete 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) $N \sim J/j_m$]

37. Předpokládejte, že hvězdy jsou v prostoru rozloženy zcela rovnoměrně. Je-li N_m 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 oddílů skript, jsou uvedeny odkazy na důležité učebnice fyziky hvězd a dvojhvězd, 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 milionu abstraktů 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 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

Allen's Astrophysical Quantities, 4. vydání, editor: A. Cox, Springer, 2000

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

Harmanec, P.: *Základy astronomie a astrofyziky II*, Astronomický ústav UK, Praha, <http://astro.mff.cuni.cz/predmety.html> (2005)

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

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 System 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. Hvězdy jsou samostatné objekty, jež vznikají gravitačním zhroucením části oblaku mezihvězdné látky. Tímto zhroucením se v jejich nitru zvýší teplota natolik, že zde začnou probíhat termonukleární reakce, při nichž se uvolňuje energie, která dokáže z části nebo úplně uhradit 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) chování hvězd 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 0,013 do několika set Sluncí.

Nejméně hmotnými hvězdami jsou chladní, slabě zářící hnědí trpaslíci, o hmotnosti 0,013 do 0,075 M_{\odot} . Tyto hvězdy se od těch běžných liší zejména tím, že teploty v jejich nitru nikdy nepřesáhnou hranici nezbytnou pro to, aby se v nich zažehly termonukleární reakce, při nichž se lehký vodík mění na helium. V jistém období jejich vývoje v nich však jaderně hoří jiné,

vzácnější prvky, jako deuterium, lithium a energie při nich uvolněná více či méně významně přispívá k celkové energetice hvězdy.¹⁾ V objektech s hmotností $0,013 M_{\odot}$ a menší, které se běžně označují jako *planety*, však termonukleární reakce nikdy neprobíhaly a nejspíše ani probíhat nebudou. Hvězd s hmotnostmi nad 50 Sluncí se v současnosti rodí velice málo, navíc velmi krátce žijí, takže se dnes vyskytují jen vzácně. Je však pravděpodobné, že ty úplně první hvězdy, které se ve vesmíru objevily, běžně měly hmotnosti několika set sluncí.

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. Těmito 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 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

¹⁾ Skutečnosti, že v případě hnědých trpaslíků jde o skutečné hvězdy nasvědčuje i to, že mohou existovat i samostatně – vznikly tedy stejně jako běžné hvězdy gravitačním zhroucením části oblaku mezihvězdné látky. Tím se ovšem zásadně 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, často po víceméně kruhových trajektoriích.

stabilní *mechanické* (hydrostatické) a *energetické rovnováhy*. Hvězdu tak může velice dobře reprezentovat její *statický model*. Vývojové efekty lze pak dobře napodobit 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 i všechna tělesa na Zemi (pokud právě nepadají), v mechanické rovnováze je člověk, živé i neživé bytosti i samotná Země.

Pro těleso nacházející se 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 taková hvězda nutně 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 síla.²⁾ O jakou sílu jde, to si rozebereme v následující podkapitole.

Rovnice hydrostatické rovnováhy

Pokud hvězda nerotuje, ani není složkou těsné dvojhvězdy, má tvar koule, jeví sférickou symetrii. Zvolme si nyní v takové idealizované hvězdě elementární objem ve tvaru kvádrů o velikosti základny S a výšce Δr . Těžiště elementárního objemu necht' se nachází ve

²⁾ Nejen v populárních výkladech, ale i v učebnicích astrofyziky se zhusta setkáváme s nekorektním vysvětlením povahy této síly. Hovoří se tam, 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 síla s tlakem souvisí, a to s jeho gradientem.

vzdálenosti r od středu hvězdy. Hustota hvězdného materiálu v této vzdálenosti je $\rho(r)$ a působící gravitační zrychlení $\mathbf{g}(r)$ (vektor gravitačního zrychlení o velikosti $g(r)$ je namířen do centra hvězdy, tedy ve směru proti jednotkovému vektoru \mathbf{r}/r). Gravitační síla hvězdy působí na látku o hmotnosti m obsaženou ve vybraném elementárním objemu tíhovou silou \mathbf{F}_g , kterou lze pro $\Delta r/r \rightarrow 0$ aproximovat vztahem:

$$\mathbf{F}_g = m \mathbf{g}(r) = \rho(r) S \Delta r \mathbf{g}(r) = -\rho(r) S \Delta r g(r) \frac{\mathbf{r}}{r}.$$

Na tento objem dále působí tlakové síly. Ty, které tlačí na svislé stěny pláště elementárního kvádrů jsou vzájemně v rovnováze a jejich výslednice je tak rovna $\mathbf{0}$. Neplatí to však o silách působících na podstavy. Tlak³⁾ P ve hvězdě 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, tedy ve směru jednotkového vektoru \mathbf{r}/r . Vektor tlakové síly \mathbf{F}_1 je dán vztahem: $\mathbf{F}_1 = S P(r-\Delta r/2) \mathbf{r}/r$, 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 kvádrů: $\mathbf{F}_2 = -S P(r+\Delta r/2) \mathbf{r}/r$, kde $P(r+\Delta r/2)$ je velikost tlaku ve vzdálenosti $(r+\Delta r/2)$ od centra. Výslednice tlakových sil působících na elementární objem \mathbf{F}_t bude pak dána vektorovým součtem obou sil:

$$\mathbf{F}_t = \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 = S \left[P\left(r - \frac{\Delta r}{2}\right) - P\left(r + \frac{\Delta r}{2}\right) \right] \frac{\mathbf{r}}{r} \cong S \left[P(r) - \frac{dP}{dr} \frac{\Delta r}{2} - P(r) - \frac{dP}{dr} \frac{\Delta r}{2} \right] \frac{\mathbf{r}}{r},$$

$$\mathbf{F}_t = -S \frac{dP}{dr} \Delta r \frac{\mathbf{r}}{r}.$$

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 $\mathbf{0}$.

$$\mathbf{F}_t + \mathbf{F}_g = \mathbf{0}$$

Dosadíme-li do rovnice, pak dostáváme:

³⁾ Tlakem zde myslím souhrnný tlak všech složek hvězdného materiálu, tedy látky i záření.

$$\mathbf{F}_t + \mathbf{F}_g = \left(-\frac{dP}{dr} - \rho(r) g(r) \right) S \Delta r \frac{\mathbf{r}}{r} = \mathbf{0} \rightarrow$$

$$\frac{dP}{dr} = -\rho(r) g(r).$$

Vztah pro hydrostatickou rovnováhu lze zapsat i vektorově pomocí gradientu:

$$\frac{dP}{dr} \frac{\mathbf{r}}{r} = \text{grad } P = -\rho \mathbf{g} \frac{\mathbf{r}}{r} = \rho \mathbf{g} \rightarrow \text{grad } P = \rho \mathbf{g}.$$

Proti vektoru gravitačního zrychlení na pravé straně vynásobenému hustotou, což odpovídá tíze jednotkového objemu látky v dotyčném místě, stojí vektorová veličina – místní gradient tlaku $\text{grad } P$. Lze tedy říci, že ve stavu hydrostatické rovnováhy je tíha jednotkového objemu látky rovna gradientu tlaku v daném místě. Poznamenejme, že výše uvedená rovnice hydrostatické rovnováhy platí zcela obecně, tj. pro libovolná statická tělesa nacházející se v obecném gravitačním poli.

Důsledky rovnice hydrostatické rovnováhy

Vzhledem k tomu, že v celé hvězdě platí, že $-\rho g < 0$, musí být tlak P ve hvězdě monotónně klesající funkcí s maximem v centru P_c ($r = 0$) a minimem na povrchu⁴), kde se předpokládá, že tlak klesá k nule.

Lze si učinit představu o velikosti tlaku v centru sféricky symetrických hvězd, či jiných podobných gravitačně vázaných těles v hydrostatické rovnováze o hmotnosti M a poloměru R :

$$\frac{dP}{dr} \approx \frac{\Delta P}{\Delta r} \approx \frac{P_c - 0}{0 - R} = -\frac{P_c}{R}, \quad \bar{\rho} \approx \frac{3M}{4\pi R^3}, \quad g \approx G \frac{M}{(R/2)^2} \text{ } ^5) \rightarrow$$

⁴) Striktně vzato hvězdy žádný povrch nemají, jakožto plynné objekty držené pohromadě vlastní gravitací sahají do nekonečna. „Povrchem“ hvězdy zpravidla míníme fotosféru, 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.

⁵) 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 $r = R/2$.

$$-\frac{P_c}{R} \approx -G \frac{3M^2}{R^5} \rightarrow P_c = 3G \frac{M^2}{R^4}.$$

Dosadíme-li do tohoto přibližného vztahu hodnoty platné pro Slunce, obdržíme pro centrální tlak P_c odhad $3 \cdot 10^{15} \text{ Pa} = 3 \cdot 10^{10} \text{ atm}$.

Realističtější modely stavby Slunce ovšem ukáží, že v centru panuje tlak zhruba osmkrát větší. Tento skoro řádový rozdíl souvisí s řadou skutečností, které náš hrubý odhad nebral v úvahu, zejména pak vysokou koncentraci 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 faktem, že jak průměrná hustota hvězd, tak i jejich povrchové tíhové zrychlení s rostoucí hmotností klesají. Hmotnější hvězdy jsou „načechranější“. V centru hmotných hvězd typu B0 V je tak desetkrát menší tlak než ve středu 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 rovno gravitačnímu zrychlení, způsobenému gravitací hmotného bodu o hmotnosti M_r umístěného v centru hvězdy. M_r je přitom hmotnost té části hvězdy, která je obsažena v kouli o poloměru r a středem ve středu hvězdy, takže:

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

Výše uvedené tvrzení lze snadno 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. Gaussov zákon pro intenzitu elektrického pole E lze zapsat ve tvaru:

$$\iint E \, dA = \frac{Q}{\epsilon_0},$$

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

$$\iint g \, dA = -4\pi G M_r,$$

kde opět počítáme plošný integrál po uzavřené ploše obsahující materiál o celkové hmotnosti M_r . Pro případ sféricky symetrického objektu a kulové plochy o poloměru r se středem v centru hvězdy, pak pro absolutní hodnotu gravitačního zrychlení obdržíme vztah, který jsme chtěli dokázat.

Základní rovnici hydrostatické rovnováhy tak lze přepsat do tvaru:

$$\frac{dP(r)}{dr} = -G\rho(r) \frac{M_r(r)}{r^2}.$$

Pro veličinu M_r musí ve sféricky symetrickém modelu platit, že:

$$\frac{dM_r(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r),$$

což je další ze základních diferenciálních 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).

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

$$S \Delta r \rho(r) a = -S \Delta r \frac{dP}{dr} - S \Delta r \rho(r) g(r) \rightarrow$$

$$\rho(r) a = -\frac{dP}{dr} - \rho(r) g(r) = -\frac{dP}{dr} - G \rho(r) \frac{M_r}{r^2}.$$

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 (jak později uvidíme, pak právě 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 hvězda nebo její část může dostat též do stavu *labilní rovnováhy*, kdy i malá výchylka způsobí, že tento objekt bude pokračovat v expanzi nebo v kontrakci, a do výchozího stavu se již nevrátí. Vše přitom bude záležet na vlastnostech látky, z níž se dotyčný objekt skládá.

Celou situaci si lze přiblížit tímto myšlenkovým experimentem: Představme si, že máme 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 (homologicky), pak všude ve hvězdě vzroste hustota z ρ_0 na ρ a gravitační zrychlení z g_0 na g :

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

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

Vybereme si nyní testovací objem, v němž byla látka z tlaku P_0 *převezena* do stavu s tlakem P . Tento tlak nechť závisí na hustotě látky ρ takto: $P = K\rho^\gamma$ ⁶⁾ takže:

$$P = K\rho^\gamma = P_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \cong P_0 (1+3\gamma x); \quad \frac{dr}{dr_0} = (1-x) \rightarrow$$

$$\frac{dP}{dr} = \frac{d[P_0 (1+3\gamma x)]}{dr_0} \frac{dr_0}{dr} \cong \frac{dP_0}{dr_0} [1+(3\gamma+1)x].$$

Dosazením do vztahu: $\rho a = -\frac{dP}{dr} - \rho g$ dostaneme pro sílu f působící na jednotkový objem:

$$f = \rho a = -\frac{dP_0}{dr_0} [1+(3\gamma+1)x] - \rho_0 g_0 (1+5x).$$

Je-li výchozí stav hvězdy stavem *hydrostatické* rovnováhy, pak platí: $\frac{dP_0}{dr_0} = -\rho_0 g_0$. Pro zrychlení a lze pak psát:

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

Je-li $\gamma > 4/3$, pak je síla související s 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.

⁶⁾ Běžně tímto exponentem γ rozumíme Poissonovu konstantu (exponent adiabaty), u jednoatomového ideálního plynu je $\gamma = 5/3$.

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 nepatrném zmáčknutí hvězdy začne působit síla urychlující testovaný objem směrem do středu hvězdy. Hvězda se začíná hroutit se zrychlením úměrným výchylce. Kolaps se zabrzdí až ve chvíli, kdy hvězdný materiál „ztvrdne“ natolik, že se začne důrazněji odporovat dalšímu stlačování: jinými slovy, kdy γ přeroste $4/3$. 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 předcházející vzplanutí supernovy 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 hrají 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 tvořeny plastickým materiálem (může se přelévat), pak v nich plochy se stejnou hustotou musí mít tvar ekvipotenciálních ploch.

Idealizovaným případem je osamělá, nerotující plynná koule, kde gravitační potenciál Φ bude dán vztahem:

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

Je tedy 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. Pokud se zajímáme o vzhled vnějších, relativně řídkých vrstev hvězdy, pak lze předpokládat, že naprostá většina hmoty je uvnitř, takže platí $M(r) = M$, kde M je hmotnost celé hvězdy. Gravitační potenciál bude mít pak takovýto tvar:

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

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 jako tuhé těleso úhlovou rychlostí ω , je soustředěna v bezprostřední blízkosti centra, pak je potenciál vnějších vrstev Φ dán výrazem:

$$\Phi = -G \frac{M}{r} - \frac{s^2 \omega^2}{2},$$

kde s je kolmá vzdálenost od rotační osy.

Ekvipotenciální plocha, na níž platí rovnost: $\Phi = konst.$, je plochou vyššího řádu, kterou lze v prvním přiblížení nahradit rotačním elipsoidem, s rovníkovým poloměrem r_e a polárním r_p , přičemž platí:

$$\frac{r_e}{r_p} = 1 + \frac{r_e^3 \omega^2}{2GM} = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{a_{od}}{g} \right)_e.$$

V závorce je podíl absolutních velikostí odstředivého zrychlení a_{od} a gravitačního zrychlení g na rovníku⁷⁾. Relativní velikost odchylky od přísně kulového tvaru je přímo úměrná kvadrátu úhlové rychlosti a třetí mocnině poloměru elipsoidu. Je zjevné, že pro menší hodnoty poloměru r_e bude 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

⁷⁾ 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 nesyféricností 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.

elipsoidů se s klesajícím poloměrem rychle zmenšuje. V centrálních oblastech, které jsou pro energetiku hvězdy rozhodující, jsou tyto ekvipotenciály plochy takřka přesně kulové.

Ve vyšších vrstvách hvězdy způsobuje rotace koloběh hmoty. Mezi rovníkem a póly vznikají poledníkové (meridionální) proudy přepravující jak materiál, tak teplo. Rychlost tohoto meridionálního proudění je poměrně malá, takže svůj význam pro přenos energie má jen v těch hvězdách, u nichž nedochází ke konvektivnímu proudění, neboť toto bývá 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 předpokladů⁸⁾ zde platí tzv. *von Zeipelův teorem*: hustota zářivého toku $B \sim \sqrt{g}$, kde g je efektivní gravitační zrychlení na povrchu hvězdy.⁹⁾

2.3 Stav látky ve hvězdném nitru

K úspěšnému vyřešení rovnic hvězdné stavby potřebujeme též 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 nich podává molekulová fyzika, statistická fyzika a termodynamika.

Látka, s níž se ve hvězdném nitru nejčastěji setkáváme, je vysokoteplotní plazma složené z běžných látkových částic, povětšinou kladně nabitých iontů a záporně nabitých volných elektronů a záření ve formě fotonů. Částice a záření spolu navzájem interagují, nejsilněji pak v okamžiku přímého kontaktu – srážky.

Termodynamická rovnováha

Poměry ve hvězdných nitrech se řadě ohledů blíží poměrům v soustavách v *termodynamické rovnováze*.

Stav termodynamické rovnováhy se zákonitě ustaví v tzv. *izolovaných soustavách* – tj. v dokonale uzavřených částech prostoru s částicemi a zářením, kde nedochází k výměně ani

⁸⁾ viz Robert C. Smith, Richard Worley (1974).

⁹⁾ EDVARD HUGO VON ZEIPEL (1873-1959), švédský astronom

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 a entropie S . Jednou z nejdůležitějších stavových veličin je i tzv. *termodynamická teplota*, která se udává v kelvinech (K). Tato teplota je v rámci celé soustavy v termodynamické rovnováze táž, charakterizuje tedy soustavu jako celek, podobně jako třeba objem nebo vnitřní energie. O termodynamické teplotě lze mluvit pouze v případě soustav ve stavu termodynamické rovnováhy.

Nutno ovšem podotknout, že ve vesmíru absolutně izolované soustavy, ba ani soustavy v dokonalé termodynamické rovnováze neexistují. 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 termodynamické rovnováze. Důsledkem těchto odchylek kupříkladu je, že tzv. teploty změřené různými diagnostickými 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 výsledky provedených měření vyjadřujeme¹⁰).

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 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*).

¹⁰) Zejména ve vnějších částech hvězd se teplota velmi prudce mění s hloubkou. Každý typ měření „teploty“ ovšem zasahuje do různě hlubokých vrstev atmosféry, což je také jedním z důvodů, proč různé typy měření dávají, pokud se jedná o teploty, rozdílné výsledky.

Vlastnosti ideálního plynu

Všeobecně se tvrdí, že se látka v nitru hvězd chová velmi podobně jako tzv. *ideální plyn*. Je to dosti zvláštní, 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 maličkých, dokonale pružných koulí, které spolu interagují jen v okamžiku jejich bezprostřední vzájemné srážky. Nicméně efektivně tak tomu skutečně je. 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 se takovéto vysokoteplotní 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 dosti blíží stavové rovnici ideálního plynu. Ta říká, že tlak plynu P je přímo úměrný součinu koncentrace částic n a absolutní (termodynamické) teploty T :

$$P = n k T,$$

kde k je tzv. Boltzmannova konstanta ($k = 1,380\,6505(24) \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$).

Částice plynu se spolu srážejí a při vzájemných srážkách si neustále vyměňují svou energii. Ve stavech blízkých termodynamické rovnováze se ustálí určité rozdělení částic podle jejich energií, popsané tzv. *Maxwellovou-Boltzmannovou rozdělovací funkcí*. Pro částice ideálního plynu platí, že jejich *střední kinetická energie* posuvného (translačního) pohybu připadající na jednu částici E_{sk} je v rovnovážném stavu přímo úměrná teplotě termodynamické teplotě¹¹⁾ T :

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

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

$$\frac{1}{2} m v_{\text{sk}}^2 = E_{\text{sk}} = \frac{3}{2} k T \rightarrow v_{\text{sk}} = \sqrt{\frac{3 k T}{m}} .$$

¹¹⁾ Povšimněte si, že tato energie nezávisí na hmotnosti částice m .

Ze vztahu tedy vyplývá, že rychlosti posuvného pohybu 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 běžného helia se pak pohybují dvakrát pomaleji než protony.

Hustota vnitřní energie posuvného pohybu ideálního plynu w je dána prostým součtem kinetických energií E_k jednotlivých částic nacházejících se v jednotku objemu:

$$w = \Sigma E_k = n E_{sk} = \frac{3}{2} n k T \rightarrow P = \frac{2}{3} w. \quad ^{12)}$$

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

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:

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

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.

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

¹²⁾ Součástí celkové vnitřní energie ideálního plynu může být i kinetická energie vícečásticových struktur, jako jsou třeba víceatomové molekuly, které kromě tří složek posuvného pohybu mohou ještě rotovat (další dva až tři stupně volnosti) nebo dokonce i vibrovat. Je-li celkový počet i počet stupňů volnosti, pak pro takový ideální plyn platí vztah: $w = i/2 kT$.

hustota materiálu ρ a jeho chemické složení. Hustota látky, čili hmotnost její objemové jednotky je dána součtem hustot jejich jednotlivých součástí:

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

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 částic a μ_s je tzv. *střední molekulová hmotnost* částic.

Je-li X_i hmotnostní zastoupení částic i -tého druhu a jejich atomová hmotnost $A_i = m_i/m_H$ 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 $Z = 0,02$; $(1/A_i) = 1/15,5$. Odtud pak vyplyne, že střední molekulová hmotnost neionizované sluneční látky je $\mu_s = 1,30$. 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, které jsou plnohodnotnými částicemi ideálního plynu. 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:

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

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:

$$P_g = n k T = \frac{\rho k T}{\mu_s m_H}.$$

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.¹³⁾

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 H₂ přeměnit na vodík atomární H, musíme dodat energii 2,1 · 10⁸ J. Pokud bychom 1 kg atomárního vodíku chtěli zcela ionizovat, je třeba vynaložit ionizační energii 1,3 · 10⁹ J, která odpovídá energii neuspořádaného tepelného pohybu v 1 kg zcela ionizovaného vodíku o teplotě 52 000 K(!). Disociační a zejména pak ionizační energie tvoří nezanedbatelnou část celkové vnitřní energie a při podrobných výpočtech modelů hvězdné stavby by se na ni nemělo zapomínat.

¹³⁾ 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 snižování počtu částic v 1 kg látky, čili ke zvyšování střední molekulové hmotnosti μ_s , a tím i ke snižování tlaku při téže hodnotě součinu ρT . 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 ve Slunci. Odhad centrální teploty ve hvězdě

Za předpokladu, že hvězda je tvořena materiálem, který se chová jako ideální plyn a srážky částic tohoto plynu jsou pak hlavním zdrojem tlaku ve hvězdě, lze odhadnout i její centrální teplotu T_c :

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

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

Dosadíme-li hodnoty platné pro Slunce, zřejmě nás překvapí shoda s předpověďmi získanými dokonalejšími (a hlavně bezrozpornými) modely Slunce: $T_c = 1,57 \cdot 10^7 \text{ K}$. 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 ($r = 3,48 \cdot 10^8 \text{ m}$), testovací objem o tvaru krychle s hranou 1 m. Podle standardních modelů vládne v této vzdálenosti teplota $T = 3,4 \cdot 10^6 \text{ K}$. Hvězdný materiál je tu takřka perfektně ionizován, a to i přesto, že jeho hustota dosahuje hustoty vody: $\rho = 1000 \text{ kg m}^{-3}$. 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} .

V kouli o poloměru $r = 0,5 R_\odot$ 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 $1,03 \cdot 10^3 \text{ m s}^{-2}$ (105 g_z). Nyní si v tomto místě vyčleňme krychli o hraně 1 metr. Spodní části krychle bude na materiál pod sebou tlačit silou 10^6 N , tlakem 10^6 Pa . Za to, že se bude krychle vznášet v dotyčném místě, mohou nárazy částic sluneční látky ze sousedství krychle. Lze odhadnout, že každou sekundu dopadne na každou ze stěn zhruba $5,9 \cdot 10^{34}$ částic. Vyvozuje to tlak $4,5 \cdot 10^{13} \text{ Pa}$ ($4,5 \cdot 10^8 \text{ atm}$). 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 $-0,019 \text{ K m}^{-1}$, relativně $-5,6 \cdot 10^{-9} \text{ m}^{-1}$. Tak malý gradient se i v laboratorních podmínkách obtížně realizuje. V nitru je tedy velmi dobře splněna podmínka pro lokální termodynamickou rovnováhu. V hustotě je relativní gradient $-1,6 \cdot 10^{-8} \text{ m}^{-1}$. Celkově je rozdíl v tlacích mezi horní a dolní stěnou číselně roven tíze elementu, tj. 10^6 Pa , relativně to je $2,2 \cdot 10^{-8}$. 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.

Hydrostatickou rovnováhu zde zajišťuje hlavně nárůst hustoty slunečního materiálu směrem do centra, gradient teploty hraje roli podružnou. Tak je tomu konečně v celém slunečním nitru.

Elektronově degenerovaný plyn. Teplota degenerace

V průběhu hvězdného vývoje se v centrálních oblastech hvězdy postupně zvyšuje hustota. Atomy se tak k sobě dříve nebo později přiblíží natolik, že se jejich elektronové obaly začnou vzájemně drtit. Částice spolu začnou významně interagovat i v době *mezi* vzájemnými srážkami. Nejvýznamnější interakcí přitom jsou kvantově mechanické efekty působící mezi nejjednoduššími z fermionů – volnými elektrony. Velmi hmatatelně se tu začne uplatňovat tzv. *Pauliho*¹⁴⁾ *vylučovací princip*, který dvěma různým fermionům v soustavě zakazuje zaujmout též 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, hnědých i červených trpaslíků a ve svrchních vrstvách neutronových hvězd.

Tlak elektronově degenerovaného plynu velmi silně závisí na koncentraci volných elektronů, tedy na hustotě a jen zcela nevýznamně závisí na teplotě. Při nižších hustotách pak platí:

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

Z uvedené stavové závislosti vyplývá, že střední kinetická energie elektronů ε připadající na jednu částici s rostoucí hustotou roste ($\varepsilon \sim \rho^{2/3}$). Znamená to tedy, že pokud stlačujeme elektronově degenerovaný plyn, pak střední kvadratická rychlost elektronů roste úměrně třetí odmocnině z hustoty. Tím se výrazně liší od chování ideálního plynu, kde energie částic na hustotě nezáleží. Degenerovaná látka, ač je to stále plyn, je jen obtížně stlačitelná. Některými

¹⁴⁾ WOLFGANG PAULI (1900-58), švýcarský fyzik rakouského původu, zabýval se především kvantovou mechanikou. Za formulaci vylučovacího principu obdržel v roce 1929 Nobelovu cenu.

svými mechanickými, tepelnými a elektrickými vlastnostmi (výborný vodič tepla a elektřiny) ovšem může připomínat i pozemské kovy.

Dosáhne-li střední energie elektronů v elektronově degenerované látce energetického ekvivalentu jejich hmotnosti (0,5 MeV), začnou se zde uplatňovat důsledky speciální teorie relativity. Plyn přejde do stavu snáze stlačitelného *ultrarelativistického elektronově degenerovaného plynu*, pro nějž platí:

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

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*¹⁵⁾ T_{deg} , která je funkcí koncentrace volných elektronů N_e :

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

Vlastnosti elektronově degenerovaného plynu se v řadě ohledů liší od vlastností ideálního plynu, kapaliny či pevné látky, proto budou ještě jednou detailněji probrány v kapitole 5.2.

Fotonový plyn

Nedílnou složkou horkého 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 specifickými 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 ,

¹⁵⁾ 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 :

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

Ve slunečním centru s hustotou materiálu $\rho_c = 1,5 \cdot 10^5 \text{ kg m}^{-3}$ je teplota degenerace $2,2 \cdot 10^6$ kelvinů asi sedmkrát menší, než skutečná teplota: $1,57 \cdot 10^7 \text{ K}$. Aby při této teplotě materiál degeneroval, bylo by zapotřebí zvýšit jeho hustotu osmnáctinásobně, ale i k tomu v průběhu vývoje nakonec dojde.

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:

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

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:

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

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

- e) *Stavová rovnice* – závislost zářivého tlaku P_r na teplotě T :

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

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 všude 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 odpovídajícímu stavu termodynamické rovnováhy. Tlak fotonového plynu přispívá k celkovému tlaku ve hvězdě.

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

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

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:

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

Z výše uvedeného vztahu ovšem plyne, že tlak záření ve hvězdných nitrech začne být důležitý až teprve u mimořádně hmotných hvězd, u hvězd s hmotností větší než 30 Sluncí (spektrální třída O). V relativně chladných a řídkých vnějších částech hvězdy však může převážet.

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 o vlnové délce 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 protipříkladem 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 podle našeho soudu mohla znít: „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, pokud by nebyla nepřetržitě dotována přísunem tepla zevnitř. K tomu, aby teplo samovolně postupovalo z nitra směrem k povrchu, je nezbytné, aby uvnitř byla hvězda teplejší než na povrchu, aby v ní existoval jistý teplotní spád. A konečně: aby se tento potřebný teplotní spád uchoval po dlouhou dobu, musí být udržován činností nějakého tepelného zdroje uvnitř hvězdy, který bude centrální teplotu hvězdy udržovat na patřičné výši. 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. Proč jsou hvězdy uvnitř teplé? Viriálový teorém

Pokud se mění vnější rozměry hvězdy nebo její vnitřní struktura, dochází i 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. *virialový teorém* (též teorém viriálu).

Odvodil ji již v roce 1870 vynikající fyzik 19. století RUDOLPH CLAUSIUS¹⁶⁾ 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 jejich vzdálenosti $F \sim r^{-2}$, pak mezi střední hodnotou celkové kinetické $\langle E_k \rangle$ a střední hodnotou potenciální energie $\langle E_p \rangle$ platí užitečný vztah:

$$2 \langle E_k \rangle + \langle E_p \rangle = 0,$$

takže:

$$\langle U \rangle = \langle E_k \rangle + \langle E_p \rangle = \frac{1}{2} \langle E_p \rangle = - \langle E_k \rangle.$$

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 viriálový teorém má v astrofyzice, a zejména pak v teorii stavby a vývoje hvězd zcela zásadní význam, je jistě užitečné uvést si na tomto místě i jeho stručné odvození. Předpokládejme, že studujeme vázaný stabilní systém složený z diskrétních částic, které spolu vzájemně interagují. Pro takový systém platí viriálový teorém, který lze odvodit tak, že nejprve zavedeme určitou skalární veličinu Q , definovanou takto:

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

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

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\sum_i m_i \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} \cdot \mathbf{r}_i \right) = \frac{d}{dt} \left[\sum_i \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (m_i r_i^2) \right] = \frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2},$$

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

¹⁶⁾ RUDOLF CLAUSIUS (1822-88), německý fyzik.

Derivaci veličiny Q lze vyjádřit i jinak:

$$\frac{dQ}{dt} = \sum_i \mathbf{p}_i \cdot \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} + \sum_i \frac{d\mathbf{p}_i}{dt} \cdot \mathbf{r}_i = 2 \sum_i \frac{1}{2} m_i v_i^2 + \sum_i (\mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i) = 2E_k + \sum_i (\mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i),$$

kde první člen je dvojnásobek celkové kinetické energie soustavy částic E_k a druhý člen pak je tzv. *Clausiův viriál*.

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:

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

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

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

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

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

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

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

Viriál je tak přímo roven celkové potenciální energii soustavy. Jestliže nyní vypočítáme střední hodnotu základních vztahů pro časovou derivaci Q v průběhu času, dojdeme ke vztahu:

$$\frac{1}{2} \left\langle \frac{d^2 I}{dt^2} \right\rangle = 2 \langle E_k \rangle + \langle E_p \rangle.$$

Pokud je vývoj systému 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 viriálového teorému, který je jedním z nejdůležitějších vztahů jimiž lze popsat globální vlastnosti stabilních gravitačně vázaných systémů:

$$0 = 2 \langle E_k \rangle + \langle E_p \rangle.$$

V případě, že dochází k *pozvolnému* toku energie ze soustavy do prostoru, děje se tak na účet vnitřní energie. Nemá-li hvězda k dispozici žádnou jinou energii než potenciální, pak platí, že

unikne-li ze systému energie ΔU , vzroste o tutéž hodnotu celková kinetická energie vnitřku soustavy E_k a o dvojnásobek této hodnoty poklesne její potenciální energie E_p . Jinými slovy, pro hroutící se hvězdu platí, že energie uvolněná smrštěním se rovným dílem rozdělí na zvýšení vnitřní energie jejího vnitřku, tedy na ohřátí nitra, druhá polovina energie ze systému uniká, většinou prostřednictvím záření hvězdy.

$$L = \frac{d(-E_p - U)}{dt} = -\frac{1}{2} \frac{dE_p}{dt} = \frac{dU}{dt}.$$

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.

Viriálový teorém navíc jasně ukazuje, co způsobuje, že původně chladné, rozměrné zárodky hvězdy se ve svém nitru v průběhu času stále více zahřívají až na teplotu několika milionů kelvinů, takže se v nich po čase mohou vznítit i termonukleární reakce. Paradoxně za to může ochlazování hvězdného povrchu vyzařováním do prostoru. Tok energie z hvězd je v případě absence jiných zdrojů je hrazen ze zásob potenciální energie hvězdy. Polovina energie uvolněné smršťováním přitom jde na „export“, druhá polovina slouží ke zvyšování vnitřní energie hvězdy, nejčastěji pak ke zvyšování objemu energie neuspořádaného pohybu částic, čili ke zvyšování teploty.

Z viriálového teorému též vyplývá, že pokud do některé vrstvy hvězdy začne přicházet více zářivé energie, než kolik se z ní stačí odebírat, 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. Takto lze vysvětlit, proč se z hvězdy hlavní posloupnosti v průběhu času stává rozměrný obr, případně proč hvězdy pulsují.

Termonukleární reakce

V důsledku platnosti teorému viriálu se gravitačně vázaná zářící hvězda dostává do paradoxní situace. Pokud se smrští, pak se současně ohřeje, tím, že se ohřeje, zvýší se její zářivý výkon,

což hvězda zajišťuje dalším smršťováním, díky němuž se dále zahřívá. Tento katastrofický proces se může zpomalit nebo i zcela zastavit, pokud se v nitru hvězdy objeví nějaký další zdroj energie. Pokud bude dodávat do vnitřních částí hvězdy právě tolik energie, kolik jí hvězda v důsledku nedokonalosti své tepelné izolace do prostoru vyzařuje, pak se smršťování hvězdy pozastaví. Může se změnit i v expanzi, pokud tento zdroj energie začne dodávat do hvězdy ještě více energie, než kolik jí hvězda ztrácí vyzařováním.

Tímto dalším zdrojem energie, který dokáže nadobro změnit tempo i směr hvězdného vývoje většiny hvězd, je tzv. termonukleární hoření, při němž se uvolní převážná část energie, kterou hvězdy během svého aktivního života vyšlou do okolí. K termonukleárnímu hoření dochází prostřednictvím tzv. *termonukleárních reakcí*, při nichž se v důsledku vysokých teplot a hustot jádra lehčích prvků postupně spojují v pevněji vázaná jádra těžších prvků (konfigurační energie na jeden nukleon klesá). Část uvolněné energie je odnášena neutriny přímo do kosmického prostoru, další část (zpravidla větší) přechází v energii neuspořádaného tepelného pohybu částic vnitřních částí hvězdy. Teplo postupně prostupuje do vyšších a vyšších vrstev hvězdy a udržuje je na víceméně konstantní teplotě, a to navzdory tomu, že z hvězdy stále uniká teplo vyzařováním z povrchu. Energie uvolňovaná při reakcích dokáže na dobu několika milionů až miliard let odvrátit další hroucení a zahřívání hvězdného nitra.

Volnému spojování lehčích atomových jader v těžší, pevněji vázaná jádra brání zejména elektrostatické síly působící mezi souhlasně nabitými atomovými jádry, které mezi nimi vytvářejí takřka neprostupnou potenciálovou bariéru. Pokud se jádra při srážce dostanou k sobě na vzdálenost menší, než je jistá *kritická vzdálenost*, pak při srážce převládnu 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 ukazují, že v reálných podmínkách, které panují ve hvězdných centrech, dochází k takovýmto dostatečně prudkým a tudíž úspěšným nepružným srážkám natolik vzácně, že by neměly hrát v energetice hvězdy žádnou význačnější roli. Naštěstí však uskutečnění termojaderné syntézy významně napomáhá tzv. *kvantový tunelový jev*, který sice

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 splnutí dvou jader velmi silně záleží jak na frekvenci vzájemných srážek atomových jader, tak zejména na jejich razanci, čili na teplotě. To je také důvod, proč termonukleární reakce probíhají nejrychleji v oblastech s nejvyšší teplotou, tedy v centru hvězdy.

Množství energie uvolněné v 1 kg hvězdného materiálu v důsledku termonukleárních reakcí za jednotku času vyjadřuje tzv. *energetická výtěžnost* označovaná zpravidla 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 jednotlivé 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

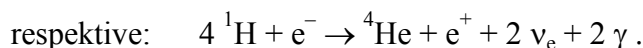
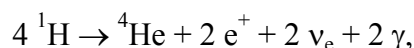
Energeticky nejvydatnější termonukleární reakce, které probíhají ve hvězdných nitrech, jsou ty, při nichž se čtyři jádra nejběžnějšího z prvků – lehkého vodíku, čtyři protony, postupně spojí v jádro helia, čili v tzv. částici α . Ostatní termonukleární reakce mají pro energetiku hvězdy jen epizodní či okrajový význam, důležité však mohou být z toho důvodu, že mohou poněkud ovlivnit vnitřní stavbu a tím i tempo vývoje hvězdy.

Do vodíkových reakcí vstupují čtyři protony o celkové hmotnosti $4 \cdot 1,0073$ u, produktem reakcí je pak jádro helia o hmotnosti 4,0004 u. K úbytku hmotnosti, o velikosti 0,0287 u

dochází proto, že nukleony v jádru helia jsou vzájemně vázány. Vazebná energie jádra¹⁷⁾ je: $0,0287 \times 1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \times (2,9979 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1})^2 = 4,28 \cdot 10^{-12} \text{ J} = 26,7 \text{ MeV}$; 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: $0,0071 \times (2,9979 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1})^2 = 6,4 \cdot 10^{14} \text{ J}$. K zajištění zářivého výkonu $1 L_{\odot}$ ($3,846 \cdot 10^{26} \text{ W}$) je zapotřebí, aby se každou sekundu přeměnilo $6,0 \cdot 10^{11} \text{ kg}$ vodíku na helium. Pro pořádek poznamenejme, že ve Slunci je stále k dispozici ještě asi $1,35 \cdot 10^{30} \text{ kg}$ vodíku.

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



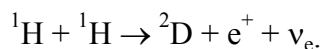
Z energetického hlediska dochází ke ztrátám jen v případě neutrin, která většinou hvězdy opouštějí, aniž by svou energii hvězdě předaly.¹⁸⁾ Ostatní částice dílem anihilují nebo jsou pohlceny a jejich energie slouží k přírůstku vnitřní energie materiálu.

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*.

¹⁷⁾ 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.

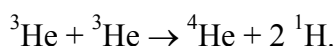
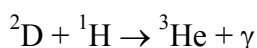
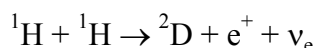
¹⁸⁾ Neutrina sebou do prostoru odnášejí vcelku zanedbatelnou část uvolňované energie – 2 až 7 % - v závislosti na typu vodíkových reakcí.

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

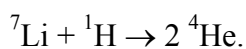
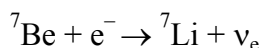
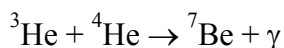
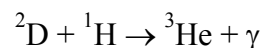
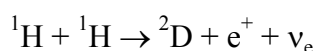


Třebaže dochází neustále k vzájemným srážkám protonů, na dostatečně prudkou srážku, mající za následek nepružné splnutí obou částic, čeká proton řádově 10^{10} let. Další reakce jsou již mnohem rychlejší – srážející se částice zde musí překonat o hodně nižší potenciálovou bariéru.

Existuje řada variant průběhu *p-p řetězce*, uvedeme si však z nich jen dvě nejfrekventovanější:



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

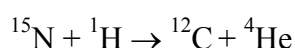
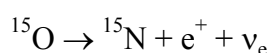
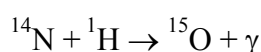
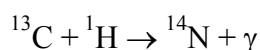
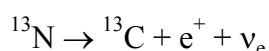
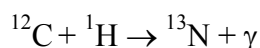


Během reakcí vznikají jeden až dva pozitrony, které okamžitě po vzniku anihilují s některým z volných elektronů. Uvolněná energie v daném místě nahřívá materiál hvězdy, podobně jako energie absorbovaných nebo rozptýlených fotonů. Celková energetická bilance jednoho sledu reakcí *p-p řetězce* je 26,2 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 hmotnějších hvězd, kde vládne teplota vyšší než 18 milionů K, je energeticky účinnějším *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 tak musejí překonávat vyšší potenciálovou bariéru. Jedna z variant cyklu je naznačena zde:



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

Závislost energetické vydatnosti cyklu na teplotě je ještě strmější, než v případě protonově-protonového řetězce: pro teploty v centrech hvězd několikrát hmotnějších než Slunce udává se závislost výkonu na 16. – 18. mocnině teploty. Důsledkem toho je oblast intenzivního hoření vodíku *CNO cyklem* daleko koncentrovanější než v případě spalování vodíku *p-p řetězcem*. Vzhledem k mimořádné koncentrovanosti zdroje energie dochází v centrálních oblastech hmotných hvězd k promíchávání materiálu (konvekci), která současně do titěrné oblasti jaderného hoření 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.

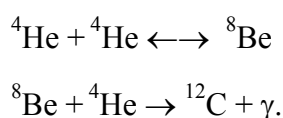
Vzhledem k tomu, že u *CNO* cyklu nejpomaleji probíhá předposlední reakce, čili ta s ^{14}N , musí v oblastech vodíkového hoření velmi rychle narůst zastoupení tohoto izotopu na úkor zastoupení jiných izotopů skupiny CNO. Pokud se v průběhu vývoje hvězdy dostane na povrch látka s takto pozměněným chemickým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

Právě vodíkové reakce jsou prakticky po celý aktivním život hvězdy tím nejdůležitějším procesem uvolňování energie. Je to dáno dvěma okolnostmi – především velkým zastoupením

vodíku ve hvězdném materiálu, dále pak skutečností, že produkt jaderného hoření vodíku – helium, je prvkem s nesmírně pevně vázaným atomovým jádrem.

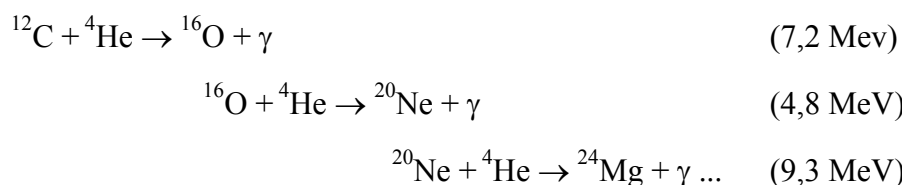
Heliové reakce

Významnou reakcí, s níž se ovšem 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*¹⁹⁾ jinak též *reakce 3 α* (částic):



Dvě částice α se tu spojí na nestabilní jádro berylia ${}^8\text{Be}$, které se ovšem brzy rozpadá, pokud ovšem mezitím nezachytí další jádro helia, jímž se převede na stabilní jádro uhlíku ${}^{12}\text{C}$. Energetický výtěžek sledu reakcí je jen 7,4 MeV. Na jeden nukleon připadá 0,62 MeV, což o je 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:



Všeobecně platí, že čím složitější jádra se reakcí účastní, tím vyšší musí být pracovní teplota, při níž tyto reakce účinně probíhají. Současně se snižuje energetický výtěžek termonukleárních reakcí přepočtený na jeden nukleon. Je to důsledek skutečnosti, že s rostoucím atomovým číslem

¹⁹⁾ EDWIN ERNEST SALPETER (*1924), původem rakouský astronom, žijící v Austrálii a USA.

stabilních nuklidů roste vazebná energie přepočtená na jeden nukleon v jádru stále pomaleji. Absolutního minima (8,8 MeV/nukleon) dosáhne u jader 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 ovšem možné jen při krátkodobých bouřlivých obdobích hvězdného vývoje, například krátce před vzplanutím supernovy.

Nukleosyntéza

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

Souhrmně:

- a) Izotop helia ${}^4\text{He}$ vzniká též při termonukleárním spalování vodíku lehkého vodíku ${}^1\text{H}$, zatímco lehký izotop helia ${}^3\text{He}$ se tvoří v průběhu *p-p řetězce*.

Valná většina atomů běžného izotopu helia ${}^4\text{He}$ ovšem vznikla jinak, a totiž v prvních několika minutách po velkém třesku, v době kdy v hustém a horkém vesmíru vedle sebe existovaly protony a neutrony. Relativně velmi rychle zde proběhl sled reakcí $p + n \rightarrow {}^2\text{H}$; ${}^2\text{H} + n \rightarrow {}^3\text{H}$; ${}^3\text{H} + p \rightarrow {}^4\text{He}$. Téměř všechny tehdejší neutrony byly uloženy v jádrech tohoto tzv. prvotní helia, které, co do hmotnosti, představovalo 30% látky, zbytek pak tvořil lehký vodík. Podrobněji v kapitole 10.2.

- b) Rovněž 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 ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{18}\text{O}$, ${}^{22}\text{Ne}$ vznikají při spalování helia ${}^4\text{He}$, kdežto izotopy ${}^{14}\text{N}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{15}\text{N}$, ${}^{17}\text{O}$ jsou produkty *CNO-cyklu*.

- d) Izotopy ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{26}\text{Al}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{30}\text{P}$ a ${}^{32}\text{S}$ 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 podílely 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: $^{13}\text{C} + ^4\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O} + \text{n}$. 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 proběhnouší 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.

2.5 Energetická rovnováha. Přenos energie ve hvězdách

Převážná část hvězd se nachází ve stavu tzv. energetické rovnováhy, což znamená že se v nich v každém okamžiku uvolní tolik energie, kolik se z nich vyzáří. Zatímco vyzářená energie pochází z povrchových vrstev hvězd, rozhodující část energie se uvolňuje v centrálních oblastech, ať už prostřednictvím termonukleárních reakcí, tak i z energie potenciální. Vzhledem k tomu, že hvězdy dokáží ustáleně svítit po řadu stovek milionů let, je zřejmé, že mezi hvězdným jádrem a povrchem musí fungovat velice přenos energie.

Rovnice energetické rovnováhy

Pomocí *energetické vydatnosti* $\varepsilon(r)$ (výkon objemu hvězdné látky o jednotkové hmotnosti ve vzdálenosti r od centra hvězdy) lze ve sféricky vystavěné hvězdě zformulovat *rovnici energetické rovnováhy*:

$$\frac{dL_r}{dr} = 4 \pi r^2 \rho(r) \varepsilon(r),$$

kde dL_r je zářivý výkon uvolněný v kulové slupce o poloměru r , tloušťce dr a hustotě ρ . Ve vnějších oblastech hvězdy, kde termonukleární reakce neprobíhají, platí $\varepsilon = 0$. To znamená, že zde bude přírůstek dL_r nulový – zářivý výkon pak už bude až k povrchu konstantní, a bude odpovídat zářivému výkonu hvězdy L .

Pokud dotyčná slupka navíc expanduje nebo se smršťuje, je třeba do rovnice započítat další, tzv. *dynamické členy*:

$$\frac{dL_r}{dr} = 4 \pi r^2 \rho \left(\varepsilon + \frac{dU}{dt} + \frac{dE_p}{dt} \right),$$

kde U je vnitřní energie²⁰⁾ ($dU = c_v dT$) 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 $0,2 R_\odot$ – 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*.

²⁰⁾ 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 materiálu a k rozvoji mohutné konvekce, která pak určuje vnější vzhled a aktivitu hlavně chladnějších hvězd. Mají na svědomí i rozvoj a udržení hvězdných pulzací.

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 obklopená rozsáhlou, neprůhlednou a relativně řídkou atmosférou.

Význam přenosu energie ve hvězdách

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

Ani takto důkladná tepelná izolace horkého jádra není úplně dokonalá, teplo obalem prosakuje a prostupuje do chladnějších povrchových vrstev, odkud pak prostřednictvím záření mizí v kosmického prostoru. V důsledku nenulové tepelné vodivosti obalu tedy 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 tak **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 navenek vypadala stejně, i kdyby se v ní topilo elektrickým proudem nebo mazutem.

Regulace tempa termonukleárních reakcí se uskutečňuje změnami teploty a hustoty 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 i hustoty. Takto by ovšem došlo k zmírnění tempa reakcí a k snížení uvolňovaného výkonu. Tento regulační mechanismus funguje obdobně 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 slučovací reakce, se dostavuje protichůdný proces, který nečekaným způsobem ovlivňuje výkon oblastí, 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 putují prakticky beze srážek po celém objemu vyplněném degenerovaným plynem. Tepelná vodivost je zde takřka absolutní, oblasti s degenerovaným plynem proto bývají takřka izotermické.

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 jednotkách $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$:

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

Opacita tedy odpovídá účinnému průřezu všech absorbujících nebo rozptylujících center v 1 kg látky. Úbytek toku záření $d\Psi$ na dráze dr kolmo dopadajícího na prostředí o hustotě ρ a opacitě κ je pak dán vztahem (zanedbáme-li záření samotného prostředí):

$$d\Psi = -\kappa\rho\Psi dr.$$

Absorbované záření neslo i určitou hybnost, jejíž velikost je úměrná energii absorbovaného záření. Hustota energie absorbovaného záření je rovna $\kappa\rho\Psi$, hybnost jednotkového objemu absorbovaného záření je proto $\kappa\rho\Psi/c$. Tuto hybnost předá záření absorbujícímu prostředí, záření tedy působí na prostředí silou, která směřuje proti síle gravitační. Ve hvězdě tedy kromě tlaku plynu působí i tlak záření P_r ,

$$\frac{dP_r}{dr} = -\frac{\kappa\rho}{c}\Psi.$$

Ve hvězdě má záření povahu záření absolutně černého tělesa, tedy tlak záření je také určen vztahem $P_r = \frac{4\sigma}{3c}T^4$. Vzhledem k tomu, že se ve hvězdě teplota se vzdáleností od středu

hvězdy mění (existuje zde teplotní spád), bude nenulový i gradient tlaku záření,

$$\frac{dP_r}{dr} = \frac{16\sigma}{3c}T^3 \frac{dT}{dr} = -\frac{\kappa\rho}{c}\Psi \rightarrow \frac{dT}{dr} = -\frac{3}{16\sigma} \frac{\kappa\rho}{T^3}\Psi.$$

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. Je to dáno tím, že v teplejším materiálu je mnohem více potenciálních nosičů energie – fotonů. Vzhledem k tomu, že v nitrech hvězd vyšší hmotnosti všeobecně panuje 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).

Opacita, jinak též neprůhlednost hvězdné látky je dána mj.:

- a) srážkami fotonů s volnými elektrony – tzv. *Thomsonovým*²¹⁾ *rozptylem*. Účinný průřez elektronu σ_e je pro všechny vlnové délky týž:

$$\sigma_e = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = 6,652\,458\,73(13) \cdot 10^{-29} \text{ m}^2.$$

Je-li plyn zcela ionizován, pak je počet elektronů v 1 kg látky roven $\frac{1+X}{2m_H}$. Opacita

daná rozptylem na volných elektronech se pak rovná celkovému účinnému průřezu volných elektronů v 1 kg:

$$\kappa = \sigma_e \frac{1+X}{2m_H} = 0,0199 (1+X) \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1},$$

- b) fotoionizací zbylých iontů těžších prvků, zde $\kappa \sim \rho T^{-7/2}$ – nejdůležitější zdroj opacity ve vnitřních částech Slunce. Závislost opacity na teplotě a hustotě jasně ukazuje, proč mají hmotnější hvězdy větší zářivý výkon. Jsou totiž řidší a teplejší, což navíc znamená, že je v nich k dispozici více nosičů energie – fotonů, které navíc mají ještě vyšší energii.
- c) zcela neprůhledné bývají ve hvězdách oblasti s rovnocenným zastoupením neutrálního a ionizovaného vodíku. Zde místo zářivé difúze nastupuje konvekce.

Ve sféricky symetrických hvězdách lze pro zářivý tok Ψ psát:

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

²¹⁾ Sir GEORGE PAGET THOMSON (1892-1975), britský fyzik, nositel Nobelovy ceny za ohyb elektronů v krystalech (1937).

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

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

Proč závisí zářivý výkon na hmotnosti?

Využitím rovnice zářivé rovnováhy a za zjednodušujícího předpokladu, že opacita nezávisí na teplotě (případ rozptylu na volných elektronech), lze odvodit 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.

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

V prvním přiblížení lze předpokládat, že opacita je v celé hvězdě stejná, že nezávisí ani na hustotě, ani teplotě. To velice dobře splňuje opacita způsobená volnými elektrony. Rovnice mechanické rovnováhy a definice hustoty udávají další potřebné odhady:

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

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.

Docela zajímavý je fakt, že výkon hvězdy nezávisí na poloměru – znamená to mj. že pokud se bude takováto hvězda smršťovat (poloměr bude klesat), pak efektivní teplota poroste nepřímo úměrně odmocnině poloměru. Na H-R diagramu se hvězda bude přesouvat horizontálně zprava doleva.

Pokud bychom ale chtěli podobnou úvahu učinit o Slunci a vůbec o hvězdách, v 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:

$$L \sim M^{5.5} R^{-0.5}$$

Abychom mohli něco vypovědět o závislosti 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 také 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 mohou velmi výrazně změnit vnitřní stavbu hvězdy i její vnější vzhled (zrození obrů apod.).

Konvekce ve hvězdách

Studujme teď sféricky symetrickou hvězdu v hydrostatické rovnováze. Gradient tlaku je zde v každém místě číselně roven tíze objemové jednotky materiálu: $dP/dr = -g\rho$. V takové stabilní hvězdě se též ustaví jistý gradient teploty dT/dr , 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 $\Phi = L/4\pi r^2$, 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 – chybí zde dostatek volných nosičů, fotonů.

Dalším „problematickým“ místem jsou rozsáhlé podpovrchové vrstvy chladnějších hvězd, kde se vodík nachází jak v napůl ionizovaném, napůl 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 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 necht' se děje poznenáhlu (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. Efektivně 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 chová jako plyn ideální. Při výstupu se tlak v bublině velmi rychle vyrovná s tlakem okolního materiálu. Totéž platí i o gradientu tlaku. Tlak ideálního plynu je dán součinem jeho teploty a hustoty. Pokud se stane, že střední hustota plynu vystupujícího objemu bude vyšší než hustota plynu v okolí, pak v bublině převládne tíže. Vychýlený objem se ve svém postupu zpomalí, zastaví a začne se vracet do své původní, rovnovážné polohy. Taková část hvězdy je pak vůči *konvekci stabilní*, konvektivní pohyby se v ní utlumí hned v zárodku. Jinak je tomu ovšem v tom případě, kdy při výstupu bude hustota materiálu v bublině nižší než hustota látky v okolí. V bublině dojde k narušení hydrostatické rovnováhy – gradient tlaku zde bude větší než tíha objemové jednotky látky. Na bublinu bude tak působit jistá síla, která ji bude i nadále vytlačovat směrem k povrchu. Bublina bude stoupat vzhůru podobně jako balon naplněný ohřátým vzduchem. Konvekce dostane zelenou a může se plně rozvinout.

To, která z jmenovaných alternativ reálně nastane, lze rozhodnout pomocí následující nerovnosti. Platí-li v určité části hvězdy relace, nazývaná též jako *Schwarzschildova podmínka*²²):

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

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 2,5.²³)

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 . 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: $P_b = P_h = P + dP$. Změnu hustoty při vzestupu o dr lze vyjádřit rozvojem:

$$\rho_h = \rho + \left. \frac{d\rho}{dr} \right|_h dr, \quad \rho_b = \rho + \left. \frac{d\rho}{dr} \right|_b dr.$$

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

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

Jsou-li okolí bubliny i bublina sama tvořeny chemicky homogenním ideálním plynem, pak platí, že hustota plynu je úměrná podílu tlaku a teploty: $\rho_h/\rho = (P_h/P)/(T_h/T)$. Odtud lze 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 rozeplnul týž objem plynu, čili $P_b = P (\rho_b/\rho)^\gamma$.

²²) Pojmenována po americkém astrofyzikovi zabývajícím se mj. i stavbou hvězd, MARTINU SCHWARZSCHILDovi (1912-1997).

²³) 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 $d(\ln P)/d(\ln T)$ je roven 2,5, což znamená, že zde probíhá konvekce.

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

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

$$\left(1 - \frac{1}{\gamma} \right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr} = \left. \frac{dT}{dr} \right|_{\text{ad}} < \left. \frac{dT}{dr} \right|_h.$$

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:

$$\frac{T}{P} \left(\frac{dT}{dr} \right)^{-1} \frac{dP}{dr} > \frac{\gamma}{\gamma-1} \rightarrow \frac{T}{P} \left(\frac{dP}{dT} \right) > \frac{\gamma}{\gamma-1} \rightarrow \frac{d(\ln P)}{d(\ln T)} > \frac{\gamma}{\gamma-1}.$$

V případě, že výše uvedená podmínka stability není splněna²⁴), 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:

$$\frac{dT}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr}.$$

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) objemy 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

²⁴) Nemusí to být tak úplně pravda, pokud stabilní zóna těsně sousedí s oblastí, kde konvekce probíhá. Konvektivní pohyby probíhají velkou rychlostí a s velkou razancí, takže lze očekávat, že setrvačností budou pokračovat i tam, kdy by neměly. Tomuto efektu, s nímž se musí zabírat teoretici hvězdné stavby, se říká *přestřelování* (overshooting). Přestřelování je důležité zejména v oblastech, kde dochází k náhlým změnám v chemickém složení hvězd.

zde *délka promíchávání*²⁵⁾, 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 solidní izolátor, nároky na výkon termojaderného 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 závisí 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

²⁵⁾ 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 , která odpovídá rozdílu vzdálenosti od centra hvězdy, kdy při výstupu klesne tlak na $1/e$ své původní hodnoty. Přesně je tlaková škála definována takto:

$$H_p \equiv -\frac{P}{dP/dr} = \frac{P}{\rho g},$$

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.

izoluje horké vnitřní části a to je též 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.

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

stavbu soustava čtyř nelineárních diferenciálních rovnic prvního řádu, která vzájemně váže čtyři neznámé funkce stavových veličin $P(r)$, $T(r)$, $M(r)$ a $L(r)$:

$$\frac{dP(r)}{dr} = -G \rho \frac{M(r)}{r^2},$$

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4 \pi r^2 \rho,$$

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4 \pi r^2 \rho \varepsilon,$$

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

$$\text{jinak: } \frac{dT(r)}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP(r)}{dr}.$$

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

V rovnicích se vyskytují stavové veličiny: hustota hvězdného materiálu ρ , energetická účinnost termionukleárních 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 platí: $P = 0$, $T = T_{\text{ef}}^{26}$) kde $M(R) = M$ a $L(R) = 4 \pi R^2 T_{\text{ef}}^4$. Celková hmotnost hvězdy a její zářivý výkon jsou přímo pozorovatelné veličiny. Modelování hvězdy pak spočívá v tom, že měníme vnitřní parametry hvězdy (třeba

²⁶⁾ Toto je vůbec nejhrubší možná aproximace vnějších okrajových podmínek zachycujících navázání tělesa hvězdy s okolním kosmickým prostorem. V současnosti se modely hvězdného nitra doplňují jednoduchým modelem hvězdné atmosféry.

počáteční zastoupení helia, délku konvektivního promíchávání atp.) 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 první realistické modely nitra 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 příčina vývoje nasnadě: hvězda se zmenšuje, mění se její poloměr, efektivní teplota i výkon.

V případě, že jsou tepelné ztráty způsobené vyzařováním hrazeny z účtu jaderné energie, je situace méně přehledná, neboť termonukleární reakce samy o sobě stavbu hvězdy nemění. Nicméně způsobují to, že se v místech, kde probíhají, postupně zmenšuje počet částic obsažených v jednotce hmotnosti 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 něž 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 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 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.²⁷⁾ Hvězdný vývoj pak můžeme reprezentovat seriálem vzájemně navazujících statických nebo kvazidynamických modelů hvězdy zachycujících proměny 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 konvektivních 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. Nový model bude pak východiskem pro další model atd.

²⁷⁾ V případě např. prudké expanze nebo jiných poměrně rychlých epizod ve vývoji hvězdy lze statický model nahradit „kvazidynamickým“ modelem, v němž jsou základní rovnice hvězdné stavby doplněny i o dynamické členy. To se týká zejména rovnic mechanické a energetické rovnováhy.

Zmíněný 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 LANEM, ARTHUR RITTEREM a ROBERTEM EMDENEM²⁸), se objevily již v 19. století; jejich úroveň byla zrcadlem úrovně tehdejší fyziky. Hned od počátku si správně uvědomili, že hvězda musí být ve stavu blízkém *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 tento tlak určen součinem hustoty a teploty, předpokládalo se, že směrem do středu obě veličiny rostou.

Dále musí být hvězda v *rovnováze energetické*: musí vyrobít právě tolik energie, 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 KELVIN²⁹), který za rozhodující mechanismus přenosu tepla považoval konvekci. Arthur Eddington, největší postava mezi zakladateli oboru, však neomylně rozpoznal, že přenos zářivou difúzí bude u většiny hvězd účinnější než přenos promícháváním. Zároveň do svých úvah kromě tlaku plynu zahrnul *tlak záření*, jehož existence vyplynula

²⁸) JONATHAN HOMER LANE (1819-80), americký astrofyzik zabývající se stavbou hvězd. ARTHUR RITTER, astrofyzik, zabývající se hvězdnou stavbou a zakladatel teorie radiálních pulsací hvězd. ROBERT JACOBUS EMDEN (1862-1940), švýcarský geofyzik a astrofyzik, zabývající se též stavbou hvězd.

²⁹) britský fyzik, žijící v letech 1824-1907, zabývající se především termodynamikou, vlastním jménem WILLIAM THOMSON.

z Maxwellovy teorie elektromagnetického pole. Eddingtonovy modely pak ve třicátých letech 20. století zdokonalil EDWARD MILNE (1930).³⁰⁾

Chemické složení hvězdného nitra. Vztah hmotnost-zářivý výkon. 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 odporovaly pozorováním.

V roce 1920 ale už bylo jasné, že v nitru hvězd musí být atomy všech prvků silně ionizované, takže chování takové látky příliš závislé na jejím chemickém složení nebude. Jediné, co je pak nutné znát, je relativní zastoupení ostatních prvků vůči vodíku. Nové výpočty navíc ukázaly, že tlak záření je podstatný jen v mimořádně hmotných (tj. teplých) hvězdách, u méně hmotných jej lze zanedbat.

Z Eddingtonových modelů plyných 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 na první pohled příliš nesrovnávalo s 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 nejméně 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.³¹⁾

³⁰⁾ EDWARD ARTHUR MILNE (1896-1950), anglický astrofyzik, kosmolog a matematik.

³¹⁾ 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

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 HELMHOLTZ³²) přišli s úspěšnější hypotézou postupného gravitačního smršťování, nicméně ani oni nebyli s to vysvětlit, proč 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 ATKINSON³³) (1931) šel dál, když spekoval 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 HANS BETHE³⁴) 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*, kde jádra uhlíku, dusíku a kyslíku vystupují coby katalyzátor. Dnes víme, že 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 $4\text{ H} \rightarrow \text{He}$, a to tzv. *protonově-protonový řetězec*, který odhalili ISADORE EPSTEIN (1950) a JOHN OKE³⁵) (1950).

složitější, uvažují i uvolňování hvězdné energie a různé typy přenosu tepla včetně vedení a Eddingtonem zavržené konvekce, základy hvězdnému modelářství však dal právě on.

³²) HERMANN LUDWIG FERDINAND VON HELMHOLTZ (1821-94), německý fyzik, fyziolog, matematik, astronom a filozof. Zabýval se mj. i hudební akustikou

³³) ROBERT D'ESCOURT ATKINSON (1898-1982), britský astronom, fyzik a vynálezce.

³⁴) HANS ALBRECHT BETHE (1906-2005), americký astrofyzik německého původu, nositel Nobelovy ceny za fyziku za rok 1967. Až do posledních chvil svého život publikoval vědecké práce.

³⁵) ISADORE EPSTEIN (1919-95), americký astrofyzik, jenž se zasloužil o budování jižních astronomických observatoří, JOHN B. OKE, stále činný americký astrofyzik

Moderní modely hvězdných nitru. Nový koncept hvězdného vývoje

S těmito zdroji hvězdné energie se již hvězdy mohly vystačit mnoho milionů, i miliard 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 výstižně zachycen v monografii jednoho ze zakladatelů oboru MARTINA SCHWARZSCHILD³⁶⁾ z roku 1958. O rok později publikuje LOUIS HENYEY³⁷⁾ s kolektivem (1959) první moderní výpočetní metodu řešení rovnic hvězdné stavby vhodnou pro 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 KIPPENHAHNA³⁸⁾ a jeho amerického kolegy ICKO IBENA³⁹⁾. Do výzkumu se úspěšně zapojují i objevivší stelární astronomové pod vedení MIROSLAVA PLAVCE a astronomové z Polska JOZEF SMAK, BOHDAN PACZYŃSKI, J. ZIOLKOWSKI a další.

V současnosti se výpočtem modelů hvězdných nitru zabývá řada astronomických pracovišť i jednotlivých astronomů, za zmínku pak stojí zejména hvězdné modely pocházející z dílny ženevské skupiny. Tamní astrofyzikové průběžně modernizují údaje o chování hvězdného materiálu a ve svých výpočtech zohledňují jak ztrátu látky z hvězd např. v důsledku hvězdného větru, tak i hvězdnou rotaci.

Na základě práce těchto teoretiků vznikl i nový náhled na povahu hvězdného vývoje. Hvězda vzniká zhroucením 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

³⁶⁾ MARTIN SCHWARZSCHILD (1912-97), německo-americký astrofyzik, syn Karla Schwarzschilda.

³⁷⁾ LOUIS GEORGE HENYEY (1910-1970), americký astrofyzik, průkopník počítačového řešení rovnic stavby a vývoje hvězd.

³⁸⁾ RUDOLPH KIPPENHAHN (*1926), německý astrofyzik, narodil se v českém Perninku u Karlových Varů, vynikající popularizátor.

³⁹⁾ ICKO IBEN, Jr. (*1936), americký astrofyzik, klasik oboru hvězdné stavby a vývoje.

kontrahuje, obal se rozpíná, hvězda se stává hvězdným obrem. Pokud v jádru vystoupí teplota nad 100 milionů kelvinů, 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.

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
- Harmanec, P.: *Stavba a vývoj hviezd*, http://astro.mff.cuni.cz/en/predmety_en.html
- 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.

$$\left[F = -G \frac{mM_z}{r^2} = -\frac{4}{3} \pi G m \rho r, \quad F = m \frac{d^2 r}{dt^2} \rightarrow \frac{d^2 r}{dt^2} + \frac{4}{3} \pi G \rho r = 0, \text{ pohybová rovnice} \right.$$

odpovídá harmonickému oscilátoru, částice 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 (izotermický). a) Jak by v nitru takové hvězdy závisel tlak na hustotě? b) Mohla by být taková hvězda stabilní?

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

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

$$[(a) -11,8 \text{ Pa m}^{-1}, (b) -9,81 \cdot 10^3 \text{ Pa m}^{-1}.]$$

4. Při klinických zkouškách 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?

$$[\text{do } 25 \text{ metrů}.]$$

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

$$[17\,000 \text{ Pa} = 0,17 \text{ atm}]$$

6. Dokažte, že při maximálním zploštění hvězdy způsobeném rotací je poměr polárního a rovníkového poloměru 2:3. Předpokládejte, že hmota hvězdy je v převážné míře koncentrována do jejího centra.
7. Pomocí tabulky s charakteristikami hvězd hlavní posloupnosti ukažte, že hodnota centrálního tlaku roste zhruba nepřímo úměrně hmotnosti hvězdy.
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.

$$[0,75 \text{ eV}, 12,0 \text{ km s}^{-1}, 6,0 \text{ km s}^{-1}, 513 \text{ km s}^{-1}, v_u = 618 \text{ km s}^{-1}.]$$

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.

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

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

$$[(a) 1,01 \cdot 10^{57}, (b) 8,32 \cdot 10^{56}, (c) 8,91 \cdot 10^{55}.]$$

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

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

$$[(a) 1,29, (b) 0,678, (c) 0,645, (d) 0,615 - \text{ze všeho nejdůležitější je stav vodíku, ostatní je pouze korekce}]$$

12. 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: $q = \frac{r_e}{r_p} - 1 = \frac{a_{od}}{2g_{gr}}$, 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.

$$[(a) q_{pred} = 0,00347/2, q = 0,00346, (b) q_{pred} = 0,087/2, q = 0,065, (c) q_{pred} = 2,14 \cdot 10^{-5}/2, q = 1/20000.]$$

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

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

14. Porovnejte tlak působící v nitru bílého trpaslíka o hmotnosti $1 M_{\odot}$, poloměru 6000 km s tlakem ve slunečním nitru. Diskutujte s ohledem na chování látky, z níž jsou obě hvězdy tvořeny.

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

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

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

Pro materiál ve slunečním centru s hustotou $\rho_c = 1,5 \cdot 10^5 \text{ kg m}^{-3}$ a hmotnostním zastoupením vodíku $X = 0,4$ spočítejte teplotu degenerace a porovnejte se skutečnou teplotou.

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

16. Na půl cesty mezi středem a povrchem Slunce vládne teplota $3,4 \cdot 10^6 \text{ K}$, tlak 10^6 Pa , hustota látky 1000 kg/m^3 . Vypočítejte 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) Vypočítejte 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 $1/1340$ 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 1200 částic připadá jeden foton, (e) 10^{11} J m^{-3} , 670krát menší, (f) $1/(2 \times 670) = 1/1340$, (g) fotony se pohybují rychlostí světla a mají o několik řádů delší střední volnou dráhu než ostatní částice]

17. 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) $M_r = \int_0^r 4\pi x^2 \rho(x) dx$, $M_{r1} = M (r/R)^3$, $M_{r2} = M (r/R)$, (c)

$$g(r) = -\frac{GM_r}{r^2}, \quad g_1(r) = g_1(R)(r/R), \quad g_2(r) = g_2(R) (R/r), \quad (\text{d})$$

$$W_{\text{pot}}(r) = \int_{\infty}^R \frac{GM}{r^2} dr + \int_R^r \frac{GM_r}{r^2} dr, \quad E_{\text{pot}} = \frac{1}{2} 4\pi \int_0^R \rho(r) W_{\text{pot}}(r) r^2 dr,$$

$$E_{\text{pot1}} = -\frac{3}{5} G \frac{M^2}{R}, \quad E_{\text{pot2}} = -G \frac{M^2}{R} \quad] .$$

18. Hustota energie záření absolutně černého tělesa připadající na jednotku frekvence je dána

vztahem $w_\nu(T) = 8\pi \frac{\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1}$. Spočítejte celkovou hustotu energie záření absolutně

černého tělesa. Při odvození použijte vztahu: $\int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15}$.

$$[w = \int_0^\infty w_\nu(T) d\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \int_0^\infty \frac{\nu^3}{\exp(h\nu/kT) - 1} d\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \left(\frac{kT}{h}\right)^4 \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{8\pi^5 k^4}{15c^3 h^3} T^4 = \frac{4\sigma}{c} T^4]$$

19. Pomocí vztahů z předcházející úlohy získejte vzorec pro koncentraci fotonů. Při odvození použijte

vztahu: $\int_0^\infty \frac{x^2 dx}{e^x - 1} \cong 2,404$.

$$[n_f(\nu, T) = 8\pi \frac{\nu^2}{c^3} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1},$$

$$n_f = \int_0^\infty n_f(\nu, T) d\nu = \frac{8\pi}{c^3} \left(\frac{kT}{h}\right)^3 \int_0^\infty \frac{x^2}{e^x - 1} dx \cong 2,404 \frac{8\pi k^3}{c^3 h^3} T^3 \cong 2,029 \cdot 10^7 \text{ m}^{-3} \text{ K}^{-3} T^3]$$

20. Pomocí výsledků předcházejících dvou příkladů spočítejte střední energii připadající na jeden foton.

$$[\varepsilon_s = \frac{w}{n_f} \cong 2,70kT]$$

21. Podle standardního slunečního modelu slunečního nitra má látka v centru hustotu $1,5 \cdot 10^5 \text{ kg/m}^3$ a teplotu $1,5 \cdot 10^7 \text{ K}$, hmotnostní zastoupení vodíku $X = 0,4$ a obsah helia $Y = 0,6$, příspěvek těžších prvků je možno v prvním přiblížení zanedbat. Vypočítejte tlak, který zde působí, za předpokladu, že vodík a helium jsou zde plně ionizovány a chovají se jako ideální plyn. Vypočítejte též tlak záření a oba tlaky porovnejte.

$$[P_g = 2,3 \cdot 10^{16} \text{ Pa}, P_r = 1,3 \cdot 10^{13} \text{ Pa}, P_r/P_g = 6 \cdot 10^{-4}]$$

22. Předpokládejte, že v centru Slunce vládne teplota $T_c = 1,5 \cdot 10^7$ 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

$$[x = r/R_\odot; \text{(a) } T(r) = T_c(1-x), \frac{dT}{dr} = -\frac{T_c}{R_\odot} = -0,020 \text{ K/m, (b) } \varepsilon = a T^4 = 2,90 \cdot 10^{13} \text{ J/m}^3$$

$$(1-x)^4, \text{(c) } \frac{d\varepsilon}{dr} = 1,67 \cdot 10^5 \text{ J/m}^4 (1-x)^3, \text{(d) } n_f = 5,57 \cdot 10^{28} (1-x)^3 \text{ fotonů/m}^3, \text{(e) } \frac{dn_f}{dr} =$$

$$2,40 \cdot 10^{20} (1-x)^2 \text{ fotonů/m}^4, \text{(f) } N = 1,97 \cdot 10^{54} \text{ fotonů (přesnější výpočet dá } 1,1 \cdot 10^{54}$$

$$\text{fotonů), částic ve Slunci je } 2 \cdot 10^{57}, \text{(g) řešením rovnice: } 40x^3 - 90x^4 + 72x^5 - 20x^6 - 1 = 0, x = 0,421; 3,1 \%$$

23. Dostali jste za úkol zvýšit průměrnou teplotu částic ve hvězdě změnou opacit její látky. Zvýšíte opacitu a nebo ji zmenšíte?
24. 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 .

$$[(\text{a) } T_{\text{ef}} \sim M^{1/2}, (\text{b) } \rho_s \sim M^{5/4}, (\text{c) } g \sim M^{1/2}, (\text{d) } T_c \sim M^{1/4}, (\text{e) } P_c \sim M^1]$$

25. 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.

$$[r = 1 \text{ AU } (M/M_\odot)^{7/4}, P = 1 \text{ rok } (M/M_\odot)^{17/8}, (\text{a) } 2,0 \text{ AU a } 2,4 \text{ roku, (b) } 0,68 \text{ AU a } 0,62 \text{ roku, (c) } 0,12 \text{ AU a } 0,077 \text{ roku.}]$$

26. Na jak dlouho by Slunci vydržela zásoba vodíkového paliva, kdyby bylo možné ve Slunci spálit veškerý vodík na helium beze zbytku a zářivý výkon Slunce by celou dobu odpovídal výkonu dnešního Slunce. (Předpokládejte, že Slunce obsahuje 70% H a 30% He).

$$[70 \text{ miliard let}]$$

27. Pokuste se všeobecně přístupnou formou vysvětlit fakt, proč je ke spojování jader helia zapotřebí vyšší teplota, než při vodíkových termonukleárních reakcích?
28. Určete o kolik kg se zmenšuje ročně hmotnost Slunce vyzařováním fotonů a jak dlouho by mohlo Slunce zářit svým současným výkonem, než by vyzařilo energii ekvivalentní své hmotnosti.
- [$1,35 \cdot 10^{17}$ kg; $1.5 \cdot 10^{13}$ let]
29. První hvězdy ve vesmíru byly pravděpodobně složeny pouze z vodíku a helia, ostatní lehčí prvky byly zastoupeny pouze v zanedbatelném množství. Diskutujte, jaké termonukleární reakce mohly probíhat v jádru těchto hvězd na počátku jejich vývoje.

3 Hvězdné atmosféry

Naprostou většinu informací o hvězdách získáváme rozbořením jejich elektromagnetického záření. To k nám přichází z atmosféry hvězdy, což je poměrně tenoučká vnější vrstva obepínající dokonale neprůhledné hvězdné nitro. K tomu, abychom se naučili na základě analýzy záření unikajícího z tak nepatrné části hvězdy usuzovat na její vlastnosti, bylo nutné mnohé vykonat v oblasti získávání spekter i v jejich teoretického výkladu. Do detailu pochopit proč a jak hvězdy září, není zrovna snadné, a nutno říci, že i přes veškeré úsilí řadu speciálních otázek nedokážeme ani nyní dát uspokojivou odpověď.

3.1 První pokusy o interpretaci hvězdného spektra

Obrácení sodíkové čáry a Kirchhoffovy zákony

Základy hvězdné spektroskopie a teorie hvězdných atmosfér položili Robert 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 toto čárové spektrum je pro každý chemický prvek, každý iont zcela charakteristické, což mj. 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 ověření domněnky, že vlnové délky obou dubletů jsou identické, uspořádali v roce 1859 důmyslný experiment. Namířili spektroskop na Slunce a nastavili jej tak, aby co nejlépe zobrazoval podezřelou tmavou dvojčárku ve žluté oblasti slunečního spektra. Pak do cesty slunečních paprsků vložili plamen hořáku dožluta obarvený kuchyňskou solí. Očekávali, že tmavá sluneční

čára bude potlačena, a zalije se žlutým světlem sodíkového dubletu. Jaké bylo jejich překvapení, když zjistili, že ona tmavá dvojčára ve slunečním spektru ještě více ztmavla. Záhadný jev označili jako *obrácení sodíkové čáry*.

Po sérii laboratorních pokusů ještě téhož roku 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*. Fraunhoferovy čáry jsou tmavé pouze relativně.

Počátky studia hvězdných spekter

Kirchhoffovo vysvětlení umožnilo jak kvalitativní, tak i kvantitativní diagnostiku hvězdného 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 podrobné spektrální analýzy byl WILLIAM HUGGINS¹), pracující v Londýně. Porovnáváním laboratorních spekter různých prvků se spektra 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.

Záhy se zjistilo, že spodní části hvězdných atmosfér nutně nemusejí 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 NORMANA LOCKYERA a chemika EDWARDA FRANKLANDA²), kteří už roku 1869 prokázali, že vzhled

¹) WILLIAM HUGGINS (1824-1910), britský astronom amatér.

²) Sir JOSEPH NORMAN LOCKYER (1836-1920), významný anglický astrofyzik, EDWARD FRANKLAND (1825-99), anglický chemik

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 s rostoucí teplotou 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 „protovápniku“). 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 v roce 1869 publikoval DMITRIJ MENDĚLEJEV³). 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 na 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 většinu pozorovaných skutečností nedokázala vysvětlit.

Tak například:

- 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 atomů.

³) DMITRIJ IVANOVIČ MENDĚLEJEV (1834-1904), významný ruský fyzik a chemik.

- c) Nebylo vysvětleno ani spojité záření hvězd, i když bylo jasné, že v sobě skrývá informaci o teplotě fotosféry. K tomu, aby ji bylo možné rozšifrovat, bylo nutno značně pokročit v termodynamiky, teorii záření a kvantové mechanice.

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 závisí *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 ale do důsledku pochopena 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.

Bohrův⁴⁾ model a zejména pak dokonalejší modely atomů sestojené řešením rovnic kvantové mechaniky konečně (po 50 letech) objasnily fakt, proč mají určité prvky svoje charakteristické čárové spektrum.

Bohrův model atomu, který byl uveřejněn v roce 1913, byl následně zdokonalen řadou autorů, mj. i ARNOLDEM SOMMERFELDEM⁵⁾. Záporně nabitý elektron, elektrostaticky vázaný k opačně nabitému jádru,

⁴⁾ NIELS HENDRIK DAVID BOHR (1885-1962), dánský fyzik, jeden z nejvýznačnějších fyziků všech dob, nositel Nobelovy ceny (1922).

podle něj může obíhat jen po určitých dráhách (stavech) a nabývat jen určitých energií. Atom pak 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 koncept prostorové dráhy nadobro a přestala být prvoplánově názornou.

Modely hvězdných atmosfér

S myšlenkou, že všechny hvězdy včetně Slunce jsou obaleny atmosférou, přišel už v roce 1832 DAVID BREWSTER⁶). Ten si povšiml, že při západu zesílí ve spektru Slunce některé čáry, o nichž správně usoudil, že jde o efekty vznikající v zemské atmosféře. Objevil tedy tzv. *telurické čáry*. Analogicky pak usoudil, že i ostatní čáry by snad mohly vznikat v atmosféře, *atmosféře Slunce*.

Už v roce 1861 se Kirchhoff vyjádřil v tom smyslu, že vlastní těleso Slunce je tvořeno rozžhavenou pevnou nebo kapalnou látkou (spojité sluneční spektrum), 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 i on může zářit ve všech vlnových délkách. Pak už se všeobecně soudilo, že i vnitřní části Slunce je tvořena žhavými plyny.

Ostrý okraj Slunce pak vysvětlil v roce 1865 HERVÉ FAYE⁷) tím, že jde o svítící oblaky kondenzovaných par sodíku, vápníku a uhlíku. Ty vystupují tak vysoko, že začnou kapalnět a přší 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 MAYER a JAMES JOULE⁸). Na jeho základě pak Faye již tvrdil, že teplo vzniká v nitru Slunce a k jeho povrchu

⁵) ARNOLD JOHANNES WILHELM SOMMERFELD (1868-1951), německý fyzik.

⁶) Sir DAVID BREWSTER (1781-1868), skotský fyzik, zabývající se spektroskopií a polarizací.

⁷) HERVÉ AUGUSTE ETIENNE ALBANS FAYE (1814-1902), francouzský astronom, prezident Úřadu pro míry a váhy v Sevrès u Paříže.

⁸) JULIUS ROBERT MAYER (1814-87), německý chemik a fyzik, autor pojmu energie. JAMES PRESCOTT JOULE (1818-89), anglický fyzik, autor zákona zachování energie.

je přenášeno výstupnými proudy (konvekci), týmiž proudy, které na Zemi v létě dávají vznik kupovité oblačnosti.

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 předminulého století formuloval CHARLES YOUNG⁹⁾): 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 SCHUSTER¹⁰⁾ 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 spojitě záření k nám přichází *povětšinou* z teplejších nižších vrstev a záření v čarách výše položených vrstev.¹¹⁾

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 UNSÖLD¹²⁾ a Richard Thomas.

Propočítat realistické modely hvězdných atmosfér a na nich založená teoretická spektra bylo možné až poté, kdy se podařilo nashromáždit obrovské kvantum spolehlivých údajů např. o

⁹⁾ CHARLES AUGUSTUS YOUNG (1834-1908), americký astronom.

¹⁰⁾ Sir ARTHUR SCHUSTER (1851-1934), všestranný britský fyzik a astrofyzik, zakladatel teorie hvězdných atmosfér.

¹¹⁾ Většina spojitěho záření k nám přichází z vrstvy tlusté pouze 200 km – proto se nám zdá sluneční okraj tak ostrý.

¹²⁾ ALBRECHT OTTO JOHANNES UNSÖLD (1905-95), německý astronom, bádá zejména v oboru hvězdných atmosfér.

energetických přechodech v atomech všech možných prvků i jejich iontů.¹³⁾ 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 KURUCZEM¹⁴⁾, ze současnosti pak též IVANEM HUBENÝM a skupinou kolem ROLFA-PETERA KUDRITZKÉHO. U nás se modelováním hvězdných atmosfér zabývá pracovní tým vedený JIŘÍM KUBÁTEM ze stelárního oddělení 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 ukryty pod 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 maličkostech.

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

¹³⁾ V moderních modelech hvězdných atmosfér se běžně počítá s několika desítkami milionů přechodů a jim odpovídajících spektrálních čar.

¹⁴⁾ DIMITRI MIHALAS (*1939), ROBERTEM KURUCZEM (*1937), američtí astrofyzikové zabývající se stavbou hvězdných atmosfér.

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 nastolení 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 nejnižší části hvězdné atmosféry, nazývané *fotosféra*. U většiny hvězd pak kromě fotosféry nacházíme ještě další atmosférické vrstvy – opticky řídkou, ale horkou *chromosféru* a velmi řídkou, žhavou a nestabilní *korónu*, jejich vnější části jsou pak už součástí okolohvězdného prostředí hvězdy.

Pozorování záření hvězdných atmosfér je pro nás štědrým zdrojem informací nejen o stavu těchto fyzikálně zajímavých vrstev hvězd, kde často probíhají procesy, s nimiž se jinde nesetkáme, ale i o hvězdách samotných. Je však dobré nikdy nezapomínat na skutečnost, že hvězdné atmosféry představují co do rozměru i hmotnosti jen nepatrnou část hvězdy¹⁵⁾, která někdy může mít úplně jiné vlastnosti než zbytek hvězdy (např. chemicky pekulární hvězdy).

Důkazy existence hvězdných atmosfér

- a) Pokud 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 spojitě s průběhem, který odpovídá Planckově křivce pro příslušnou teplotu. Ve spektru by neexistovaly žádné spektrální čáry. Jedinou informací, 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 rovněž tak průběh spojitěho

¹⁵⁾ Hmotnost sluneční atmosféry je menší než hmotnost zemské atmosféry, činí pouhou desetimiliardtinu hmotnosti celého Slunce!

pozadí souhlasí s Planckovou křivkou jen v obrysech. Teploty odvozené z průběhu různých částí křivky rozložení energie se od sebe obecně liší.

- b) Kdyby například Slunce zářilo jako absolutně černé těleso, pak by se muselo chovat jako tzv. *kosinový (lambertovský)*¹⁶ *zářič*, což je označení takového světelného zdroje, 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 tedy 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.

Okrajové ztemnění Slunce je způsobeno tím, že záření z centra kotouče a z jeho okrajů k nám přichází z různé geometrické hloubky sluneční fotosféry. Fotosféra je v hydrostatické rovnováze, což znamená, že tlak v ní klesá s rostoucí výškou. Klesá v ní jak hustota látky, tak i její teplota, stejně jako v nitru Slunce. Ve fotosféře k tomu ale přistupuje skutečnost, že vnější vrstvy hvězdy jsou účinně ochlazována vlastním vyzařováním. To je pak hlavní příčina toho, že ve fotosféře pozorujeme výrazný teplotní gradient: na 200 km výšky zde teplota poklesne o 2750 K, tedy o celou třetinu. Převážná většina záření k nám přichází z poměrně tenké vrstvičky, 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. 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.

¹⁶⁾ Podle JOHANNA HEINRICHA LAMBERTA (1728-77), švýcarského matematika, fyzika a astronoma, který se mimo svá pojednání o světle (Lambertův zákon) proslavil i tím, že jako první dokázal, že číslo π je iracionální.

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. Astronomové se proto 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 (řecké „atomos“ odpovídá českému „nedělitelný“), jako o nejmenších částech hmoty, hovořili již řečtí filozofové, nicméně správná představa o vlastnostech těchto diskretních součástek hmoty vznikla až ve 20. letech tohoto století, poté, co se konstituovala *kvantová mechanika*. Předně, atom není nedělitelný, ale sestává ze dvou vzájemně elektrostaticky vázaných součástí – rozměrově malého kladně nabitého jádra, v němž je uložena rozhodující 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 (projev tzv. silné interakce), které mezi protony a neutrony nečiní rozdíl. Počet nukleonů v jádru atomu udává tzv. *nukleonové (hmotnostní) číslo* A , počet protonů je dán tzv. *protonovým (atomovým) číslem* Z čísle, jež určuje jak celkový náboj jádra ($1,602 \cdot 10^{-19}$ C · Z), tak i chemické vlastnosti prvku. Název prvku je rovněž dán protonovým číslem ($Z = 1$ – vodík, $Z = 2$ – helium, atp.). Počet neutronů v jádru udává *neutronové číslo* N , $N = A - Z$. Hmotnost jádra m_j je dána součtem hmotnosti jednotlivých nukleonů a hmotnosti odpovídající konfigurační energii E_{kon} :

$$m_j = Z m_p + N m_n + \frac{E_{\text{kon}}}{c^2}.$$

Konfigurační energie E_{kon} , neboli energie jaderné vazby je vždy nekladná a obvykle nezanedbatelná. Hraje závažnou roli při jaderných procesech, při nichž se mění struktura jádra. Pokud pojednáváme o jádrech s jistou kombinací protonového a neutronového čísla, mluvíme určitých nuklidech. Různé nuklidy určitého prvku (stejně Z a různá N) jsou tzv. izotopy tohoto prvku, izobary naopak jsou nuklidy se stejným nukleonovým číslem a různými protonovými a neutronovými čísly. Označují se zpravidla takto: A_Z chemická značka prvku . Například ${}^3_2\text{He}$ znamená, že se tu jedná o jeden z nuklidů helia, v najdete celkem 3 nukleony, z toho 2 protony, nebo to může označovat izotop helia – atom s příslušným jádrem.

Pokud je vazební energie (záporně vzatá konfigurační energie) přepočtená na jeden nukleon malá, jádro se samovolně rozpadá (*přirozená radioaktivita*) nebo přeměňuje na pevněji vázané součásti. Charakteristikou rozpadu je tzv. *poločas rozpadu*. Pokud je tento poločas několikanásobně delší než stáří vesmíru, pak hovoříme o tzv. *stabilních izotopech*. Nejstabilnější jsou takové jaderné konfigurace, kde v jádru neutrony mírně převažují nad protony.

Jaderná síla 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 nabitý elektron¹⁷⁾ váže ke kladnému jádru elektrostatická¹⁸⁾, Coulombova síla. Rozměry elektronového obalu jsou řádově 10^{-10} m. Pokud je počet protonů a elektronů

¹⁷⁾ 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

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 tvořený 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. Při označování spektrálních čar, ale i odpovídajících iontů, se ujal jiný, alternativní způsob označování – spektrální čáry neutrálních prvků se označují symbolem I – Ca I je neutrální vápník. Pokud jde o spektrální čáry prvku jednou ionizovaný, označuje se římskou číslicí II: He II, čáry n-krát ionizovaného prvku (n+1) v římských číslicích: Fe XV – čáry čtrnáctkrát ionizovaného železa.

Atom vodíku. Energiové hladiny

Nejjednodušším neutrálním atomem je atom vodíku sestávající pouze ze dvou částic: kladného a hmotného protonu a lehkého elektronu.

Pokud bychom soustavu dvou opačně nabitých částic, jež drží pohromadě elektrostatickou silou, řešili klasicky (a zanedbali přitom případné vyzařování elektronu pohybujícího se zakřivené dráze), dospějeme k trajektoriím obdobným trajektoriím planet ve sluneční soustavě. Je to přímý důsledek skutečnosti, 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

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 .

¹⁸⁾ Elektromagnetickou interakci zprostředkovávají fotony.

$E = 0$, kdy se elektron pohybuje po parabole $a \rightarrow \infty$. Elektron je volný, jestliže $E > 0$, tehdy se pohybuje kolem protonu po hyperbole – i v nekonečnu má nenulovou rychlost.

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.

K správnému výpočtu energie kvantových stavů atomu vodíku sestávajícího z kladně nabitého jádra s nábojem q a záporně nabitého elektronu s nábojem $-e$ je zapotřebí vyřešit trojrozměrnou Schrödingerovu rovnici elektronu lapeného v potenciálové jámě s potenciální energií ve tvaru:

$$E_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{-eq}{r},$$

kde r je vzdálenost elektronu o zanedbatelné hmotnosti od kladně nabitého jádra a ϵ_0 je permitivita vakua. Řešením zmíněné rovnice najdeme, že energie kvantových stavů elektronu jsou dány vztahem:

$$E_n = -\frac{m_e e^2 q^2}{8\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2} = -\frac{13,5984 \text{ eV}}{n^2} \left(\frac{q}{e}\right)^2 = \frac{E_1}{n^2},$$

kde E_n je energie n -té energiové hladiny, m_e je hmotnost elektronu, h Planckova konstanta a n je tzv. hlavní kvantové číslo a E_1 je energie nejnižší, tedy první energiové hladiny. V případě, že v jádru našeho jednoelektronového atomu se nachází právě jeden proton, pak bude výraz v závorce roven 1, protože náboje protonu a elektronu jsou až na znaménko stejné.

Výpočet ukazuje, že pro atom vodíku platí, že energie nejnižšího možného vázaného (základního) stavu odpovídajícího hlavnímu kvantovému číslu $n = 1$ činí: $E_1 = -13,5984 \text{ eV}$ ($1 \text{ eV} = 1,602\,176\,462 \cdot 10^{-19} \text{ J}$). $-E_1$ pak odpovídá minimální energii, kterou je nutno dodat atomu v základním stavu, aby elektron atom opustil. Označuje se běžně jako *ionizační potenciál*.

Dosazením do výše uvedeného stavu dostáváme následující sled povolených energií vodíku:

$$E_2 = -3,4 \text{ eV}, E_3 = -1,5 \text{ eV}, E_4 = -0,85 \text{ eV}, E_5 = -0,54 \text{ eV} \dots \text{ pro } n \rightarrow \infty, E \rightarrow 0.$$

Kvalitativně podobnou strukturu povolených energiových hladin mají i atomy a ionty s větším počtem elektronů. 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 energiových 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 skutečně může nabývat libovolně velké energie (v nerelativistické aproximaci libovolně velké rychlosti v , $E = \frac{1}{2}mv^2$).

Stav elektronu v atomu je dán uspořádanou čtveřicí *kvantových čísel* $\langle n, l, m, s \rangle$. 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 vložением vnějšího elektrického nebo magnetického pole. Jejich působením dojde k tzv. sejmutí degenerace.

Excitace, deexcitace. Role fotonů

Přejde-li atom nebo iont 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*, opačným procesem 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 nebo iont přejde do nižšího energetického stavu, tím že emituje foton o energii odpovídající rozdílu energií původního a výsledného stavu
- b) v materiálu s vyšší frekvencí srážek může být excitovaný atom či iont „setřesen“ do nižší hladiny při tzv. „superpružné“ srážce s jiným atomem, iontem nebo elektronem. Po takové srážce od sebe kolidující částice odskočí a suma jejich kinetických energií se zvýší o rozdíl energií excitovaného a neexcitovaného atomu.

Do excitovaného stavu se atom může dostat:

- a) pohlcením fotonu o energii odpovídající rozdílu mezi energiovými hladinami atomu ΔE . Frekvence fotonu ν musí odpovídat relaci: $h\nu = \Delta E$
- b) nepružnou srážkou s jiným atomem, iontem nebo elektronem, přičemž energie nezbytná pro excitaci se odčerpá z kinetické energie srazivších se částic.

Čárové spektrum záření 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* ¹⁹⁾, *Brackettova* a *Pfundova série* v infračerveném oboru. Tyto série jsou množinou čar vznikajících při přeskoku z libovolné vyšší hladiny do některé pevně zvolené hladiny. 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 nejbližší vyšší hladiny do hladiny zvolené. Kupříkladu přechodem z 2. do 1. hladiny vzniká vůbec nejsilnější čára vodíkového spektra – čára Lyman α ($L\alpha$), přechodem z 3. do 1. $L\beta$ atd. Přechodem z 3. do 2. hladiny vzniká čára Balmer α , která se ovšem označuje $H\alpha$ (nikoli $B\alpha$), přechodem ze 4. do 3. hladiny se generuje čára Paschen α ($P\alpha$) atd.

Vlnové délky čar jednotlivých sérií je možno snadno vypočítat, známe-li hodnoty energie dovolených energiových hladin:

¹⁹⁾ THEODORE LYMAN (1874-1954), americký fyzik, zabývající se spektroskopií; JOHANN JACOBUS BALMER (1825-98), švýcarský fyzik a matematik; LOUIS CARL HEINRICH FRIEDRICH PASCHEN (1865-1940), německý fyzik, zabývající se spektroskopií.

$$h\nu = \Delta E = E_1 \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right) \rightarrow \frac{1}{\lambda} = -\frac{E_1}{hc} \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right) = R \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right),$$

kde ν je frekvence vyzářeného fotonu, h je Planckova konstanta, ΔE je energiový rozdíl mezi počátečním stavem (i), popsaným hlavním kvantovým číslem n_i a výsledným stavem (j) charakterizovaným číslem n_j , E_1 je energie základní (nejnižší) hladiny charakterizované hlavním kvantovým číslem $n_1 = 1$, λ je vlnová délka vyzářeného fotonu, R je velice spolehlivě určená *Rydbergova konstanta*, $R = 1,097\,373\,156\,8525(73) \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$. Pomocí těchto vztahu lze pak rychle vypočítat a předpovědět celé spektrum vodíkového atomu. Například vlnová délka spektrální čáry $L\alpha$: $1/\lambda = R(1/1^2 - 1/2^2) \rightarrow \lambda = 121,5 \text{ nm}$.

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*:

$$\lambda_h = \frac{n_1^2}{R}.$$

Lymanova série

$L\alpha$	$2 \Rightarrow 1$	121,5 nm	$L\delta$	$5 \Rightarrow 1$	95,0 nm
$L\beta$	$3 \Rightarrow 1$	102,6 nm
$L\gamma$	$4 \Rightarrow 1$	97,2 nm	hrana	$\infty \Rightarrow 1$	91,2 nm

Balmerova série

$H\alpha$	$3 \Rightarrow 2$	656,3 nm	$H\delta$	$6 \Rightarrow 2$	410,2 nm
$H\beta$	$4 \Rightarrow 2$	486,2 nm
$H\gamma$	$5 \Rightarrow 2$	434,1 nm	hrana	$\infty \Rightarrow 2$	364,4 nm

Stavba a čárové spektrum složitějších atomů

Velmi podobnou stavbu jako atom neutrálního vodíku mají i jednoelektronové ionty, jakým je třeba D I – neutrální deuterium či He II – jednou ionizované helium. Podobné je i jejich čárové spektrum.

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. Je to důsledek skutečnosti, že elektron je zde k jádru poután mnohem silněji. Platí, že ionizační potenciál jednoelektronového atomu s jádrem o protonovém čísle Z je Z^2 krát větší (viz vztah pro energie kvantových stavů jednoelektronového atomu), 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 $13,5982 \text{ eV} \cdot 2^2 = 54,393 \text{ eV}$.

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 délkám 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 diskretních energiových 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) energiových 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 zakázané.

K zajímavým situacím dochází zejména tehdy, kdy atom přejde do takového excitovaného stavu, z něhož nemůže povoleným přechodem přejít do základního stavu. Takovýmto stavům se říká *metastabilní*. Pokud má atom excitovaný do metastabilní stavu dostatek času (tj. nachází se v prostředí, kde nedochází k častým srážkám) přejde do základní stavu zakázaným přechodem a vyše při tom foton odpovídající vlnové délky. Běžně se ale přechod do základního stavu realizuje bez vyzaření fotonu, prostřednictvím tzv. „superpružné“ srážky, po níž si energiový rozdíl odnášejí ve své kinetické energii oba srazivší se atomy.

Se *zakázanými čarami* se obvykle setkáváme ve spektrech velmi řídkých planetárních mlhovin nebo jiných forem mezihvězdné látky. Ve spektrech relativně hustých hvězdných atmosfér je nenajdeme.

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 kvantovými 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 mj. i *vázaně-volnými přechody*, při nichž elektrony vázané v atomu se stávají volnými, opouštějí atom libovolnou rychlostí. Tomuto procesu se též říká ionizace. Opačným procesem je pak *rekombinace*, kdy elektron srazivší se s iontem libovolnou rychlostí je tímto atomem zachycen v některém z jeho vázaných stavů.

Další možností, jak mohou vznikat fotony spojitého záření, jsou tzv. *volně-volné přechody*. Při nich elektron při těsném průletu kolem iontu vyše foton a ztratí přitom část své kinetické energie, která však i potom postačí k tomu, aby elektron od iontu unikl do nekonečna. Komplementárním volně-volným přechodem je pohlcení fotonu elektronem prolétávajícím kolem iontu. Energie fotonu přispěje ke kinetické energii elektronu, který pak odlétává větší rychlostí. Tento děj bez iontu není možný, neboť iont přebírá část energie a hybnosti pohlceného fotonu tak, aby bylo učiněno zadosť zákonům zachování energie i hybnosti.

Schématicky si teď můžeme znázornit veškeré důležité situace, které v interakci atomů s fotonem přicházejí v úvahu:

Zvýšení energie:

<i>elektron:</i>	<i>přechod:</i>	<i>název děje:</i>	<i>popis procesu:</i>
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 fotoionizace	nepružná srážka absorpce fotonu o energii $h\nu > -E_n$, kinetická energie elektronu: $E_{\text{kin}} = E_n + h\nu$
zůstává volný	volně-volný	absorpce fotonu	absorpce fotonu po trojně srážce volného elektronu, kladného iontu a fotonu

Snížení energie:

zůstává v atomu	vázaně-vázaný $E_n \Rightarrow E_m$	deexcitace srážková deexcitace zářivá	„superpružná“ srážka s jinou částicí emise fotonu o energii $h\nu = E_m - E_n$
zachycen iontem	volně-vázaný	tříčásticová rekombinace rekombinace zářivá	srážka iontu, elektronu a další částice, která odebere část energie elektronu emise fotonu o energii $h\nu = E_{\text{kin}} - E_n$
zůstává volný	volně-volný	brzdné záření	emise fotonu

Samostatný atom, je-li excitován, setrvává ve vybuzeném stavu jen krátkou dobu a pak spontánně 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 pobýt mnohem déle než onu miliardtinu sekundy, kdy dojde k samovolnému přechodu do základní hladiny. Takovému přechodu, který je málo pravděpodobný, se říká „zakázaný“ *přechod*. Okamžitý přechod z metastabilní hladiny do základní může vyvolat interakce atomu s fotonem o energii přesně odpovídající energetickému rozdílu mezi metastabilní a základní hladinou. V tomto případě na atom dopadne foton, a z nabuzeného atomu v metastabilním

stavu vyletí další foton se stejnou vlnovou délkou, fází i směrem, přičemž atom přejde do stavu neexcitovaného. Mluvíme tu pak o tzv. *vynuceném (stimulovaném) přechodu*, či o *vynucené (stimulované) emisi*²⁰). Tento mechanismus se uplatňuje v generaci záření laserů a maserů. Existují i přírodní masery, podmínkou zde je, že vše probíhá ve velmi zředěném prostředí, kde takřka vůbec nedochází ke srážkové deexcitaci.

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 energiových 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 nevšední iont hraje v atmosférách hvězd pozdního typu zcela rozhodující roli.

²⁰) Vynucené přechody ovšem existují i mezi hladinami, u nichž jsou přechody dovolené.

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 a všude stejnou 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 energiových hladin a počne též 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 přehřívat.

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 začínou 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.

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 sám zkoumaný plyn začne pro unikající fotony představovat 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 tělesa 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 spojitě 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.

Ještě poznámku, týkající se případného výskytu absorpčních čar. Ty se v našem myšlenkovém experimentu nemohou objevit z toho důvodu, že celý objem je udržován na téže teplotě. Něco takového je ovšem možné jen v našich představách. Tím že plyn vyzařuje, tím se současně ochlazuje, a to především tam, odkud záření uniká, tedy z vnějších částí objemu opticky hustého plynu. Za těchto okolností by ovšem k nám záření v kontinuu přicházelo z hlubších, a tedy teplejších vrstev studovaného objemu, zatímco záření v čarách by přicházelo z vnějších, zářením ochlazených vrstev. Právě to se děje např. ve vysokotlaké sodíkové výbojce, v jejímž

spektru vidíme víceméně spojitě kontinuum do něhož se zařezává temná dvojice čar sodíkového dubletu. Spektrum tak silně připomíná spektra většiny hvězd, kde na spojitém pozadí nacházíme různě hluboké absorpční čáry.

3.4 Výklad hvězdného spektra

Optická hloubka

Ve hvězdných atmosférách dochází k procesům absorpce a emise fotonů, hvězdná atmosféra tak pro procházející záření není úplně průhledná. Míra neprůhlednosti, popisovaná zpravidla opacitou κ , se v jednotlivých vrstvách atmosféry mění: zatímco ve spodních vrstvách atmosféry je tato neprůhlednost vysoká, horní části atmosféry jsou pro procházející záření docela dobře průhledné. Pro popis vlastností hvězdných atmosfér se ale mimo opacity velmi často používá též veličina, která vyjadřuje, jak velká část záření se z daného místa dostane mimo hvězdu a jak velká část bude naopak ve vyšších vrstvách atmosféry pohlcena či rozptýlena. Mluvíme zde o tzv. *optické hloubce* $\tau(r)$, jež je dána vztahem

$$\tau(r) = \int_r^{\infty} \rho(x) \kappa(x) dx.$$

Název veličiny optická hloubka není zrovna nešťastnější - svádí totiž k představě, že se tu jedná o veličinu s rozměrem délky, ve skutečnosti je optická hloubka veličinou bezrozměrnou. Látka vnějších částí atmosféry hvězdy má velmi malou hustotu, je téměř dokonale průhledná a téměř veškeré záření, které těmito vrstvami prochází, hvězdu následně opouští. Optická hloubka těchto vrstev je velmi malá, $\tau \rightarrow 0$. Naopak spodní vrstvy atmosféry hvězdy jsou velmi husté, fotony, které těmito vrstvami procházejí mají jen velmi malou naději, že nebudou ve vyšších vrstvách ve své pouti mimo hvězdu zastaveny, tedy rozptýleny nebo přímo absorbovány. Optická hloubka těchto spodních vrstev je velmi vysoká a limitně se blíží nekonečnu $\tau \rightarrow \infty$.

Vznik spektra ve hvězdné fotosféře

Ve hvězdných fotosférách ve směru od centra silně klesá hustota i teplota, přičemž teplotní pokles je výsledkem intenzivního ochlazování atmosféry vyzařováním fotonů. Fotony vystupující z fotosféry nesou informaci o stavu prostředí v místě, odkud bylo toto záření vysláno, zejména pak o jeho teplotě. Vzhledem k tomu, že většina hvězdných fotonů pochází z poměrně úzké oblasti, charakterizované optickou hloubkou 0,3 až 1,4, informuje nás záření hvězdy především o stavu této vrstvy.

Největší „dohlednost“ je v těch vlnových délkách, kde se nesetkáváme s žádnou spektrální čarou, 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 bývá 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.²¹⁾

Teplota, odvozená z pozorovaného jasů 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 5779 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. Oproti kontinuu zde tedy pozorujeme pokles lokální jasové teploty, čili relativní pokles jasů. Tyto oblasti se ve spektru jeví jako relativně tmavější, pozorujeme zde tedy *absorpční čáry* nebo v případě molekul *absorpční pásy*.

Vzhledem k tomu, že teplota vrstvy, kam ve hvězdě dohlédneme, je vždy nenulová, nemohou být žádné absorpční čáry absolutně temné. Absorpční čáry nejsou rovněž absolutně ostré, ale jsou z nejrůznějších

²¹⁾ 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.

důvodu rozšířené, rozmyté. V centru absorpční čáry vidíme ty nejsvrchnější části hvězdy, směrem k křídlech čáry vidíme stále hlouběji, až se dostaneme k vrstvám, kde vzniká záření kontinua.

Ve spektrech hvězd občas pozorujeme i emisní čáry. Ty se objevují například tehdy, jsou-li vrstvy, v nichž vzniká čárová absorpce nebo emise, teplejší, než vrstvy, odkud k nám přichází záření v okolí čáry. Existenci 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. Příčiny rozšíření spektrálních čar

Při vázaně-vázaných přechodech mezi dvěma kvantovými diskrétními stavy atomu či iontu by měly vznikat fotony o přesně definované frekvenci, či vlnové délce určené rozdílem jejich energií. Tak tomu však není. Při určitých přechodech vznikají fotony s více či méně odlišnými vlnovými délkami. V důsledku toho není spektrální čára nikdy dokonale ostrá (monochromatická), vždy lze mluvit o jejím *profilu*.

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*. Jak tato ekvivalentní šířka čáry, tak zejména průběh profilu čáry 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 níž přechod probíhá, je poměrně krátká. Platí zde *Heisenbergův princip neurčitosti*²²), mezi „rozmytostí“, neurčitostí energetické hladiny ΔE a průměrnou dobou τ , po níž atom v nabuzeném stavu setrvá: $\Delta E \cdot \tau = h$. Dobu, během níž atom v excitovaném stavu setrvá, ve

hvězdných atmosférách velmi silně zkracují nepružné srážky s jinými částicemi, 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 takřka mizí.

K rozšíření spektrálních čar dochází i v důsledku Dopplera jevu. Je-li λ_0 vlnová délka na níž vysílá své záření nějaký zdroj záření, a ten zdroj se vůči pozorovateli pohybuje nenulovou (radiální) rychlostí V_r , pak záření, které přijmeme bude mít vlnovou délku oproti původní posunutou o $\Delta\lambda$, přičemž platí jednoduchá relace:

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \frac{V_r}{c},$$

kde c je rychlost světla. Pohyby to mohou být makroskopické i mikroskopické, chaotické. Nejčastěji se v této souvislosti uvádí teplotní rozšíření čar způsobené neuspořádanými mikroskopickými tepelnými pohyby atomů či iontů. Teplotní rozšíření čar je úměrné odmocnině podílu teploty k hmotnosti příslušného iontu a ve většině reálných situací je natolik malé, že je můžeme zanedbat.

Neuspořádaný typem pohybu, s nímž se ve hvězdných atmosférách setkáváme, je tzv. mikroturbulence, jejíž velikost na hmotnosti vyzařujících iontů nezávisí. Pro mikroturbulenci jsou charakteristické pohyby o rychlosti cca 2 km s^{-1} . Je pravděpodobné, že tyto pohyby nějak souvisejí s očekávanou turbulencí ve hvězdných atmosférách, ovšem do detailu celému jevu ještě nerozumíme. V ještě větší míře to platí i o tzv. makroturbulenci, která vzniká v důsledku více či méně uspořádaného pohybu poměrně velkých kvant atmosférického materiálu.

Spektrální čáry většiny hvězd však bývají rozšířené v důsledku hvězdné rotace, kdy se k nám jeden z okrajů hvězdy relativně přibližuje, druhý relativně vzdaluje. Z profilu spektrálních čar lze odvodit hodnotu průmětu ekvatoreální rotační rychlosti: $V_r \sin i$, kde i je úhel, jež svírá rotační osa se směrem k pozorovateli. Pro rotační rozšíření, stejně jako pro mikroturbulenci, je charakteristické, že postihuje stejnou měrou spektrální čáry všech iontů. Rotační rychlosti

²²⁾ Pojmenována po nositeli Nobelovy ceny, německém fyzikovi WERNERU KARLU HEISENBERGOVI (1901-1976). Objev principu neurčitosti pochází z roku 1927.

bývají obvykle mnohem větší, než dejme tomu rychlosti tepelného pohybu či mikroturbulence, řádově to bývají desítky i stovky km s^{-1} , což z rotačního rozšíření činí nejdůležitější příčinu rozšíření většiny čar ve spektru hvězd.

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*²³⁾ je typický jen pro některé, tzv. *magnetické hvězdy*, či tzv. *chemicky pekulární hvězdy* a v principu umožňuje měřit jejich povrchové magnetické pole.

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 chladným a prázdným kosmickým prostorem.

Obvykle se předpokládá, že hvězdná atmosféra je statická, že se její vlastnosti 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:

$$\frac{dP}{dh} = -\rho g = -\rho G \frac{M}{R^2},$$

kde M je hmotnost hvězdy, R její poloměr, h je pak 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 :

²³⁾ Pojmenován po svém objeviteli (1894), holandském fyzikovi PIETRU ZEEMANOVÍ (1865-1943).

$$P = \frac{\rho k T}{\bar{\mu} m_{\text{H}}} \rightarrow \frac{d\rho}{\rho} = -dh \frac{GM \bar{\mu} m_{\text{H}}}{R^2 k T} = -\frac{dh}{H} \rightarrow \frac{\rho}{\rho(0)} = \frac{P}{P(0)} = \exp(-h/H),$$

kde H je tzv. standardní tloušťka atmosféry:

$$H = \frac{R^2 k T}{GM \bar{\mu} m_{\text{H}}} = g \frac{k T}{\bar{\mu} m_{\text{H}}}.$$

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 $7 R_{\odot}$ a typického bílého trpaslíka – 75 m. Jak je patrné, s aproximací planparalelní atmosféry u veleobrů nevystačíme, tam je nutno situaci popsat složitějším, sférickým modelem atmosféry.

3.5 Spektrální klasifikace hvězd

Excitace a ionizace

Navzdory tomu, že chemické složení atmosfér většiny hvězd se od sebe příliš neliší a prakticky nezávisí na efektivní teplotě hvězd, spektra hvězd s různou teplotou se od sebe výrazně liší.

Lze to demonstrovat třeba na vzhledu a intenzitě spektrálních čar vodíku, který je ve hvězdách nejběžnějším prvkem. Čáry vodíku dominují ve spektrech hvězd o efektivní teplotě kolem 10 000 K. Jen obtížně je budete hledat ve spektrech hvězd relativně chladných s teplotou pod 4 000 K, méně nápadné jsou i ve spektrech žhavých hvězd s teplotou nad 25 000 K.

Intenzita konkrétní čáry určitého prvku ve spektru, odpovídající přechodu z jednoho vázaného stavu, dejme tomu $\langle m \rangle$ do jiného stavu bude silně záviset na počtu iontů příslušného prvku vybuzeného právě do onoho stavu $\langle m \rangle$. 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 makroskopickém 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. Nicméně stav systému látky a záření ve hvězdných atmosférách se od stavu dokonalé termodynamické rovnováhy v řadě ohledů odchyluje. Největší odlišnosti nacházíme v poli záření: zde např. zjevně 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 tomu 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 termodynamické rovnováze.

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 obsazování jednotlivých kvantových stavů atomů a iontů, budeme předpokládat, že je dáno statistickými zákony platnými v termodynamické rovnováze. Musíme však mít stále na mysli, že je to jen jisté přiblížení ke skutečnosti, která často bývá mnohem komplikovanější. Všem, kteří se o celé problematice chtějí dozvědět více, doporučuji přečíst si příslušné pasáže v klasické, dosud nepřekonané učebnici Dimitri Mihalase „Stellar Atmospheres“.

Poměry počtů atomů ve stavu m a n , N_m a N_n , popsaných *statistickými vahami* g_m a g_n , vyjadřujícími kolikrát je ona energiová hladina degenerovaná²⁴), a odpovídajícími energiemi E_m a E_n ve stavu termodynamické rovnováhy popisuje tzv. *Boltzmannova rovnice*:

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} e^{-\frac{E_m - E_n}{kT}}.$$

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*²⁵) rovnice:

$$\frac{N_{i+1}}{N_i} = \frac{2}{N_e} \frac{Z_{i+1}}{Z_i} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_i}{kT}}, \quad (26)$$

kde N_e koncentrace volných elektronů, Z_i je tzv. partiční funkce pro příslušný stupeň ionizace a E_i je energie příslušné ionizace. 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 u hvězd hlavní posloupnosti 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 pozvolna 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

²⁴⁾ 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: $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$)

²⁵⁾ MEGHNAD SAHA (1894-1956), indický fyzik zabývající se termodynamikou a statistickou fyzikou.

²⁶⁾ Pro vodík v astrofyzikálně zajímavém oboru teplot platí: $Z_{II}/Z_I = 1/2$, takže po dosazení dostaneme:

$$\frac{N_{II}}{N_I} N_e = 2,42 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3} \{T\}^{3/2} \exp\left(\frac{150000 \text{ K}}{T}\right).$$

V čistě vodíkové plazmě je koncentrace elektronů totožná s koncentrací jednou ionizovaného vodíků (protonů): $N_{II} = N_e$.

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. Secchi 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 zjemnili dosavadní třídění hvězdných spekter na Edward Pickering a Williamina Flemingová, kteří rozšířili posloupnost spektrálních tříd od bílých A s nejsilnějšími čarami vodíku až po nejchladnější červené. Později jejich kolegyně Anthonia Mauryová zjistila, že některé třídy jsou nadbytečné, 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 uskutečnili rozbor fotografických spekter mnoha

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 v optické oblasti spektra:

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	pásky molekul TiO, čáry Ca I

Na sklonku minulého století byla standardní spektrální posloupnost rozšířena do oblastí nižších teplot. Za spektrálním typem M8 nyní následuje spektrální typ L, na nějž navazuje typ T. Pro objekty typu L je charakteristický výskyt molekulárních pásek anorganických sloučenin - oxidů (TiO, VO) a hydridů (FeH, CrH), těžších prvků a vody, efektivní teplota leží v intervalu 1400 až 2100 K. Pro ještě chladnější hvězdy s efektivní teplotou 1000 až 1400 K je vyhrazen typ T s dominantními čarami methanu CH₄ a již sodíku U. 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.

Hvězdy jednotlivých spektrálních typů v Galaxii nejsou zastoupeny rovnoměrně, velmi silně se zde uplatňuje mocný 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-GAPOSCHKINOVÁ²⁷⁾, že chemické složení fotosfér naprosté většiny hvězd je velice podobné. V hmotnostním zastoupení: 70 % H, 28 % He a zbytek ostatní prvky. Na každých deset tisíc atomů vodíku připadá zhruba tisíc atomů helia, desítka atomů skupiny lehčích prvků, jako je kyslík, uhlík, neon nebo dusíku, a zhruba jednotky atomů prvků těžších. To, že zejména ve spektrech chladnějších hvězd převládají právě tyto prvky, je dáno tím, že jejich atomy lze mnohem snáze vybudit k záření, než atomy těch nejčtenějších 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 , $g = G M/R^2$. Vzhledem k tomu, že hmotnosti hvězd se mění v poměrně 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 ($M = 0,8 M_{\odot}$, $R = 0,85 R_{\odot}$), kde $g = 1,1 g_{\odot}$, b) o běžného obra ($M = 3,5 M_{\odot}$, $R = 16 R_{\odot}$), u nějž je $g = 1,4 \cdot 10^{-2} g_{\odot}$, c) o hmotného veleobra ($M = 13 M_{\odot}$, $R = 200 R_{\odot}$) s $g = 3,3 \cdot 10^{-4} g_{\odot}$. Jak patrně, rozdíly v hodnotě povrchového gravitačního zrychlení jsou řádové, což mj. znamená, že podmínky pro vznik spektra v atmosférách těchto typů hvězd jsou značně rozdílné.

Pokud je gravitační zrychlení g vysoké, pak je atmosféra hvězdy tenká a relativně hustá (viz poslední podkapitola oddílu 3.4). 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

²⁷⁾ CECILIA PAYNE-GAPOSCHKINOVÁ (1900-79), britsko-americká astronomka, provdaná za astronoma ruského původu Sergeje Gaposchkina, zakladatelka kvantitativní chemické analýzy hvězdných atmosfér.

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*²⁸⁾ 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.

3.6 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 standardní tloušťka této vrstvy činí 135 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

²⁸⁾ WILLIAM WILSON MORGAN (1906-1994), PHILLIP CHILDS KEENAN, američtí astrofyzikové.

spektrum, přičemž záření slunečního kontinua pochází z nižších vrstev, čárové absorpční spektrum vzniká ve vyšších, řidších a chladnějších vrstvách.

V optické oblasti slunečního spektra 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 5779 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 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 difúzí, 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 velké množství absorpčních čar ve spektru.
- hustota – fotosféra sama je poměrně řídká, střední koncentrace zde je 10²³ částic v m³ (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. Otáčí se relativně pomalu, střední siderická otočka (vzhledem ke hvězdám) trvá 25,4 dne, synodická otočka vzhledem k Zemi 27,3 dne. Fotosféra ale nerotuje 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 s magnetickou indukcí řádově 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 4 200 K do 10 000 K. Chromosféra, podobně jako fotosféra s rostoucí výškou řídne, charakteristická koncentrace je 10^{19} částic/m³. Horní hranice chromosféry je neostrá a proměnlivá, často v ní pozorujeme výtrysky (koberci výtrysků se též přezdívá *hořící prerie*) – *spikule* – zasahující až do výšky 6 000 km. K celkovému zářivému výkonu Slunce přispívá chromosféra 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 podmínkách značného zředění. Takto ovšem odpadají všechny standardní mechanismy přenosu například zářivou difúzí (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. O možném mechanismu ohřevu chromosféry se pojednává v následující podkapitole věnované koróně.

- Chromosféru lze pozorovat:
 - a) při úplných zatměních Slunce

b) v tzv. *koronografech*²⁹⁾

c) ve *spektrohelijskopu*³⁰⁾

Obraz Slunce v chromosféře je jiný než ve fotosféře. Objevují se zde zesílené emise – *fakulová pole* (objevena HAROLDEM a HORACEM BABCOCKOVÝMI³¹⁾ v roce 1955), a to vždy v oblastech se zvlášť silným magnetickým polem. Chromosféra je tedy zřejmě existencí magnetické aktivity Slunce do jisté míry podmíněna.

Koróna

Vnější část sluneční atmosféry, označovaná jako 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 v té době 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 součást sluneční atmosféry. Pozorování ze 70. a 80. let 19. století pak 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 totiž neměnná).

Spektroskopie koróny poskytovala nesrozumitelné výsledky, nalezeny byly výrazné emisní čáry neznámého původu. Nejintenzivnější, zelená čára byla připsána novému prvku „koróniu“, teprve později byla ztotožněna se zakázanou čarou 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. Už na první pohled je zřejmé, že vzhled i vlastnosti koróny jsou určovány magnetickým polem.

²⁹⁾ Koronograf je speciální optický přístroj, který usiluje o co možná nejlepší napodobení úplného zatmění Slunce. Kotouček Slunce, čili jeho fotosféra je zde odstíněn.

³⁰⁾ Spektrohelijskopem sledujeme Slunce ve vybraných vlnových délkách, ve spektrálních čarách, v nichž je chromosféra opticky hustá. Pozorování se provádějí zpravidla v čarách $H\alpha$, H a K čarách Ca II.

³¹⁾ Otec HAROLD (1882-1968) a syn HORACE (1912-2003) BABCOCKOVI byli američtí astrofyzikové zabývající se zejména spektroskopií, objevitelé slunečních a hvězdných magnetických polí.

Látka koróny je díky své vysoké teplotě vysoce ionizována, je tedy dokonale elektricky vodivá. Magnetické pole zde „zamrzá“ do plazmatu, stává se jeho neoddelitelnou součástí.

- Korónu lze sledovat:

- a) při úplných zatměních Slunce. Optické záření koróny je jen 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, nejbliže na observatoři na Lomnickém štítu.
- 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.

Ohřev svrchních vrstev sluneční atmosféry, chromosféry a koróny, stále zůstává jednou z největších dosud nevyřešených otázek sluneční fyziky. Bylo navrženo několik možných mechanismů ohřevu, ale žádný z nich nedává uspokojivé vysvětlení tohoto jevu. Již jsme se zmiňovali, že podstatná část slunečního záření se vyzáří již ve fotosféře, svrchními vrstvami atmosféry pak pouze procházejí. Účinný mechanismus ohřevu sluneční koróny tak musí zajistit:

- a) přeměnu energie, původně přenášené konvekcí, na takovou formu energie, kterou je možné snadno přesunout do svrchních vrstev atmosféry,
- b) transport energie do vrchních vrstev atmosféry (chromosféry, koróny),
- c) a konečně přeměnu této energie na energii tepelnou (disipace).

Astronomové se zdůvodněně domnívají, že vznik sluneční koróny souvisí s existencí podpovrchové konvektivní zóny a zejména, že je ovlivněn nestacionárním magnetickým polem na povrchu hvězdy. Jeden z navržených způsobů ohřevu koróny spočívá v tom, že by energie uvolněná ve spodních vrstvách sluneční atmosféry mohla být transportována do vnějších vrstev prostřednictvím magnetohydrodynamických vln (nám dobře známé zvukové vlny k tomu nestačí, protože ty se zřejmě do řídkých svrchních vrstev atmosféry vůbec nedostanou). Ve vnějších vrstvách sluneční atmosféry se tyto vlny utlumí a ohřívají chromosféru a především korónu. Další mechanismy ohřevu koróny pak počítají například s uvolňováním energie při přepojování magnetického pole, s drobnými erupcemi či s ohřevem

prostřednictvím proudových vrstev. Žádný z navržených mechanismů však ohřev koróny nedokáže skutečně uspokojivě vysvětlit.

Koróna není v hydrostatické rovnováze. Rychlosti neuspořádaného tepelného pohybu jsou srovnatelné s únikovou rychlostí. Koróna tak v principu ani nemůže být stabilní, rozpíná se, expanduje a proniká do vnitřních a vnějších oblastí sluneční soustavy. Tento 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 m³. 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, v hlavních rysech odpovídá povrchovému složení Slunce (jistě rozdíly jsou pozorovány zejména u helia). Atomy slunečního větru jsou takřka zcela ionizovány, nesou sebou do prostoru i magnetické pole.

3.7 Úlohy, literatura

Úlohy, problémy

1. Vypočítejte: a) Jakou minimální kinetickou energii a rychlost musí mít elektron (hmotnost elektronu vůči hmotnosti protonu zanedbejte), aby při nepružné srážce s atomem vodíku v základním stavu dokázal tento atom ionizovat. Porovnejte potřebnou rychlost se střední kvadratickou rychlostí elektronů v ideálním plynu teplém b) 6000 K, c) 9000 K a d) 12 000 K. Diskutujte.

[(a) 13,6 eV, 2 190 km/s, (b) 522 km/s, (c) 640 km/s, (d) 739 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 pohltí 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.

[410 km/s.]

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: $k = 8,617\ 343 \cdot 10^{-5}$ 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) 13,59 eV?

[(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: $g_n = 2 n^2$. Vypočítejte stupeň degenerace i pro případ složitějšího atomu, kde je energie atomu funkcí jak hlavního kvantového čísla n , tak i vedlejšího kvantového čísla j .

$$\left[s = \pm \frac{1}{2}, m = -l, \dots, l, l = 0, \dots, n-1, g_n = 2 \sum_0^{n-1} (2l+1) = 2 n^2 \right]$$

8. Zjistěte poměrné zastoupení atomů vodíku excitovaných do 2. a 3. energetické hladiny v termodynamické rovnováze při teplotě a) 6000 K, b) 12 000 K, c) 24 000 K, vztažené vůči koncentraci atomů vodíku v základním stavu. Koncentrace volných elektronů necht' činí $3,14159265 \cdot 10^{23}/\text{m}^3$.

$$[(a) 1,1 \cdot 10^{-8} \text{ a } 6,2 \cdot 10^{-10}, (b) 2,1 \cdot 10^{-4} \text{ a } 7,5 \cdot 10^{-5}, (c) 2,9 \cdot 10^{-2} \text{ a } 2,6 \cdot 10^{-2}.]$$

9. Může za předpokladu termodynamické rovnováhy nastat taková situace, že a) ve hvězdné atmosféře početně převládnu 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) může, teplota by zde však 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. Zdůvodněte, proč je v Sahově rovnici koncentrace atomů ve vyšším stupni ionizace nepřímo úměrná koncentraci volných elektronů?
11. Nakreslete graf závislosti poměru koncentrace vodíku v druhé energiové hladině k celkové koncentraci vodíku v závislosti na teplotě za předpokladu termodynamické rovnováhy. Předpokládejte, že koncentrace elektronů se nemění a je rovna $N_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Pro příslušné partiční funkce platí $Z_I \cong 2$, $Z_{II} = 1$. Diskutujte.

$$\left[\frac{N_{2,I}}{N_H} = \frac{N_{2,I}}{N_I} \frac{N_I}{N_H} = \frac{N_{2,I}}{N_I} \frac{N_I}{N_I + N_{II}} = \frac{N_{2,I}}{N_I} \frac{1}{1 + \frac{N_{II}}{N_I}}, \frac{N_{2,I}}{N_I} = \frac{g_{2,I}}{Z_I} e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}}, \right]$$

$$\frac{N_I}{N_1} = \frac{2}{N_e} \frac{Z_{II}}{Z_I} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_1}{kT}} .]$$

12. Je vyšší ionizace a) atomů sodíku s ionizačním potenciálem $\chi_i = 5,14$ eV a $Z_1/Z_0 \cong 0,5$, b) atomů železa s $\chi_i = 7,87$ eV, $Z_1/Z_0 \cong 1,6$ v atmosféře červeného obra, kde předpokládáme efektivní teplotu 4 500 K a koncentraci volných koncentrací $N_e = 2,5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ nebo v atmosféře hvězdy hlavní posloupnosti o teplotě 5 200 K s elektronovou koncentrací $N_e = 4,4 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Diskutujte.

[a] pro hvězdu hlavní posloupnosti $N_1/N_0 = 2$ 100, pro obra $N_1/N_0 = 5$ 100, ionizace sodíku je v atmosféře obra vyšší; b) pro hvězdu hlavní posloupnosti je poměr počtu ionizovaných a neionizovaných atomů železa $N_1/N_0 = 16$, pro obra $N_1/N_0 = 14$, ionizace v atmosféře hvězdy hlavní posloupnosti je mírně vyšší.]

13. Vysvětlete empirický postřeh spektroskopistů, a totiž, že čáry neutrálního vápníku Ca I mají větší intenzitu u červených trpaslíků než u červených obrů téchže efektivních teplot. Úvahu proveďte pro teplotu u obou hvězd 3 150 K, s tím, že ionizační potenciál neutrálního vápníku je $\chi_i = 6,11$ eV. Koncentraci volných elektronů v případě atmosféry obra předpokládejte $N_e = 4,6 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$, v případě trpaslíka $N_e = 4,6 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$. Poměr příslušných partičních funkcí neutrálního a jednou ionizovaného vápníku má při zadané teplotě a elektronové koncentraci hodnotu $Z_1/Z_0 \cong 1,9$.

[pro obra $N_1/N_0 = 6$, pro hvězdu hlavní posloupnosti $N_1/N_0 = 0,18$. Relativně více neutrálních atomů vápníku je v atmosférách červených trpaslíků.]

14. Užitím Sahovy rovnice vypočítejte poměr počtu negativní iontů vodíku H^- a neutrálních vodíkových atomů H ve fotosféře Slunce. Za teplotu zvolte efektivní povrchovou teplotu 5779 K, koncentraci elektronů předpokládejte $N_e = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $\chi_i = 0,75$ eV. Pauliho vylučovací princip vyžaduje existenci jednoho stavu pro iont, oba elektrony musí mít opačné spiny. V atmosféře Slunce se iont H^- vytváří tak, že se volný elektron spojí s neutrálním atomem vodíku H, přičemž se uvolní foton o energii nejméně 0,75 eV $\text{H} + e^- \rightarrow \text{H}^- + \gamma$.

$$\left[Z_{\text{H}} \cong 2, \quad Z_{\text{H}^-} = 1, \quad \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{H}^-}} = 5 \cdot 10^7 \right]$$

15. Logaritmováním Boltzmannovy a Sahovy rovnice uveďte tyto vztahy do tvaru, v němž je astrofyzikové vidí nejraději, energie v eV, teploty v kelvinech:

$$\left[\log \frac{N_B}{N_A} = -\frac{5040 \text{ K}}{T} \frac{E_A - E_B}{\text{eV}} + \text{konst.}; \right.$$

$$\left. \log \frac{N_i}{N} = 1,5 \log T - \frac{5040 \text{ K}}{T} \frac{E_i}{\text{eV}} - \log N_e + \text{konst.} \right].$$

16. Obr spektrální třídy K má efektivní teplotu 4 300 K. Zjištěná hodnota mikroturbulentní rychlosti je 2 km s^{-1} . Stanovte šířku čáry Fe I o vlnové délce 553,93 nm. Lze mikroturbulenci zanedbat?

$$[\Delta\lambda = \frac{2\lambda}{c} \left(\frac{2kT}{m} + v_{\text{turb}}^2 \right)^{1/2} \cong 0,008 \text{ nm, nelze}]$$

17. 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: $V_e \sin i = 33 \text{ km s}^{-1}$. Hvězdy hlavní posloupnosti téže spektrální třídy mají poloměr $R = 2,0 R_{\odot}$. a) Odvoďte obecný vztah mezi velikostí ekvatoreální rotační rychlosti V_e v km/s, poloměrem hvězdy v R_{\odot} a periodou rotace P ve dnech. b) Co nyní soudíte o obou navržených periodách?

$$[\text{a) } V_e = 2\pi \frac{\text{km s}^{-1} \left(\frac{R_{\odot}}{\text{km}} \right) \left(\frac{\text{d}}{P} \right) \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)}{86400} = 50,5788 \text{ km s}^{-1} \left(\frac{\text{d}}{P} \right) \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right), \text{ b) pro } P = 2,45 \text{ d je}$$

$$\sin i = 0,8, \text{ pro } P = 4,9 \text{ d ale vychází } \sin i = 1,6.]$$

18. 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.

$$[H = 135 \text{ km} \frac{R^2 M_{\odot}}{R_{\odot}^2 M} \frac{T}{5780 \text{ K}} = 135 \text{ km} \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right)^{1/4} \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^{3/2} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-1}]$$

19. Vypočítejte a porovnejte a) únikovou rychlost atomu vodíku ve sluneční koróně se b) střední kvadratickou atomu, za předpokladu, že nás zajímá situace ve vzdálenosti 2 poloměrů hvězdy od středu, kde kinetická teplota koróny dosahuje $1,6 \cdot 10^6 \text{ K}$. Co z toho plyne?

$$[(\text{a) } v_{\text{ú}} = \sqrt{\frac{(GM)_{\odot}}{R_{\odot}}} = 4,37 \cdot 10^5 \text{ m s}^{-1}; (\text{b) } v_{\text{p}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_{\text{p}}}} = 1,99 \cdot 10^5 \text{ m s}^{-1}; \text{ v nižších vrstvách}$$

koróny nemají všechny atomy vodíku únikovou rychlost, nicméně řada z nich tuto rychlost mít bude, z koróny tak bude neustále unikat proud částic.]

20. Je vyšší ionizace a) atomů sodíku s ionizačním potenciálem $\chi_i = 5,14 \text{ eV}$ a $Z_1/Z_0 \cong 0,5$, b) atomů železa s $\chi_i = 7,87 \text{ eV}$, $Z_1/Z_0 \cong 1,6$ v atmosféře červeného obra, kde předpokládáme efektivní

teplotu 4 500 K a koncentraci volných elektronů $N_e = 2,5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ nebo v atmosféře hvězdy hlavní posloupnosti o teplotě 5 200 K s elektronovou koncentrací $N_e = 4,4 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Diskutujte.

[a) pro hvězdu hlavní posloupnosti $N_1/N_0 = 2100$, pro obra $N_1/N_0 = 5100$, ionizace sodíku je v atmosféře obra vyšší; b) pro hvězdu hlavní posloupnosti je poměr počtu ionizovaných a neionizovaných atomů železa $N_1/N_0 = 16$, pro obra $N_1/N_0 = 14$, ionizace v atmosféře hvězdy hlavní posloupnosti je mírně vyšší.]

21. Na rovinnou homogenní vrstvu optické hloubky τ dopadá kolmo záření s hustotou zářivého toku Φ_0 . Vypočítejte hustotu zářivého toku vystupujícího záření zanedbáme-li emisi záření ve vrstvě a optická hloubka vrstvy je a) $\tau = 0,1$, b) $\tau = 1$, c) $\tau = 10$.

$$[d\Psi = -\kappa\rho\Psi dr, \Psi = \Psi_0 e^{-\int \kappa\rho dr} = \Psi_0 e^{-\tau}, \text{ a) } \Psi = 0,90 \Phi_0, \text{ b) } \Psi = 0,37 \Phi_0, \text{ c) } \Psi = 4,5 \cdot 10^{-5} \Phi_0.]$$

22. Odhadněte hmotnost atmosféry horké, hmotné hvězdy α Cam ($M = 43 M_\odot$, $T_{\text{ef}} = 30\,900 \text{ K}$, $R = 27,6 R_\odot$). Předpokládejte, že absorpce v atmosféře této hvězdy je způsobena pouze volnými elektrony a že atmosféra je složena pouze z vodíku. Předpokládejte, že atmosféra sahá do optickou hloubky $\tau = 10$. Diskutujte, porovnejte s hmotností atmosféry Slunce.

$$[\tau = \int_{\text{atmosféra}} \sigma N_e dr = \sigma \int_{\text{atmosféra}} N_e dr \rightarrow \text{počet volných elektronů připadajících na}$$

jednotku plochy atmosféry je

$$n_e = \frac{\tau}{\sigma} \rightarrow M_{\text{atm}} = 4\pi R^2 n_e m_H, \quad M_{\text{atm}} = 1,2 \cdot 10^{24} \text{ kg} = 0,2 M_Z, \text{ za předpokladu, že}$$

vzhledem k efektivní teplotě hvězdy je veškerý atmosférický vodík zcela ionizován.]

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-interscience 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.; Puls, J.: *Winds from hot stars*, *Astron. Astrophys.* **38** (1989), 613
- 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
- Owocki, S.P.: *Radiatively driven Stellar wind from hot stars*, v *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, <http://www.berkeley.ude.edu/~owocki/preprints>
- Pišút, J., Zajac, R.: *O atónoch a kvantování*, Alfa, Bratislava 1988
- Rutten, *Radiative transfer in stellar atmospheres*, <http://www.astro.un.nl/~rutten/astronomy-course.html>
- Rybicki, G. B.; Lightman, A. P.: *Radiative Processes in Astrophysics*, John Wiley & Sons 1979
- 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 objekty, vznikají, vyvíjejí se a zanikají. Časový vývoj hvězd je důsledkem jejich interakce s okolím. Hvězda není dokonale uzavřený systém, září do okolního prostoru, vyměňuje si s ním hmotu. Rychlost vývoje hvězdy je pak dána mírou „otevřenosti“ systému, tedy zejména tím, jak mnoho hvězda září. Čím větší je zářivý výkon hvězdy, tím rychlejší je tempo jejího vývoje. Vzhledem k tomu, že zářivý výkon hvězdy je funkcí především její hmotnosti, platí, že kvalitativní i kvantitativní stránky vývoje hvězd jsou určeny hlavně 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 cca 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 se soudíme, že nebyly dotčeny následným jaderným vývojem. V hvězdném materiálu převládaly molekuly vodíku H₂ a atomy helia, ostatní prvky byly co do hmotnosti zastoupeny asi 2 %. Hustota látky byla asi $5 \cdot 10^{-17}$ kg m⁻³ (tj. 10 000 molekul vodíku v 1 cm³).
- Konečný stav: Slunce svůj vývoj končí jako chladnoucí bílý trpaslík – hvězda tvořená převážně elektronově degenerovaným plynem o hmotnosti asi 0,54 M_☉ ($1,1 \cdot 10^{30}$ kg), s poloměrem 1/80 R_☉ ($4/3 R_Z = 8,5 \cdot 10^6$ m), složená z uhlíku, kyslíku a asi dvěma hmotnostními procenty těžších prvků. Střední hustota tohoto hvězdného reliktu je $4 \cdot 10^8$ kg m⁻³. Zbytek hvězdy, o hmotnosti poloviny Slunce je prostřednictvím hvězdného větru, pulzací a odhozením obálky planetární mlhoviny vrácen do prostoru. Chemické složení tohoto materiálu je oproti počátečnímu jen mírně pozměněno – přibylo zde jen trochu prvků skupiny C, N, O. Okolo centrální hvězdy stále krouží planety se zanedbatelnou hmotností, které však na sebe vážou kolem 98 % momentu hybnosti celé sluneční soustavy.
Prostorem putuje zhruba $1,25 \cdot 10^{63}$ vyzářených fotonů (650 000 fotonů na částici) většinou viditelného světla, jež sebou nesou naprostou většinu uvolněné energie.¹⁾ 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 stavu konečného. Vývoj v sobě tedy musí zahrnovat:
 - a) obrovské smrštění ve velikosti tělesa v poměru 240 000 000 :1 (o více než 8 řádů!) a z něj vyplývající zahuštění v poměru 1 : $8 \cdot 10^{24}$ (až o 25 řádů)!,
 - b) únik až 50 % látky s víceméně počátečním chemickým složením zpět do prostoru,
 - c) změnu chemického složení podstatné části hvězdy (původní vodík a helium se změní na uhlík a kyslík),

¹⁾ Na hvězdy tak lze nahlížet jako na velice účinná osvětlovací tělesa, která dokáží značnou část své vnitřní energie využít na výrobu a emisi fotonů.

- d) vznik sluneční soustavy, kam se odklidila podstatná část počátečního momentu hybnosti zárodečné mlhoviny, z níž hvězda vznikla,
- e) uvolnění značného množství energie, převážně ve formě fotonů. Z toho se získalo:

smrštěním	$1,7 G \frac{M_{\text{BT}}^2}{R_{\text{BT}}} =$	$1,4 \cdot 10^{43} \text{ J}$
spálením H na C, O	$7,3 \cdot 10^{29} \text{ kg} \cdot 0,00785 \cdot c^2 =$	$5,2 \cdot 10^{44} \text{ J}$
spálením He na C, O	$2,5 \cdot 10^{29} \text{ kg} \cdot 0,00075 \cdot c^2 =$	<u>$1,7 \cdot 10^{43} \text{ J}$</u>
celkem		$5,6 \cdot 10^{44} \text{ J}$

Z energetického hlediska je tak 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

Většina kompetentních autorů shodně uvádí, že Slunce vzniklo před 4,55 miliardy let zhroucením části, dnes již neexistujícího, obřího molekulového mračna obíhajícího v rovině Galaxie. Slunce si podrželo kinematiku zárodečného oblaku a od roviny Galaxie se nikdy nevzdálilo o více než o několik desítek světelných let. Kolem centra Galaxie krouží po takřka kruhové trajektorii; vůči vzdáleným galaxiím kolem něj oběhlo již více než dvacetkrát. Z míst svého vzniku se ovšem vzdálilo natolik, že v současnosti již není možné místo slunečního rodiště identifikovat. Stáří Slunce odhadujeme metodami radioaktivního datování těles sluneční soustavy, zejména pak meteoritů²⁾, o níž soudíme, že se zformovaly spolu 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 byl zárodek hvězdy opticky tenký, čili dosti průhledný. Součásti budoucí hvězdy se zprvu hroubí volným pádem, přičemž tento kolaps je takřka izotermický. Protože doba pádu částic v oblasti centrálního je kratší než u částic z periferie, začíná objekt

²⁾ viz např. G. J. Wasserburg et al (1977)

v centrálních částech houstnout. Když se zde předhvězdný materiál zahustí na cca $10^{-10} \text{ kg m}^{-3}$, stane se neprůhledným vůči vlastnímu záření. Hlavním zdrojem opacit je rozptyl na prachových částicích.

Vzrůstající gradient tlaku ve hvězdě začne rychlou kontrakci brzdit. Hydrostatická rovnováha se nejprve ustaví v centrálních oblastech zárodku, později v celém objektu. Vnější rozměry útvaru poklesnou pod 5 AU, útvar se stává tzv. *protohvězdou*. V opticky tlustém oblaku se uvolněná potenciální energie mění v teplo, které pak nahřívá tělo protohvězdy. Ta část své energie odevzdává do prostoru prostřednictvím převážně infračerveného záření. V počátečních fázích se zářivý výkon Protoslunce rychle zvětšuje, a to až na několiknásobek současného výkonu. Pokles vyzařovací plochy hroučící se hvězdy je více než bohatě kompenzován nárůstem efektivní teploty.

Poznamenejme, že v okrajových oblastech materiál ještě takřka volně padá. Když se dostává do oblastí 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 ostatní hvězdné látce a je příčinou zvýšeného výkonu zárodku hvězdy.

Jakmile teplota v protohvězdě vzroste nad 1000 kelvinů, začne se prach vypařovat a opacita poklesne a my nahlédneme hlouběji do hvězdy. Jádro hvězdy se dále rozehřívá s tím, jak na ně dále dopadají další a další vnější vrstvy. Dosáhne-li teplota v centrálních částech protohvězdy 2000 kelvinů, začnou se molekuly hvězdné látky rozpadat na jednotlivé atomy. Tento proces spotřebovává energii, která by jinak umožnila v nitru vytvořit dostatečný gradient tlaku k nastolení hydrostatické rovnováhy. Hvězda je proto dynamicky nestabilní a 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 hvězdy vystoupila teplota nad 12 milionů kelvinů. Tato podmínka bude splněna, pokud při smršťování poklesne poloměr chemicky homogenní hvězdy pod 90 % současného poloměru Slunce. Smrštěním tělesa z původně velmi velkých rozměrů se uvolní potenciální energie:

$E_{pot} \cong \frac{1,7 G M_{\odot}^2}{0,90 R_{\odot}} = 7,2 \cdot 10^{41}$ jouů. Ve shodě s větou o viriálu se polovina energie využije na

zvýšení vnitřní energie, tedy zejména na žádoucí zahřátí hvězdného nitra, druhá polovina energie je vyzářena ($3,6 \cdot 10^{41}$ J).

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 $1 L_{\odot}$. 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 vývoje³⁾, 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 došlo k postupné ionizaci materiálu. Obal hvězdy se stal pro postupující záření prakticky neprůhledný a ve hvězdě se teplo začalo přenášet 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. Energetická produkce těchto reakcí však 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 difúzí 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*⁴⁾, k němuž došlo zhruba po 50 milionech let od zrodu hvězdy.

³⁾ Podle I.-J. Sackmannové et al. (1993) je tato doba poněkud delší – cca 50 milionů let.

⁴⁾ Chemicky homogenní hvězdy hlavní posloupnosti, v nichž se právě rozhořely vodíkové reakce.

Mezi tím se již vytvořila též sluneční soustava, jejíž existence byla důležitá zejména v počátcích vývoje, neboť budoucí hvězdu zbavila nadbytku momentu hybnosti a umožnila její další vývoj. Jakmile se Slunce dostatečně smrštilo, začalo protoplanetární oblak nahřívát 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 hvězd 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, které se již nestačily 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)⁵⁾ jeho efektivní teplota činila 5586 K, což je o 3 % méně než dnes, jeho poloměr však byl výrazně menší než v současnosti: $0,90 R_{\odot}$. Zářivý výkon tehdejšího Slunce tak činil pouhých 70 % dnešní hodnoty. Slunce se skládalo ze 70,6 % z vodíku, z 27,4 % z helia a zbytek – tj. 2,0 % připadaly na těžší prvky.

Slunce zpočátku rotovalo rychleji než dnes, jeho aktivita byla o dost výraznější. Prostřednictvím hvězdnému větru se však hvězda postupně zbavuje i svého momentu hybnosti, rotace se zvolňuje a aktivita v důsledku toho postupně klesá až na současnou, relativně 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 hrouť, čímž se zahušťuje a současně i zahřívá.

⁵⁾ 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.

Od vstupu Slunce na hlavní posloupnost do současnosti vzrostla centrální teplota z počátečních 12 milionů K na dnešních 15,7 milionů K, centrální hustota z původních $8 \cdot 10^4 \text{ kg m}^{-3}$ vzrostla o 100 %, tj. na $1,5 \cdot 10^5 \text{ kg m}^{-3}$. 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 $0,90 R_{\odot}$ na dnešní $1,00 R_{\odot}$.

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 zastoupení víceatomových molekul v ní klesalo. Nyní je skleníkový efekt na Zemi podstatně méně účinný, než tomu bylo v minulosti, ale i tak zvyšuje teplotu na povrchu Země v průměru o 33°. Souběžným vývojem Slunce a zemské atmosféry tak na zemském povrchu byla „termostatována“ prakticky neměnná teplota, jež způsobila, že v průběhu celého vývoje Země byla na jejím povrchu voda v tekutém stavu, což jistě napomohlo rozvoji bohatého a strukturovaného organického života.

Toto termostatování ovšem nebylo vždy dokonalé, paleontologové mají řadu důkazů o tom, že v době před 2,5 miliardami let a poté v období před 700 až 800 miliony let byla Země kompletně zaledněná. Nicméně pod ledovou kůrou existovala tekutá voda v níž toto zalednění přežívaly jednoduché formy života.

Dnešní Slunce. Standardní model Slunce

Sestavit model současného Slunce, hodnověrně popisující a zdůvodňující průběh základních stavových veličin v nitru Slunce, není vůbec jednoduché. K jeho sestavení bychom totiž museli znát, jak jsou v nitru Slunci rozloženy 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 hmotnostní zastoupení helia, parametry konvekce apod.) tak dlouho, dokud nedospějeme k uspokojivé shodě s pozorovanou skutečností.⁶⁾ Takto nalezenému modelu slunečního nitra se pak říká *standardní model Slunce*.

Standardní model Slunce

V centru modelu je nejvyšší hustota $\rho_c = 1,46 \cdot 10^5 \text{ kg m}^{-3}$, nejvyšší teplota $T_c = 1,57 \cdot 10^7 \text{ K}$, i tlak $P_c = 2,3 \cdot 10^{16} \text{ Pa}$ (230 miliard atmosfér). Průměrná teplota ve slunečním nitru je $7 \cdot 10^6 \text{ K}$, střední hustota $1,4 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$. 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.

⁶⁾ 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.

- *Počet elementárních částic v nitru Slunce.*

celkem	$1,91 \cdot 10^{57}$	100,0 %
– volných elektronů	$1,01 \cdot 10^{57}$	52,7 %
– protonů (H^+)	$8,20 \cdot 10^{56}$	42,8 %
– 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	$3,8 \cdot 10^{38}$	$2 \cdot 10^{-20}$ %

Elektromagnetické 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 $7 \cdot 10^{-4} \text{ W kg}^{-1}$, nicméně vzhledem k tomu, že hmotnost energeticky aktivní části Slunce je obrovská – $5 \cdot 10^{29} \text{ kg}$, je celkový výkon oněch pozorovaných $4 \cdot 10^{26} \text{ W}$.

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 $5,9 \cdot 10^{11} \text{ kg}$ 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: v cca 51 % svého původního zastoupení.

- Model Slunce lze nezávisle potvrdit pozorováním slunečních neutrin. Veškeré experimenty se svými výsledky s teorií rozcházejí – pozorovaný tok slunečních neutrin je výrazně menší, než by se dalo očekávat.

Řešením tohoto tzv. *neutrinového skandálu* je skutečnost, že neutrina některých vůní (rozeznáváme neutrina elektronová, mionová a tauonová) mají nenulovou hmotnost, takže se vůně jednoho a téhož

neutrino může měnit, mluvíme zde o tzv. oscilaci neutrin. Třebaže při termionukleárních reakcích vznikají výhradně neutrino elektronová, už při samotném průchodu slunečním tělesem se jich větší část změní na neutrino jiné vůně. Vzhledem k tomu, že naše detektory zpravidla reagují jen na elektronová neutrino, je možné pozorovaný deficit těmito oscilacemi vysvětlit.

Sporný sice zůstává základní předpoklad vysvětlení, a totiž, že alespoň jedno z neutrin má nenulovou klidovou hmotnost, nicméně se ve prospěch mechanismu MSW, pojmenovaném po jeho autorech Mišejevovi, Smirnovovi a Wolfensteinovi (1986), svědčí řada nepřímých důkazů. Jedním z nich je asymetrie ve skladbě terciárních neutrin vznikajících při srážce mionů v zemské atmosféře. Jak ukázala přesná měření z neutrinové observatoře Superkamiokande 2 v roce 1999, zespod přicházelo menší množství mionových neutrin než shora, což si lze nejlépe vysvětlit jako důsledek oscilací neutrin, která zespod do detektoru musela urazit delší dráhu a „měla tedy na oscilace více času“.

- *Přenos tepla z centra na povrch zajišťuje ve vnitřních částech hvězdy zářivá difúze, hlavním zdrojem opacity v nitru 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 konvektivními proudy. Těsně pod povrchem opět převládá přenos energie zářivou difúzí, přičemž hlavním zdrojem opacity tu je fotoionizace negativního iontu vodíku H^- .

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 % za 100 milionů let. Za 3 miliardy let tak ode dneška se tak výkon Slunce zvýší na 1,33 L_{\odot} , efektivní teplota Slunce dosáhne 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 probíhá nejrychleji v samotném centru, kde se toto nukleární palivo nadobro vyčerpá po 4,8 miliardy let ode dneška. Zářivý výkon Slunce představuje $1,67 L_{\odot}$, poloměr nabude na $1,275 R_{\odot}$, teplota mírně klesne na 5820 K.

Slunce definitivně opouští poklidnou fázi hvězdy hlavní posloupnosti po dosažení věku 10,9 miliardy let (6,35 mld let od současnosti). V jeho centru se již nachází heliové jádro 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 dlouhodobého poklidného vývoje 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 vyhořelého heliového jádra znovu překotně rozhoří vodíkové reakce. Následný nárůst výkonu jádra vyvolá rychlou expanzi obalu hvězdy. Ten se rozpíná, chladne, celkový výkon hvězdy však roste. Hvězda se 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, které se začíná osamostatňovat. V jádru lze vysledovat neaktivní heliový vnitřek obalený postupně se tenčící slupkou, v níž vysokým tempem probíhají vodíkové termonukleární reakce.⁷⁾ Materiál ve slupce se rychle stravuje a popel jaderného hoření - helium se ukládá v centrálním heliovém jádru. Hmotnost heliového jádra tak pozvolna roste. Jakmile dosáhne $0,13 M_{\odot}$, zvýší se v centru hvězdy hustota látky natolik, že se zde objeví elektronová degenerace.⁸⁾ Ta záhy zachvátí celé jádro. Právě tato okolnost pak významně urychlí další vývoj, který vbrzku nabude katastrofické rysy.

⁷⁾ Vzhledem k vysoké teplotě slupky zde převládají reakce CNO-cyklu.

⁸⁾ 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 vnitřních částí hvězdy odvrátit.

Tempo vodíkových reakcí probíhajících ve slupce nyní bude záviset hlavně na její teplotě, a ta je zase určena teplotou elektronově degenerovaného, takřka 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.

Obal se stává hříčkou dějů probíhajících v jádru. Když se výkon jádra zvýší, vchází do obalu zevnitř více energie, než kolik jí v daném okamžiku z hvězdy odchází. Hromadí se energie se podle věty o viriálu spotřebuje na expanzi obalu, který při ní chladne. Plošná výměra hvězdy, a tím i její schopnost zbavovat se přebytečného tepla pocházejícího z jádra hvězdy, se zvětšuje. Expanze poleví ve chvíli, kdy je dosaženo rovnováhy mezi výkonem uvolněnou v centru a zářivým výkonem vycházejícím z povrchu hvězdy do prostoru. Hvězda se zvětšuje, chladne a na HR diagramu přechází do větve *červených obrů*. Zářivý výkon rychle vzrůstá až na $2350 L_{\odot}$, poloměr přitom dosáhne $165 R_{\odot}$ (0,77 AU) při povrchové efektivní 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. Svrchní vrstvy hvězdy jsou v čilém pohybu, z povrchu hvězdy vane mohutný hvězdný vítr, jímž se Slunce účinně zbavuje svých vnějších vrstev, povětšinou nedotčených předchozím jaderným vývojem. Na konci této etapy, která trvá pouhých 600 milionů let, by Slunce mělo přijít o celých 28 % své počáteční hmotnosti.

Merkur vezme za své, expandující Slunce jej pohltí. Venuši před tímto osudem 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). V okamžiku největšího vzepětí zářivého výkonu se povrch Země rozpálí až na teplotu 2100 °C. Zemskou atmosféru odfoukne mohutný sluneční vítr, nepřežijí zde ani jiné těkavější látky uložené v povrchových vrstvách planety. Vlastní těleso Země by však mělo tuto krátkodobou horkou kúru přežít bez větší úhony.

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 $10^{10} L_{\odot}$. Výbuch poněkud zvýší teplotu izotermického jádra, ale zejména jej nafoukne na několiknásobek 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 zvrát v dosavadním slunečním 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 smrští 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 $45 L_{\odot}$. V tomto stadiu vývoje se v současnosti nachází obří Capella⁹⁾.

Zapálení helia ve slupce kolem uhlíko-kyslíkového jádra. Slunce červeným obrem asymptotické větve

Zásoby helia v centrálních částech hvězdy se začnou ztenčovat. 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 $110 L_{\odot}$, hvězda na povrchu chladne a zvolna expanduje.

Na povrchu vyhořelého elektronově degenerovaného uhlíko-kyslíkového 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

⁹⁾ Capella, nejjasnější hvězda v souhvězdí Vozky je dvojhvězdou složenou ze dvou obřích hvězd – Capelly A a Capelly B.

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, zářít 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 zahluje do prachových závojų vyvržené látky, v níž lze najít i stopy předchozího jaderného vývoje.

V důsledku dalšího razantního úbytku hmotnosti Slunce působeného silným hvězdným větrem se Venuše odklídí do vzdálenosti 1,3 astronomické jednotky, Země postupně přejde na dráhu 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.

Brzký konec překotného vývoje předznamenává několik pulzů vzepětí výkonu jdoucích v rychlém sledu za sebou. Ty odnesou ze Slunce poslední zbytky obalu. Poslední z pulzů, vedoucí k odhození planetární mlhoviny, takřka obnaží hustý zbytek po vývoji hvězdy – degenerované uhlíko-kyslíkové jádro o hmotnosti $0,54 M_{\odot}$ zbavené jaderného paliva.

Planetární mlhovina se během několika desítek tisíc let zcela rozptýlí a nadejde 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 velmi malým rozměrům bílého trpaslíka je jeho zářivý výkon poměrně malý, disponibilní zásoby jeho vnitřní energie¹⁰⁾ tak vydrží po řadu miliard let. Teprve pak se stane neaktivní, vychladlou elektronově degenerovanou hvězdou.

4.2 Vznik hvězd

Obří molekulová mračna

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 $10^6 M_{\odot}$, o rozměru cca 50 parseků, udržované v rovnovážném stavu vnitřním pohybem částí oblaku, působením rázových vln a magnetických polí. Obří molekulová mračna, které jsou jinak největšími souvislými gravitačně vázanými objekty ve vesmíru, v sobě obsahují přes 50 % mezihvězdné látky v galaxiích. Jejich životní doba se odhaduje na řádově 10^8 let. Setkáváme se s nimi takřka výhradně v rovině spirálních galaxií, zpravidla v blízkosti spirálních ramen.

Molekulová mračna jsou tvořena především molekulárním vodíkem, dále též jednoatomovým neutrálním vodíkem a heliem, jakož i dalšími prvky, spojenými občas i do dosti složitých molekul. Nezbytnou složkou molekulových mračen jsou zrníčka mezihvězdného prachu, která hrají podstatnou roli v energetice mračen tím, že stíní vnitřní části oblaku a přebytečné teplo vyzařují do prostoru, čímž dokáží celý oblak dlouhodobě udržet na velmi nízké teplotě několika kelvinů.

Pro koncept vzniku hvězd z rozptýlené mezihvězdné látky, pocházející již od IMMANUELA KANTA a PIERRA LAPLACEHO¹¹⁾, 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

¹⁰⁾ 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.

¹¹⁾ IMMANUEL KANT (1724-1804), německý filosof, fyzik a astronom. PIERRE SIMON LAPLACE (1749-1827), francouzský přírodovědec, matematik.

termonukleární reakce, nacházíme 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 o poznání 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. Ta jsou pak vystřídána obdobími obrovského rozmachu tvorby nových hvězd, kdy nám přímo před očima formují 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 několika skutečnostmi, 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 zahladit. 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.¹²⁾

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 viriálového teorému (podrobnější pojednání, včetně odvození najdete v podkapitole 2.5). Platí-li pro střední hodnoty potenciální energie takového zhustku látky E_p a vnitřní kinetické energie neuspořádaného pohybu částic U relace:

$$2U < |E_p|,$$

¹²⁾ 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.

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 vyšetřujeme stabilitu stejnorodého kulového oblaku o hmotnosti M , poloměru R , teplotě T .

$$E_p \sim -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}, \quad U \sim \frac{3}{2} NkT, \quad N = \frac{M}{\mu m_H}.$$

kde N je počet částic v oblaku.

Dosazením do výše uvedené podmínky pro gravitační nestabilitu dostáváme:

$$\frac{3MkT}{\mu m_H} < \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$$

Uvážíme-li, že: $M = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho$, pak lze uvedenou nerovnost zapsat:

$$M > M_J,$$

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 ($\sim T^{3/2}$), méně pak i na hustotě $\rho^{-1/2}$.

Z toho ovšem plyne, že hvězdy mohou vznikat jen v těch nejhustějších a nejchladnějších oblastech molekulových mračen. Tyto podmínky jsou nejčastěji splněny v centrech mračen, kde je dokonale odstíněn i svit blízkých hvězd. Dále je zřejmé, že na samém počátku fragmentace molekulového mračna hrají rozhodující roli jen velice hmotné fluktuace o hmotnostech $1\,000 M_\odot$ až $10\,000 M_\odot$. Právě tyto zárodky vedou ke vzniku kompaktních skupin hvězd, přičemž jednotlivé hvězdy vznikají dalším štěpením původní víceméně jednolitě hustotní fluktuace.

Na tvorbu nových hvězd se nespotřebovává všechen materiál zárodečného oblaku, ale jen jeho menší část (cca $\frac{1}{4}$). Nově vzniklé hmotnější hvězdy, jejichž povrchová teplota v průběhu vývoje překročí $10\,000\text{ K}$, 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 mrakem a vylétují do prostoru.

Jakkoliv jsou pro vznik zárodků budoucích hvězd podmínky v molekulových mračnách nejpriznivější, samy o sobě ještě nestačí. K rozdrobení části oblaku na hvězdy je třeba látku ještě více zahustit.

K žádoucímu zahuštění může posloužit třeba:

- a) Setkání molekulového mračna s expandující oblastí velmi horkého a řídkého ionizovaného vodíku (oblasti H II). V 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 nimž nezřídka dochází zejména v galaktických kupách nebo v místních skupinách galaxií.

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 tam 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. Zřejmě 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 vedoucí 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 ukázat¹³⁾, že celková doba t_{ff} zhroucení kulového oblaku o hustotě ρ do bodu volným pádem, pokud by se síle gravitační nepostavila žádná síla odstředivá, je dána vztahem:

$$t_{\text{ff}} \cong \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}}.$$

Například současné Slunce s hustotou $\rho = 1\,400 \text{ kg m}^{-3}$ by se volným pádem zhroutilo do bodu asi za 29 minut. Pro oblak s typickou koncentrací 10^4 molekul vodíku v cm^3 ($3,3 \cdot 10^{-17} \text{ kg m}^{-3}$) 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. Se vzrůstem teploty dochází k disociaci molekul, zejména pak molekul vodíku. Potom následuje i ionizace atomů, látka ve hvězdě se postupně stává neprůhlednou pro vlastní záření.

¹³⁾ 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

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 vnějších 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 vývoje. 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 ovlivňujícími se navzájem především gravitací, lze na něj aplikovat viriálovou větu:

$$2 \langle E_k \rangle + \langle E_p \rangle = 0,$$

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 necht' je E_{rad} . Ze zákona zachování energie pak dále plyne:

$$\langle E_k \rangle + \langle E_p \rangle + E_{\text{rad}} = 0.$$

Kombinací této rovnosti s viriálovou větou dostaneme další zajímavé vztahy:

$$E_{\text{rad}} = \langle E_k \rangle = - \langle E_p \rangle / 2,$$

čili, že smršťováním uvolněná potenciální energie se rovným dílem rozděluje na vyzářenou energii a celkovou vnitřní energii. Hroučící 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 závisí 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:

$$\langle E_k \rangle \cong \frac{3}{2} k T_s \frac{M}{\mu_s m_H} = \frac{3 k T_s M}{2 \mu_s m_H} = -\frac{\langle E_k \rangle}{2} = \frac{\alpha}{2} G \frac{M^2}{R} \rightarrow$$

$$T_s \cong \frac{\alpha G \mu_s m_H}{3 k} \frac{M}{R} = 8 \cdot 10^6 \text{ K} \left(\frac{M}{M_\odot} \frac{R_\odot}{R} \right)$$

Ve skutečnosti bude střední teplota hvězdného nitra poněkud menší, protože se část vnitřní energie spotřebuje na disociaci a ionizaci.

Odtud lze třeba odvodit, že střední vnitřní teplota hvězdy při nástupu do druhé, pomalejší etapy raných fází vývoje hvězdy ($M = 1 M_\odot$, $R = 100 R_\odot$) 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*.¹⁴⁾

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“

¹⁴⁾ CHUSHIRO HAYASHI (*1920), japonský astrofyzik.

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:

$$E_{\text{rad}} = -\frac{\langle E_p \rangle}{2} \cong \frac{\alpha}{2} G \frac{M^2}{R} \approx 3,2 \cdot 10^{41} \text{ J} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{R_{\odot}}{R} \right).$$

Hvězda o typickém zářivém výkonu $L = 1 L_{\odot}$ 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-Helmholtzova škála* τ_{KH} . Ta je definována jako podíl celkového objemu energie vyzářené během kolapsu E_{radp} a středního zářivého výkonu hvězdy L :

$$\tau_{\text{KH}} = \frac{E_{\text{radp}}}{L} = \frac{\alpha}{2} G \frac{M^2}{R L} \approx 2,6 \cdot 10^7 \text{ let} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{L_{\odot}}{L} \right) \left(\frac{R_{\odot}}{R} \right).$$

Hvězdami v pomalé fázi své kontrakce ještě před vstupem na hlavní posloupnost jsou tzv. hvězdy typu T Tauri, aktivní hvězdy o efektivní teplotě 3 000 K až 6 000 K, často ještě spojené se zbytky zárodečných mlhovin.

Příčinou výjimečné 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 s rychlostí kolem 400 km s^{-1} kolimované ve směru rotační osy zbytky akrečního disku. Důkazem aktivity jsou ještě pozorovaná silná magnetická pole, chromosféry, erupce.

S tím, jak se hvězda uvnitř zahřívá, přibývá v ní fotonů schopných transportu zářivé energie z teplejšího centra na povrch a těž klesá její opacita daná zejména fotoionizací. Vnitřek hvězdy zpřehlední natolik, že se v něm nejučinnějším 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.

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 energiový 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 tímž tempem jako předtím.

Nejdůležitější ovšem jsou vodíkové termonukleární reakce, jejichž energetická produkce závisí zejména na teplotě. Pokud se v průběhu smršťování hvězdy vytvoří v centru teplota alespoň 3 miliony kelvinů, zažehnou se zde vodíkové reakce, které pak naprosto zvrátí dosavadní směr hvězdného vývoje. Větší část zářivého výkonu hvězdy se totiž začne hradit z výkonu uvolněného vodíkovými reakcemi. Proces postupného smršťování se 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** uhradit 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 převezmou 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 v intervalu hmotností 0,013 až 0,075 M_{\odot} . 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 větší část hmoty hvězdy a kontrakci doslova zmrazí. Centrální teplota oněch kýžených 3 milionů kelvinů nedosáhne, vodík se zde nezapálí. Těmto objektům, jež stojí na pomezí mezi velkými planetami a hvězdami, říkáme *hnědí trpaslíci*. Spodní hranice hmotnostního intervalu odpovídá mezi, kdy se v nitru hvězdy nezapálí ani deuterium s nižší „zápalnou“ teplotou než lehký vodík.

Až do roku 1995 byli hnědí trpaslíci jen hypotetickými objekty, v současnosti jich známe stovky. Nejsnáze se odhalují mladí, předchozím smršťováním dostatečně zahřátí hnědí trpaslíci. Dosti jich bylo objeveno v mladých otevřených hvězdokupách, např. v Plejádách (10^8 let). Podrobněji v části 5.3.

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 takřka nemění, zahřívání podle viriálové věty už není možné. Hvězda celkově chladne, čímž ovšem klesá i zářivý výkon hvězdy. Hnědý trpaslík se pozvolna stává nezářícím *černým trpaslíkem*, složeným převážně z vodíku.

Hvězdy hlavní posloupnosti. Hoření vodíku v centru

Hvězdami (vodíkové) 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 stráví většina hvězd 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 $L \sim M^4$) 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 pozvolna jaderně spotřebovává 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 zhruba 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 :

$$E = 0,0071 X q M c^2 = 8,9 \cdot 10^{44} \text{ J } q(M) \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right),$$

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:

$$\tau_{\text{HP}} \cong \frac{E}{\bar{L}} \cong 7,3 \cdot 10^{10} \text{ let} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) q(M) \left(\frac{L_{\odot}}{\bar{L}} \right) \approx 10^{10} \text{ let} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-2,6},$$

kde \bar{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 $15 M_{\odot}$. Vše lze porovnat s některými ze sítě modelů hvězd od Gerarda Schallera et al. (1992).

M/M_{\odot}	L/L_{\odot}	$\tau_{\text{HP}}/10^6 \text{ let}$	q	M/M_{\odot}	L/L_{\odot}	$\tau_{\text{HP}}/10^6 \text{ let}$	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 je starý necelých 14 miliard let, nestačila žádná z hvězd s hmotností menší než $0,85 M_{\odot}$ 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 $1/2$.

V tabulce ovšem nejsou uvedeny málo hmotné hvězdy, speciálně pak ty, jejichž hmotnost je menší než $0,4 M_{\odot}$. Dotyčné hvězdy v jádru spalují vodík na helium v centrálních částech hvězdy. Vzhledem k nízké teplotě a poměrně vysoké hustotě hvězdného materiálu v nitru je tento pro záření takřka neprůhledný, což znamená, že přenos energie v rámci celé hvězdy zabezpečuje konvekce. Ta pak zajišťuje i neustálý přísun čerstvého materiálu bohatého na vodík do centrálních oblastí hvězdy. Hodnota q je zde pak rovna 1 – ve hvězdě se prakticky veškerý vodík spálí na helium. Vzhledem k tomu, že tyto hvězdy mají nepatrný zářivý výkon, potrvá u nich fáze hvězdy na hlavní posloupnosti neobyčejně dlouho: od bilionu do 20 bilionů let. Budou to tak hvězdy, které ve vesmíru dokáží svítit nejdéle.

Ve hvězdách hlavní posloupnosti o hmotnosti menší než $2 M_{\odot}$ je energeticky nejvýznamnější tzv. *protonově-protonový řetězec*¹⁵⁾. Jaderné reakce hoří v blízkosti centra, přenos energie se v této oblasti děje zářivou difúzí, 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 panují ve hvězdách hmotnějších, kde se prosazuje teplotně enormně citlivý *CNO cyklus*. K efektivnímu spalování vodíku prostřednictvím tohoto cyklu dochází jen v nepatrném ohnisku jaderného hoření umístěném v samotném centru hvězdy. Zdroj energie je zde takřka bodový a zářivá difúze není schopna veškerou uvolněnou energii přenést. Ochotně ji zastoupí konvekce, která nejen že odvádí teplo z této přehřáté oblasti, ale slouží též jako účinný proces dopravující do místa jaderného hoření stále čerstvý jaderný materiál.¹⁶⁾

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 se energie přenáší výhradně zářivou difúzí, 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

¹⁵⁾ S tím, jak se v průběhu vývoje na hlavní posloupnosti zvyšuje teplota centrálních částí hvězdy, zvyšuje se i relativní podíl energie uvolněné CNO cyklem na celkovém výkonu hvězdy.

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 se hvězda uvnitř neustále 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 narůstá.

Na počátku stadia hvězdy hlavní posloupnosti prakticky nebylo možné najít reálnou hranici mezi vnějším obalem hvězdy a jejím jádrem. S tím však, jak se jádro se zvyšujícím se podílem helia hroutí a zahušťuje, je 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 ke zvyšování výkonu hvězdy a přispívá k postupnému nárůstu potenciální energie obalu. Vnější vrstvy hvězdy zvolna expandují. Mírně se mění i efektivní teplota hvězdy – u hvězd hmotnějších než $2 M_{\odot}$ teplota v průběhu času mírně klesá, u hvězd s hmotností sluneční a menší naopak po celou dobu stadia hvězdy hlavní posloupnosti mírně roste.

K větví 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 nasadí přídatný zdroj energie – hvězda se zde začne rychle smršťovat. Centrální části hvězdy se zahustí, teplota zde vzroste. Rozměry takřka vyhořelého jádra se zmenší. Hroutící se jádro za sebou strhne i ty oblasti hvězdy, které dosud nebyly jaderně aktivní, a vtáhne je do míst s výrazně vyšší teplotou. V přilehlých oblastech s vysokým obsahem vodíku se vzápětí zapálí vodíkové reakce probíhající zde v poměrně mocné slupce,

¹⁶⁾ 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

kteřé se záhy stanou dominantním zdrojem jaderné energie ve hvězdě. V jádru budou i nadále dobíhat vodíkové reakce, které po sobě záhy zůstaví prakticky čistě heliové jádro.

Výkon uvolňovaný prostřednictvím termonukleárních reakcí probíhajících ve slupce brzy předčí předchozí výkon jádra. Obal hvězdy tak dostává z nitra více tepla než předtím, více než dokáže přenést. Část toku energie se v 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, na rozdíl od situace hvězdy hlavní posloupnosti, podřizuje diktátu nyní již takřka zcela samostatného jádra, v němž se uvolňuje 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 ustavičně roste. Stav hvězdy v této fázi vývoje je určen spíše okamžitou hmotností jejího kompaktního jádra než celkovou hmotností hvězdy. Na H-R diagramu se hvězda svižně přesouvá do extrémní oblasti rozměrných *červených obrů* (Red Giant Branch – RGB).

Zažehnutí heliových reakcí

S tím, jak se zvyšuje hmotnost vyhořelého heliového jádra, roste i jeho teplota. Jakmile hmotnost jádra přeroste $0,4 M_{\odot}$, 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, vyvolají 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, v níž se uvolňuje převážná část energie hvězdy, a tempo jaderných reakcí zde výrazně klesne. Celkový výkon uvolňovaný termonukleárními reakcemi tak po zapálení dalšího

přechod od původního chemického složení až po čistě heliové jádro.

jaderného zdroje paradoxně poklesne. Snížený příkon energie z centra vede k tomu, že se obal hvězdy smrští a zahřeje. Hvězda se stává běžným hvězdným obrem jen několikrát větším než Slunce, obrem typu Capelly.

Heliové reakce probíhají rychle, celá tato poměrně poklidná etapa trvá řádově jen 10^8 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, již je vrstvička hořícího vodíku, která zajišťuje takřka celý výkon hvězdy. Hvězda se znovu nadme, tentokrát ještě více než kdykoli předtím, stane 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 zvyšuje¹⁷⁾, struktura jádra hvězdy je komplikovaná, ve hvězdě existuje řada aktivních i neaktivních vrstev. Dochází

¹⁷⁾ Pro ilustraci uvedme, 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, uhlík 300 let, kyslík 8 měsíců a křemík 2 dny.

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 ($1,4 M_{\odot}$) 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. I v této mezní situaci je to právě ona, která 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 vývojem 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 smršťování vnitřku většiny hvězd brání závažná vnitřní příčina – *elektronová degenerace*.¹⁸⁾ 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.

¹⁸⁾ O vlastnostech degenerovaného plynu se podrobně pojednává v podkapitole 5.2.

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 (vodíkoví) trpaslíci

Elektronová degenerace je rozhodující příčinou toho, proč se plynná tělesa o hmotnosti menší než $0,075 M_{\odot}$ nikdy nestanou hvězdami hlavní posloupnosti. Již v průběhu jejich celkového smršťování předcházejícího vstup do tohoto rozhodujícího stadia 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, naopak s časem klesá. Tempo vodíkových reakcí je příliš malé na to, aby se díky nim 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

Ve hvězdách s hmotností menší než $0,4 M_{\odot}$ probíhá přenos energie z nitra na povrch téměř výhradně prostřednictvím konvekce, která zasahuje i do oblastí, kde vodík hoří na helium. Konvekcí se promíchává celý objem hvězdy, což způsobí, že se ve hvězdě prakticky všude vodík postupně přemění na helium. Hvězda se pozvolna hroutí a nastupuje v ní elektronová degenerace, která pak další smršťování zastaví. Po mnoha miliardách let vývoje hvězdy hlavní posloupnosti se chemicky homogenní hvězda tvořená převážně heliem stává chladnoucím heliovým elektronově degenerovaným trpaslíkem, v němž se nikdy nevytvoří teplota dostatečná k zapálení heliových reakcí. Tyto úvahy jsou však dosti akademické, neboť

vzhledem ke stáří vesmíru se dosud žádná z takto hmotných hvězd vývojově tak daleko nedostala.

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 $2 M_{\odot}$, 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 $0,4 M_{\odot}$, 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, dílem zde zvyšuje vnitřní energii, tedy i teplotu.¹⁹⁾

Teplota jádra T_j je rostoucí funkcí jeho hmotnosti: $T_j \sim M_j/R_j \sim M_j^{4/3}$.

¹⁹⁾ Protože degenerované jádro je dobře tepelně vodivé, jedná se o teplotu celého jádra.

S tím, jak roste hmotnost degenerovaného jádra, roste i jeho teplota²⁰), 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 $2500 L_{\odot}$. Na stále se zvyšující výkon jádra odpovídá obal hvězdy prudkou expanzí. Hvězda se rychle nafukuje a stává se *červeným obrem* či *veleobrem* o poloměru až $200 R_{\odot}$. 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 však k tomu nedojde pokojnou cestou. Například v případě degenerovaného heliového jádra zažehnutí heliových reakcí nastane ve chvíli, kdy v něm teplota dosáhne zápalné teploty, což nastane tehdy, kdy hmotnost heliového jádra překročí $0,4 M_{\odot}$. 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.

²⁰) Situaci komplikuje fakt, že při vysokých hustotách i teplotách, s nimiž se degenerovaných jádrech hvězd v pozdním stadiu vývoje běžně setkáváme, vzniká velké množství párů neutrino-antineutrino. Neutrína pak místo svého zrodu opouštějí a odnášejí sebou podstatnou část vnitřní energie, čímž degenerované jádro účinně ochlazují. V bezprostředním okolí centra tak zapříčiňují i záporný teplotní gradient, který způsobuje, že k zažehnutí heliových resp. uhlíkových reakcí dochází mimo střed hvězdy.

Degenerace v jádrech hvězd 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 $2 M_{\odot}$ do zhruba $8 M_{\odot}$. Na povrchu vyhořelého uhlíko-kyslíkového jádra se zapálí vrstvička hořícího helia. Hoření je velice rychlé, poněkud neklidné. Celou hvězdou probíhají pulzace (prosím nezaměňovat s termálními pulzy), hvězda se stává miridou.

V pozdních vývojových stádiích se k sobě výrazně přibližují tepelná a dynamická škála, což znamená, že při modelování stavby hvězdy s jednoduchým statickým modelem nevystačíme. 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 dezintegrace hvězdy – výbuch supernovy typu Ia). Ovšem daleko častěji 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 jádrech hmotných hvězd

Ve hvězdách hmotnějších než $8 M_{\odot}$ se uhlík a kyslík v pozvolna se smršťujícím nedegenerovaném jádru zapálí klidně a v centrálních částech tohoto vyhořelého jádra se hromadí zplodiny tohoto hoření – hořčík, křemík aj. Pokud není nitro hvězdy příliš žhavé, dojde zde k elektronové degeneraci tohoto jádra, která vede k postupnému nárůstu výkonu hvězdy. Dojde-li k dezintegraci obalu hvězdy, zbude z ní chladnoucí bílý trpaslík složený tentokrát převážně z hořčíku, či neonu.

Degenerace v závěrečných fázích hvězdného vývoje

Elektronová degenerace představuje elegantní řešení jistého fyzikálního paradoxu, podle něhož by hvězdy vlastně nikdy neměly vychladnout. Hvězdy jsou složeny z vysokoteplotního plazmatu, které se svými vlastnostmi velmi blíží ideálnímu plynu. Ztráty způsobené vyzařováním se ve hvězdě složené z ideálního plynu hradí uvolňováním potenciální energie. Podle viriálového teorému zůstává polovina energie ve hvězdě a vede k jejímu zahřátí. Takže ochlazováním se hvězda zahřívá. Spuštění tepelného zdroje termionukleárních 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 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 změnila jeho potenciální energie.

4.5 Role úniku látky z hvězdy

Hvězdný vítr. Pulzace

U osamocených hmotných hvězd s enormním zářivým výkonem pozorujeme masivní únik látky z hvězdy prostřednictvím *hvězdného větru* působený účinky tlaku záření. V jeho důsledku dochází k citelnému 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 konvekci, jejich vrchní vrstvy jsou v neustálém pohybu. Z povrchu hvězd vane silný hvězdný vítr, kterým hvězdy v extrémních případech ztrácejí až $10^{-6} M_{\odot}$ ročně. Vypuzený materiál v okolí hvězd chladne, kondenzují zde prachové částice, které zmíněné hvězdy zahalují do neproniknutelného prашného závoje.

Při odhadu tempa ztráty látky \dot{M} z povrchu červených obrů se zpravidla užívá semiempirický vztah formulovaný DIETREM REIMERSEM (1975)²¹):

$$\dot{M} = \eta (-4 \cdot 10^{-13} M_{\odot}/\text{rok}) \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right) \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right) \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right) = \eta (-4 \cdot 10^{-13} M_{\odot}/\text{rok}) \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right) \left(\frac{g_{\odot} R_{\odot}}{g R} \right),$$

kde η je koeficient blízký jedničce.²²) Oškálování závislosti vychází ze změřeného toku hvězdného větru vanoucího ze Slunce.

Tvar uvedeného vztahu lze 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:

$$L \approx \frac{dE_{\text{pot}}}{dt} \approx \frac{d}{dt} \left(G \frac{M^2}{R} \right) \approx \frac{M}{R} \dot{M}.$$

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. Stavů 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.

²¹) DIETER REIMERS (*1943), německý astrofyzik zabývající se hvězdným větrem, fyzikou bílých trpaslíků a kosmologií, se schopný okamžitě usnout na přednášce svých kolegů.

²²) V práci Juliany Sackmannové et al. (1993), týkající se vývoje Slunce, autoři předpokládali, že $\eta = 0,6$.

Vývoj hvězd s hmotnostmi 0,4 až 11 M_{\odot}

Závěrečné fáze vývoje hvězd s hmotnostmi mezi 0,4 M_{\odot} a 11 M_{\odot} jsou ve znamení závodu mezi rychlostí ztráty hmoty z obalu a tempem jaderného vývoje. V jádru se v závislosti na počáteční hmotnosti postupně zapálí vodík, vodík ve slupce, helium v jádru a po jeho vyhoření helium ve slupce. U hmotnějších hvězd se podaří i zažehnout uhlík a kyslík. V tempu vývoje ale nakonec „zvítězí“ obal hvězdy, který se v důsledku 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_{\odot} 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_{\odot}

U hvězd s hmotnostmi nad 11 M_{\odot} je nukleární vývoj v jádru hvězdy rychlejší než tempo dezintegrace obalu (hmotnost obalu je větší). Jakmile se v centru začne tvořit jádérko 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*²³⁾ mez (tj. asi 1,45 M_{\odot}) začne se jádro hroutit, neboť se ve hvězdě již nedokáže vytvořit takový gradient tlaku elektronově degenerované látky, který by dokázal tíže této látky odolat.

Při počáteční hmotnosti hvězdy do 50 M_{\odot} se vnitřek hvězdy hroutí na neutronovou hvězdu složenou převážně z velmi husté *neutronově degenerované látky*. Potenciální energie uvolněná kontrakcí (řádově 10^{46} J) se z hvězdy odnáší prostřednictvím neutrin vzniklých při

²³⁾ SUBRAHMANYAN CHANDRASEKHAR (1910-95), indický astrofyzik, nositel Nobelovy ceny za fyziku.

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^{-1} . 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 $50 M_{\odot}$, silný hvězdný vítr urychlovaný 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 jejichmi 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 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 knihy.

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 uvědomili stěžejní význam zákona zachování energie pro veškeré dění ve vesmíru. Hvězdy jsou příkladem těles, která prostřednictvím svého záření plynule odevzdávají svou energii do okolního prostoru. Tento nevratný proces nutně vede k vyčerpání 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 z víceméně 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 de Laplace, 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 ZÖLLNER v roce 1865 měl za to, že hvězdy žluté a červené hvězdy byly původně bílé, ale vychladly. Předpokládal tedy již jistý vývoj. HERMANN VOGEL²⁴), 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. Tato už dávno překonaná teorie se nám připomíná rozdělením spektrálních typů na ranné (tedy teplejší než Slunce) a pozdní (chladnější).

Vážnou podporu takovéto interpretaci hvězdných spekter přineslo *harvardské* zdokonalení *spektrální klasifikace*. Ukázalo se, že převážnou část hvězdných spekter lze seřadit do spojitě posloupnosti, v níž bylo nutno vytvořit ještě podtřídy, neboť klasifikace byla vždy hrubá.

²⁴) JOHANN KARL FRIEDRICH ZÖLLNER (1834-82), německý astrofyzik, zaměřoval se zejména na fotometrii a spektroskopii hvězd.

HERMANN CARL VOGEL (1841-1907), německý astrofyzik, zabýval se spektroskopií, ze změn radiální rychlosti Algolu dokázal, že se skutečně jedná o dvojhvězdu.

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 mysteriózního „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.²⁵⁾

Proč by měly být hvězdy na začátku své kondenzace hned nejteplejší? Nemohly by se kontrakcí nejprve zahřát a pak pomalu chladnout? Podle 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 oprášíla představa Lockyerova, že vývoj začíná rozměrnými

²⁵⁾ 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.

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 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 jejich radioaktivního datování, jsou občas i o dva řády starší.

Kontrakce jako hlavní zdroj hvězdné energie selhala; všichni se upnuli na zdroj neznámé povahy působící na tzv. „subatomární“ úrovni.

Na počátku minulého století anglický astronom James Jeans navrhl jako zdroj *anihilaci hmoty* při totální přeměně splynutího 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 pravda není. V nepořádku jsou i příliš 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.²⁶⁾

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.

²⁶⁾ ISADORE EPSTEIN (1919-95) – americký astronom estonského původu.

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 sestavené 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 sestaveného 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.

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 jasností. 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 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 setrvává.

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 *obrů* – hvězdy, v nichž hoří v centru helium a vodík v tenké slunce a dále *větev červených obrů* splývající s *asymptotickou větví obrů*. Připomeňme, že vnitřní struktura těchto vnějškově dosti podobných hvězd se dosti liší: v případě červených obrů jde o méně hmotné hvězdy se slupkovým zdrojem hořícího vodíku obalujícího elektronově degenerované heliové jádro, zatímco příslušníci asymptotické větve obrů mají neaktivní elektronově degenerované uhlíko-kyslíkové jádro obalené vrstvičkou hořícího helia, vrstvičkou neaktivního helia a konečně energeticky nejdůležitější aktivní vrstvičkou hořícího vodíku.

Ostatní rychlé, či přechodné fáze hvězdného vývoje jsou na H-R diagramech obsazeny jen několika vzácnými hvězdnými exempláři.

Hvězdné populace

Metodami spektrální analýzy lze poměrně dobře studovat i chemické složení povrchových vrstev hvězd. Tyto vrstvy se v průběhu vývoje prakticky nikdy nedostanou do přímého kontaktu s vnitřními oblastmi hvězd, v nichž probíhají jaderné reakce. Nesou tak důležitou informaci o chemickém složení látky, v době, kdy konkrétní hvězdy vznikaly.

Hvězdy první generace, označované někdy jako hvězdy hypotetické *populace III*, vznikly krátce po velkém třesku tedy před zhruba 11 - 13 miliardami let. Hvězdy se skládaly prakticky výhradně z vodíku a helia, jež vzniklo v době, kdy byl vesmír ještě hustý a horký. Poměrné zastoupení helia a vodíku se tehdy příliš nelišilo od současného, takřka zcela však chyběly těžší prvky: $Z \rightarrow 0$. Vesměs se jednalo o velmi hmotné hvězdy, které se mimořádně rychle vyvíjely a svůj život končily okázalým výbuchem supernovy nebo snad i hypernovy. 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 II* a *I*. V jejich počátečním chemickém

složení jsou prvky těžší než helium zastoupeny několika hmotnostními procenty, v extrémních případech až pěti. Ukazuje se, že čím později dotyčná hvězda vznikla, tím vyšší má obsah těžších prvků.

Odlišných typů hvězdných uskupení v Galaxii si povšiml JAN OORT, a to už v roce 1926. Samotný pojem hvězdných *populací I a II* zavedl v roce 1944 WALTER BAADE²⁷), 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.

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 mračka. Jejich startovní chemické složení tak muselo být velice podobné. Osamělé hvězdy ve hvězdokupách se pak 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 definované²⁸),

²⁷) JAN HENDRIK OORT (1900-92), holandský astronom, objevitel galaktické rotace. WILHELM HEINRICH WALTER BAADE (1893-1960), německý astronom, do USA emigroval v roce 1931.

²⁸) „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.

většinou jimi můžeme proložit spojitou křivku, byť někdy přerušenu. 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*.

Zpočátku se bude izochrona úzce přimykát 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, 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.

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 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 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 $0,35 M_{\odot}$, vypočtete střední hustotu hmoty v okolí Slunce a porovnejte ji se střední hustotou mezihvězdné látky v rovině Galaxie (10^6 atomů/m^3). Diskutujte.

$$[3 \cdot 10^{-21} \text{ kg/m}^3, \text{ jen dvakrát více (!)}]$$

2. Co byste museli udělat se Sluncem, abyste jej zchladili z jeho současné průměrné teploty 7 milionů kelvinů na původní teplotu zárodečné mlhoviny?

[Museli byste do něj vpravit tolik energie, kolik se z něj vyzářilo v důsledku gravitačního smršťování]

3. Typického červeného obra si lze představit jako velice rozměrnou hvězdu o poloměru několika desítek R_{\odot} a hmotnosti cca $1 M_{\odot}$ a zhroucené, elektronově degenerované hvězdy o velikosti srovnatelné se Zemí a hmotností rovněž cca $1 M_{\odot}$. Ukažte, že tlak v centru obra (a tím i jeho stav) na charakteristikách obalu prakticky nezávisí.
4. 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 viriálový teorém.

$$[E_p \cong -\frac{3}{5} \frac{GM_{\odot}^2}{R_{\odot}}, \quad \Delta E_p = \frac{3}{5} \frac{GM_{\odot}^2}{R_{\odot}^2} \Delta R_{\odot}, \quad L_{\odot} = -\frac{1}{2} \Delta E_p, \quad \Delta R_{\odot} = \frac{10}{3} \frac{L_{\odot} R_{\odot}^2}{GM_{\odot}^2}, \text{ musel by se}$$

$$\text{zmenšit ročně o } 70 \text{ m} = 1,1 \cdot 10^{-7} R_{\odot}, 27 \text{ m} = 3,8 \cdot 10^{-8} R_{\odot}.]$$

5. Jaká by byla na Zemi průměrná teplota na počátku vývoje sluneční soustavy za předpokladu, že by zemská atmosféra měla tytéž vlastnosti, jako v současnosti.

$$[-7^{\circ} \text{ C oproti dnešním } 18^{\circ} \text{ C}]$$

6. Za předpokladu, že ve Slunci všude panuje jeho střední teplota, tedy 7 milionů kelvinů, vypočtete počet fotonů v objemu Slunce a porovnejte s počtem nukleonů.

$$[9,8 \cdot 10^{54} \text{ fotonů}, 1,2 \cdot 10^{57} \text{ nukleonů: } 1:100]$$

7. 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, vypočtete 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.

$$[\tau = \frac{R_{\odot}^2}{lc}, 50\,000 \text{ let, ve skutečnosti je však doba „cesty jednoho kvanta“ řádově delší,$$

neboť hlavním zdrojem opacity je fotoionizace, která je procesem mnohem zdlouhavějším.]

8. 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 jiná, je dána vztahem: $t_{\text{ff}} \cong \sqrt{3\pi/32 GM\rho}$. b) Za jakou dobu by se za těchto podmínek zhroutilo do bodu naše Slunce s hustotou $\rho = 1400 \text{ kg m}^{-3}$, c) Za jak dlouho se zhroutí oblak s typickou koncentrací cca 10^4 molekul vodíku v cm^3 . d) Porovnejte tento čas s celkovou dobou aktivního života hvězdy (cca 10^{10} let).

$$[(a) \text{ Podle 3. Keplerova zákona } P^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{GM}, \text{ kde } t_{\text{ff}} = \frac{P}{2}; \quad a = \frac{R}{2}; \quad M = \frac{4}{3}\pi\rho R^3;$$

(b) za 30 minut, (c) za cca 350 000 let, (d) 1/30 000.]

9. Během pomalé fáze 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: $R \sim M^{3/4}$, vypočtete jak závisí délka trvání pomalé fáze hvězdné kontrakce τ na hmotnosti hvězdy. Vyjděte přitom z předpokladu, že τ se u hvězd sluneční hmotnosti odhaduje na 30 milionů let.

$$[\tau \sim 3 \cdot 10^7 \text{ let } M^{9/4}]$$

10. Jaká je minimální počáteční hmotnost hvězdy, která již prošla nebo právě prochází stadiem obra. Zdůvodněte.

$$[\tau_{\text{HP}} = 10^{10} \text{ let} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{-2,6}, \text{ při stáří vesmíru } 13,7 \cdot 10^9 \text{ let je } M_{\text{min}} = 0,89 M_{\odot}]$$

11. Jak starý by musel být vesmír, aby se v něm objevil první heliový bílý trpaslík vzniklý jako výsledek vývoje osamělé hvězdy. Je myslitelné, aby vznikl i dříve, a to jako výsledek vývoje těsné dvojhvězdy?

[alespoň 60 miliard let, ano]

12. 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 .

$$[(a) R \sim M^{1/3}, (b) \rho \sim M^2, (c) E_p \sim M^{7/3}, (d) T \sim M^{4/3}]$$

13. Vysvětlete proč se v heliovém elektronově degenerovaném jádru zapálí heliové reakce přesáhne-li hmotnost jádra $0,4 M_{\odot}$?

[Nárůstem hmotnosti elektronově degenerovaného jádra 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 atomových 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 $0,4 M_{\odot}$ je právě ona kritická hmotnost, kdy se tak stane.]

14. Hvězda τ Scorpii má efektivní teplotu 33 000 K a poloměr $5,5 R_{\odot}$. Určete s pomocí vývojového HR diagramu její hmotnost, ve které fázi svého vývoje se nachází?

[zhruba $20 M_{\odot}$, je to hvězda hlavní posloupnosti]

15. U horké hvězdy AzV 232, která se nachází v Malém Magellanově mračnu, bylo zjištěno zvláštní chemické složení. Obsah dusíku je dvojnásobný než v případě našeho Slunce, ale obsah uhlíku a kyslíku je zhruba desetkrát menší než na Slunci. Jak by jste vysvětlili chemické složení této hvězdy?

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.: *Životní 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 pozvolna přestane zářit. Může skončit jako gravitačně vázaný objekt složený z elektronově nebo neutronově degenerované látky nebo jako černá díra, může se též nadobro rozptýlit do prostoru.

V zásadě rozeznáváme dva typy završení hvězdného vývoje: rovnovážný, kdy se hvězda mění v neaktivní 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 vazebná energie hvězdy, dokáže jaderná detonace celou hvězdu rozmetat. Roznětkou jaderné exploze zpravidla bývá přetok látky na elektronově degenerovanou složku těsné dvojhvězdy. Látkou vybuchnuvší hvězdy se smísí s okolní mezihvězdnou látkou, hvězda definitivně přestane existovat.¹⁾

¹⁾ 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.

Protipólem tohoto nerovnovážného konce hvězdy 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 zkoncentruje do jediného bodu.

Černou díru mezi nerovnovážné konfigurace řadíme z toho důvodu, že z našeho hlediska, tedy z hlediska tzv. vzdáleného pozorovatele, kolaps hvězdy v černou díru nikdy nekončí, maximálně tzv. „zamrzne“ na *Schwarzschildově gravitačním poloměru*.

Závěrečná stadia hvězd v mechanické rovnováze

Sem řadíme nezářící gravitačně vázané objekty, v nichž je mechanická rovnováha udržovaná gradientem tlaku v látce hvězdy, jež je z větší části tvořena degenerovanou látkou. Pokud 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 černí trpaslíci jsou výsledkem vývoje:

- a) tzv. hnědých trpaslíků, čili hvězd s hmotností pod $0,075 M_{\odot}$, v nichž v průběhu smršťování centrální teplota nikdy nedostoupila 3 milionů kelvinů. V nitru těchto hvězd se tak prakticky nezapočaly termonukleární reakce transformující lehký vodík ^1H na helium ^4He , zásoby vodíku ve hvězdě zůstanou nedotčeny. Hnědí trpaslíci postupně chladnou a mění se v tzv. vodíkové černé trpaslíky.
- b) hvězd s počáteční hmotností mezi $0,075 M_{\odot}$ a $0,5 M_{\odot}$. V nitru těchto hvězd se úspěšně zažehly vodíkové reakce a hvězdy prošly celou fází hvězdy hlavní posloupnosti. Po vyčerpání zásob vodíku v jádro se termonukleární hoření přeneslo do slupky obalující vyhořelé heliové jádro, které pak brzy zdegenerovalo. Ke vznícení heliových reakcí v centru jádra u nich však nedošlo, neboť hmotnost degenerovaného jádra nepřevýšila nezbytnou hranici $0,4 M_{\odot}$. Hlavní složkou tohoto typu degenerovaných hvězd je helium. Tento typ heliových elektronově degenerovaných trpaslíků představuje zatím jen hypotetickou možnost vývoje méně hmotných osamělých hvězd. Tato možnost se však

dosud nikde nerealizovala, protože vesmír je totiž příliš mladý na to, aby se v něm hvězdy s hmotností pod $0,5 M_{\odot}$ dostaly do závěrečných fází svého aktivního života. Bílým heliovým a posléze černým trpaslíkem se však může stát složka těsné dvojhvězdy přetokem zbavená vnějších, na vodík bohatých částí.

- c) hvězd o počáteční hmotnosti větší než $0,5 M_{\odot}$, ale menší než $11 M_{\odot}$, u nichž se v průběhu jejich jaderného vývoje zažehne vodík v jádru, poté vodík ve slupce obepínající vyhořelé heliové jádro, vznítí se i heliové reakce v centru hvězdy, později též reakce probíhající ve slupce kolem elektronově degenerovaného uhlíko-kyslíkového jádra. Hmotnost tohoto centrálního degenerovaného jádra stále rychleji roste, s tím, jak je do něj ukládán popel termonukleárních reakcí spalujících helium na uhlík a kyslík, přičemž toto helium je opět zplodinou reakcí probíhající v aktivní vrstvě hořícího vodíku obtažené kolem vnější vrstvy neaktivního helia. Pokud by hmotnost uhlíko-kyslíkové jádra dostoupila kritické meze $1,4 M_{\odot}$, vzrostla by teplota v jádru natolik, že by se zde vznítily termonukleární reakce spalující uhlík a kyslík na těžší prvky. K tomu však u většiny takto hmotných hvězd nedojde, neboť mezitím hvězda v důsledku hvězdného větru, pulzací a odhození planetární mlhoviny ztratí svůj vnější vodíkový a heliový obal a jaderný vývoj se tak nenávratně zastaví. Z hvězdy zbude jen zvolna chladnoucí elektronově degenerované jádro složené převážně z uhlíku a kyslíku, výjimečně i z těžších prvků, jako je hořčík, neon či křemík. Jde o běžně pozorované bílé trpaslíky, kteří se mění v nezářivé, černé uhlíkokyslíkové či jiné černé trpaslíky.

Právě tento konec je společný pro valnou většinu aktivních hvězd, neboť hvězdy s počátečními hmotnostmi nad $11 M_{\odot}$ 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 hvězd s počáteční hmotností větší než $11 M_{\odot}$. V důsledku gravitačního 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 spočívá v tom, že tlak v degenerované látce významně závisí na hustotě a jen okrajově na její teplotě. Její vliv lze v prvním přiblížení zcela zanedbat a výpočty vést tak, jako by se blížila absolutní nule. Rovněž tak se při těchto zjednodušených výpočtech zanedbávají možné jaderné reakce. Této idealizované látce se říká *chladná katalyzovaná látka*.

Fermiony a Pauliho vylučovací princip. Fermiho energie

Hmota je tvořena elementárními částicemi různého typu i vlastnosti. Rozdělit je můžeme na dvě odlišné skupiny, a totiž na tzv. *fermiony* a *bozony*²⁾. Dělicí čarou mezi nimi je hodnota jejich spinu, který může nabývat buď celočíselných (0, 1, ...) nebo poločíselných (1/2, 3/2, ...) hodnot. Fermiony s poločíselným spinem jsou popisovány antisymetrickou vlnovou funkcí, zatímco bozony s celočíselným spinem jsou popsány funkcí symetrickou. Mezi fermiony patří kupříkladu všechny leptony, jmenovitě pak elektrony, pozitrony a všechny typy neutrin, dále pak všechny druhy kvarků a jejich složeniny, jako jsou např. protony, antiprotony, neutrony a antineutrony. Bozony jsou vesměs částice zprostředkující fyzikální interakce, jako jsou gluony, mezony, fotony, gravitony, bozony W a Z, intermediální bozony.

Z kvantové mechaniky plyne, že částice nacházející se ve vázané soustavě mohou nabývat jen určitých *kvantových stavů*. Určitému stavu pak 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. Při nulové absolutní teplotě obsadí *všechny* bozony základní stav s minimální energií. I fermiony mají sklon zaujmout stav s co nejmenší energií. V tom jim

²⁾ 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. SATYENDRANATH BOSE (1894-1974), indický fyzik a matematik, zasloužil se hlavně o pochopení vlastností soustav složených z částic s celočíselným spinem, nazvaných po něm *bozony*.

ovšem brání známý *Pauliho vylučovací princip*, který mj. stanoví, že v systému se nemohou vyskytnout současně dva fermiony v témže kvantovém stavu. Ve stavu absolutní nuly je celková energie fermionů v systému nejnižší možná, tzn. že dovolené energetické hladiny jsou obsazovány popořádku od minimální energie, energie základního stavu.

Stav systému s nulovou absolutní teplotou je pak charakterizován tzv. Fermiho energií, která je rovna energii nejvyšší z obsazených energiových hladin. Je současně i minimální energie, kterou bychom musel dodat fermionu, pokud bychom jej chtěli do systému přidat. Zřejmě nás nepřekvapí, že tato energie bude záviset na počtu částic v systému, neboli na jejich koncentraci. Čím větší bude koncentrace částic, tím více povolených kvantových stavů bude obsazeno a tím větší bude muset být energie vkládané částice. Tato skutečnost ukazuje, že fermionový plyn se v zásadě brání přijetí nových částic, čili k zahušťování, a to i když je jeho absolutní teplota nulová. Vzhledem k tomu, že tlak je úměrný energii částic obsazených v objemové jednotce, je zřejmé, že tlak fermionů bude na hustotě záviset silněji než třeba v případě tlaku ideálního plynu.

Velikost Fermiho energie v případě nulové teploty lze snadno určit pomocí Pauliho principu, který praví, že na každou $(2s+1)$ -tici fermionů s odlišně orientovaným spinem o velikosti s (standardně tedy na každou dvojici fermionů) připadá ve fázovém prostoru³⁾ „stavová komůrka“ s objemem o velikosti h^3 , kde h je známá Planckova konstanta. Pokud jsou stavy fermionů obsazovány postupně od nejmenších možných energií, pak v prostoru hybností souvisle vyplňují kouli o poloměru p_F , kde p_F je absolutní hodnota vektoru hybnosti fermionů právě 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 zkoumaného systému v běžném slova smyslu. Podle Pauliho principu pak platí vztah:

$$(2s+1) \frac{\frac{4}{3}\pi p_F^3 V}{h^3} = n = NV,$$

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 automaticky pokládat, že $s = 1/2$.

³⁾ Fázový prostor je abstraktní šestiřozměrný prostor, s třemi prostorovými souřadnicemi a dalšími třemi souřadnicemi prostoru hybností. Poloha částice ve fázovém prostoru pak vyjadřuje jak její polohu v běžném prostoru, tak i její hybnost.

Pro hodnotu Fermiho impulsu lze pak psát:

$$p_F = h \left(\frac{3N}{8\pi} \right)^{1/3}.$$

V případě, že se fermiony o hmotnosti m pohybují rychlostmi mnohem menšími než je rychlost světla, lze kinetickou energii fermionu s Fermiho impulsem p_F , či Fermiho energii E_F , vyjádřit vztahem:

$$E_F = \frac{p_F^2}{2m} = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3N}{8\pi} \right)^{2/3}.$$

Ve fázovém prostoru se stavové komůrky obsazují souvisle a spořádaně od středu odpovídajícího nulové kinetické energie. Není obtížné pak ukázat, že střední energie nerelativistických fermionů ε_s pak odpovídá právě 3/5 Fermiho energie. Tedy:

$$\varepsilon_s = \frac{3}{5} E_F = \frac{3}{5} \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3N}{8\pi} \right)^{2/3} = 0,0727 \frac{h^2 N^{2/3}}{2m} \rightarrow \varepsilon_s \sim \frac{N^{2/3}}{m}.$$

V degenerovaném nerelativistickém plynu je tedy střední kinetická energie připadající na jeden fermion určitého druhu nepřímo úměrná hmotnosti fermionu m a přímo úměrná $N^{2/3}$. Připomeňme, že v ideálním plynu, složeném z klasických částic střední energie připadající na částici na hmotnosti částic ani na jejich koncentraci nezávisí.

Definujeme-li střední kvadratickou rychlost v_s vztahem: $\frac{1}{2} m v_s^2 = \varepsilon_s$, dospíváme k úměrnosti: $v_s \sim \frac{N^{1/3}}{m^{1/2}}$.

Tatáž úměrnost platí pro maximální rychlost v_{\max} , která odpovídá rychlosti, s níž se v látce pohybují částice s Fermiho energií ($v_{\max} = \sqrt{5/3} v_s$). Střední kvadratická rychlost v_s klasického ideálního plynu je úměrná $\sqrt{T/m}$ a na koncentraci vůbec nezávisí, a při teplotě 0 kelvinů je nulová.

Zvyšuje-li se koncentrace fermionů, roste i jejich střední a maximální rychlost. Pokud se maximální rychlosti částic začnou blížit rychlosti světla, je třeba vzít v úvahu efekty plynoucí ze speciální teorie relativity, zejména pak růst hmotnosti částic se růstem rychlosti. V případě, kdy rychlosti většiny fermionů v systému se budou blížit se rychlosti světla ($E_F \gg mc^2$), pak můžeme vyjít z jednoduchého asymptotického vztahu pro tzv. *ultrarelativistický degenerovaný plyn*, který váže energii E a hybnost p částic pohybujících se rychlostmi limitně se blížícími k rychlosti světla: $E = p c$, takže:

$$E_F = c p_F = h c \left(\frac{3N}{8\pi} \right)^{1/3}.$$

Fermiho energie stále zůstává funkcí koncentrace, závislost je přece jen volnější. Ultrarelativistický materiál je „měkčí“.

Stavová rovnice degenerovaného plynu

Vyšetřujeme 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

$$P = \frac{2}{3} N \varepsilon_s = \frac{2}{5} N E_F = \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{5m} N^{5/3}.$$

Je patrné, že tlak degenerovaného plynu, na rozdíl od tlaku ideálního plynu složeného z klasických částic, silně závisí na hmotnosti částice m . Ze vztahu plyne, že při těchto koncentracích degenerovaných fermionů budou k celkovému tlaku nejvýrazněji přispívat právě ty nejlehčí fermiony, tedy elektrony. Pro tlak degenerovaných elektronů platí:

$$P_e = \frac{2}{3} N_e \varepsilon_{se} = \frac{2}{5} N_e E_{eF} = \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{5m_e} N_e^{5/3} = 2,3 \cdot 10^{-38} \text{ Pa } \{N_e\}^{5/3}.$$

Koncentraci volných elektronů N_e v úplně ionizovaném materiálu, jakožto funkci hustoty a chemického složení, lze vypočítat pomocí vztahu:

$$N_e = \frac{\text{počet elektronů}}{\text{nukleon}} \times \text{koncentrace nukleonů} = \left(\frac{Z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H}.$$

$$P_e = \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{5m_e} \left[\left(\frac{Z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H} \right]^{5/3} = 3,2 \cdot 10^6 \text{ Pa } \{\rho\}^{5/3},$$

kde Z je protonové číslo atomů, A je pak číslo nukleonové. Ve většině atomů pak platí, že: $\overline{(Z/A)} \sim 0,5$.

Pro případ ultrarelativistického elektronově degenerovaného plynu lze sestavit stavovou rovnici obdobným způsobem. Pro tlak bude pak ovšem platit jiná závislost:

$$P_e \sim 4,7 \cdot 10^9 \text{ Pa } \{\rho\}^{4/3}. \text{ 4)}$$

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*⁵⁾ statistika, která mj. předepisuje, jak jsou obsazovány jednotlivé stavy při různé teplotě.

Jak jsme již ukázali, 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 tento okraj 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:

$$E_F > E_T \rightarrow \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3N}{8\pi} \right)^{2/3} > \frac{3}{2} kT \rightarrow T < \frac{h^2}{3km} \left(\frac{3N}{8\pi} \right)^{2/3} \equiv T_d$$

Na pravé straně nerovnosti zavádíme výraz s rozměrem teploty, nazýváme jej *teplota degenerace*. Jak je patrné ze zápisu, teplota degenerace je nepřímo úměrná hmotnosti příslušného druhu fermionů. Ve směsi volných elektronů a protonů tak nastává degenerace elektronů za

⁴⁾ 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 své čisté podobě nikdy nerealizují.

⁵⁾ PAUL ADRIEN MAURICE DIRAC [dyrak] (1902-84), britský fyzik; spoluvůdce 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).

teploty $m_p/m_e = 1864$ krát vyšší než případná degenerace protonová nebo neutronová. Zaměříme se proto přímo na teplotu elektronové degenerace T_{ed} :

$$T_{ed} = \frac{h^2}{3k m_e} \left(\frac{3 N_e}{8\pi} \right)^{2/3} = \frac{h^2}{3k m_e} \left(\frac{3 \overline{(Z/A)} \rho}{8\pi m_H} \right)^{2/3} \rightarrow T_{ed} = 1300 \text{ K} \left(\frac{\rho}{\text{kg m}^{-3}} \right)^{2/3}.$$

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 idealizovaným modelem chladné katalyzované látky. Poznamenejme ovšem, že teplota degenerace kladně nabitých zbytků atomů v bílém trpaslíku je naopak mnohokrát menší, než reálná teplota niter bílých trpaslíků. Atomová jádra v bílých trpaslicích se tak chovají jako klasický ideální plyn! S tím, jak bude nitro bílých trpaslíků pozvolna chladnout, bude se zmenšovat i rychlost neuspořádaného tepelného pohybu zmíněných jader a stále více se u nich budou uplatňovat vzájemné interakce (elektrostatické i kvantové), které nakonec způsobí, že se tato jádra z větší části usadí do uzlů pravidelné krystalové mříže, dojde ke krystalizaci. Na vnějším vzhledu hvězdy se to ovšem příliš neprojeví, protože hlavním zdrojem tlaku ve hvězdě navždy zůstane tlak degenerovaných elektronů.

Stavová rovnice chladné katalyzované látky

Připomeňme, že chladná katalyzovaná látka je taková, která má nulovou absolutní teplotu a neprobíhají v ní žádné jaderné reakce. Tomu lze nejlépe zabránit tak, že všechna jádra v dotyčné látce budou jádra železa, která, jak známo, jsou nejpevněji vázána a tudíž nejméně ochotná k jaderným reakcím.

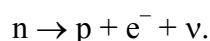
Sledujme nyní, jak bude chovat chladná katalyzovaná látka, budeme-li ji stlačovat. Samozřejmě lze očekávat, že zvyšující se vnější tlak způsobí postupné zvyšování hustoty kontrolního vzorku. Pokud se bude hustota stlačené chladné katalyzované látky pohybovat v rozmezí $7\,800$ až $15\,000 \text{ kg m}^{-3}$, můžeme vlastnosti látky studovat přímo v laboratořích. V rozsahu hustot $1,5 \cdot 10^4$ až 10^7 kg m^{-3} pak chování látky dobře vystihuje tzv. Fermiho-Thomasův model.

S klasickým elektronově degenerovaným plynem se setkáme až v rozmezí hustot od 10^7 do 10^{10} kg m^{-3} . Mohutným vnějším tlakem jsou zde namačkány atomy železa natolik, že se jejich vnější elektronové obaly nejen dotýkají, ale jsou z větší části rozdraceny. Při dalším zahušťování dochází k destrukci stále hlubších částí elektronových obalů atomů železa. Postupně tak dojde ke kompletní tlakové ionizaci materiálu. Všechny elektrony se stanou volnými elektrony, které jsou společné pro celý systém (vzorek). Tlak těchto degenerovaných elektronů se brzy stane hlavním zdrojem tlaku v materiálu.

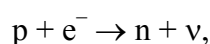
Při hustotách řádu 10^8 kg m^{-3} se velmi dobře osvědčuje stavová rovnice pro ideální nerelativistický elektronově degenerovaný plyn: $P_e = 2,3 \cdot 10^{-38} \text{ Pa } \{N_e\}^{5/3}$, při hustotách nad 10^{10} kg m^{-3} pak platí stavová rovnice pro ultrarelativistický elektronově degenerovaný plyn: $P_e = 2,4 \cdot 10^{-26} \text{ Pa } \{N_e\}^{4/3}$.

Pokud jde o kladně nabitě ionty, ty jsou při absolutní nule zakotveny v uzlech krychlové prostorově centrované krystalové mřížky. Při teplotách, jež jsou běžné v bílých trpaslicích, je však tato mříž roztavena a ionty se zde chovají stejně jako klasický ideální plyn, který má do degenerace ještě hodně daleko.

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 začne klesat počet volných elektronů v jednotce hmotnosti látky. Při neutronizaci dochází k tzv. *inverznímu β -rozpadu*, při němž se elektrony a protony spojují v neutrony a uvolňuje se při tom elektronové neutrino. Za normální situace spontánně dochází k opačnému procesu – rozpadu neutronu na proton, elektron a neutrino:



Je to reakce exotermická, při níž uvolňuje se energie, což souvisí se skutečností, že klidová hmotnost neutronu ($m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27}$ kg) je větší než součet klidových hmotností protonu ($m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27}$ kg) a elektronu ($m_e = 9,109 \cdot 10^{-31}$ kg), přičemž klidovou hmotnost neutrina lze oproti nim zanedbat. Hmotnostní defekt v reakci představuje $1,39 \cdot 10^{-30}$ kg $\sim 1,53 m_e$. Samostatný neutron se v přírodě samovolně rozpadá, a to s poločasem 1000 sekund. K tomu, aby proběhl inverzní β -rozpad:



je pak zapotřebí, aby elektron vstupující do reakce měl dostatečnou rychlost – nejméně 92 % rychlosti světla! K takové situaci běžně dochází, je-li Fermiho energie elektronově degenerovaného plynu větší než $1,53 m_e c^2$. Pak je energeticky výhodnější „uklidit“ nadbytečné elektrony do protonů a učinit z nich neutrony, neboť ty zaujímají ve fázovém prostoru mnohem menší objem než lehké elektrony.

Při zvyšování tlaku se tak sice zvyšuje hustota látky, koncentrace elektronů (počet elektronů v objemové jednotce) se ale takřka nemění. Vzhledem k tomu, že v této látce je rozhodující tlak degenerovaných elektronů, je zřejmé, že v této oblasti tlaků a hustot, čili 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 z elektronově degenerovaného jádra hvězdy 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, nukleonové číslo jader se přitom nemění. Dříve nebo později se však jádra až příliš bohatá na neutrony, začnou rozpadat na menší části a volné neutrony. Koncentrace neutronů v látce začne narůstat. 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 $10^{15} \text{ kg m}^{-3}$ tak dospíváme 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 $10^{16} \text{ kg m}^{-3}$, 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. Naše neznalost reálného průběhu stavové rovnice pro vyšší hustoty je jednou z příčin jisté neurčitosti při tvorbě modelů neutronových hvězd.

Model degenerované hvězdy

Sestavit matematický model sférické hvězdy v hydrostatické rovnováze, složené z chladné katalyzované látky, není příliš obtížné. Hvězda je totiž v termodynamické rovnováze, nedochází v ní k žádným tokům energie ani částic. Jediné, co je třeba znát, je průběh stavové rovnice $P(\rho)$ v širokém rozmezí tlaků a hustot. K zjištění průběhu funkční závislosti hustoty a tlaku na vzdálenosti postačí vyřešit dvě diferenciální rovnice – rovnici hydrostatické rovnováhy a rovnici zachování hmotnosti:

$$\frac{dP}{dr} = -G\rho \frac{M_r}{r^2}, \quad \frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho.$$

Pro velké hustoty je však třeba vzít v úvahu efekty vyplývající z obecné teorie relativity, tedy 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 témže 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 $3 M_{\odot}$ se v rovnovážném stavu neudrží a zhrouť 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 v závěru jejich aktivního života jen prochází.

5.3 Hnědí trpaslíci

Definice. Očekávané vlastnosti

Hnědí trpaslíci jsou kompaktní hvězdy o hmotnostech od 0,013 až 0,075 M_{\odot} (14 až 80 jupiterů) s rozměry srovnatelnými s rozměry velkých planet sluneční soustavy. Vnitřní části těchto plně konvektivních objektů složených převážně z vodíku a helia jsou z podstatné části tvořeny elektronově degenerovaným plynem. V průběhu jejich vývoje se v jejich útrokách nikdy nevytvoří teplota dostatečná k tomu, aby se v nich rozhořely termonukleární reakce přeměňující lehký vodík ^1H na helium ^4He v takové míře, aby energie uvolněná těmito reakcemi byla s to pokrýt energetické ztráty způsobené vyzařováním z povrchu. Od velkých planet, v jejichž energetice termonukleární reakce rovněž nehrají žádnou důležitou roli, se hnědí trpaslíci liší v tom, že v jejich nitrech proběhne jaderné hoření deuteria ^2D , ve hvězdách hmotnějších než 0,06 M_{\odot} se jaderně vznítí a během pár stovek milionů let beze zbytku shoří další z lehčích prvků – lithium ^7Li . Vzhledem k tomu, že těchto prvků je v hvězdném materiálu jen omezené množství, energetický výkon těchto reakcí nestačí pokrýt únik energie z povrchu a pozdržet smršťování hvězdy⁶). To zabrzdí až pokračující elektronová degenerace, která postihuje nejprve centrální oblasti, aby pak brzy zachvátila prakticky celou hvězdu. Hvězda zvolna chladne, její poloměr se již dále téměř nemění. Z hnědého trpaslíka se stává chladný vodíkový černý trpaslík.

⁶) Někteří badatelé vidí základní rozdíl mezi velkou planetou a hnědým trpaslíkem ve způsobu jejich vzniku. Zatímco hnědí trpaslíci, podobně jako běžné hvězdy, vznikají víceméně samostatně smršťením části zárodečného mezihvězdného oblaku, planety vznikají v akrečních discích, které se vytvářejí kolem jejich mateřských hvězd. Tento pohled pak ovšem připouští, že existuje i určitý hmotnostní překryv hnědých trpaslíků a velkých planet, pro což nacházíme i některé důkazy. Na počátku tohoto století byly nalezeny ve velmi mladých otevřených hvězdokupách samostatné hvězdné objekty s hmotností nižší než 0,013 M_{\odot} , stejně tak se zdá, že hmotnosti těch nejhmotnějších z exoplanet překračují onu pomyslnou hranici 0,013 M_{\odot} . Konečný rozsudek by zřejmě přinesl rozbor vnitřní stavby planet a hvězd: poloměry planet s kamennými jádry, podobnými tomu, které se nachází v centru Jupiteru, by se měly o několik procent lišit od poloměru chemicky víceméně homogenního hnědého trpaslíka složeného ze směsi vodíku a helia.

Hnědí trpaslíci představují spojovací článek mezi běžnými hvězdami spalujícími ve svém nitru vodík a velkými planetami, kde žádné termionukleární reakce nikdy neprobíhaly. Jsou to krajně nenápadné objekty s mizivým zářivým výkonem – jsou totiž vesměs chladnější a menší než nejméně zářivé aktivní hvězdy – červení trpaslíci. Obsahují však v sobě nezanedbatelné množství hmoty, a pokud by jich bylo mnohonásobně více než běžných hvězd, pak by v sobě mohly ukrývat významnou část hmoty vesmíru. Svého času se spekulovalo, zda právě hnědí trpaslíci nejsou řešením letitého problému skryté hmoty, o níž se zatím dozvídáme jenom z jejich gravitačních účinků na hmotu viditelnou.

Nicméně velice dlouho se nedařilo objevit byť jediného hnědého trpaslíka, což vedlo i domněnkám, že tento typ hvězdných objektů je jen teoretickou konstrukcí a že patří do říše astrofyzikálních pohádek.

Objev

Po řadě planých poplachů se v roce 1995 konečně podařilo bezpečně identifikovat prvního hnědého trpaslíka (Oppenheimer et al., 1995) ve hvězdě Gliese 229B. Bylo získáno i infračervené spektrum této hvězdy, v němž jednoznačně dominují absorpční pásy metanu, čímž se toto spektrum podobá spíše spektru Jupiteru než pozdních hvězd hlavní posloupnosti. Vzhledem k tomu, metan se může objevit jen v atmosféře chladnější než 1 200 kelvinů a efektivní teplota 1 800 kelvinů je nejnižší možná efektivní teplota červených trpaslíků, bylo zřejmé, že nalezená hvězda je hnědý trpaslík. Velká poloosa soustavy Gliese 229, kde primární složka je běžným červeným trpaslíkem spektrálního typu M1 V, je cca 44 AU, oběžná doba 40 let, odhadovaná hmotnost složky B - hnědého trpaslíka je 20 až 50 jupiterů ($0,02 - 0,05 M_{\odot}$).

Odhalování hnědých trpaslíků šlo zpočátku ztuha, jelikož se úplně přesně nevědělo, jak se takové hvězdy jeví zvnějšku. Zatímco vlastnosti jejich stavby byly předpovězeny s velkou spolehlivostí, představy o optických projevech a efektivních způsobech jejich detekce byly zpočátku dosti naivní.

Atmosféry a spektra

Stavba atmosfér těchto chladných a hustých hvězd je neobyčejně komplikovaná a její modelování přináší zcela nové teoretické i praktické problémy. Záření hnědých trpaslíků se od záření ostatních hvězd liší více, než jsme si byly ochotni zpočátku připustit.

Už samotný název „hnědý trpaslík“, pocházející od JILL TARTEROVÉ⁷⁾, který jako lákavá nálepka značnou měrou přispěl k posílení zájmu o tento typ hvězd, je dosti zavádějící. Světlo hnědých trpaslíků, pozorujeme-li jej ve vizuálním oboru (lidskýma očima), totiž vůbec není hnědé, ale červené až temně červené, a to na rozdíl od světla červených trpaslíků, které je pouze naoranžovělé. Pokud bychom měli být úplně přesní, tak bychom mohli barvu hnědých trpaslíků popsat jako sytě fuchsinovou (směs červené a modré), označované též jako „magenta“. Je to důsledek skutečnosti, že hnědí trpaslíci ve žluté barvě takřka vůbec nezáří, jelikož zde dominuje neobyčejně temná a široká absorpční čára sodíkového dubletu.

Nejteplejší z hnědých trpaslíků s efektivními teplotami do 3000 K září stejně jako červení trpaslíci spektrální třídy M, a ze vzhledu spektra v podstatě nelze zjistit, o jaký typ hvězdy se vlastně jedná. Hnědí trpaslíci však mohou být i chladnější, než je spodní limit efektivní teploty červených trpaslíků - 2100 K, a jejich spektra jsou pak pochopitelně odlišná od spekter typu M. Pro hnědé trpaslíky s efektivní teplotou 1400 až 2100 K byl zaveden typ L charakterizovaný silnými molekulovými pásy anorganických sloučenin, pro trpaslíky s teplotou 1000 až 1400 K pak typ T s dominantními absorpčními čarami methanu a již zmíněného sodíku.

Modely atmosfér hnědých trpaslíků se musí mj. vyrovnat i se skutečností, že zejména v chladnějších atmosférách většina těžších prvků kondenzuje na povrchu prachových částic, které se vznášejí a postupně sedají do nižších partií hvězdy. Takto se stávají tyto odprašněné atmosféry dobře průhledné, takže je možné dohlédnout i velmi hluboko do relativně hustých partií hvězdy. To má za následek vytváření enormně rozlehlých křídel (desítky nm!) silných spektrálních čar, jako jsou Na I nebo K I. Při teplotě pod 1200 K se uhlík začne přednostně vázat do methanu, který má v infračerveném oboru velmi charakteristické pásy, které vlastně

⁷⁾ JILL CORNELL TARTER (*1944), astronomka, zabývá se mj. i projektem SETI. S názvem „hnědý trpaslík“ přišla v sedmdesátých letech minulého století.

definují spektrální typ T. Problematika spektrální klasifikace a modelů atmosfér těchto typů je v současnosti velmi živá a vzrušující.

Stavba a vývoj

Pozorované charakteristiky několika desítek hnědých trpaslíků objevených od roku 1995 v zásadě potvrzují platnost našich představ o stavbě a povaze vývoje těchto objektů. Ten probíhá relativně velmi rychle, protože celkový objem energie, kterou má hvězda k dispozici, je malý a tato energie je poměrně brzy kompletně vyzářena do prostoru. Připomeňme, že se jedná o potenciální energii uvolněnou při smrštění, dále energii uvolněnou spálením zásob deuteria a u hmotnějších trpaslíků i lithia. Efektivní teplota hvězdné fotosféry, a tím i její spektrální typ, je silně závislá na stáří objektu, tak jak je patrné na obrázku. Vezmeme-li si jako příklad typického hnědého trpaslíka o hmotnosti $0,06 M_{\odot}$, ten v první miliardě let svého života objektem spektrální třídy M, v době 1 – 2,5 miliardy let je hnědým trpaslíkem třídy L, a poté T.

Z hlediska ověření našich závěrů i jako důležitý indikátor hmotnosti hnědých trpaslíků je hoření lithia. Pokud je hmotnost smršťujícího se hnědého trpaslíka větší než $0,06 M_{\odot}$ pak se v jeho centrálních částech teplota zvýší nad $2,2 \cdot 10^6$ K, což stačí k zažehnutí lithiových reakcí. Vzhledem k tomu, že ve hvězdě probíhá konvektivní přenos energie z centra na povrch, přináší toto promíchávání do oblastí lithiového hoření stále nový čerstvý materiál. Během pár set milionů let tak ve hvězdě prakticky kompletně zmizí veškeré lithium, a zmizí tak i z hvězdné fotosféry. Naproti tomu u hnědých trpaslíků s hmotností nižší než 60 jupiterů zůstane obsah lithia ve hvězdě v průběhu vývoje nedotčen. Pokud tedy pozorujeme kompaktní chladnou hvězdu, jež má ve svém spektru čáry lithia, pak jde zřejmě o hnědého trpaslíka s nižší hmotnostní kategorií.

Opačné zjištění – čáry lithia chybějí – naznačuje pouze, že dotyčný objekt může být jak hmotným hnědým trpaslíkem, tak i málo hmotným konvektivním červeným trpaslíkem. K tomu, abychom mohli rozhodnout, s kterým z těchto dvou případů máme tu čest, musíme znát ještě jednu z doplňkových informací, a to buď stáří objektu nebo jeho hmotnost. Pokud je objekt např. členem nějaké hvězdokupy nebo asociace, známe jeho stáří, horší je to s hmotností – pokud ji určujeme z analýzy spektra a nejde zrovna o zákrytovou dvojhvězdu, pak dostáváme odhad spodní hranice hmotnosti hvězdy, což někdy pomůže vyloučit hvězdy, které hnědými trpaslíky zaručeně nejsou.

Charakteristickou vlastností stavby objektů s hmotností hnědých trpaslíků a velkých planet je, že konečný poloměr, na něž se těleso smrští, prakticky nezávisí na jejich hmotnosti – vždy je srovnatelný s poloměrem Jupiteru. Tato skutečnost souvisí s vlastnostmi látky, z níž jsou tato

tělesa složena. U obřích planet je tlak v nitru určován hlavně coulombovskými silami, které z látky činí prakticky nestlačitelnou kapalinu ($R \sim M^{1/3}$), pro hnědé trpaslíky je pak rozhodující tlak elektronově degenerovaného plynu ($R \sim M^{1/3}$).

V současnosti již dokážeme hnědé trpaslíky vyhledávat podle jejich fotometrických a spektrálních charakteristik, což umožňuje diskutovat i jejich skutečný počet v prostoru a příspěvek k celkové hmotnosti galaxií a vesmíru vůbec. Jakkoli jsou tyto objekty vskutku početné – jejich prostorová koncentrace je srovnatelná s koncentrací běžných hvězd, jejich příspěvek k celkové hustotě hmoty je vzhledem k jejich minimální hmotnosti zanedbatelný. Očekávání, která do nich někteří z kosmologů vkládali, se tak nenaplnila.

5.4 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 byli bílí trpaslíci 40 Eridani B a Sirius B.⁸⁾ Tyto hvězdy raného spektrálního typu jsou řazeny mezi bílé hvězdy – odtud „bílé“ trpaslíci. Později byly objeveny žhavější, ale i chladnější hvězdy

⁸⁾ 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 Bessellem na základě rozboru vlastního pohybu Siria A. 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 ($24\,800 \pm 100$) K. Paralaxa Siria, zjištěná družicí Hipparcos je $\pi = (0,3792 \pm 0,0016)''$, společně s novodobými astrometrickými daty vede k odhadu hmotnosti Siria B: $M = (1,034 \pm 0,026) M_{\odot}$, poloměru hvězdy: $R = (0,0084 \pm 0,00025) R_{\odot}$ a odpovídajícímu gravitačnímu zrychlení na povrchu: $g = (4,02 \pm 0,26) \cdot 10^6 \text{ m s}^{-2}$.

tohoto typu. S tím, jak budou tyto hvězdy chladnout, stanou se postupně nezářivými „černými trpaslíky“.

Bílí trpaslíci jsou konečnou vývojovou fází 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. Vnitřek hvězdy, obsahující cca 95 % její hmoty, je tvořen elektronově degenerovanou látkou. Obal hvězdy je pak tvořen nedegenerovanou látkou, která, na rozdíl od nitra hvězdy, je jen dosti špatným vodičem tepla. Hvězda má i svou několik kilometrů tlustou atmosféru, odkud k nám přichází její záření. Očekává se, že 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 obsahující elektronově degenerovanou látku sestavil již v roce 1926 RALPH FOWLER⁹⁾, a to jen několik měsíců poté, co byla formulovaná Fermiho-Diracova teorie. Týž Fowler jako první odhadl, jakou povahu má závislost poloměru degenerované hvězdy na hmotnosti. Můžeme tak učinit i my, použijeme-li vztahů pro hydrostatickou rovnováhu, kde místo dr budeme uvažovat celý poloměr hvězdy R :

$$\frac{dP}{dr} = -G\rho \frac{M_r}{r^2} \rightarrow \frac{P}{R} \sim G\rho \frac{M}{R^2} \rightarrow \frac{\rho^{5/3}}{R} \sim \rho \frac{M}{R^2} \rightarrow \left(\frac{M}{R^3}\right)^{2/3} \sim \frac{M}{R} \rightarrow$$

$$R \sim M^{-1/3}.$$

Odhad byl ovšem proveden za předpokladu, že ve hvězdě převládá nerelativistický elektronově degenerovaný plyn.

V letech 1928–30 ukázal Chandrasekhar, 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

⁹⁾ RALPH HOWARD FOWLER (1889-1944), britský fyzik a astronom.

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 tvořená látkou ve stavu elektronové degenerace hvězdy nezastaví se hrouť se až na neutronovou hvězdu, či černou díru.

Maximální hmotnost bílého trpaslíka byla teoreticky odvozena Chandrasekharem (1931). Pro běžné vnitřní chemické složení těchto hvězd činí $1,4 M_{\odot}$.¹⁰⁾

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 – jsou to tedy jakési hvězdné popelnice. Zde je tento jaderný odpad uložen dosti bezpečně. K tomu, abychom rozptýlili bílého trpaslíka Siria B do prostoru by bylo zapotřebí dodat mu energii $-E_{\text{pot}}$ asi $8 \cdot 10^{43}$ J, což je zhruba tolik energie, kolik by jí Slunce se svým dnešním výkonem dokázalo vyžárat za 6,5 miliardy let. Poměr energie nutné k rozmetání hvězdy do prostoru k její celkové energii: $-E_{\text{pot}}/Mc^2 \cong 4,4 \cdot 10^{-4}$ není ovšem přespříliš vysoký. Existuje tedy jistá šance, že by bylo možné hvězdu dezintegrovat: stačilo by v ní explozivně zapálit veškerý uhlík a kyslík – energie detonace by pak byla s to přemoci 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 bohatá na vodík 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

¹⁰⁾ Nejhmotnějším známým bílým trpaslíkem je zřejmě 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.

zápalnou teplotu zapálení uhlíku. Dojde k tzv. *uhlíkové detonaci*, která způsobí demolici celé hvězdy.

Takovýto vývoj je však spíše výjimečný, valná většina bílých trpaslíků má poněkud jiný osud: 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 zářivý výkon čerpají z vlastních zásob vnitřní energie – vnitřek bílého trpaslíka je v důsledku předchozího vývoje zahřát na teplotu mnoha milionů kelvinů. Ochlazování nitra se zpočátku děje hlavně prostřednictvím neutrin pocházejících z nitra hvězdy, později převezme 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, a stav degenerované látky jen minimálně závisí na teplotě.

Povrch hvězd je vcelku malý, malý je tedy i jejich zářivý výkon. Chladnutí hvězdy je natolik pomalé, že dosud žádný z bílých trpaslíků nestačil dospět do závěrečné vývojové etapy – do stadia elektronově degenerovaného černého trpaslíka. V současnosti je standardní zářivý výkon běžných 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 uspořádat do krychlové, prostorově centrované krystalové mřížky. Hvězda postupně chladne a její výkon klesá. Nakonec se hvězda ztratí z dohledu, stává se nezářícím černým trpaslíkem.

Specifickou povahu má vývoj bílých trpaslíků v těsných dvojhvězdách, v nichž dochází k přenosu látky mezi složkami. Zde může dojít k nejrůznějším, často i velmi komplikovaným dějům jako jsou vzplanutí nov a trpasličích nov všeho druhu aj. Detailně budou tyto situace popsány v následujícím oddílu zabývající se vývojem těsných dvojhvězd a v oddílu věnovaném proměnným hvězdám.

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 nepřehlédnutelný gravitační červený posuv $z = \Delta\lambda/\lambda \sim GM/c^2R \sim 10^{-4}$. 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 excessu o velikosti 54 km s^{-1} . Protože z teorie stavby těchto hvězd známe závislost mezi poloměrem a hmotností, lze z této veličiny odvodit jak střední hmotnost bílých trpaslíků: $0,83 M_{\odot}$, tak i odpovídající střední poloměr tohoto typu hvězd, který činí $6\,800 \text{ km}$ (viz úloha 4).

Chemické složení hvězdných atmosfér bílých trpaslíků je poněkud překvapující. Z pozorovatelského hlediska rozlišujeme několik spektrálních typů bílých trpaslíků: Především to jsou bílí trpaslíci typu **DA**, jejichž husté atmosféry jsou složeny prakticky jen z vodíku. Pokud se v nich přece jen setkáme s těžšími prvky, pak je jejich zastoupení desetkrát až stokrát menší než ve sluneční atmosféře. Dlužno poznamenat, že tento fakt se vztahuje pouze na tenkou atmosféru hvězdy, pokud by byl celý bílý trpaslík z vodíku, 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 falešný dojem, že z vodíku je celá hvězda. Pokud u některých bílých trpaslíků v důsledku předchozího vývoje byly odvrženy veškeré zbytky obalu obsahující vodík, pak se povrch dostane druhý nejlehčí prvek - helium. Není-li zde pak ani to, dostávají příležitost i další prvky skupiny uhlíku atp.

U několika desítek bílých trpaslíků byla pozorováno mohutná magnetická pole projevující se silná polarizace záření (u polarů) či Zeemanovo rozštěpení spektrálních čar. Indukce pozorovaných magnetických polí jsou nezvykle vysoké: 10^2 až 10^4 teslů. Všeobecně se soudí,

že jde o pole existující ve hvězdě dávno předtím než se stala bílým trpaslíkem, jehož magnetické siločáry byly zamrzlé do výborně elektricky vodivého plazmatu hvězdy. Poté, kdy se v průběhu vývoje silně smrštela centrální část hvězdy, zahustily se i siločáry – indukce původně nepříliš silného magnetického pole tak mohla narůst o mnoho řádů.

Někteří bílí trpaslíci též 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.

5.5 Neutronové hvězdy

Neutronové hvězdy jsou stabilní hvězdy v hydrostatické rovnováze složené převážně z neutronů. Jejich existence byla předpovězena ve třicátých letech LVEM LANDAUEM, a to krátce po objevu neutronu JAMESEM CHADWICKEM. WALTER BAADE a FRITZ ZWICKY v roce 1934 poprvé spekulovali o možné existenci suprahustých neutronových hvězd, ROBERT OPPENHEIMER a GEORGE VOLKOFF¹¹⁾ pak o pět let později zdůvodnili jejich existenci teoreticky. V roce 1968 byly ztotožněny s radiovými a optickými pulzary, v roce 1971 též odhaleny v rentgenových pulzarech a vybuchujících zdrojích rentgenového záření, v roce 1975 byly nalezeny i v tzv. *bursterech*. Doposud bylo objeveno několik set neutronových hvězd.

Hustota látky 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 nedrží pohromadě jaderné síly, ale gravitace.

¹¹⁾ LEV DAVIDOVYČ LANDAU (1908-1968), ruský fyzik, nositel Nobelovy ceny za objev supravodivosti (1926). JAMES CHADWICK (1891-1974), anglický fyzik, jenž v roce 1926 objevil neutron a určil jeho hmotnost, za což obdržel v roce 1935 Nobelovu cenu. WALTER BAADE (1893-1960) a FRITZ ZWICKY (1898-1974), němečtí astrofyzikové působící však převážně v USA (Mt. Wilson). JULIUS ROBERT OPPENHEIMER (1904-67), americký fyzik, jeden z hlavních konstruktérů amerických atomových zbraní. GEORGE MICHAEL VOLKOFF (1914-2000), kanadský teoretický fyzik ruského původu.

Hraniční hmotnost. Původ neutronových hvězd

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 jejich průběhu je prubířským kamenem jaderné fyziky a fyziky elementárních částic, b) výpočty komplikují efekty obecné teorie relativity – tlak má nezanedbatelnou hmotnost a působí tak jako zdroj gravitace, v blízkosti neutronových hvězd dochází k nezanedbatelnému zakřivení časoprostoru.

Zejména tyto relativistické efekty silně omezují existenci libovolně hmotných neutronových hvězd. Protože první teoretické zdůvodnění meze hmotnosti neutronových hvězd podali v roce 1939 nezávisle Lev Landau a Robert Oppenheimer společně s Georgem 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 $3 M_{\odot}$. Nejistota odhadů je důsledkem odráží nespolehlivost našich znalostí o vlastnostech 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, hyperonů i kvarků) 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 hroučící se neutronové hvězdě, nestačí zastavit kolaps a hvězda se zhroutí v černou díru.

Existuje však i jistá minimální hmotnost neutronové hvězdy – kolem $0,1 M_{\odot}$, nezbytná k vytvoření dostatečného tlaku k tomu, aby se ve hvězdě jednotlivé neutrony nerozpadaly zpět na protony a elektrony. Navíc se zatím nepodařilo najít vývojový scénář, při němž by mohly vzniknout neutronové hvězdy s hmotností pod $1 M_{\odot}$.¹²⁾

¹²⁾ Nejméně hmotnou pozorovanou neutronovou hvězdou je složka binárního pulzaru J2019+2425, jejíž hmotnost se odhaduje na $1,2 M_{\odot}$.

Pokud se vyskytnou neutronové hvězdy ve dvojhvězdě, lze stanovit i jejich hmotnosti – nejspolehlivěji je známa u dvojitého („relativistického“) pulzaru PSR 1913+16¹³): $M_{\text{NH}} = (1,42 \pm 0,12) M_{\odot}$. 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 $1,3 M_{\odot}$. 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 $3 \cdot 10^{17} \text{ kg m}^{-3}$ do $2 \cdot 10^{18} \text{ kg m}^{-3}$. Vazebná energie: $\Delta M c^2 = (0,10 \text{ až } 0,14) M_{\odot} c^2 = (1,8 \text{ až } 2,5) \cdot 10^{46}$ joulů.

Neutronové hvězdy zpravidla rychle rotují. Mez stability vzhledem k odstředivému zrychlení vznikajícímu na rovníku hvězdy odpovídá rotační periodě $(8 \text{ až } 3) \cdot 10^{-4}$ s. Několik pulzarů se této hraniční hodnotě docela blíží. Gravitační červený posuv z 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 (platí to jak pro bílé trpaslíky, tak samozřejmě i pro všechny ostatní běžné hvězdy), uvedený vztah přejde na jednodušší vztah, odvoditelný i ze zákonů klasické fyziky:

¹³) Relativistický pulzar v roce 1974 objevili a popsali Russell A. Hulse a Joseph H. Taylor (1975), za což získali v roce 1993 Nobelovu cenu za fyziku.

$$z = \frac{GM}{c^2 R}.$$

Z teoretických výpočtů hvězdné stavby vyplývá následující model standardní neutronové hvězdy:

- atmosféra o tloušťce řádově 10 mm
- vnější kůra, v níž dominuje elektronová degenerace, o tloušťce několika set metrů
- 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 $10^{17} \text{ kg m}^{-3}$.
- Ve hmotných neutronových hvězdách, kde hustoty překračují $10^{18} \text{ kg m}^{-3}$, začnou vznikat, případně i převládat i nové částice: piony, mezony, hyperony, snad i kvark-gluonová plazma. Takto přetvořená neutronová látka zde pak tvoří hypotetické jádro o průměru pár kilometrů. Takovýmto hvězdám se pak občas říká *hyperonové*, *kvarkové* nebo *podivné*.
Ve svém vzhledu se od běžných neutronových hvězd liší jen nevýznamně.

Vzhledem k tomu, že při velmi rychlém kolapsu, jímž neutronová hvězda vzniká, se nemůže těleso dostatečně účinně zbavit momentu hybnosti, roztácejí 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 nepřímou úměrou průřezu hvězdy, čili nepřímou úměrou kvadrátu poloměru hvězdy ($B \sim \Phi/R^2$). Z tohoto důvodu u nich pozorujeme mimořádně vysoká magnetická pole řádu 10^8 teslů.¹⁴⁾

¹⁴⁾ 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 typu se říká *magnetary*.

Radiové pulzary

Po neutronových hvězdách se intenzívně pátralo už od třicátých let minulého století. Nebylo však příliš jasné, jak by se měly projevovat. Pravda, neutronové hvězdy, zejména krátce po svém 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 neutronové hvězdy 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 nabitými částicemi v okolí hvězdy. Takovéto objekty vysílají do prostoru úzce směřované 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 JOCELYN BELLOVÁ-BURNELLOVÁ a ANTHONY HEWISH v roce 1968. Ještě téhož roku vysvětlil jejich podstatu THOMAS GOLD, 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 rotujících bílých trpaslíků selhává u pulzarů s periodou menší než 1 s, čili menší než je rotační mez stability těchto hvězd.¹⁵⁾

V současnosti je známo přes tisíc radiových pulzarů.¹⁶⁾ 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

¹⁵⁾ 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 pulzarů však došlo nezávisle na ní.

¹⁶⁾ Tisící pulzar s označením J1524-5709 objevil 13. 11. 1998 mezinárodní astronomický tým prostřednictvím 64-m radioteleskopu v Parkesu (Austrálie) v jižním souhvězdí Kružítko.

deklinace, ve tvaru $hhmm\pm^{\circ}$. Pulzar v Plachtách (Vela) PSR 0833–45 má rektascenzi $8^{\text{h}}33^{\text{m}}$, deklinaci -45° .

Většina známých 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 několik desítek pulzarů v centrálních částech galaktických kulových hvězdokup.

Periody pulzací jsou rozmanité: pozorujeme několik desítek pulzarů s extrémně krátkými periodami – tzv. *milisekundových pulzarů* (nejkratší dosud 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 bržděné 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 zesláblo a proto je interakce s hvězdným okolím 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 roku 1969 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.¹⁷⁾ Elektronky vyzařují své záření přednostně v úzkém kuželu s osou odpovídající ose šroubovice – 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 popisuje pulsary jen v hlavních obrysech, podrobnější modely se musí porvat i s řadou detailů pozorovaného chování pulzarů (jak se chová pulsar v těsné dvojhvězdě s přetokem látky, jak se potom v takové soustavě generuje rentgenové záření).

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 radiových vln v prostředí s určitou koncentrací volných elektronů v prostoru mezi námi a pulzarem. Ze zachyceného vysílání pulzarů pak můžeme získat důležitou informaci o rozložení mezihvězdné látky v různých směrech.

Pozorování radiových pulzarů nám poskytuje neocenitelné informace o vnitřní stavbě neutronových hvězd, pomáhá studovat vlastnosti a rozložení mezihvězdné látky v prostoru a poskytuje nám unikátní možnosti testování teorie gravitace. Neutronové hvězdy, které nejsou členy podvojných systému nebo rotují už příliš pomalu se hledají a pozorují velice obtížně, protože prakticky nezáří.

¹⁷⁾ Optické synchrotronové záření je výjimkou, produkuje je pulzar v Krabí mlhovině a již zmíněný pulzar v Plachtách.

5.6 Černé díry

V centrálních oblastech hvězd s velmi vysokou počáteční hmotností ($50 M_{\odot}$ a více), postupuje jaderný vývoj velice rychle: proběhnou zde veškeré možné exogenní jaderné reakce a záhy se vytvoří hmotné železné jádro, v němž jaderné reakce již nehoří. Překročí-li během tohoto pokročilého vývoje hmotnost jádra maximální 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 nebo snad hypernova. Uvnitř však kolaps nezadržitelně pokračuje. Vnitřek hvězdy se mění v tzv. *černou díru*, objekt zahuštěný natolik, že jeho vlastní gravitace napříště zabráni 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 MICHELL¹⁸⁾ (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 v roce 1963 radiofyzik a astronom ROBERT KERR. Další významné práce o vlastnostech černých děr publikovali zejména Subrahmanyan Chandrasekhar, JOHN WHEELER, JAKOV ZEL'DOVIČ, RICHARD PENROSE a STEPHAN HAWKING¹⁹⁾, kterému se v tomto speciálním případě podařilo propojit obecnou teorii relativity a kvantovou mechaniku (vypařování černých děr). Sám pojem *černá díra* pochází od Wheelera (1968).

¹⁸⁾ JOHN MICHELL (1724-93), přírodní filosof, geolog, hlavním povoláním reverend.

¹⁹⁾ JOHN ARCHIBALD WHEELER (*1911), americký kosmolog, teoretický fyzik, JAKOV BORISOVIČ ZEL'DOVIČ (1914-87), sovětský fyzik a kosmolog, RICHARD PENROSE (*1931), americký teoretický fyzik a matematik, STEPHAN WILLIAM HAWKING (*1942), britský teoretický fyzik a astronom, má velké zásluhy o rozvoj fyziky černých děr.

Schwarzschildovo řešení. Obzor událostí

Pokud vycházíme ze zjednodušeného modelu nerotující nenabitě sféricky symetrické černé díry, pak nám situaci popisuje tzv. *Schwarzschildovo řešení*, kde rozhodujícím pojmem je tzv. limitní *Schwarzschildův* neboli *gravitační poloměr* tělesa r_g :

$$r_g = 2 \frac{GM}{c^2} = 2953,250 \text{ m} \left(\frac{M}{M_\odot} \right).$$

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 černé díry zakřivuje prostoročas, mění jeho vlastnosti. Výpovědi tzv. místního pozorovatele, který dění sleduje z bezprostřední blízkosti černé díry a vzdáleného pozorovatele, který vše nahlíží z bezpečné vzdálenosti se začínají různit. Čím více se místní pozorovatel blíží k černé díře, tím pomaleji mu, posuzováno z hlediska vzdáleného pozorovatele, plyne čas. Jeho testovací hodiny se zpožďují. Zpomalení chodu času lze měřit například změnou frekvence monochromatického záření, vznikajícího při přeskoku elektronu mezi dvěma energiovými 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 $r \rightarrow r_g$ jde ν' k nule, čili tu nastává nekonečně velký červený posuv. Připomeňme, že toto zpomalení je jen relativní, blízký pozorovatel žádnou retardaci času nepozoruje, pro něj čas plyne, tak jak kdykoli předtím.

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. Naopak z hlediska pozorovatele, který vše sleduje z povrchu hroučícího se tělesa, se toto těleso 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 hroučícím 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.²⁰⁾ 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 zmenšování souřadnice poloměru. Pozorovatel zůstane od okolního světa oddělen neprostupnou hranicí tzv. *obzoru událostí*, který je zde totožný se Schwarzschildovou sférou.

Obecné černé díry

Popsaný případ je ovšem jen akademický, poněvadž v reálném případě kolabující tělesa vždy rotují, a takřka vždy jsou 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. *Kerrový-Newmanovy* černé díry.

Rotující černá díra, čili též *Kerrova*²¹⁾ *černá díra* má složitější strukturu a vlastnosti než nerotující Schwarzschildova díra. Obzor událostí Mertovy díry 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.

²⁰⁾ Reálného pozorovatele konečných rozměrů by ovšem gravitační slapové síly ve vertikálním směru mocně natáhly a v horizontálním směru naopak stlačily.

²¹⁾ ROY PATRICK KERR (*1934), novozélandský matematik, v roce 1963 vyřešil problém rotující obecně relativistické černé díry.

Detekce černých děr

V současnosti se černými děrami stávají zhroucené objekty hmotnější než 2 až 3 M_{\odot} nebo objekty podstatně hmotnější ($10^5 - 10^8 M_{\odot}$), vznikající sléváním hvězd v centrech kulových hvězdokup nebo galaxií či kvasarů.

Prokázat existenci osamocené černé díry vzniklé kolapsem hvězdy je svízelné, protože sama černá díra do prostoru nevysílá prakticky žádné detekovatelné záření. Chová se v podstatě jako hmotný bod a dá se objevit jen nepřímo, prostřednictvím svých gravitačních účinků na okolní hmotu.

Mnohem snazší je 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 případech, 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 mračnu LMC X-3 B, A 0620-00 či V 404 Cygni aj.

Četnost černých děr hvězdných hmotností je však mizivá, poněvadž k jejich vzniku je zapotřebí, aby počáteční hmotnost hvězd byla mimořádně vysoká – zřejmě 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.

5.7 Úlohy, literatura

Úlohy, problémy

1. Kolik energie by se uvolnilo při jaderné přeměně uhlíku o hmotnosti $1,4 M_{\odot}$ na železo. Porovnejte tuto energii s potenciální energií bílého trpaslíka o téže hmotnosti a poloměru odpovídajícímu poloměru 4 500 km. Je pravda, že by touto termonukleární detonací bylo možné zmíněného bílého trpaslíka rozmetat do prostoru?

[Kompletní fúzi uhlíku ${}_{12}\text{C}$ na železo ${}_{56}\text{Fe}$ s atomovou hmotností 55,9349 lze uvolnit $2,9 \cdot 10^{44}$ joulů, potenciální energii dotyčného bílého trpaslíka lze odhadnout na $1,0 \cdot 10^{44}$ joulů, „vyhození do povětří“ je možné.]

2. Spočítejte střední energii nerelativistických fermionů ε připadající na jeden fermion (předpokládejte, že se jedná o fermion s polovičním spinem) při nulové absolutní teplotě.

[Počet fermionů s velikostí hybnosti v intervalu $(p, p+dp)$ je $\frac{8\pi p^2}{h^3} dp$. Jejich energie je

$$\frac{p^2}{2m}, \text{ střední energie } \frac{1}{N} \int_0^{p_F} \frac{8\pi p^2}{h^3} \frac{p^2}{2m} dp = \frac{3}{10} \frac{p_F^2}{m} = \frac{3}{5} E_F.]$$

3. 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 $V_n = 54 \text{ km s}^{-1}$ vypočítejte hodnotu únikové rychlosti. Je tento postup aplikovatelný i pro neutronové hvězdy?

[(a, b) $v_u = c \sqrt{2z} = \sqrt{2V_n c}$, (c) $v_u = 5700 \text{ km/s}$.]

4. Pro bílého trpaslíka s hmotností M a poloměrem R v jednotkách sluneční vypočítejte nejprve obecně střední hustotu ρ_s , gravitační zrychlení na povrchu g v jednotkách SI a nadbytečnou rychlost danou gravitačním červeným posuvem RV v km/s. Řešte pro Síria B: $M = (1,034 \pm 0,026) M_\odot$, $R = (0,0084 \pm 0,00025) R_\odot$ včetně odhadu nejistoty výsledku.

$$\rho_s = \frac{3}{4\pi} \frac{M}{R^3} = \frac{3}{4\pi} \frac{M_\odot}{R_\odot^3} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \left(\frac{R_\odot}{R} \right)^3 = 1411 \text{ kg m}^{-3} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \left(\frac{R_\odot}{R} \right)^3;$$

$$[g = G \frac{M}{R^2} = G \frac{M_\odot}{R_\odot^2} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \left(\frac{R_\odot}{R} \right)^2 = 274,35 \text{ m s}^{-2} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \left(\frac{R_\odot}{R} \right)^2;$$

$$RV = \frac{G M}{c R} = \frac{G M_\odot}{c R_\odot} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \left(\frac{R_\odot}{R} \right) = 636,49 \text{ m s}^{-1} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \left(\frac{R_\odot}{R} \right).$$

$$\rho_s = (2,46 \pm 0,23) \cdot 10^9 \text{ kg m}^{-3}, g = (4,02 \pm 0,26) \cdot 10^6 \text{ m s}^{-2}, RV = (78,0 \pm 3,1) \text{ km s}^{-1}$$

5. Teoretickou závislost mezi poloměrem bílého trpaslíka R v km a jeho hmotností M v M_\odot v intervalu 0,5 až 1,2 M_\odot lze aproximovat přímkou: $R = 12\,900 - 7\,350 M$. Pozorovaný střední gravitační posuv pozorovaný u bílých trpaslíků typu DA činí 54 km/s. Vypočítejte z těchto předpokladů jaký je střední poloměr a střední hmotnost skupiny bílých trpaslíků typu DA.

$$[0,83 M_\odot, 6800 \text{ km}]$$

6. Ukažte, že ve smršťující se hvězdě roste teplota degenerace rychleji než teplota nitra. Co z toho vyplývá?

$$[T_s \sim M/R, T_{de} \sim M^{2/3}/R^2; \text{ ve hvězdě se během kolapsu objeví elektronová degenerace, která je s to hroucení zastavit, pokud ovšem není tato degenerace ultrarelativistická.}]$$

7. Jakou maximální rychlost může mít elektron po β -rozpadu neutronu. Jaká může být maximální energie uvolněného neutrina?

$$[\text{nejvýše } 92\% c; 1,39 \cdot 10^{-30} \text{ kg} = 1,53 m_e = 1,25 \cdot 10^{-13} \text{ J} = 0,78 \text{ MeV.}]$$

8. Železo je prvek, v jehož jádru jsou nukleony nejtěsněji vázány. Efektivní poloměr jádra Fe^{56} je $5,6 \cdot 10^{-15} \text{ m}$. Porovnejte hustotu tohoto jádra s hustotou typické neutronové hvězdy o poloměru 14 km a s hmotností 1,3 M_\odot . Diskutujte.

$$[\text{hustota jádra } 1,3 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3, \text{ střední hustota neutronové hvězdy } 2,2 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3]$$

9. 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.

$$[600 \text{ T}, P = 27 \text{ min.}]$$

10. Ukažte, že pro malé hodnoty gravitačního červeného posuvu z relativistický vztah:

$$z = \left(1 - \frac{GM}{2c^2 r}\right)^{-1/2} - 1, \text{ přechází na kvaziklasický: } z = \frac{GM}{c^2 r}. \text{ Návod: použijte vhodného Taylorova}$$

rozvoje.

11. Odhadněte charakteristickou tloušťku atmosféry neutronové hvězdy tvořené ionizovaným vodíkem o teplotě 10^7 K. Hmotnost neutronové hvězdy necht' je $1,2 M_{\odot}$, poloměr 12 km.

$$[0,15 \text{ m.}]$$

12. 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 centrálné oblasti supernovy sa po explózii začnú opäť zmršťovať. 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.

13. Spočítajte ekvivalentní hustotu černé díry o hmotnosti $10^8 M_{\odot}$.

$$[\bar{\rho} = \frac{M}{\frac{4}{3}\pi R_g^3}, \quad \bar{\rho} = 1800 \text{ kg m}^{-3}]$$

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 emission 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

6 Fyzika dvojhvězd

6.1 Úvod

Většina hvězd ve slunečním okolí je gravitačně vázána ve dvojhvězdách a vícenásobných hvězdných systémech. Hvězdy ve dvojicích kolem sebe krouží po elipsách, v jejichž společném ohnisku je těžiště soustavy. Existují ovšem též trojhvězdy a vícenásobné hvězdné soustavy. Mají-li být trojhvězdy, čtyřhvězdy a vyšší hvězdné soustavy dlouhodobě stabilní, musí to být vlastně podvojně soustavy tvořené dvojhvězdami nebo podvojnými soustavami. Kupříkladu stabilní trojhvězda tak sestává z těsné dvojhvězdy, kolem níž obíhá v určité vzdálenosti složka třetí. Těsná dvojhvězda spolu s třetí složkou 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 pak ovšem fyzika vícenásobných hvězdných soustav vyplývá.

Dvojhvězdy podle způsobu jejich rozlišení na jednotlivé složky rozdělíme do čtyř typů (ty se mohou v konkrétních případech prolínat):

- a) dvojhvězdy *vizuální* – na dvě složky byly rozloženy opticky, zpravidla pomocí dalekohledu nebo interferometru;
- 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* – byly odhaleny na základě světelných změn soustavy, k nimž dochází v důsledku vzájemných zákrytů složek.

6.2 Vizuální dvojhvězdy

Historie objevu

Zájem o těsné hvězdné dvojice projevil již Galileo Galilei, jenž spolu s kolegou BENEDETTEM CASTELLIM¹⁾ teleskopicky rozložili řadu hvězd na vizuální dvojhvězdy nebo trojhvězdy. Jmenujme alespoň Mizar (1616), θ^1 Orionis – Trapez (1617) či β Scorpii.

Zájem Galilea a Castelliho o podvojně hvězdy byl podnícen snahou o změření roční paralaxy hvězd, kterýžto objev by mohl znamenat rozhodující argument ve prospěch heliocentrické teorie, již byli oba stoupcí. Galileovi bylo zřejmé, že velikosti paralaktických elips při očekávaných vzdálenostech hvězd musí být natolik malé, že je není možné standardními metodami změřit. Sám proto přišel se vtipnou metodou, která slibovala výrazný pokrok. Navrhl totiž 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 jisté, že takových dvojic našel Galileo celou řadu, bohužel, žádné známky vzájemného paralaktického pohybu však nezpozoroval. Úspěch s touto metodou slavili až astronomové o více než dvě století později.

O možnosti, že by složky nalezených dvojic mohly tvořit fyzické dvojice, se tehdy zřejmě vůbec neuvažovalo. Naopak se všeobecně soudilo, že všechny hvězdy jsou, stejně jako Slunce, osamocené.²⁾ Pokud se na obloze vyskytla dvojice, muselo se podle tehdejších představ jednat o dvojhvězdu zdánlivou – *optickou*, kde složky dvojhvězdy sice vidíme ve zhruba stejném směru, nicméně tyto složky jsou však od nás různě daleko a jsou tedy od sebe prostorově značně vzdáleny.

V roce 1767 však reverend John Michell poukázal na to, že takových pozorovaných dvojic je na hvězdné obloze podstatně víc, než kolik by odpovídalo prosté náhodě. Důkaz to však byl pouze

¹⁾ BENEDETTO CASTELLI (1578-1548), italský matematik a fyzik.

²⁾ 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.

statistický, ty tehdy nebral nikdo 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 pak 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 již nebylo možné svalit na pozorovací chyby. Zejména ze změn pozičních úhlů bylo zřejmé, že se hvězdy ve dvojici vzájemně natačejí – 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*.³⁾

Objev fyzických dvojhvězd tehdy rozšířil platnost Newtonova zákona ze sluneční soustavy na celý hvězdný vesmír. Formální důkaz o tom brzy nato podal FÉLIX SAVARY⁴⁾, jenž pomocí Newtonova gravitačního zákona vypočetl dráhu vizuální dvojhvězdy ξ Ursae Majoris.

Hledání dalších vizuálních dvojhvězd

William Herschel měl řadu pokračovatelů⁵⁾, kteří rozmnožili počet známých vizuálních dvojic na několik tisíc exemplářů. Hledání nových dvojic pokračuje i v současnosti. Zdálo by

³⁾ Pro Herschela to ovšem bylo zklamání, protože tím defacto padla i Galileiho metoda měření paralaxy ve dvojicích různě vzdálených hvězd. Pokud jsou obě hvězdy stejně daleko, opisují na obloze stejně velké paralaktické elipsy a jejich vzájemná poloha se tak v důsledku oběžného pohybu Země kolem Slunce nemění.

⁴⁾ FÉLIX SAVARY (1797-1841), francouzský matematik a astronom, v roce 1828 vypočetl dráhu první vizuální dvojhvězdy na základě Newtonovy teorie gravitace.

se, že hlavní překážkou při rozšířnutí 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:

$$\eta \cong 1,22'' \left(\frac{\lambda}{1 \text{ nm}} \right) \left(\frac{1 \text{ mm}}{D} \right),$$

kde η je rozlišovací schopnost, D je průměr objektivu a λ vlnová délka, v níž pozorujeme.

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 částí zemské atmosféry v důsledku neklidu atmosféry. Úhlový průměr kotoučku hvězdy, daný *seeingem* na dně zemské atmosféry, zřídka 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 není ovšem nijak veliké,

⁵⁾ Zde lze jmenovat třeba i syna Williama HERSCHELA, JOHNA (1792-1871). 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 dvojhvězd (1847).

(činí setiny milimetru) aby je nebylo možno dnešními technickými prostředky. Dalekohledy vybavené 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 Hubblov kosmický dalekohled nebo již skončená mise Hipparcos, jejímž výsledkem byl mj. i objev 3000 nových dvojhvězd);
- d) matematické zpracování obrazu metodou skvrnkové interferometrie.

Princip poslední zmíněné metody navrhl v roce 1970 ANTOINE LABEYRIE⁶⁾ 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.

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 podařilo „rozsekat“ celou dlouhou expozici na spoustu krátkých expozic 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 rozbořením 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 hvězd ve dvojhvězdě lze v prvním přiblížení řešit jako pohyb soustavy dvou gravitačně vzájemně interagujících hmotných bodů o hmotnostech složek dvojhvězdy M_1 a M_2 . Tento tzv. *problém dvou těles* je analyticky dobře řešitelný neboť jej lze jistým matematickým způsobem převést na problém jednoho tělesa.

Pohyb obou těles se nejčastěji vztahuje buď k těžišti soustavy, které se vůči vzdáleným objektům pohybuje rovnoměrně přímočaře (bez zrychlení), nebo k jednomu z těles, zpravidla k tomu hmotnějšímu. Jsou-li r_1 a r_2 polohové vektory prvního a druhého tělesa s počátkem v hmotnostním středu soustavy (těžišti), pak platí:

⁶⁾ ANTOINE LABEYRIE (*1943), francouzský astronom, pozorovatel, propagátor moderní optické interferometrie.

$$M_1 \mathbf{r}_1 + M_2 \mathbf{r}_2 = \mathbf{0}.$$

Lze dokázat, že trajektorie obou těles vzhledem k těžišti jsou vzájemně si podobné kuželosečky, charakterizované touž číselnou výstředností e , v jejichž jednom společném ohnisku leží těžiště systému. Jak plyne z výše uvedeného vztahu leží obě kuželosečky v téže rovině. Pokud jsou těmi kuželosečkami hyperboly nebo paraboly, pak jde o gravitačně volný systém dvou těles, které se k sobě přiblíží, směr jejich dráhy se změní, aby se pak obě opět vzdálily do nekonečna.

V dalším výkladu se ale spíše zaměříme na vázané systémy dvou těles, jejichž trajektoriemi jsou elipsy, případně kružnice. Velké poloosy těchto elips jsou kolineární a opačně orientované. Poměry velkých poloos těchto elips a_1 a a_2 jsou nepřímo úměrné poměru hmotností obou těles, takže platí:

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{M_2}{M_1}.$$

V praxi se pozorování trajektorií dvojhvězd provádí takřka výhradně relativně – poloha slabší složky se vztahuje vůči složce jasnější, která zpravidla bývá 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:

$$P^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M_1 + M_2)}.$$

Pro periodu pak platí jednoduchý vztah:

$$P = \left(\frac{a}{1 \text{ AU}} \right)^{3/2} \left(\frac{M_\odot}{M_1 + M_2} \right)^{1/2} \text{ let}.$$

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.⁷⁾

Rovina trajektorie dvojhvězdy může být v prostoru vůči pozorovateli libovolně skloněna a orientovaná. Informace o sklonu i orientaci dráhy v sobě obsahuje *úhel sklonu* trajektorie i , což je úhel, který svírá normála k rovině trajektorie se směrem k pozorovateli. Normála je přitom orientována souhlasně s vektorem momentu hybnosti soustavy, což znamená, že je-li úhel sklonu ostrý, složky dvojhvězdy kolem těžiště obíhají v matematicky kladném smyslu, je-li tupý, pak obíhají ve smyslu záporném. Je-li $i = 0^\circ$ nebo 180° , díváme se kolmo na trajektorii, je-li i blízké 90° , prohlížíme si soustavu z boku. Právě u těchto soustav můžeme čas od času pozorovat vzájemné zákryty jejich složek.

Další charakteristikou trajektorie dvojhvězdy je orientace *uzlové přímky*, což je průsečnice roviny trajektorie s rovinou kolmou ke směru k pozorovateli, procházející počátkem (jednou z hvězd nebo těžištěm soustavy). Běžně se udává tzv. *poziční úhel uzlové přímky*, což je úhel, jež 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 jasnější složka leží 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). Spojnice nejbližšího a nejvzdálenějšího bodu eliptické trajektorie, čili spojnice tzv. pericentra a apocentra, se nazývá přímka apsid. Polovina pozorované úhlové vzdálenosti apastra a periastra α' pak souvisí s úhlem α , pod nímž bychom viděli kolmo k nám postavenou velkou poloosu relativní

⁷⁾ K zjištění hmotností jednotlivých složek je nutné navíc ještě znát alespoň poměr velikých poloos jejich drah a_1/a_2 .

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 údaj vyznačující polohu tělesa na dráze, nejčastěji tzv. *okamžik průchodu periastrum*. V okamžiku průchodu periastrum jsou obě složky v prostoru (nikoli na obloze) k sobě nejbliže.

Vzdálenost a hmotnost dvojhvězdy. Dynamická paralaxa. Vzdálenosti složek

Pokud známe paralaxu dvojhvězdy π , respektive její vzdálenost r , lze pro velkou poloosu trajektorie a psát:

$$\left(\frac{a}{\text{AU}}\right) = \left(\frac{\alpha}{1''}\right)\left(\frac{1''}{\pi}\right) = \left(\frac{\alpha}{1''}\right)\left(\frac{r}{\text{pc}}\right) = \left(\frac{\alpha'}{1'' \cos i'}\right)\left(\frac{r}{\text{pc}}\right)$$

Pomocí pozorované oběžné periody P v rocích a vypočtené velikosti velké poloosy a v pc lze vypočítat celkovou hmotnost soustavy M .

Obecně však vzdálenost dvojhvězdy neznáme, můžeme ji však alespoň odhadnout metodou stanovení tzv. *dynamické paralaxy*.

Jde o iterativní proceduru sestávající z těchto kroků:

- a) V nultém kroku předpokládáme, že pro celkovou hmotnost soustavy platí $M_1 + M_2 = 2 M_{\odot}$. 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 v magnitudách podle vztahu:

$$H_i = h_i - 5 \log\left(\frac{r}{1 \text{ pc}}\right) + 5$$

- 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 zpravidla vystačíme s třemi iteračními kolečky.

Převrácená hodnota takto nalezené vzdálenosti se nazývá *dynamická paralaxa*.

Touto metodou byla odhadnuta vzdálenost 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 mezihvězdné 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:

$$a = \frac{\text{AU}}{R_{\odot}} \left(\frac{1 \text{ d}}{1 \text{ r}} \right)^{2/3} R_{\odot} \left(\frac{P}{1 \text{ d}} \right)^{2/3} \left(\frac{M_1 + M_2}{M_{\odot}} \right)^{1/3} = 4,209553 R_{\odot} \left(\frac{P}{1 \text{ d}} \right)^{2/3} \left(\frac{M_1 + M_2}{M_{\odot}} \right)^{1/3}.$$

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, lze ukázat, že pak 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:

$$a_0 = 4,210 R_{\odot} \left(\frac{P}{1 \text{ d}} \right)^{2/3} \left(\frac{M_1}{M_{\odot}} \right)^{1/3}.$$

6.3 Astrometrické dvojhvězdy

Objev neviditelných průvodců

Předpověď existence Neptunu a jeho následný objev představoval velký triumf platnosti Newtonovy gravitační teorie a jeho pohybových zákonů v rámci sluneční soustavy. Jeho

obdobou ve světě hvězd byla předpověď a nalezení „neviditelných“ průvodců jasných hvězd. Zásahu na tom má skvělý pozorovatel a teoretik v jedné osobě FRIEDRICH BESSEL⁸⁾, který již v roce 1834 poukázal na vlnivý pohyb Siria mezi hvězdami, v roce 1840 pak objevil týž jev u Prokyonu. 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. ledna 1862 při zkoušce nového objektivu (0,45 m) ALVAN GRAHAM CLARK⁹⁾ slabého průvodce: Siria B objevil jako slaboučkou hvězdičku, takřka tonoucí v záři jasného Siria A.

Historie se opakovala i u Prokyonu. Prokyon B je ještě slabší, objeven byl až v roce 1892 JOHNEM SCHAEBERLEM¹⁰⁾ pomocí refraktoru 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.

⁸⁾ FRIEDRICH WILHELM BESSEL (1784-1846), německý fyzik, matematik a astronom.

⁹⁾ ALVAN GRAHAM CLARK (1832-97), syn konstruktéra velkých astronomických refraktorů ALVANA CLARKA (1804-87),.

¹⁰⁾ JOHN MARTIN SCHAEBERLE (1853-1924), americký astronom německého původu

Astrometrické dvojhvězdy nemají v současnosti větší astrofyzikální význam, popsanou metodou lze odhalovat jen dvojice blízkých hvězd, u nichž známe jejich vlastní pohyb s vysokou relativní přesností.

6.4 Spektroskopické dvojhvězdy

Objev spektroskopických dvojhvězd

Spektroskopické dvojhvězdy objevili Anthonia Mauryová a Edward Pickering. 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 úhlově nerozlišíme, je zkoumané světlo směsí světla 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*.¹¹⁾

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 dal pracovat jen s rozdíly vůči této „klidové rychlosti“. Pro vektory rychlostí obou složek v_1, v_2 vzhledem k těžišti pak bude platit:

$$v_1 M_1 = -v_2 M_2.$$

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 z důvodu vzájemné interakce (nejčastěji slapové) původně výstředné dráhy postupně změnily dráhy kruhové.

Jsou-li trajektorie složek dvojhvězdy kruhové, hvězdy se po nich pohybují rovnoměrně, konstantními rychlostmi V_1 a V_2 , $V = V_1 + V_2$

¹¹⁾ 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.

$$V_1 = \frac{2\pi a_1}{P} = \frac{M_2}{M} \frac{2\pi a}{P}; \quad V_2 = \frac{2\pi a_2}{P} = \frac{M_1}{M} \frac{2\pi a}{P}; \quad V = \frac{2\pi a}{P}.$$

Křivky radiálních rychlostí obou systémů čar jsou sinusovky o amplitudách po řadě $V(M_2/M) \sin i$ a $V(M_1/M) \sin i$, amplituda rozdílu pozorovaných radiálních rychlostí je $V \sin i$. Velikost velké poloosy lze vyjádřit:

$$a \sin i = V \sin i \frac{P}{2\pi}.$$

Pokud nyní obě strany vyjádření pro celkovou hmotnost M soustavy podle 3. Keplerova zákona pro kruhové dráhy vynásobíme veličinou $\sin^3 i$ dostaneme:

$$M = \frac{4\pi^2}{G P^2} a^3 = \frac{4\pi^2}{G P^2} \left(\frac{V P}{2\pi} \right)^3 = V^3 \frac{P}{2\pi G} \rightarrow M \sin^3 i = (V \sin i)^3 \frac{P}{2\pi G}.$$

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 dosti chatrná, 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 už jen $V_1 \sin i$. Pak ovšem:

$$a \sin i = \frac{M_1 + M_2}{M_2} \frac{(V_1 \sin i) P}{2\pi}$$

a po dosazení do 3. Keplerova zákona dostaneme:

$$\frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{(V_1 \sin i)^3 P}{2\pi G}.$$

Výraz na levé straně rovnice se běžně označuje jako tzv. *funkce hmotnosti*. Pomocí ní lze provádět jisté odhady týkající se minimální hmotnosti neviditelné složky, což bývá důležité třeba tehdy, když uvažujeme o tom, proč se ona složka ve spektru neprojevuje.

Jak vidno, u spektroskopických dvojhvězd sklon oběžné trajektorie představuje klíčovou informaci, kterou je ovšem z křivky radiálních rychlostí nezjistíme. 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 současné změny směru i velikosti vektoru rychlosti složek při oběhu kolem těžiště soustavy. Ve shodě s 2. Keplerovým zákonem zůstává moment hybnosti konstantní, což znamená, že při průchodu periastrum 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 rychlostí lze zjistit, jaká je výstřednost trajektorie i jak je k nám natočena.

6.5 Zákrytové dvojhvězdy

Objev

Na přelomu let 1782–3 JOHN GOODRICKE¹²⁾ 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 v proměnnost Angolu je projevem existence temných skvrn na povrchu rotující hvězdy. V té době v existenci fyzických dvojhvězd ještě nevěřil.

V roce 1880 Edward 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

¹²⁾ JOHN GOODRICKE (1764-86), astronom amatér, od narození hluchý.

Algol je jednosložkovou spektroskopickou dvojhvězdou, jejíž křivka radiální rychlosti přesně odpovídá dvojhvězdnému modelu. Bezpečně tak byl kombinací fotometrických a spektroskopických pozorování prokázán mechanismus proměnnosti tzv. *zákrytových dvojhvězd*.

O definitivní potvrzení domněnky se zasloužil nedávný výzkum¹³), kdy spojením několika radioteleskopů rozmístěných po celé Severní Americe byl vytvořen radiový interferometr s velmi 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 tisícín 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 rozбором 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: $i \sim 90^\circ$. Vše dále budeme řešit 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 $90^\circ - \varphi_0$. Přitom φ_0 lze vypočítat ze vztahu:

$$\sin \varphi_0 = \frac{R_1 + R_2}{r}.$$

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.

Dojde-li k vzájemným zákrytům složek dvojhvězdy, získáme dodatečnou informaci o geometrii soustavy z rozboru pozorované světelné křivky. Z ní lze především určit:

- a) sklon oběžné trajektorie k pozorovateli i ;
- b) relativní rozměry složek R_1/r , R_2/r ;

¹³) Podrobnosti viz J.-F. Lestrade et al. (1999).

- c) při vysoce kvalitních pozorováních lze odvodit i rozložení jasů na hvězdných discích, čili stanovit tzv. okrajové ztemnění¹⁴);
- d) relativní svítivosti (zářivé výkony) obou složek.

Zkombinujeme-li to s informacemi, které získáme z křivky radiálních rychlostí, lze navíc odvodit:

- e) lineární vzdálenost složek, a tím i absolutní rozměry složek dvojhvězdy.
- f) hmotnost jednotlivých složek, což je velice důležité, protože je to vlastně jediný přímý způsob, jak tuto základní charakteristiku u hvězd určovat.

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, tedy sklon trajektorie a relativní velikosti složek;
- rozložení jasů na kotoučích hvězd, čili okrajové ztemnění hvězd, jehož parametry jsou dány stavbou hvězdné atmosféry;
- u těsnějších systémů způsobuje komplikace asféricnost 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;
- u těsných soustav bývá důležitý i rozptyl záření druhé složky v systému.

¹⁴) Jde o cennou informaci umožňující testovat adekvátnost různých variant modelů hvězdných atmosfér.

Vše je velice komplikované, nicméně v současnosti existuje řada spolehlivých výpočetních programů¹⁵), 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 této 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:

$$\sin \alpha_1 = \frac{R_1 + R_2}{r}; \text{ pro malé úhly: } \alpha_1 \sim \frac{R_1 + R_2}{r}.$$

Pokud jde o přechod menšího tělesa přes větší, pak budeme sledovat, jak se před kotouč větší složky předsune 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:

$$\sin \alpha_2 = \frac{R_1 - R_2}{r}; \text{ pro malé úhly: } \alpha_2 \sim \frac{R_1 - R_2}{r}.$$

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

¹⁵) Přehled modelování světelných křivek dvojhvězd podává např. Ralph Elmer Wilson (1994).

ztemnění, bude v této fázi jasnost hvězdy mírně klesat. Na světelné křivce pozorujeme mělké dno – v proměnářském žargonu se praví, 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:

$$\frac{D}{P} = \frac{2 \alpha_1}{2 \pi} = \frac{R_1 + R_2}{\pi r}.$$

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:

$$\frac{R_1}{r} = \frac{\pi D + d}{2 P}, \quad \frac{R_2}{r} = \frac{\pi D - d}{2 P}.$$

Budeme-li mít navíc k dispozici i křivku radiálních rychlostí obou složek, pak z ní snadno vyčteme též oběžnou rychlost a tím i absolutní poloměr trajektorie. Pomocí něj vypočítáme absolutní rozměry složek. Upozorňuji, že jsme k tomu všemu nepotřebovali znát vzdálenost soustavy.

Zákryt (okultace). Přesně po půl periodě dojde k opačné situaci, v popředí bude centrální těleso a za něj se bude postupně ukrývat 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 nakonec vynoří celá, přičemž 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 světelné křivky 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. 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 ($R_1 = 1,6 R_{\odot}$, $T_{\text{ef}} = 7\,200$ K) a F5 V ($R_2 = 1,4 R_{\odot}$, $T_{\text{ef}} = 6\,400$ 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, kde rozměrově větší z obou hvězd je podobr, jenž je ale chladnější a méně hmotný než druhá složka, která bývá hvězdou hlavní posloupnosti. Zvolme si modelový příklad: centrální hvězdou bude podobr o poloměru $R_1 = 5 R_{\odot}$, $T_{\text{ef}} = 4\,500$ K a druhou složkou hvězda hlavní posloupnosti A0 V ($R_2 = 2,7 R_{\odot}$, $T_{\text{ef}} = 9\,250$ 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 nápadnější, než soustavy, kde jsou obě složky hvězdami hlavní posloupnosti.

Pokud nejsou splněny výše uvedené podmínky (kulové hvězdy, kruhové trajektorie, $i = 90^\circ$) setkáváme se s komplikovanějšími světelnými křivkami, které se v některých ohledech od našeho idealizovaného případu poněkud liší.

Pro pořádek uveďme, že:

- Při nenulové excentricitě obecně 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 $i \neq 90^\circ$ 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.

- V případě těsných dvojhvězd tvořících krátkoperiodickou soustavu, jsou jejich složky výrazně slapově deformovány. Během oběhu se mění jejich natočení vůči pozorovateli, a tím i jejich průmět. V důsledku této skutečnosti se jasnost soustavy mění i mezi zákryty.
- Hvězdy se vzájemně osvětlují – ne příliš přiléhavě se tento efekt, který deformuje a komplikuje pozorované světelné křivky, označuje jako *efekt odrazu*.

Toto jsou ty nejdůležitější okolnosti, které formují světelnou křivku. Existují i další efekty, vesměs ale jde o jemnější efekty druhého řádu.

6.6 Vývoj těsných dvojhvězd

Vznik a raný vývoj dvojhvězd

Členové dvojhvězd a vícenásobných hvězdných soustav tvoří vázaný systém už od chvíle svého zrodu. Hvězdy v násobných systémech vznikly společně.

Poměrně vysoké procento hvězd vázaných ve dvojhvězdách (až 70 %) naznačuje, že formování hvězd ve dvojhvězdách je zřejmě snadnější, než vznik samostatných hvězd. Vysvětlujeme si to tak, že ve dvojhvězdách se elegantně odstraňuje jednu z hlavních překážek volné tvorby nových hvězd, a totiž problém souvisejícím se zákonem zachování momentu hybnosti. Ve dvojhvězdách se tento moment, který by jinak zrodu jednotlivé hvězdy bránil, uloží do momentu orbitálního pohybu složek. Členové dvojhvězdy jsou tak hvězdná dvojčata, hvězdy jež se zrodily současně, mají stejné stáří.¹⁶⁾ 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 statusu některých zákrytových dvojhvězd narazili astronomové na

¹⁶⁾ Vzácně mohou dvojhvězdy vzniknout i zachycením, vždy však u toho musí asistovat třetí těleso, které se v při přiblížení prvních 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.

výrazné obtíže. Plně se to týká 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 podoba s hmotností zhruba pětkrát menší. Paradox Algolu lze pak vyjádřit takto: pokud jde skutečně o hvězdy stejně staré, měla by být vývojově pokročilejší hmotnější hvězda, která ve shodě s teorií hvězdné stavby rychleji spotřebovává své zásoby jaderného paliva, zatímco zde je tomu přesně naopak.

Zajímavé vysvětlení tohoto paradoxu přinesla hypotéza JOHNA CRAWFORDA a FREDY HOYLA¹⁷⁾ z roku 1955, která je mezi astronomy známa pod názvem: "pes požívá psa". Podle ní se zpočátku obě složky hvězdného páru vyvíjejí tak, jak jim to předepisuje vývojová teorie platná 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 takřka do nekonečna, složka v těsné dvojhvězdě je ve svém rozpínání omezena jistým hraničním objemem, zvaným Rocheův¹⁸⁾ 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, co se děje ve vnějších vrstvách hvězdy, neohlíží, pracuje dál a nutí hvězdu kynout. Ze špičky kapkovitě protažené hvězdy začne prýštit proud hvězdného materiálu směrem k druhé, vývojově zaostávající složce. Nadýmající se hvězda je doslova vymačkávána na druhou, kompaktnější hvězdu. Vývoj dál pokračuje překotným tempem.¹⁹⁾ Na druhou složku přeteče až 85 % její hmoty. Hmotnostní poměr se v soustavě převrátí – původně primární složka se stane málo hmotným obrem,

¹⁷⁾ FRED HOYLE (1915-2001), britský astronom a kosmolog.

¹⁸⁾ Pojmenován po francouzském astronomovi a matematikovi ÉDOUARDO ROCHEM (1820-1883).

¹⁹⁾ Odtok látky z hvězdy vede k tepelné nestabilitě vnějších vrstev projevující se na Kelvinově-Helmholtzově časové škále, což vlastní proces přenosu ještě dále urychluje.

příčemž 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 hrají ve stavbě plastických kosmických těles velmi významnou roli. Pohybuje-li se bod po ekvipotenciální ploše, nekoná práci, neboť se pohyb děje kolmo k působící síle. Jsou-li objekty v hydrostatické rovnováze, udržované pohromadě vlastní gravitací, pak v nich plochy se stejnou hustotou musí v rovnovážném stavu zaujmout tvar ekvipotenciálních ploch.

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),

$$\omega = \frac{2\pi}{P} = \sqrt{\frac{G(M_1 + M_2)}{a^3}}.$$

Potenciál takovéto soustavy $\Phi(x, y, z)$ v korotující soustavě (neinerciální) spojené s oběma hvězdami v bodu o souřadnicích (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:

$$\Phi(x, y, z) = -G \frac{M_1}{r_1} - G \frac{M_2}{r_2} - \frac{s^2 \omega^2}{2},$$

kde s je vzdálenost vybraného bodu od normály k orbitální rovině procházející těžištěm, r_1 a r_2 jsou vzdálenosti zvoleného bodu od prvního a druhého tělesa.

Řez ekvipotenciálními plochami v rovině oběhu systému je znázorněn na obrázku. Zvláštní postavení 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*²⁰⁾ *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 patrné i z tabulek v často citované práci Miroslava Plavce a Petra 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 ²¹⁾:

$$l_1 \cong a \left[\frac{1}{2} + 0,227 \log \left(\frac{M_1}{M_2} \right) \right].$$

Ačkoli Rocheův lalok nemá kulový tvar, lze definovat jistý efektivní *poloměr Rocheova laloku* R_L , který odpovídá poloměru koule o jeho objemu. Aproximační vztah odvodili Icko Iben a Alexandr V. Tutukov (1984):

$$R_{iL} \cong 0,52 a \left[\frac{M_i}{M_1 + M_2} \right]^{0,44}.$$

Pohyb částic, nacházejících se uvnitř každého z laloků, určuje gravitační působení příslušné složky, částice vně laloků pak „patří“ oběma složkám a vykonávají vzhledem k nim dosti komplikovaný pohyb.²²⁾

Složka dvojhvězdy, na rozdíl od samostatné hvězdy, nemá tedy k dispozici neomezený prostor. Začne-li se během vývoje jedna ze složek rychleji rozpínat, pak 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 L_1 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

²⁰⁾ JOSEPH LOUIS LAGRANGE (1736-1813), francouzský matematik a astronom.

²¹⁾ 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.

²²⁾ 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.

složkami. Během vývoje soustavy k takovému přenosu látky může dojít i několikrát a může se při něm přenést podstatná část hmoty soustavy.

Těsné dvojhvězdy jsou takové podvojně systémy, v nichž v průběhu jejich 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 systémy, 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 KOPAL²³⁾ pro těsné dvojhvězdy velmi důležitou a dodnes všeobecně používanou vývojovou klasifikaci dvojhvězd podle jejich vztahu k Rocheově ploše.

- *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 pak mají třeba společnou atmosféru (případ zákrytových dvojhvězd typu W Ursae Majoris).

Vývojový scénář. Konzervativní přetok látky

Pro většinu těsných dvojhvězd v hrubých rysech platí následující základní vývojový scénář:

²³⁾ ZDENĚK KOPAL (Litomyšl 1914, Manchester 1995), jeden z nejvýznamnějších astronomů českého původu, který po většinu svého plodného života žil v Anglii. Zasloužil o kartografii Měsíce a rozvoj fyziky dvojhvězd, kde poukázal na rozhodující význam Rocheovy kritické plochy. Dlužno ovšem podotknout, že dávno před Kopalem (už v roce 1941) použil pojem „Rocheova mez“ GERARD PETER KUIPER (1905-1973) ve své studii o β Lyrae a po něm také FRANK B. WOOD (1950). Klasifikace dvojhvězd je ovšem dílem Kopalovým.

- 1) Obě hvězdy, pokud ještě jsou hvězdami hlavní posloupnosti, leží uvnitř svých Rocheových laloků – vytvářejí tedy tzv. oddělené systémy. Hvězdy mají též 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 pod 5 %, dojde k výrazné expanzi svrchních vrstev hvězdy, díky níž se poloměr osamocené hvězdy mnohonásobně zvětší. V těsné dvojhvězdě však prostor vyhrazený pro primární složku 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. Objem Rocheova laloku primární složky klesá, hvězda je doslova vymačkávána na druhou složku. Perioda dvojhvězdy a celkové rozměry soustavy klesají. Dochází tak k rychlému vývoji, na jehož závěru si obě složky vymění své role, původně primární složka se stane složkou sekundární.
- 4) I po značné ztrátě hmoty původně primární složky se tempo jejího vývoje nesnižuje. Je totiž dáno stavem centrálních částí hvězdy. Ty jsou v důsledku předchozího vývoje velmi husté a tím i samostatné, že se jich děje probíhající v řídkých svrchních vrstvách prakticky nedotýkají. Znamená to mj., že i když celková hmotnost hvězdy v důsledku přetoku látky stále zmenšuje, hvězda se vyvíjí zhruba tak, jako by k žádnému odtoku látky nedošlo. Sekundární složka si tak i nadále náskok ve vývoji před složkou primární udrží. Vzhledem k tomu, že vývoj hvězdného nitra vede k neustálému rozpínání obalu hvězdy, bude přenos látky ze sekundární složky na primární pokračovat. Tempo přenosu se ovšem výrazně zvolní, zejména proto, že se složky od sebe pozvolna vzdalují a objem Rocheova laloku sekundární složky narůstá. Perioda oběhu zvolna vzrůstá. 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 necht' je dále

všechna látka vázána na jednu či druhou složku, takže pak platí, $M_1 + M_2 = M = \text{konst.}$, totéž bude platit i momentech hybnosti: $\mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 = \mathcal{L} = \text{konst.}$, složky necht' 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:

$$\begin{aligned} M_1 &= x M & M_2 &= (1-x) M \\ a_1 + a_2 &= a; & M_1 a_1 &= M_2 a_2 \rightarrow a_1 = (1-x) a & a_2 &= x a \\ \mathcal{L} &= \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 = \omega (M_1 a_1^2 + M_2 a_2^2) = \omega x (1-x) M a^2 = \text{konst.} \\ \omega &= \frac{2\pi}{P} = \sqrt{\frac{GM}{a^3}} \rightarrow \mathcal{L} = \sqrt{\frac{GM}{a^3}} x(1-x) M a^2 = \sqrt{GM^3 a} x(1-x) \rightarrow \\ a(x) &= \frac{\mathcal{L}^2}{GM^3} \frac{1}{[x(1-x)]^2} = \frac{1}{16} \frac{a_{\min}}{[x(1-x)]^2}. \end{aligned}$$

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. Hmoty primární složky uložená v laloku je tak doslova vymačkávána na druhou složku, celý proces je natolik rychlý (snad až $0,01 M_{\odot}/\text{rok}$), že je jen malá šance některý z dvojhvězdných systémů v této fázi přenosu přistihnout. Velmi brzy dojde k tomu, že se x zmenší pod $0,5$ a role složek v soustavě se prohodí – 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:

$$P = 2\pi \sqrt{\frac{a^3}{GM}} = \frac{2\pi \mathcal{L}^3}{G^2 M^5} \frac{1}{[x(1-x)]^3} = \frac{1}{64} \frac{P_{\min}}{[x(1-x)]^3}.$$

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, jež 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 nesměruje 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 takřka veškerý svůj obal. Její další vývoj pak závisí na její počáteční hmotnosti:

- Je-li počáteční hmotnost hvězdy menší než $3 M_{\odot}$, 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 zdegenerovaný *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 heliové hlavní 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 počáteční hmotnost větší než $15 M_{\odot}$, 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).²⁴⁾ 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. Výkon pulzaru rychle klesá, takže starší hvězdy, lze pak 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*.

²⁴⁾ 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.

Rozličné konfigurace zhroucené složky a její průvodkyně v podvojně 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*.

Dostí 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 přetékájící 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 jádra 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.

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 MS and 4+1.6 MS*, *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* **21** (1970), 113
- Harmanec, P.: *A consistent set of physical elements for the B6-8 II + B0 V:e binary Beta Lyrae (appendix)*, *Astron. Astrophys.* **237** (1990), 91
- Harmanec, P.; Kříž, S.: *Vývoj dvojhvězd*, *Čs. časopis pro fyziku* **24** (1974), 469
- Harmanec, P.; Mayer, P.: *Dvojhvězdy*, <http://astro.mff.cuni.cz/vyuka/AST019/ast019.ps.gz>
- Kippenhahn, R.; Weigert, A.: *Entwicklung in engen 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 bylo možné prokázat rozbořem změn radiální rychlosti Slunce. Vypočtete periodu a amplitudu změn radiální rychlosti, jež by tato planeta mohla vyvolat. Diskutujte, zda jsou tyto variace současnou astronomickou technikou měřitelné. Čím by byli hendikepováni 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.

Vypočtete 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) $11'$, $3,6'$ 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 , vyjádřenou v jednotkách hmotnosti sluneční a absolutní bolometrickou hvězdnou velikostí M_{bol} užitje vztah: $\log M = 0,56 - 0,12 M_{bol}$. (Převzato ze sbírky J. Široký, M. Široká: *Základy astronomie v příkladech*, úloha 238).

[Poslední aproximace: $\pi = 0,210''$, $0,79 M_{\odot}$ a $0,54 M_{\odot}$]

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 $K_2 = 26,05$ km/s, 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.

Vypočtete: 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_\odot , h) hmotnosti jednotlivých složek M_1, M_2 , i) vzdálenost Capelly v pc a světelných letech.

[(a) trajektorie jsou kružnice, (b) $M_2/M_1 = 0,9507$, (c) $i = 137,18^\circ$, (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) $M_1 + M_2 = 5,24 M_\odot$, (h) $M_1 = 2,69 M_\odot$, $M_2 = 2,55 M_\odot$, (i) 13,3 pc.]

5. U zákrytové dvojhvězdy V 442 Cygni s periodou světelných změn $P = 2,386$ dne dochází k centrálním zákrytům, přičemž částečné zatmění trvá 6,3 h, úplné 0,7 h. Ve spektru soustavy jsou patrný 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) $a = 0,050$ AU = 10,8 R_\odot , (b) $M_1 = 1,56 M_\odot$, $M_2 = 1,41 M_\odot$, (c) $R_1 = 2,07 R_\odot$, $R_2 = 1,66 R_\odot$]

6. Pro dvojhvězdu sestávající ze složek o hmotnosti $5 M_\odot$ a $3 M_\odot$ vypočtete nejdelší oběžnou periodu P_{\max} , při níž dojde k přetoku látky z primární složky na sekundární ještě v době, kdy a) jsou obě hvězdy objekty hlavní posloupnosti ($R_{1\max} = 5 R_\odot$), b) primární složka je červeným obrem a sekundární hvězdou hlavní posloupnosti ($R_{1\max} = 500 R_\odot$), c) primární složka je červeným obrem asymptotické větve a sekundární hvězdou hlavní posloupnosti ($R_{1\max} = 1000 R_\odot$). Trajektorie dvojhvězd předpokládejte kruhové.

[Aby došlo k přetoku, musí maximální poloměr primární složky $R_{1\max}$ přesáhnout poloměr jejího Rocheova laloku R_{1L} :

$$\left(\frac{R_{1\max}}{R_\odot}\right) \geq \left(\frac{R_{1L}}{R_\odot}\right) = 0,52 \left(\frac{a}{R_\odot}\right) \left(\frac{M_1}{M_1 + M_2}\right)^{0,44} =$$

$$0,52 \cdot 4,209 \cdot \left(\frac{M_1 + M_2}{M_\odot}\right)^{1/3} \left(\frac{M_1}{M_1 + M_2}\right)^{0,44} \left(\frac{P}{1d}\right)^{2/3} \rightarrow P_{\max} = \left(\frac{R_{1\max}}{3,55 R_\odot}\right)^{3/2}.$$

a) 1,7 dne, b) 4,6 let, c) 13 let.]

7 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 jev poměrně častý, 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 široké: od 1 milimagnitudy ($0,001 \text{ mag} \cong 1 \text{ ‰}$) do desítek magnitud ($10 \text{ mag} \sim 1 : 10^4$, $15 \text{ mag} \sim 1 : 10^6$). Rozličné jsou časové škály: od 10^{-4} s do časových měřítek změn, k nimž dochází v důsledku hvězdného vývoje.

Jsou-li vývojové změny odrazem vnitřního jaderného vývoje, pak probíhají velmi pomalu s časové škále 10^6 až 10^9 let (podle hmotnosti). Mnohem rychlejší bývají změny v tzv. dynamické škále (Kelvinově-Helmholtzově škále), při nichž v důsledku narušení hydrostatické rovnováhy dochází k přestavbě hvězdy. Tempo přestavby, jež zhruba určuje střední hustoty hvězdy, se zpravidla počítá na dny až minuty. K rychlým změnám tohoto druhu dochází buď na počátku hvězdného vývoje nebo v jejich pozdních vývojových stadiích.

Význam studia proměnných hvězd

Proměnné hvězdy jsou pro nás zajímavé nejen tím, že se na nich, v nich nebo kolem nich něco děje, ale i tím, že se rozbořen vlastností jejich světelné křivky můžeme něco dovědět o objektech samotných. Všeobecně platí, že proměnné hvězdy toho na sebe prozrazují mnohem 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.).

7.1 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 vzácná a navíc zcela nesoustavná.

Hlavní překážkou při sledování proměnných hvězd v zemích, ovlivněných starověkou řeckou a římskou kulturou, byla předpojatost učenců, kteří ve shodě s tehdy největší autoritou – Aristotelem – neviděli nejmenší důvod, proč by se 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 jen strnulou kulisou, definovanou jednou provždy.

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 zprávy o těchto jevech byly ze zásady odmítány buď jako nedopatření nebo se soudilo, že tu jde o neobvyklé komety. O těch astronomové záznamy nevedli, neboť komety chápané tehdy jako meteorologický jev spadaly do kompetence meteorologů či kronikářů.

Čínští a japonské 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 podle jejich astrologie významná, jsou jejich záznamy zhusta nepřesné a subjektivně zkomolené.

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 porovnával s jasností ostatních hvězd a získal tak

první světelnou křivku poklesu jasnosti supernovy, a vlastně *první světelnou křivku* proměnné hvězdy v dnešním chápání.

Z hlediska výzkumu proměnných hvězd jde o průlom v pohledu na tento typ hvězd. Ostatní učenci Tychonova pozorování často znevažovali, označující 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“. Miru pak coby proměnnou hvězdu nezávisle objevilo několik dalších pozorovatelů, v roce 1638 i holandský astronom JOHANN HOLWARDA¹), který hvězdu studoval systematicky po celý rok, což je první případ systematického sledování proměnné hvězdy.²)

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 PIGOTT³) a John Goodricke. Ten v letech 1782–3 objevil světelné změny Algolu a hvězdu sám též systematicky pozoroval. Prokázal, že se mění s periodou necelých tří dní a správně vysvětlil příčinu jejích světelných změn.

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 cefeidu η Aquilae a v roce 1795 R Coronae Borealis a R Scuti.

¹) Jan Fokkens nebo též JOHANN PHOCYLIDES HOLWARDA (1618-51), holandský astronom amatér.

²) 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).

³) EDWARD PIGGOT (1753-1824), anglický průkopník pozorování proměnných hvězd, objevitel první cefeidy.

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 ARGELANDERA⁴⁾ 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. V poslední době, díky dostupnosti moderní detekční techniky (hlavně CCD), však většina amatérů postupně přechází od subjektivních pozorovacích k metodám objektivním.

Argelanderův soupis proměnných hvězd měl v roce 1844 celkem čtyřicet čtyři položky, Argelander začal označovat proměnné hvězdy v jednotlivých souhvězdích postupně písmeny R, S, ...Z.

V roce 1880 byla známa už stovka proměnných, což umožnilo Edwardu C. Pickeringovi (1846-1919) provést jejich základní klasifikaci, jíž se dodnes přidržujeme.

Během 19. století vzrostl 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.

⁴⁾ FRIEDRICH WILHELM AUGUST ARGELANDER (1799-1875), pruský pozorovatel, další z průkopníků systematického sledování proměnných hvězd.

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.

Pozorování ukázala, že světlo většiny známých proměnných hvězd má charakteristický oranžový nádech, přičemž ve spektru se setkáváme s množstvím absorpčních čar a pásů chemických prvků a molekul (miridy). 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 roce 1880 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.

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 proměnnosti i tzv. *zákrytových dvojhvězd*.

Po úspěchu u Algolu zkoušeli astronomové své 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 jejich změn zákryty ve dvojhvězdě selhal. Hvězdy jsou v minimu jasnosti červenější než v maximu, světelná křivka 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 znamenala činnost astrometrické družice *Hipparcos*, díky jejímuž pozorování bylo objeveno 12 tisíc nových proměnných hvězd a proměnnost 8 200 hvězd z proměnnosti podezřelých se prokázala.

Základním katalogem proměnných hvězd v současnosti je tzv. *General Catalogue of Variable Stars*, který je od roku 1948 vydáván v Moskvě (nyní již 4. vydání katalogu – 1988, nepřetržitě jsou však vydávány i revize a rozšíření katalogu). Redakce katalogu po ověření proměnnosti nově nalezené proměnné hvězdy přidělí jednoznačné označení. Před latinským názvem souhvězdí, v němž se dotyčná proměnná hvězda nachází, 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, ...⁵⁾ QQ, QZ, V 343, V 344 ...například V 3891 Sgr.

Existují však i jiné typy proměnných hvězd, které nebyly odhaleny optickým pozorováním – rentgenové nebo radiové zdroje.⁶⁾ Tam se udávají jejich označení z příslušného katalogu, přičemž z názvu proměnné hvězdy lze vyčíst i přibližnou polohu objektu na obloze, jelikož označení obsahuje v zaokrouhlené podobě rektascenzi a deklinaci hvězdy.

7.2 Metody výzkumu proměnných hvězd

Světelná křivka

Světelná křivka je závislost hvězdné velikosti, či jasnosti sledovaného objektu na čase, udávaném zpravidla v juliánských dnech a jeho zlomcích. Hvězdnou velikost proměnné hvězdy, uvádíme zpravidla v magnitudách (případně milimagnitudách – mmag), určujeme obvykle relativně⁷⁾, a to pomocí poměru jasnosti zkoumané hvězdy j_h a jasnosti jiné, vhodné zvolené *srovnávací hvězdy* j_s , která by měla být hvězdou neproměnnou. Pak vynásíme na

⁵⁾ V abecedě se nepoužívá písmeno J. Mohlo by se totiž snadno poplést s písmenem I.

⁶⁾ 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.

⁷⁾ 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* fotometrie, kde měření mnoha hvězd je redukováno na standardní systém a hvězdné velikosti proměnných jsou určovány zásadně statisticky jako chyby opakovaných měření.

vertikální osu veličinu Δm : $\Delta m = -2,5 \log(j_h/j_s)$, 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 okamžitými vlastnostmi zemské atmosféry, přístroje a detektoru, mnohem lepší je však měření jasnosti provádět v několika spektrálních oborech vymezených speciálními filtry definujícími některý z mezinárodně používaných fotometrických systémů (*UBV (R, I, J..), uvby* aj.)

Detektorem světla hvězdy dříve povětšinou bývalo lidské oko, to však je hříčkou spousty jen obtížně odstranitelných subjektivních vlivů. Důvěryhodnější výsledky dává fotografická deska (film), i když i ta má množství nectností, zejména pak nereaguje na světlo lineárně. Detektorem, jehož charakteristika je lineární v širokém rozsahu intenzit, jsou fotoelektrická čidla jako fotonásobiče nebo CCD⁸⁾, 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 spojitě plynoucí časový údaj odpovídající počtu dnů a jejich zlomků, které uplynuly od jistého, časově dostatečně vzdáleného počátku. Čas 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 periodičita světelných změn toho kterého objektu, je praktické tento údaj vztáhnout na Slunce, které se v Galaxii v časové škále stovek let pohybuje rovnoměrně a

⁸⁾ 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.

přímočaře. Pomocí tzv. *heliocentrické korekce*⁹⁾ 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.

Perioda světelných změn

U některých typů proměnných hvězd se pozorované světelné i jiné změny se značnou pravidelností opakují. Je to důsledkem skutečnosti, že světelné změny 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 jejich změn může mnohé vypovědět 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 pozorovaná perioda (frekvence) dějů obecně nesouhlasí 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 katalogích 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.

⁹⁾ 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.

V pozorovatelské praxi se lze setkat s rozličnými modifikacemi i stupni periodicity proměnnosti:

- a) ideální periodičnost (pravidelnost) – 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 jejich 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;
- zřídka se nám podaří pozorováním v jednom kuse získat světelnou křivku po dobu celé periody 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, tzv. fázové světelné křivky obsahující všechna pozorování. K tomu je nutno znát tzv. *světelné elementy*.

Světelné elementy. Fázové světelné křivky. 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:

$$JD_{\text{hel}}(\text{Max.}, \text{min.}) = M_0(\text{Max.}, \text{min.}) + E \cdot P,$$

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, neboli *fázové světelné křivky*, využíváme (*fotometrické*) fáze proměnné hvězdy φ :

$$\varphi = \text{frac} \left[\frac{JD_{\text{hel}}(t) - M_0}{P} \right],$$

kde funkce frac ¹⁰⁾ aplikovaná na reálné číslo z něj odřezává celou část. Fáze proměnné hvězdy tak tedy zastupuje čas a nabývá hodnot od 0 do 1.

Rozptyl bodů zkonstruované skládané světelné křivky může být důsledkem:

- rozptylu (náhodných chyb) měření;
- aperiodičnosti světelných změn, případně světelných změn probíhajících s jinou periodou;
- nepřesnosti 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 ($O - Observed$) a vypočteného okamžiku ($C - Calculated$). 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:

- vodorovná přímka procházející bodem $O-C = 0$, pak je to indikace skutečnosti, že použité světelné elementy jsou v pořádku a dobře popisují momentální situaci. Tyto „bezproblémové“ proměnné hvězdy je možno bez obav na několik let opustit a jen občas zkontrolovat, zda u nich nedošlo k nějakému překvapivému vývoji.
- vodorovná přímka neprocházející bodem $O-C = 0$ upozorňuje, že perioda proměnné hvězdy je zřejmě určena, zato okamžik základního minima nebo maxima si opravu vyžaduje. Je třeba se ale

¹⁰⁾ $\text{Frac}(1,75) = 0,75$; $\text{frac}(-1,75) = 0,25$ (!).

ujistit, zda zmíněná diskrepance náhodou není výsledkem odlišné metodiky určování okamžiku extrému.

- 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 : $\delta P = d(O-C)/dE$.
- d) obecná přímka pak znamená, že je nutno opravit jak okamžik základního extrému, tak i periodu lineárních světelných elementů.
- e) parabola svědčí o tom, že se perioda lineárně zkracuje nebo prodlužuje (parabola otevřená vzhůru - například při tzv. pomalém přenosu látky mezi složkami těsné dvojhvězdy.)
- f) polynom vyššího stupně. Změny periody jsou komplikovanější, do vzorce pro předpověď okamžiku extrému je nutno zavést další členy, jde v podstatě o Taylorův rozvoj se středem v epoše $E = 0$:

$$JD_{\text{hel}} = M_0 + E P_0 + \frac{E^2}{2!} \left. \frac{\partial P}{\partial E} \right|_{E=0} + \frac{E^3}{3!} \left. \frac{\partial^2 P}{\partial E^2} \right|_{E=0} + \dots$$

- g) sinusoida nebo podobná cyklická funkce. Zde je nepřírozeňším vysvětlením fakt, že proměnná hvězda obíhá kolem společného těžiště v soustavě s jinou hvězdou, která se jinak spektrálně nebo i světelně nemusí projevat. 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 následujících 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), změnit fotometrický systém 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 P_v je tzv. vzorkovací perioda, neboli perioda, s níž se provádí pozorování. Nejčastěji to bývá jeden hvězdný den¹¹⁾ ($P_v = 0,99727$ d), ale může to být i tropický rok, synodický měsíc nebo jiná taková perioda.

Hledání period

S problémem hledání periody se nejčastěji setkáváme u nově objevených proměnných hvězd. Na délku periody můžeme usuzovat z celistvých úseků pozorování její světelné křivky. Pokud nepozorujete z polárních oblastí, pak se vám jen málokdy poštěstí napozorovat celou světelnou křivku najednou. Mnohem častěji máte k dispozici jen krátké úseky světelné křivky z různých nocí, vzdálených od sebe často i několik let.

Zkušeni 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 první řadě byste si měli vynést do grafu části světelných křivek 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 světelných extrémů, je možno periodu najít tak, že budete intervaly mezi nimi zkusmo dělit malými celými čísly a hledat všeobecnou shodnu. 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 S . Pak sledujeme závislost čísla S na periodě P : $S(P)$ a v jejím průběhu hledáme minima. Pakliže jsou odchylky jednotlivých měření náhodné, pak platí, že perioda děje odpovídá minimální hodnotě této funkce. Popsaná metoda má tu

¹¹⁾ Nejspolehlivějším lékem k odlišení obou period je pozorování z dalších míst o různé zeměpisné délce.

nevýhodu, že se v ní musí při každém kroku třídit, což bývá časově náročné, nicméně v dnešní době rychlých počítačů tato skutečnost už žádnou zvláštní překážku nepředstavuje. Nicméně byly vyvinuty i jiné algoritmy.

- 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 ($A \dots E, P$), pro níž součet čtverců odchylek S :

$$S(A, \dots, E, P) = \sum [m(t_i) - f(\varphi_i)]^2$$

minimální. Toto je standardní úloha, již se současně najde nejen základní perioda funkce, ale i průběh světelné křivky. Postup selhává tehdy, když se vzhled světelné křivky hodně liší od předpokladu, což však nebývá tak často (stává se tak např. u zákrytových dvojhvězd typu Algolu).

- 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).

7.3 Mechanismy proměnnosti hvězd

Typy proměnných hvězd

S tím, jak rostl počet známých proměnných hvězd, vyvstávala stále naléhavěji i potřeba rozčlenit je do určitých skupin s analogickým chováním a nejspíš také stejnou příčinou jejich změn. V současnosti takových základních typů proměnnosti rozlišujeme kolem stovky. Obvykle se jednotlivé skupiny označuje podle první známé nebo nejlépe prozkoumané hvězdy dané skupiny: tak například *hvězdy typu W Ursae Majoris* (typu W UMa) jsou zákrytové dvojhvězdy s vlastnostmi podobnými jejich hlavní představitelce W Ursae Majoris (W UMa).

Hlavním rozlišovacím znakem vždy byl vzhled *světelné křivky*. S rozvojem pozorovací techniky od pouhých vizuálních odhadů, fotografie, fotonásobiče až po CCD prvky, se neustále zlepšuje přesnost pozorování (v současnosti standardně několik tisícín magnitudy) i

jeho časové rozlišení (až 10^{-4} s). Časem nabyly na významu i 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*. Zde se ukázalo, že určité typy proměnných hvězd zaujímají svá zcela specifická místa. 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 nemocí).

Ale ani tento vyšší stupeň poznání povahy proměnných hvězd nepřináší odpověď na základní otázku: „Jak a proč se proměnné hvězdy vlastně mění?“ K tomu je zapotřebí nejprve vytipovat několik *základních mechanismů hvězdné proměnnosti*, a pomocí nich a teorie hvězdné stavby sestavit 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, a to na mechanismy:

- A) **geometrické**, kde se světelný tok z hvězdy nebo hvězdné soustavy nemění, mění se však její svítivost. Vzhled světelné křivky rozhodujícím způsobem závisí na tom, kde se vzhledem k proměnné hvězdě nachází pozorovatel (jak je hvězda nebo hvězdná soustava k pozorovateli právě natočena)
- B) **fyzické**, neboli skutečné proměnné hvězdy, u nichž se reálně mění jejich zářivý výkon v daném spektrálním oboru. Zde se pozorovatelům pozorujícím hvězdu z různých směrů naskýtá zhruba stejný obraz proměnnosti.

Podle tohoto základního členění dělíme proměnné hvězdy na *fyzické proměnné hvězdy* a *geometrické proměnné hvězdy*.

GEOMETRICKÉ PROMĚNNÉ HVĚZDY

7.4 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 dvojhvězdy soustavy, což je rovněž velmi časté.

Má-li se při těchto změnách natočení hvězdy z pohledu pozorovatele 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 buď je záření těchto hvězd nesmírně izotropní, jejich fotosféry jsou fotometricky značně homogenní, jejich tvar je velmi přesně osově symetrický, nebo se na hvězdu nebo na hvězdnou soustavu díváme od pólů.

Magnetické hvězdy

Asymetrie vyzařování u rotujících proměnných hvězd většinou souvisí s výskytem 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. Pozorované změny jsou přísně periodické, perioda odpovídá rotační periodě tělesa. Ta bývá velmi rozmanitá: od 10^{-4} s u těch nejrychlejších *pulzarů*¹²⁾ až po několik let u některých zvlášť pomalu rotujících magnetických chemicky pekuliárních hvězd.

Tyto proměnné hvězdy vykazují světelné změny s nevelkou amplitudou (do 0,1 mag). Jde o *magnetické chemicky pekuliární hvězdy*¹³⁾ (Ap hvězdy) se silným globálním magnetickým polem s výraznou dipólovou

¹²⁾ Viz *Radiové pulzary* v kapitole 5.4 *Neutronové hvězdy*.

¹³⁾ Viz např. Sidney C. Wolffová (1983) nebo Zdeněk Mikulášek (1980)

složkou. Povrchové chemické složení těchto hvězd je odlišné od chemického složení vnitřních částí. To je důsledek velmi pomalých procesů, při nichž jsou některé ionty s velkým účinným průřezem vůči postupujícímu záření vypuzovány do svrchnějších částí fotosféry, jiné naopak klesají dovnitř hvězdy.

Makroskopické magnetické pole v různé míře stabilizuje povrchové vrstvy hvězdy, což se pak projeví vznikem nestejnorodosti chemického složení i v horizontální rovině. 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 různé „barevné“ partie svého povrchu. To vede ke změnám jasnosti v různých spektrálních oborech, běžně pozorujeme vzájemně i proti sobě jdoucí světelné změny jako třeba u HD 125 248. Pozorované rotační periody se pohybují v rozmezí asi půl dne až několik desítek či stovek dní.

Hvězdná aktivita

S rozpadem mohutných lokálních magnetických polí, s nimiž se setkáváme hlavně u hvězd sluneční teploty a chladnějších, souvisí výskyt tzv. *aktivních oblastí*, na něž se vážou další projevy hvězdné aktivity, zejména pak relativně dlouho žijící *fotosférické skvrny* podobné slunečním skvrnám. Tyto skvrny jsou temnější z toho důvodu, že fotosféra v těchto oblastech je chladnější než na jiných částech hvězdného povrchu. Příkladem proměnných hvězd, u nichž existence rozsáhlých oblastí pokrytých skvrnami hraje v jejich proměnnosti rozhodující roli, jsou *hvězdy typu RS Canum Venaticorum*, přezdívané též „skvrnití psi“. U těchto hvězd mohou chladnější skvrny pokrývat až polovinu povrchu hvězdy. Světelné změny mohou dosahovat až několika desetin magnitudy.

7.5 Dvojhvězdy

Zákrytové dvojhvězdy

Anizotropie vyzařování podvojného systému je dána především tím, že se jeho složky navzájem stíní – do prostoru vrhají stín a polostín, jejichž hranice mají podobu dvou sousých dvojkruželů 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 dvojkůželu splývají (viz kapitola 6.5, Zákrytové dvojhvězdy)

Interagující dvojhvězdy

Dalším jevem způsobujícím osovou anizotropii záření vzhledem k ose orbitálního pohybu je *slapová deformace složek* v těsných systémech. V důsledku gravitačního působení a odstředivé síly nabývají komponenty těsné dvojhvězdy kapkovitý 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 vzájemně 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 zhroutená 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 zářením nebo absorpcí záření složek dvojhvězdy. Během oběhu se konfigurace této látky mění, mění se i světelný příspěvek látky mezi složkami. Interpretace pozorovaných světelných změn je nesnadná, protože je obtížné sestavit dobře fyzikálně zdůvodněné modely zohledňující všechny důležité procesy probíhající v soustavách s masivním přetokem látky.

FYZICKÉ PROMĚNNÉ HVĚZDY

U fyzicky proměnných hvězd dochází k reálným změnám jejich charakteristik v čase. Zmíněné změny se přitom mohou týkat:

- a) okolí hvězdy,
- b) povrchových vrstev, kde jde většinou o nejrůznější projevy hvězdné aktivity,
- c) podpovrchových vrstev, kde dochází např. k pulsacím nebo k rozpadu postupujících rázových vln,
- d) samotného jádra hvězdy, pokud jej zastihneme v okamžicích jeho překotného vývoje, který pak dává vznik např. různým typům supernov.

7.6 Nestacionární děje v okolí hvězdy

V bezprostředním okolí některých hvězd se nachází množství opticky aktivního materiálu. Jeho původ je různý. Mohou to být třeba zbytky zárodečného materiálu, který nebyl spotřebován na stavbu hvězd. S tímto materiálem se často setkáváme u velmi mladých hvězd typu T Tauri, FU Orionis. Může se ale jednat i o hvězdy v pokročilejším stadiu jejich vývoje, v jejichž okolí nalezneme zvolna či rychle expandující obálky odvržené hvězdou (nejčastěji jde o různé typy nov a supernov). Při rozpínání obálky do prostoru dochází ke střetu s okolní mezihvězdnou látkou, vznikají zde rázové vlny, materiál se po srážce nahřívá na teplotu milionů kelvinů, což vede ke vzniku měkkého rentgenového záření. Z hvězd se do prostoru může dostat látka dostávat i méně násilným způsobem – hvězdným větrem a pulzacemi hmotných hvězd a hvězd v pozdním stadiu jejich vývoje.

Látka ve dvojhvězdách

V interagujících dvojhvězdách se běžně vyskytuje látka, kterou si složky během svého vzájemného soužití navzájem vyměňují. Nejvíce této látky bývá uloženo v tzv. *akrečním disku*, plochem prstenci kolem látku přijímající složky. Ten zde vzniká z toho důvodu, že přetékající látka si s sebou odnáší jistý moment hybnosti a ten jí nedovolí dopadnout na hvězdu-příjemkyni přímo. 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 důsledků turbulentního tření, jež se v rámci disku zprostředkovává tok momentu hybnosti z vnitřních částí disku do vnějších. Během tohoto procesu klesá materiál z vnitřních partií na hvězdu, uvolňuje se potenciální energie, která se z větší části mění v energii neuspořádaného pohybu částic hvězdného plazmatu.¹⁴⁾

Zmíněný proces s ohledem na povahu tření (turbulentní) zpravidla není spojitý, v některých případech se „zapne“ naráz a dojde k prudkému uvolnění energie, které 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 převyší jistou kritickou mez, se náhle rozvine turbulence, která je s to způsobit, že část disku spadne do gravitačního jácnu 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.

¹⁴⁾ Je třeba dodat, že mince přerozdělování momentu v rámci disku má i svou druhou stranu, jíž je únik látky do prostoru. Že k němu skutečně dochází svědčí nejen řada nepřímých pozorovacích důkazů, ale i třeba třírozměrné hydrodynamické výpočty krymských astronomů D. V. Bisikala, O. A. Kuzněcova, A. A. Bojarčuka a V. M. Čečetkina.

7.7 Nestacionární děje na povrchu hvězdy

Vnější příčiny

Běžnou vnější příčinou nestacionárních procesů ve fotosférických vrstvách hvězd, které se mohou projevit změnami jasnosti, je dopad látky zvenčí. Nejčastěji se jedná o hmotu uvolněnou při interakci složek v těsných dvojhvězdách.

Typickým příkladem jsou 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 vnitřku hvězdy.

Neohřívá se ovšem jen nitro, ale i vrstva s přeneseným materiálem bohatým na vodík. Vzrostli 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 jasnosti. Znovu nastoupí klidné mezidobí s trváním 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.

7.8 Sluneční činnost a její projevy

Pokud bychom Slunce pozorovali ze vzdálenosti dejme tomu 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 činnosti lze sledovat v takových detailech, které jsou u vzdálenějších hvězd nemyslitelné. Právě proto se budeme „proměnností“ naší denní hvězdy zabývat nejdřív, s vědomím, že u většiny hvězd slunečního typu bývají projevy hvězdné aktivity mnohem mohutnější, a tudíž i pozorovatelné.

Aktivní oblast a její vývoj

Sluneční činnost nebo též *sluneční aktivita* je souhrnný název pro komplex nestacionárních jevů, projevů aktivity, které jsou vesměs spojeny se vznikem, existencí a rozpadem komplexů lokálních magnetických polí o indukci 0,12 až 0,45 teslů. Tyto oblasti, jež jsou centrem aktivity, se nazývají *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 ionizovaného vápníku H a K. V těchto místech se pak objeví skupina fotosférických slunečních skvrn, chromosférické erupce, jež vznikají na rozhraní koróny a chromosféry, aktivní protuberance zasahující až do koróny a vše končí postupným rozpadem a vymizením chromosférického flokulového pole.

Projevy sluneční činnosti

- Sluneční skvrny jsou útvary ve fotosféře, odkud k nám přichází převážná část slunečního světla, a jsou tudíž nejnápadnějšími projevy sluneční aktivity. Jsou to rozsáhlé plochy fotosféry, o rozměrech 100 až 20 000 km, s efektivní teplotou cca o 1 200 K nižší 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. Leckdy mají komplikovanou strukturu; zpravidla u nich můžeme vysledovat temné jádro (umbru) obklopené bohatě strukturovaným polostínem (penumbrou). Jejich sníženou teplotu vysvětlujeme jako důsledek potlačení konvektivního přenosu energie silným magnetickým polem, které brání postupu horkého elektricky vodivého plazmatu z nitra na povrch napříč magnetických siločar. Tok energie z nitra Slunce na povrch se ale nezastaví, skvrny jsou obklopeny méně nápadnými oblastmi zvýšeného jasu – tzv. fakulovými poli, kudy se zadržaná energie vyzáří. Sumárně pak lze říci, že Slunce poseté skvrnami nezáří méně, než Slunce bez poskvrnky.
- 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. *rekonexe* magnetického pole, čili jakéhosi „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, jež dává vznik mohutné rázové vlny. Postupující rázová vlna stlačuje a zahřívá na vysokou teplotu materiál, s nímž se střetne. Viditelné projevy má pravidelně v chromosféře, někdy rázová vlna dospěje až do fotosféry. Tehdy dojde k vnějšímu zahřátí této vrstvy, k vzplanutí tzv. *bílé erupce*.

Při zvlášť silných slunečních erupcích se uvolňuje výkon až 10^{23} wattů, což představuje asi 1/4000 zářivého výkonu hvězdy, typicky je ale tento výkon o 3 řády menší. 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 H α . 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 vnořeného do koróny, podpíraného 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 *aktivní protuberance* a *klidné protuberance*, které jsou typické pro dozívání vývoje aktivní oblasti.

K pozorování protuberancí se s výhodou používá tzv. *protuberanční koronograf*, kde se po odstínění kotoučku fotosféry sleduje okolí Slunce v čáře H α . Tam jsou protuberance neprůhledné. 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.

Filamenty jsou tmavší než fotosféra, respektive chromosféra, protože protuberance jsou ve z daných čarách opticky tlusté a současně chladnější než prostředí, na něž se promítají..

- 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 koróny v sektoru až 40°. Jsou důsledkem kompletní přestavby struktury magnetického pole v okolí Slunce.
- Koronální díry jsou ty oblasti koróny, 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 a mizí převážně ve vyšších heliografických šířkách (asi 30°), postupně začnou zjevovat blíže a blíže k rovníku. Graf heliografické šířky výskytu jednotlivých aktivních oblastí (respektive slunečních skvrn) v závislosti na čase má charakteristický tvar motýlích křídel, proto se mu i v odborné literatuře 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 popisu sluneční činnosti je nalezení vhodných parametrů, charakteristik, které by mohutnost sluneční aktivity realisticky vyjadřovaly, kvantifikovaly ji. Byla vytvořena řada indexů aktivity, z nichž historicky nejstarší a nejpopulárnější je tzv. *relativní číslo R*, opírající se o počty slunečních skvrn a jejich skupin:

$$R = 10f + g,$$

kde f je počet skupin slunečních skvrn, g je celkový počet skvrn viditelných momentálně na slunečním kotouči¹⁵⁾. V minimu sluneční činnosti 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 číslu nelze upřít jeho základní výhodu – velice dlouhou a nepřerušovanou 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 přepólování a k návratu k původní polaritě u dipólového globálního magnetického pole, objevuje se změna v polaritě magnetického pole u dvojic slunečních skvrn.¹⁶⁾ 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*.¹⁷⁾

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

¹⁵⁾ 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:

$$R = k (10f + g).$$

¹⁶⁾ Navíc se ukazuje, že průběhy a amplitudy závislosti aktivity na čase se u sudých a lichých maxim od sebe liší.

¹⁷⁾ Pojmenováno po jeho objeviteli, anglickém slunečním fyziku EDWARDU WALTEROVI MAUNDEROVI (1851-1928).

slunečních skvrn, je sluneční výkon o jedno až dvě promile větší než v minimu. Zdánlivý paradox souvisí se skutečností, 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 pole. 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.¹⁸⁾ Na druhou stranu je nutno připustit, že dnešní člověk není již tvorem přírodním, ale bytostí značně zhýčkanou a přecitlivělou, která často zcela neadekvátně reaguje na prahové podněty.

Sluneční fyzika a očekávaná aktivita ostatních hvězd

Úkolem sluneční fyziky je komplexní studium projevů sluneční činnosti, vzniku a doplňování chromosféry a koróny. Cílem této vědní disciplíny pak je sestavení fyzikálně zdůvodněných *modelů sluneční činnosti*, jež by nejen kvalitativně, ale i kvantitativně dokázaly vysvětlit všechny pozorované jevy a některé nové i předpovědět.

Zdroj sluneční činnosti je obvykle spojován s existencí mohutné podpovrchové konvektivní vrstvy. Na účet mechanické energie vzestupných a sestupných proudů se generují mohutná lokální magnetická pole, která, pokud se proderou k povrchu, dávají vznik aktivním oblastem. Hustota energie magnetických polí je srovnatelná například s hustotou energie tepelného pohybu atomů ve hvězdné atmosféře. Všeobecně se pak soudí, že sluneční činnost čerpá svou energii povětšinou z energie komplikovaně strukturovaného magnetického pole aktivních oblastí.

¹⁸⁾ 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.

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 o hmotnosti $1 M_{\odot}$: Do jaké míry pak 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 F2 a ranější nemají dostatečně rozvinuté 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 mohutný odtok látky v důsledku hvězdné aktivity prostřednictvím *hvězdného větru*. 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 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 naše závěry nějak ověřit?

Slunce je výjimečné zejména tím, že je k nám hodně blízko, takže u něj můžeme vše zkoumat speciálními přístroji s vysokým časovým a 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*. Bylo by možné takovouto proměnnost zjistit běžnými astronomickými přístroji i ze vzdálenosti několik desítek parseků?

- a) Celková hvězdná velikost Slunce se ve vizuální oblasti 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 odhadnout na 0,0001 magnitudy.
- b) Větší naději by mělo sledování chromosférických jevů, například změn v mohutnosti flokulových polí. Ta se projevují charakteristickou emisí v centrech mohutných temných rezonančních absorpčních čar Ca II H a K.
- c) Hvězdné koróny by se měly prozradit měkkým rentgenovým zářením, které v nich produkuje řídký 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?

7.9 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 a dokázali tak vlastně existenci jejich rozsáhlých *chromosfér*. Oproti očekávání se ukázalo, že řada hvězd má 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 WILSON¹⁹⁾ (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 7 do 14 let, které jsou obdobou slunečního základního jedenáctiletého cyklu.

Byly však nalezeny hvězdy slunečního typu, 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 M5Ve, který značí, že ve spektru se nacházejí emisní čáry, nejčastěji vodíku a čáry vápníku 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 nezdědky 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 hojnější než sluneční bílé erupce. Vzhledem k tomu, že tyto hvězdy jakožto červení trpaslíci velmi málo září, budou na nich i erupce srovnatelné se slunečními o několik řádů výraznější než na erupce na Slunci.

Bouřlivou 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

¹⁹⁾ OLIN CHADDOCK WILSON (1909-94), americký astronom zabývající se zejména aktivitou hvězd slunečního typu.

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.²⁰⁾

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 se nejčastěji vyskytují v těsných dvojhvězdách. U nich lze vysledovat hned 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.

Družicová pozorování hvězdné aktivity

Hvězdné koróny, horké miliony kelvinů, září nejvýrazněji v oblasti měkkého rentgenové záření - fotosféry i chromosféry jsou totiž příliš chladné na to, aby se v tomto oboru vůbec nějak projevíly. 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*, jež se specializovala na průzkum měkkého rentgenového záření jednotlivých hvězd, a dále zasloužila družice IUE, která po více než 20 let zkoumala hvězdy v ultrafialové oblasti.

²⁰⁾ Slunečním větrem ztratí Slunce ročně $4 \cdot 10^{-13} M_{\odot}$.

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 řídkých atmosférických vrstev s teplotami nad 200 000 kelvinů. Tyto hvězdy ovšem též vysílají rentgenové záření, což svědčí o tom, že ve svrchních částech atmosféry těchto hvězd je přítomen velmi řídký plyn o teplotě 10^6 až 10^8 K. Výkon hvězd slunečního typu v rentgenové oblasti bývá zpravidla větší než rentgenový výkon Slunce, ve výjimečných případech se setkáváme až se stotisícnásobkem tohoto slunečního výkonu.

Z toho ovšem plyne, že většina hvězd střední a dolní části hlavní posloupnosti vlastní 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.

Horké hvězdy spektrálního typu O a B naproti tomu rozměrné obálky mají, což nepochybně souvisí se silným odtokem látky do prostoru, působeným mohutným, zářivě urychlovaným 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 koróny nemívají.

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 BIERMANN²¹ 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 udržovány a zahřívány *zvukovými vlnami*, které jsou nepochybně generovány při konvektivních pohybech. Zvukové vlny se bez odporu šíří fotosférou,

²¹) LUDWIG FRANZ BENEDICT BIERMANN (1907-1986), německý astronom.

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 by tak zajišťovaly 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 očekávání na něj kladená nesplnil, a to ani u Slunce samotného. Nedokázal totiž vysvětlit, proč dochází k pozorované variaci mohutnosti sluneční chromosféry a koróny, stejně jako nedovedl objasnit vznik slunečního cyklu. Už vůbec jej nebylo 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 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. Pravou příčinu vzniku a udržování koróny však stále neznáme.

Důkazem rámcové platnosti naznačeného mechanismu je zajímavý fakt, který objevil ROBERT KRAFT²²) (1967). Prokázal, že všeobecně platí pravidlo: čím rychleji zkoumaná hvězda rotuje, tím silnější má ve spektru chromosférické emise v čarách H a K. Obdobná souvislost byla odhalena i v úrovni rentgenové emise vyjadřující velikost a mohutnost hvězdné koróny. Tam se navíc ukázalo, že rentgenový výkon hvězdy je úměrný čtverci ekvatoreální rotační rychlosti hvězdy.

²²) ROBERT KRAFT (*1927), americký astrofyzik.

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 přenosu momentu hybnosti do okolí prostřednictvím hvězdného větru. 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 poměrně 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 raných B jsou obálky hvězd vytvářeny rychlým odtokem látky do prostoru v důsledku urychlování iontů uhlíku, dusíku, kyslíku a dalších prvků krátkovlnným zářením hvězdy. Tyto ionty sebou pak strhávají ostatní plyn, tvořený zejména vodíkem a heliem. Hvězdný vítr neustále obrušuje vnější vrstvy hvězdy. Naproti tomu atmosféry hvězd třídy A (s výjimkou veleobrů) jsou klidné a stabilní. Nedevastují je ani účinky konvektivních 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 F5 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.

7.10 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 Cephei²³⁾ je veleobrem o středním poloměru $53 R_{\odot}$, jehož poloměr se v důsledku pulzací mění o $\pm 2 R_{\odot}$, 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 (6,3 až 9,1) R_{\odot} .

V Hertzsprungově-Russellově diagramu se setkáváme s pulzujícími proměnnými hvězdami především v tzv. *páseu 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 páseu 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

²³⁾ V roce 1977 se podařilo skupině francouzských astronomů pomocí interferometru GI2T prokázat, že poloměr δ Cep se vskutku mění s amplitudou, která odpovídá našemu očekávání.

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 tíže a opačně orientované vztahové síly dané gradientem tlaku ve hvězdném materiálu. Jde přitom o rovnováhu stabilní, což znamená, že při jejím narušení dojde vždy k posílení té ze silových složek, která se snaží systém navrátit do výchozí rovnovážné polohy. Hvězda se ovšem v rovnovážné poloze nezastaví, ale setrvačností bude pokračovat ve svém pohybu dál, 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 $\bar{\rho}$:

$$P \sim \frac{1}{\sqrt{G\bar{\rho}}}.$$

Výše uvedenou závislost lze zdůvodnit užitím viriálového teorému, podle něhož je v gravitačně vázaném útvaru absolutní hodnota potenciální (gravitační) energie rovna dvojnásobku její vnitřní (kinetické) energie. Ve statické 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 viriálového teorému:

$$E_p = \alpha G \frac{M^2}{R} = 2 E_k = M v_s^2 \rightarrow v_s^2 = \alpha G \frac{M}{R},$$

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 Mira Ceti, zvané miridy, pulzují s periodou několika stovek dní, hustější v průměru stokrát hustější cefeidy desítky dnů a extrémně hustí bílí trpaslíci mají periody vyjádřené v minutách. 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 musí být nulová – zde leží *uzel* stojatého vlnění, zatímco na povrchu hvězdy je vždy kmitna – plocha s největší amplitudou. Pokud hvězda osciluje v tzv. *základním modu*, pak pulzace v rámci celé hvězdy probíhá ve stejném směru - v témže okamžiku se celá hvězda buď rozpíná nebo smršťuje. Hvězda však může kmitat i ve vyšších harmonických frekvencích, ve *vyšších modech*. Podmínka, že na povrchu hvězdy je kmitna a ve středu uzel zůstává zachována, uvnitř hvězdy existují další uzly, přesněji řečeno uzlové kulové plochy, místa uvnitř hvězdy, která se pulsacích v daném modu nehýbou. Látka hvězdy v sousedících mezikoulích se pohybuje v daném okamžiku v opačném směru.

Radiální pulzace hvězd lze přirovnat k základnímu rezonančnímu tónu v polouzavřených lineárních rezonátorech – tzv. *píšťálách* (klarinet, varhaní píšťala). Základní tón ($n = 0$) má vlnovou délku λ_0 odpovídající čtyřnásobku délky píšťaly l , $\lambda_0 = 4l$. 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 výrazně složitější, protože:

- 1) hvězda není lineárním, ale prostorovým (kulově symetrickým) rezonátorem,
- 2) rychlost zvuku není v rámci rezonátoru konstantní, jak jsme v akustice zvyklí, ale klesá se vzdáleností od středu koule.

Výsledkem pak je, že:

- uzly vyšších harmonických modů nacházíme obecně jinde – u 1. modu je poloměr uzlové kulové plochy $0,6 R$ (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, zde je totiž amplituda pulzací vzhledem k pulzacím povrchových částí takřka zanedbatelná. Radiální pulzace, třebaže postihují celou hvězdu, jsou tak záležitostí jen vnějšího, velmi řídkého obalu hvězdy, který obsahuje nepodstatnou část její celkové hmotnosti. Pulzace tak nemohou ovlivnit stav hvězdného nitra, zejména pak 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 cefeida Polárka, která kmitá v 1. harmonické (overtone). 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 vnitřní tření, které degraduje 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 nebývá vždy splněna. Když hvězdnou látku rychle (adiabaticky) stlačíte, zvýší se nejen její hustota, ale i teplota, což obvykle vede k tomu, že opacita látky poklesne – látka zprůhlední a pro procházející zářivý tok znamená menší překážku. Žádná energie navíc se tu nenakumuluje, spíše naopak – zásoby energie se rychleji vyzáří. 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 pulzační 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* – veleobří 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 m/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 v 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, kde hvězdy během svého vývoje stráví nejdelší dobu. Pozorované světelné křivky těchto hvězd jsou komplikované a lze je vysvětlit superpozicí

řady pulzací, z nichž některé ani nejsou radiální. Navíc amplitudy světelných změn nejsou nijak velké – setiny až tisíce 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 LEAVITTOVÁ²⁴), která sama odhalila asi 2 400 hvězd tohoto typu, převážně na fotografických snímcích Malého Magellanova mračna (MMM). Do grafu si vynesla závislost pozorované střední hvězdné velikosti cefeid z MMM na logaritmu jejich periody a shledala, že jde o prakticky přímkovou závislost, od níž se jednotlivé hvězdy odchyľují o nejvýše o půl magnitudy. Protože hvězdy z MMM 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 nebyvalou spolehlivostí měřit vzdálenosti cefeid a tím i vzdálenosti soustav, v nichž se tyto cefeidy nacházejí. Cefeidy jsou k tomu účelu zvláště vhodné, neboť jsou to jedny z nejsvítivějších hvězd, které ve vesmíru nacházíme – jsou tedy viditelné do velké 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 den²⁵) – je to o dost svízelnější. Zde je totiž nezbytné znát spolehlivě vzdálenost alespoň jediné z cefeid. Tu jsme však až donedávna spolehlivě neznali, a i ta nejbližší z cefeid, Polárka, byla příliš daleko, než aby bylo možné stanovit její paralaxu s požadovanou přesností. Situace se značně zlepšila po misi astrometrické družice Hipparcos, která pomohla daleko určitěji zakotvit zejména absolutní člen závislosti, takže platí:

$$\left(\frac{M_V}{1 \text{ mag}} \right) = 2,80 \log \left(\frac{P}{1 \text{ d}} \right) - 1,43.$$

²⁴) HENRIETTA SWAN LEAVITTOVÁ (čti *levitová*) (1868-1921), americká astronomka zabývající se pozorováním proměnných hvězd.

²⁵) 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 recalibrace měla závažné důsledky na náš náhled na vzdálenosti ve vesmíru, na jeho stáří a vývoj.

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 recalibrací 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 či absolutní hvězdnou velikostí hvězdy.

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 vplynuly z nedávné revize tabulek závislosti opacity hvězdného materiálu na teplotě.

Sluneční oscilace

Až do šedesátých let minulého století se všeobecně soudilo, že hvězdné pulzace postihují jen určité, poměrně vzácné typy hvězd, které jsou k pulzacím náchylné. Ty „normální“, tuctové hvězdy, jakých je ve vesmíru většina, se zdály být vůči pulzacím odolné.

Tento pocit byl podporován i „teoretickým zdůvodněním“, že pulzace hvězd se velmi rychle utlumí, pokud nejsou 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 tedy 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. Oříšek pětiminutových slunečních oscilací se podařilo rozlousknout až po osmi letech.

V roce 1970 JOHN W. LEIBACHER, ROBERT F. STEIN a ROGER K. ULRICH (1970) podali správné vysvětlení záhadných pětiminutových slunečních oscilací. Ukázali, že se jedná o zcela globální jev, který postihuje jak celý povrch, tak 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 akustického vlnění, které se šíří i vzduchem a kapalinami (na rozdíl od vlnění příčného, které se šíří 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 v důsledku interference, nezbytné 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 žádné podobné ostré rozhraní 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 vlnové 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.²⁶⁾

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.

Helioseismologie a astroseismologie

Na první pohled chaotické chvění slunečního povrchu s typickou amplitudou 0,1 m/s a menší lze rozložit do asi deseti milionů 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*;

²⁶⁾ 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 prokázány, na rozdíl od bílých trpaslíků.

- 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 až do vzdálenosti 0,713 poloměru Slunce od jeho středu, což je hlouběji, než se dříve soudilo.

Z hlediska stavby a vývoje Slunce má mimořádný význam i sledování rozložení chemického složení v tělese Slunce, které je možné odvodit z měnící se rychlosti zvuku v různých hloubkách. Helioseismologie v zásadě potvrdila standardní model slunečního nitra se zvýšeným obsahem helia v centrálních částech hvězdy, který je výsledkem termonukleárních reakcí zpracovávajících vodík na helium.

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 sehráje 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 tomu bude jinak. Je však zřejmé, že z velké vzdálenosti, kdy se nám kotouček hvězd smrští 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 Scuti²⁷⁾, 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.

Dlouhoperiodické proměnné hvězdy

Zcela zvláštním typem pulzujících hvězd jsou dlouhoperiodické proměnné, známé též jako hvězdy typu Mira, respektive *miridy*. Jsou to chladné hvězdy asymptotické větve obrů. Tyto hvězdy s hmotnostmi Slunce na sebe velice upozorňují zejména amplitudou svých světelných změn (až 11 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 11 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 až 800 dní dobře souhlasí s velmi nízkou střední hustotou těchto červených veleobrů.

S klasickými miridami jsou spřízněny tzv. *polopravidelné proměnné hvězdy* s menší amplitudou světelných změn a s méně vyhraněnou periodicitou. Pulzace těchto rozměrných chladných hvězd jsou radiální, spory se však vedou o tom, zda kmitají v základním modu nebo v 1. harmonické.

Pulzace dlouhoperiodických proměnných hvězd čerpají svou energii z téhož zdroje, jako ostatní typy pulzujících proměnných, tedy ze zářivého toku vystupujícího z centrálních částí

²⁷⁾ 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.

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 s nízkou efektivní teplotou. 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.

7.11 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 vývoje hvězdného nitra. Vývoj hvězdy je většinou velmi pozvolný a klidný, vše se děje v časové škále milionů let. Je to dáno povahou příčiny hvězdného vývoje, a tou je povětšinou postupná změna chemického složení nitra v důsledku probíhajících jaderných reakcí. Obal hvězdy má vždy dostatek času přizpůsobit se změněným vlastnostem hvězdného jádra a charakteristiky hvězdy se tak mění většinou nepostřehnutelně.

Nicméně občas ve vývoji vnitřku hvězdy proběhnou více či méně bouřlivé epizody, při nichž dochází k prudkým změnám ve stavbě a energetické produkci jádra. Rozhodující roli tu zpravidla sehrává elektronová degenerace a zažehnutí nových zdrojů jaderného hoření. Dlužno podotknout, že ony události na vnějších charakteristikách 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 po něm hvězda kvalitativně 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 scénářů²⁸⁾, 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 úžasně dynamické, ve hvězdě existuje řada vrstviček, některé z nich jsou aktivní – probíhají v nich termonukleární reakce, jiné jsou neaktivní, žádné energeticky zajímavé reakce v nich momentálně 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.²⁹⁾

Po překročení kritické hmotnosti elektronově degenerovaného železného jádra dojde k náhlému kolapsu, kdy se začnou volné elektrony houfně spojovat s protony v jádrech. Vznikají tak neutrony a neutronizovaná jádra se rozpadají. Materiál neutronizované látky je

²⁸⁾ V poslední době se hovoří ještě o dalším typu supernov – o tzv. *hypernovách*, které by měly být důsledkem přímého zhroucení velmi hmotné hvězdy. 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.

²⁹⁾ Viz případ supernovy 1987 A ve Velkém Magellanově mračnu.

však poměrně měkký a nedokáže vzdorovat své vlastní tíze. Zhroucení se proto 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 převyší výkon hvězdy v oblasti neutrin její zářivý výkon až o 7 řádů. Naprostá většina vzniklých neutrin bez odporu projde tělesem hvězdy. Látka v nitru hroučící se hvězdy je však velmi hustá a tok neutrin obrovský, takže i přes svou vysokou pronikavost se v ní některá z neutrin zachytí. Svou hybnost a 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 vnější části hvězdy zcela rozmetala do prostoru. Obal hvězdy s jaderně netknutým vodíkem 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 bolometrické hvězdné velikosti tempem 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 nuklid Ni^{56} s poločasem rozpadu 6,1 dne, Co^{57} (270 dnů) a Na^{22} (2,6 roku). Pozvolný radioaktivní rozpad těchto nuklidů je pak hlavním 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 příznačné, že se v jejich spektru nevyskytují čáry vodíku. Podle spektrálních příznaků se supernovy typu I dělí na tři podtypy: Ia, u nějž nacházíme velmi intenzivní čáru Si II na

615 nm, u typů Ib a Ic nikoli. Ve spektru supernov typu Ib nacházíme silné čáry helia, 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 nukleárním vývoji dospějí až do železného konce, po němž nevyhnutelně 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, případně hmotných Wolfových-Rayetových hvězd.

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 zjišťovat vzdálenosti odlehlých 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 uhlíko-kyslíkového 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.³⁰⁾ 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 s vlastnostmi supernov typu Ia, v jejichž spektrech dominují 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 nuklidů niklu, kobaltu a dalších radioaktivních prvků.

Supernovy typu Ia sice předčí supernovy typu II co do zářivé energie, pokud však jde o celkovou uvolněnou energii, pak nad nimi supernovy typu II jednoznačně vítězí. Bohužel, valnou většinu energie sebou do prostoru odnášejí jen obtížně detekovatelná neutrina.

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 mezihvězdného plynu dokáží spustit nebo alespoň

³⁰⁾ Tato skutečnost je zřejmě příčinou, proč se světelné křivky supernov typu Ia tak podobají – vybuchují nám tu objekty s navlas stejnou hmotností a vnitřkem.

stimulovat proces tvorby nových hvězd z materiálu obsaženého v molekulových mračcích.

- 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.

7.12 Záblesky záření gama

Záblesky záření gama jsou zřejmě nejenergetičtějším jevem ve vesmíru souvisejícím s hvězdami – během několika desítek sekund se tu uvolní energie větší, než kolik jí Slunce má vyžářit v celé své aktivní kariéře ($6 \cdot 10^{45}$ 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 (jde-li ovšem o skutečně izotropně zářící energetický zdroj).

7.13 Malý abecední zvěřinec opticky proměnných hvězd

algidy

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 mělké 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 nevýznamně.

cefeidy

nebo též *klasické cefeidy*, případně hvězdy typu δ *Cephei* jsou radiálně pulzující nadobří či veleobří (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 zadržení 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 $H\alpha$ (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 pekulární 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

probíhající v klidné atmosféře vystavené působení silného magnetického pole a někdy též i anizotropního hvězdného větru. Periody změn (desítky hodin až několik dní) odpovídají periodě rotace.

hvězdy typu SR

jsou pulzující obři a veleobři pozdních spektrálních tříd. Periodicita pulzací je 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, které hvězda po určitý čas dodržuje. 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 pekulární 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, tentokrát vrstvou neprůhlednou v důsledku fotoionizace prvků skupiny železa.

hvězdy typu δ Cephei

viz **cefeidy**

hvězdy typu ω 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. Známé 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 tam zkondenzovala z látky vyvržené hvězdou.

hvězdy typu S Doradus

též označované zkratkou LBV, 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.

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 povlnné. 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.

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 ($10^{-7} M_{\odot}/\text{rok}$). Světelné změny jsou nepravidelné, chaotické, amplitudy činí 1 – 4 mag.

hvězdy typu RV Tauri

jsou radiálně pulzující veleobří, 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 obří 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**

mikročočkování

K tomu jevu dochází tehdy, projde-li poblíž zorného paprsku k jedné hvězdě nějaká jiná hvězda, která svým gravitačním polem zakřiví prostor takovým způsobem, že dojde k fokusaci paprsků hvězdy pozadí. Tímto způsobem se může na dobu několika dní nebo desítek dní jasnost zadní hvězdy zvýšit až o několik desetin magnitudy. Světelná křivka by měla být přísně symetrická a ve všech barvách identická. Toto mikročočkování bylo již několikrát pozorováno, a to zejména ve specializovaném projektu MACHO a OGLE, které měly najít v prostoru možné temné kandidáty pro tzv. skrytou hmotu.

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 průhlednosti horních vrstev hvězdy, k nimž dochází v důsledku průchodu mohutné rázové vlny. Vlastní pulzace hvězd mají na změny jasnosti hvězd 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. Hvězdy pulzují zpravidla v jedné periodě o délce od 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 natolik, že se zde vznítí překotná termonukleární

rekce CNO cyklu. V důsledku náraz 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**

přechody exoplanet

Specifickým typem zákrytových systémů jsou ty, jež jsou tvořeny běžnou hvězdou, kolem níž obíhá dostatečně velká exoplaneta s drahou, jejíž sklon je blízký 90°. Pokles jasnosti je výsledkem čistě geometrických efektů v době mezi 1. a 2. a 3. a 4. kontaktem, změna jasnosti mezi 2. a 3. kontaktem je menší, daná okrajovým ztemněním hvězdy. Pokles jasnosti může podle typu hvězdy činit až několik setin magnitudy.

pulzary

jsou rychle rotující neutronové hvězdy, které září v radiovém, někdy též i v optickém a krátkovlnném oboru spektra. Vyzářování 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 ani 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, případně hmotných WR hvězd.

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 celý obal hvězdy 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 zhroutený 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. Systém se občas v průběhu jednoho až dvou dnů zjasní o 2 až 6 mag, po několika dnech až týdnech zeslábně 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.

7.14 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 ($M < 9 M_{\odot}$)*, *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

Úlohy, problémy

1. Seřad'te 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) 0,022 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) 2,44757 d, (c) 2,45002 d, (d) 2,45247 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. Vypočtete 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 odchyľuje 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. Je možné, aby v jistém okamžiku nabyla hodnota relativního čísla R hodnoty 7? Je myslitelné, aby byl týdenní průměr R roven 7?
8. Představte si dvě soustavy: oddělenou, sestávající ze dvou hvězd hlavní posloupnosti, a polodotkovou, 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.]

9. 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]

10. Odhadněte a porovnejte mezi sebou střední hustoty a základní periody radiálních pulsací a) typické neutronové hvězdy $M = 1,3 M_{\odot}$, $R = 14$ km, b) typického bílého trpaslíka $M = 0,56 M_{\odot}$, $R = 8\,800$ km, c) Slunce, d) proměnné typu δ Sct - $M = 2,1 M_{\odot}$, $R = 1,7 R_{\odot}$, e) klasické cefeidy $M = 6 M_{\odot}$, $R = 70 R_{\odot}$, f) typické miridy $M = 1,1 M_{\odot}$, $R = 600 R_{\odot}$.

[(a) $\rho = 2,3 \cdot 10^{17}$ kg/m³, $P_z = 2,6 \cdot 10^{-4}$ s, (b) $\rho = 3,9 \cdot 10^8$ kg/m³, $P_z = 6,2$ s, (c) $\rho = 1410$ kg/m³, $P_z = 54$ min, (d) $\rho = 600$ kg/m³, $P_z = 1,4$ hod, (e) $\rho = 2,5 \cdot 10^{-2}$ kg/m³, $P_z = 9$ dní, (f) $\rho = 7,2 \cdot 10^{-6}$ kg/m³, $P_z = 530$ d.]

11. 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) vypočítejte hodnoty minimální doby otočky pro všechny případy hvězd uvedených v předcházejícím příkladu. Diskutujte.

$$[(a) P_{\text{rotmin}} \approx \frac{3}{\sqrt{G\rho}}, \text{ tedy asi třikrát, (b) } P_{\text{rotmin}} = 8 \cdot 10^{-4} \text{ s, } P_{\text{rotmin}} = 20 \text{ s, } P_{\text{rotmin}} = 3 \text{ h,}$$

$$P_{\text{rotmin}} = 4 \text{ h, } P_{\text{rotmin}} = 1 \text{ měsíc, } P_{\text{rotmin}} = 4,5 \text{ roku (!)]}$$

12. Hubblovým kosmickým dalekohledem byla ve spirální galaxii M 100 objevena řada cefeid. Střední hvězdná velikost jedné z nich, C2, 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 C2 ještě cefeidou?

$$[M_V = -6,2 \text{ mag, } r = 20,8 \text{ Mpc} = 68 \text{ milionů sv. let, nejspíš ne.}]$$

13. Několik měsíců po vzplanutí novy či supernovy se v jejím okolí objevuje světelný prstenec, nazývaný světelné echo. Úhlový poloměr prstence se rovnoměrně zvětšuje tempem r'' obloukových vteřin za 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?

$$[(b) r[\text{pc}] = \frac{1}{\pi''}, \quad \pi'' = \frac{1 \text{ AU}}{c \text{ 1 rok}} r'', \quad r[\text{pc}] = \frac{c \text{ 1 rok}}{1 \text{ AU } r''}]$$

14. Expandující obálka supernovy začne být ve svém postupu mezihvězdným prostorem účinně bržděna 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 $1,4 M_{\odot}$, předpokládáte-li že expanduje souměrně a je složena převážně z atomů uhlíku C_{12} . Jaký bude poloměr v okamžiku, kdy bude mít hustotu srovnatelnou s okolím? Kdy se tak stane? Expanzní rychlost necht' je 1000 km/s.

$$[\text{poloměr asi } 1 \text{ pc, za } 1000 \text{ let po výbuchu}]$$

8 Fyzika mezihvězdné látky

8.1 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 se též zahrnují i částice kosmického záření a fotony nejrůznějších energií. Jakkoli je mezihvězdná látka nepředstavitelně zředěná, takže bychom ji na Zemi charakterizovali spíše jako perfektní laboratorní vakuum, vyplňuje nesmírně velký objem mezihvězdného prostoru. Nepřekvapí nás proto, hmotnost mezihvězdné látky v Galaxii odpovídá cca 10% hmotnosti všech hvězd v Galaxii.

Do mezihvězdné látky ovšem zpravidla nezahrnujeme hypotetickou *skrytou hmotu* (temná) ve vesmíru, která nezáří ani nepohlcuje světlo, a o jejíž existenci se dovídáme pouze zprostředkovaně podle jejích gravitačních účinků na hmotu viditelnou. Celková hmotnost této skryté látky zřejmě nejméně o řád převyšuje hmotnost látky složené z běžných elementárních částic, jako jsou protony, neutrony a elektrony a dva řády hmotnost klasické mezihvězdné 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

LEUKIPPOS¹⁾)) trvalo astronomům řádně dlouho, než se s existencí mezihvězdné látky smířili. Našli se ovšem mez nimi i světlé výjimky.

V roce 1847 to byl FRIEDRICH STRUVE, jenž na základě statistiky počtu hvězd, argumentoval ve prospěch existence pohlcování světla v prostoru mezi hvězdami. Edward Pickering si ve spektru spektroskopické dvojhvězdy Mizaru povšiml čáry, která na rozdíl od čar náležejících jednotlivým složkám dvojice neměnila svou polohu. Později se ukázalo, že tato nehybná čára je interstelární čárou ionizovaného vápníku Ca II. V roce 1904 pak JOHANNES HARTMANN²⁾) našel na téže místě spektra hvězdy δ Orionis úzkou nepohyblivou čáru mezi širokými čarami složek dvojhvězdy a správně ji vysvětlil jako důsledek přítomnosti oblaku mezihvězdného vápníku mezi námi a hvězdou. Ovšem ještě např. Harlow Shapley v roce 1919 při porovnávání vzdáleností různých objektů mluví o mezihvězdné extinkci jako o neprokázaném faktu.

Existenci mezihvězdné látky projevující se extinkcí světla prokázal nade vší pochybnost teprve v roce 1930 až ROBERT TRÜMPLER³⁾), astronom pracující na Lickově observatoři. Na základě studia úhlových rozměrů a jasnosti stovky 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 narůstá se vzdáleností. Jediným kloudným vysvětlením je 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 silně interagují se svým mezihvězdným okolím, jejich krátkovlnné záření a hvězdný vítr nezřídka způsobí i definitivní rozpad zárodečného molekulového mračka. Neustálým vznikáním nových hvězdných pokolení se zásoba

¹⁾ LEUKIPPOS z Milétu (450-370 př.n.l.), starořecký učenec, přišel s myšlenkou atomismu, navázal na něj např. Demokritos.

²⁾ FRIEDRICH GEORG WILHELM STRUVE (1793-1864), astronom, ředitel pulkovské observatoře. JOHANNES FRANZ HARTMANN (1865-1936), německý astronom.

³⁾ ROBERT JULIUS TRÜMPLER (1886-1956), americký astronom švýcarského původu.

mezihvězdné látky pomalu, ale jistě vyčerpává. Je však na místě si uvědomit, že hvězdy během svého vývoje do prostoru různou cestou vracejí nejméně 50% své počáteční hmoty. Jedná se přitom většinou o plnohodnotný zárodečný materiál, pocházející vesměs ze svrchních vrstev těchto těles, který je jen nepatrně „znečistěn“ následným jaderným vývojem, k němuž dochází hluboko 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 mezihvězdné látky homogenní – většinu z ní nacházíme v tzv. *spirálních ramenech* Galaxie, a zde zase v oblacích o rozměrech několika parseků. Průměrná hustota mezihvězdné látky v galaktickém disku obnáší $5 \cdot 10^{-21}$ kg/m³, což odpovídá koncentraci 10^6 atomů/m³. Nejvyšší hustoty, s nimiž se setkáváme v jádrech obřích molekulových mračen, jsou o 5 až 6 řádů větší, zatímco v prostoru mezi nimi se běžně setkáváme s koncentrací cca 10^5 atomů/m³.

8.2 Mezihvězdný prach

Ve složitě strukturovaných mikroskopických částech mezihvězdné látky, 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 nezastupitelná - 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 a je tak hlavní příčinou tzv. *mezihvězdné extinkce*.

Mezihvězdná extinkce

Představme si nyní, že v jistém zorném poli vyšetřujeme závislost logaritmu počtu hvězd $N(m)$ o hvězdné velikosti m a jasnějších v závislosti na hvězdné velikosti m . Je zřejmé, že $N(m)$ musí být monotónně rostoucí funkci, jejíž průběh bude záviset na povaze rozložení hvězd v prostoru. V případě, že jsou hvězdy v daném směru v prostoru rozloženy zcela rovnoměrně, bude grafem závislosti $\log(N(m))$ na m , neboli tzv. *Wolfovým diagramem*⁴⁾ přímka o směrnici:

$$\frac{d(\log N)}{dm} = \frac{3}{5}; \quad \rightarrow \quad \frac{N(m+1)}{N(m)} = 10^{\frac{3}{5}} = 3,981.$$

V některých částech oblohy, zejména pak v blízkosti pásu Mléčné dráhy, pozorujeme značné odchylky od očekávaného průběhu diagramu – všeobecně se ukazuje, že slabších hvězd je méně, než by se čekalo.

Dobře je to patrné i na celkovém počtu hvězd na obloze. Ze statistiky vyplývá, že hvězd s vizuální hvězdnou velikostí nad 10 magnitud je dvěstěkrát 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.

Vysvětlením je skutečnost, že prostor mezi hvězdami není úplně průzračný, že se v něm nachází látka, která procházející světlo účinně zeslabuje – dochází zde k tzv. *mezihvězdné extinkci*.

Podívejme se teď, jak vlastně extinkce světla vzniká a jakými zákonitostmi se řídí. Předpokládejme, že do prostředí, v němž jsou rovnoměrně rozptýleny částice s koncentrací n s účinným průřezem σ vstupuje rovnoběžný svazek záření o hustotě zářivého toku energie I_0 . Nyní, necht' svazek záření v tomto prostředí urazí malou dráhu ds . Část záření bude pohlcena nebo odchýlena z původního směru, přičemž relativní zeslabení svazku postupujícího záření vyjadřuje součin $n\sigma ds$. Extinkcí ubude z procházejícího toku I jistá malá část dI :

⁴⁾ 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.

$$dI = -I(n\sigma ds) \rightarrow dI/I = -n\sigma ds = -d\tau,$$

kde $d\tau$ je přírůstek tzv. optické tloušťky prostředí. Výraz vpravo je diferenciální rovnicí, kterou můžeme vyřešit tak, že obě její strany zintegrujeme:

$$\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = -\int_0^h n\sigma ds = \tau \rightarrow I = I_0 e^{-\tau}.$$

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, lze ve výrazu pro optickou tloušťku účinný průřez vytknout před integrál a psát:

$$\tau = \sigma \int_0^h n ds = \sigma N_d,$$

kde N_d je celkový počet prachových částic obsažených ve sloupci o základně 1 m^2 a výšce h 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:

$$\tau = \sigma n \int_0^h ds = (\sigma n)h,$$

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:

$$\left(\frac{A}{1 \text{ mag}}\right) = -2,5 \log\left(\frac{I}{I_0}\right) = 2,5 \log(e^\tau) = (2,5 \log e)\tau = 1,086 \tau.$$

Extinkce vyjádřená v magnitudách 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:

$$\left(\frac{m}{1 \text{ mag}}\right) = 5 \log\left(\frac{r}{1 \text{ pc}}\right) - 5 + \left(\frac{A}{1 \text{ mag}}\right).$$

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*, jehož účinnost je nepřímo úměrná 4. mocnině vlnové délky; funkce $f(\lambda) = a \lambda^{-4}$. Tento rozptyl může za modrou barvu bezmračné pozemské oblohy.
- 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 $f(\lambda) = a \lambda^{-1}$.⁵⁾ Platí tedy: $A(\lambda) \sim \lambda^{-1}$.

Uvedený zákon překvapivě souhlasí s pozorováním mezihvězdné extinkce. Vysvětluje mj. i dlouho známý efekt tzv. *mezihvězdného zčervenání* světla hvězd.

Mezihvězdná extinkce citelněji postihuje především krátkovlnnou oblast elektromagnetického spektra hvězdy. Zeslabením modré části spektra se relativně zvýrazní jeho červený konec – barevné indexy se

⁵⁾ K rozptylu tohoto typu dochází na víceméně kulových dielektrických částicích. Teoreticky jej jako první popsal německý fyzik GUSTAV MIE (1868 -1957) v roce 1908, proto se mu též říká *Mieův rozptyl*.

zvětšují. Spíše než o mezihvězdném zčervenání bychom tu tedy měli mluvit o „mezihvězdném odmodrání“. Druhou stranou mince je pak namodralá barva prашných mlhovin, které září rozptýleným světlem hvězd. Sledujeme-li nějaké objekty v silně zaprašovaných částech Galaxie, je žádoucí provádět tato měření v dlouhovlnné oblasti spektra. Koneckonců nás k tomu nabádá i CCD technika, jež je nejcitlivější v blízké infračervené oblasti spektra.

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.

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 $R(B-V) = 3,2 \pm 0,3$.⁶⁾ Odhadneme-li nyní hodnotu barevného excesu $E(B-V)$, můžeme pomocí R opravit naše data o extinkci.

⁶⁾ Tato hodnota dosti citlivě závisí na směru, v němž měření extinkce provádíme, někde koeficient R dosahuje až 5!

Řadu dalších možností nám skýtá vícebarevná fotometrie – třeba standardní fotometrie UBV , kde je možno barevný excés odečíst přímo z „trojbarevného“ diagramu $(U-B)$ vs. $(B-V)$. Dále, protože víme, že poměr $E(U-B)/E(B-V)$ je 0,72, lze zavést speciální veličinu s povahou barevného indexu Q , která je na mezihvězdném zčervenání nezávislá: $Q = (U-B) - 0,72 (B-V)$. 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, zvláště 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 představuje *grafit*. Jakkoli je dosud nejasné, jakými procesy se uhlík uspořádal do relativně přísné grafitové struktury, výskyt „grafitové rezonance“ u 218 nm nás 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 mračen, kde je tento led chráněn před destruktivními vlivy zvenčí.

Dalším důležitým faktem je skutečnost, že světlo procházející mezihvězdnými prašnými oblaky je mírně polarizované (polarizace činí nejvýše několik procent, přičemž se toto procento mění s vlnovou délkou). Polarizace světla mezihvězdným prachem ukazuje na to, že částičky prachu nejsou přísně sférickými, ale spíše protáhlými útvary. V prostoru jsou uspořádány tak, že jejich delší osa svírá pravý úhel se silokřivkami slabého magnetického pole o indukci cca 10^{-10} teslů, které prostupuje celou Galaxii.

I když mnoha detailům složení zrn mezihvězdného prachu dosud nerozumíme, zdá se, že máme dobré 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 řídko 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 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

Mezihvězdný prach není v prostoru rozložen rovnoměrně, ale vytváří jisté shluky, které pracovním způsobem můžeme nazvat 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 reflektivních mlhovin je v zásadě shodné se spektrem budících hvězd jen s tím rozdílem, že lépe je rozptýlována krátkovlnná složka jejich záření.

Prachové oblaky se nacházejí takřka výhradně v rovině Galaxie, v níž ovšem leží i Slunce. Pozorování prachových oblaků v jiných spirálních galaxiích ukazují, že se tyto oblaky velice výrazně koncentrují v blízkosti spirálních ramen, zejména na vnitřní straně těch nejvyvinutějších ramen.

Dobře prozkoumané prachové oblaky 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 prachové 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*⁷⁾, 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 zpravidla nacházejí čerstvě 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

⁷⁾ Pojmenovány po dánsko-americkém astronomovi BARTU JANU BOKOVI (1906-1983).

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 dlouhovlnnějším oboru spektra.

Kompletní přehled oblohy v infračerveném oboru poprvé provedla v osmdesátých letech proslulá družice *IRAS* (Infrared Astronomical Satellite), která v pásu Mléčné dráhy odhalila velké množství hustých prachových oblaků.

Husté prachové oblaky ale mohou být studovány i jinak – množství těchto objektů obsahuje jisté 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 oblacích tak bylo objeveno na padesát různých molekul včetně oxidu uhelnatého, formaldehydu a nejrůznějších radikálů.

8.3 Mezihvězdný plyn

Pokud chápeme mezihvězdnou látku v běžném 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 tisíc atomů vodíku připadá stovka atomů helia a 1 těžší atom. S hmotnostně nejvíce zastoupeným prvkem (70%) - vodíkem, 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 mračnecích. 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 částic⁸⁾ 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 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 energiově nižšího kvantového stavu za současného vyzáření fotonu o energii odpovídající rozdílu energií výchozího a konečného stavu.⁹⁾ 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.¹⁰⁾

⁸⁾ Valná část molekul vodíku vznikla katalytickým přispěním prachových zrn. Zrna zde pak 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 částičky a k vypuzení molekuly z místa jejího zrodu.

⁹⁾ Kvantová mechanika povoluje jen určité typy přechodů, v případě rotace a vibrace jsou povoleny přechody jen mezi sousedními energiovými hladinami (změna odpovídajících kvantových čísel: ± 1).

¹⁰⁾ Pozoruhodné jsou řetězové molekuly $H(-C\equiv C-)_nCN$, kde $n = 1, 2, 3, 4, 5$ z nichž $HC_{11}N$ je největší dosud známou mezihvězdnou molekulou.

Molekulová mračna

Mezihvězdné molekuly nejčastěji nacházíme v neprůhledných, relativně hustých a chladných *molekulových mračnách* (nikoli molekulárních). Molekulová mračna jsou tvořena 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 mračen – molekulární vodík H_2 – je velmi obtížné detekovat přímo, protože se neprojevuje žádnými emisemi ve vizuálním a rádiovém oboru spektra. Jako indikátoru molekulových mračen se proto nejčastěji využívá záření jiné, relativně bohatě zastoupené molekuly oxidu uhelnatého CO (je jich řádově desettisíckrát méně než molekul H_2); třebaže se nabízejí i jiné mezihvězdné molekuly jako CH, OH, CS a C_3H_2 . Tyto „indikační“ molekuly z molekulových mračen se v důsledku nepružných srážek nabudí do vyššího energiového 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 detekovatelné vlně 2,6 mm. Pozorováním záření těchto indikátorových molekul lze diagnostikovat vnější části molekulových mračen, zejména jejich hustotu a teplotu.

Více než polovina mezihvězdné látky v Galaxii je soustředěna v tzv. *obřích molekulových mračnách* (GMC - Giant Molecular Clouds), což jsou vůbec největší souvislá gravitačně vázaná tělesa ve vesmíru. Molekulová mračna jsou složitě strukturované objekty s rozměrem cca 160 světelných let složené z plynu a prachu o celkové hmotnosti od 10^5 do $10^6 M_{\odot}$, udržované v rovnovážném stavu vnitřním pohybem částí oblaku. V Galaxii existuje asi 2000 těchto obřích molekulových mračen, které vesměs velice dobře sledují spirální strukturu soustavy.¹¹⁾

¹¹⁾ Pozorování GMC na vlnové délce záření molekuly CO přináší nejspolehlivější informace o rozložení těchto oblaků v Galaxii a tím i o její spirální struktuře.

Typická vnitřní teplota GMC činí 20 kelvinů, koncentrace atomů či molekul je $(1 \text{ až } 3) \cdot 10^8$ 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, $T \sim 100$ až 200 K, $n \sim 10^{13}$ až 10^{15} m^{-3} s hmotností 10 až 1000 Slunci.

Tam, kde je v obřích molekulových mračnec nejchladněji, vznikají nové hvězdy. Jakmile se osamostatní, začnou do prostoru kolem sebe vysílat nejprve infračervené, ale pak stále kratkovlnnější paprsky, které začnou okolí molekulového mračna nahřívat. Nejdříve to způsobí, že se zde zastaví tvorba dalších nových hvězdy, při vyšší teplotě pak 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, nestačí se v něm v jednom cyklu vytvořit více než nejvýše tucet nových hvězd.

V důsledku zvýšené teploty a hvězdného větru se prach v oblaku vypaří, plynné složky odvané 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 molekulová mračna 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 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, jež vznikají absorpcí záření hvězdy v mezihvězdném materiálu, jenž 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 čarami 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.

Oblasti H I. Záření vodíku na 0,21 m

V relativně chladných *oblastech neutrálního vodíku*, čili *oblastech H I*, 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 by tento neutrální vodík v důsledku tzv. *hyperjemného rozštěpení* základní hladiny měl zářit v rádiové oblasti, a to na frekvenci 1420,4 MHz (vlnové délce 0,21105 m).

Existenci této rádiové spektrální čáry předpověděl v roce 1944 HENDRIK VAN DE HULST¹²⁾. Předpověděné záření vodíku pak bylo sedm let poté při rádiovém průzkumu mezihvězdného plynu skutečně objeveno.

Neutrální vodík s elektronem v základním stavu má dvě možnosti vzájemné orientace spinu jádra (protonu) a elektronu: paralelní (suhlasnou) 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 opačnou a atom přejde do stavu s minimální možnou 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 elektromagnetického záření o vlnové délce 0,211 metrů či kmitočtu $\nu = 1420,4$ MHz.

¹²⁾ HENDRIK CHRISTOFFEL VAN DE HULST (*1918), holandský astronom a radioastronom, profesor leidské univerzity.

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 $9,28 \cdot 10^{-24} \text{ A m}^2$) a mnohem menšího protonu ($1,41 \cdot 10^{-26} \text{ A m}^2$), jejichž orientace je určena spinem nabitě částice.¹³⁾ Pokud si v této situaci elektron a proton představíme jako dva nestejně 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*, či *vynucené 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 základního stavu sražen prostřednictvím tzv. *superpružné srážky* s jiným atomem, při níž žádný foton vyslán není. Pokud bude doba mezi po sobě následujícími srážkami τ o mnoho řádů kratší než doba v níž atom setrvává v nabuzeném metastabilním stavu, záření v zakázaných čarách pozorovat nebudeme.

¹³⁾ Rozštěpení energetických hladin v důsledku interakce magnetického pole jádra s elektronovým obalem je pak obecnou příčinou existence *hyperjemné struktury* energetických hladin atomů a molekul.

Pokusme se nyní odhadnout střední dobu mezi dvěma po sobě následujícími 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 Bohrov poloměr. Účinný srážkový průřez σ pak bude dán plošným obsahem kruhu o poloměru $2 a_0$, čili: $\sigma = 4 \pi a_0^2 = 4 \pi (5,292 \cdot 10^{-11} \text{ m})^2 = 3,52 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$.

N necht' 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 $1/N$:

$$l_s = \frac{1}{\sigma N} = \frac{m_H}{\sigma \rho} = 4,76 \cdot 10^{-8} \text{ m} \left(\frac{\text{kg m}^{-3}}{\rho} \right)$$

Tuto střední volnou dráhu atom vodíku¹⁴⁾ urazí za dobu τ střední rychlostí v_s , kterou ztotožníme se střední kvadratickou rychlostí odpovídající místní termodynamické teplotě T : $m_H v_s^2 = 3 kT \rightarrow$

$$\tau = \frac{l_s}{v_s} = \frac{1}{\sigma N} \sqrt{\frac{m_H}{3kT}} = \frac{1}{\rho \sqrt{T}} \sqrt{\frac{m_H^3}{3k\sigma^2}} = 3,0 \cdot 10^{-10} \text{ s} \left(\frac{\text{kg m}^{-3}}{\rho} \right) \left(\frac{T}{\text{K}} \right)^{-1/2}$$

Ze vztahu je patrné, že střední doba mezi srážkami je nepřímo úměrná součinu hustoty a odmocniny s teploty. Pro standardní situaci v difúzních oblacích, kde je teplota 80 kelvinů a hustota $3 \cdot 10^{-20} \text{ kg/m}^3$ ($2 \cdot 10^7$ atomů/m³) nacházíme střední volnou dráhu atomu $1,4 \cdot 10^{12} \text{ m} = 10 \text{ AU}$. 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 pět řádů kratší než střední doba, v níž atom vodíku setrvává v nabuzené metastabilní hladině než vyzáří foton zakázaného přechodu 1420 MHz, není tento poměr 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

¹⁴⁾ Při pečlivějších výpočtech, při nichž bychom vycházeli z Maxwellova rozložení rychlostí částic, bychom dospěli ke střední volné dráze $\sqrt{2}$ kratší.

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,¹⁵⁾ 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.

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 podrobněji popsána v oddílu *Galaxie a její složky*.

Záření ionizovaného vodíku

Z fotosféry žhavých hvězd spektrální 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 (ionizovaly) 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 případně na kinetickou energii protonu a hlavně elektronu.

Volné elektrony dříve nebo později rekombinují a poznovu vytvářejí neutrální atomy. Většina z nich nesekočí do základní hladiny přímo, některé se ale zachytí na některé z vyšších energiových hladin a do nejnižšího stavu se sestupují postupně. Tomu ději se říká *kaskádní přechod* nebo *fluorescence*. Vždy přitom vyzáří foton o energii odpovídající energiovému rozdílu příslušných hladin. Z pozorovatelského hlediska je zvlášť důležité, že při přeskokích do druhé hladiny vyzáří atomy vodíku záření ve spektrálních čárách Balmerovy série očima

¹⁵⁾ Podle zákonů statistické fyziky je statistická váha hyperjemné struktury atomu g určena kvantovým číslem F (obdoba kvantového čísla j), kde $F = S \pm I$, kde S je spin elektronu ($\frac{1}{2}$) a I je spin jádra (rovněž $\frac{1}{2}$): $g = 2F+1$, takže: $g(F=1)/g(F=0) = 3$.

viditelného světla. Tam, kde je v okolí žhavých hvězd přítomen mezihvězdný plyn, pozorujeme rozsáhlé plynné mlhoviny, v jejichž spektrech dominují mohutné emisní čáry Balmerovy série, zejména pak šarlatově červená čára H α o vlnové délce 656,3 nm, vznikající při přechodu z 3. do 2. hladiny, intenzita vyšších členů Balmerovy série pak monotónně klesá.¹⁶⁾

Mezihvězdný plyn září ovšem intenzivně 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 energiovými hladinami, kde rozdíl energií je velmi malý (řádově 10⁻³ eV i méně).

Při hustotách plynu odpovídajících hustotám 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 úměrná 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 $a(n)$:

$$a(n) = a_0 n^2,$$

kde a_0 je Bohrův poloměr základní dráhy $5,25 \cdot 10^{-11}$ m. Stejné 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 energiovými hladinami jsou tak výsadou jen mimořádně řídkého a dostatečně nabuzeného plynu charakteristického pro oblasti ionizovaného vodíku.

¹⁶⁾ 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 nezdědkou překvapeni, že tam nic výrazně rudého nevidíme. Je to tím, že lidské oči nejsou zvláště citlivé na temně červenou barvu, ale zato jsou dosti citlivé na zelenou barvu, kde se uplatní vyšší členy Balmerovy série.

Oblasti H II

Svítilící oblasti ionizovaného mezihvězdného vodíku s charakteristickou teplotou 8 000 kelvinů se označují jako *oblasti H II*¹⁷⁾. Tyto *emisní mlhoviny*, kterých je v naší Galaxii několik tisíc, náležejí k vůbec nejatraktivnějším a také nejzářivějším 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, platí, že v ustáleném stavu je 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 se vzdálit od své mateřské mlhoviny, takže ve svém okolí vždy mají co ionizovat. 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.

¹⁷⁾ Název je poněkud matoucí, protože v oblastech H II se vedle ionizovaného vodíku nutně vyskytuje i vodík neutrální, a to jak v základním stavu, tak ve stavu excitovaném, schopném zářit a pohlcovat záření.

Největší a nejjasnější oblasti H II představují z hlediska svého světelného výkonu v Galaxii absolutní špičku. Co do absolutní jasnosti mohou soupeřit i s 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.¹⁸⁾ 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 podstatně menší než hmotnost oblasti H II, kterou ovládá. 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.

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*¹⁹⁾ *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 relaci:

$$R_S \sim \sqrt[3]{L_{UV} n_H^{-2}}.$$

K výše uvedenému vztahu lze dojít i touto úvahou: V ustáleném stavu bude v rámci celé Strömgrenovy zóny počet ionizujících fotonů a počet kaskádních rekombinací²⁰⁾ za sekundu vyrovnán. Počet rekombinací, k nimž dojde v objemové jednotce za 1 sekundu, bude úměrný součinu koncentrace elektronů a protonů. V případě téměř úplně 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

¹⁸⁾ Takto velká je i známá oblast H II, známá též jako velká mlhovina v Orionu

¹⁹⁾ Pojmenován po dánském astronomovi BENGTE GEORGE 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).

²⁰⁾ Myšleno tím takových rekombinací, při nichž jsou vyslány dva a více fotonů s energiemi menšími než 13,59 eV.

počet ionizujících fotonů N_{UV} zase bude úměrný ultrafialovému zářivému výkonu L_{UV} , takže: $n_H^2 R_S^3 \sim L_{UV}$.

Planetární mlhoviny

Velmi podobně jako oblasti ionizovaného vodíku se chovají i tzv. *planetární mlhoviny*²¹⁾, 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 $0,5 M_\odot$ a zářivým výkonem až 100 Sluncí (!), střední hustotou $10^9 - 10^{10}$ částic/m³. 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].²²⁾

V současnosti známe v naší Galaxii přes tisíc planetárních mlhovin, je však možné, že jsme jich určitý počet přehlédli 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 8000 kelvinů, se v mezihvězdném prostoru ještě setkáváme s nesmírně řídkým (cca 10^3 částic/m³) a *velmi horkým plynem* (s teplotami $5 \cdot 10^5$ K až 10^6 K), jehož vlastnosti se podobají vlastnostem látky v horkých korónách hvězd – proto se též někdy označuje jako *koronální plyn*. Vzhledem

²¹⁾ Planetární mlhoviny byly nazvány planetárními podle toho, že se v malých dalekohledech jejich nazelenale zářící kotoučky jeví podobně jako disky vzdálených planet Uranu a Neptunu.

²²⁾ 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.

ke své enormní 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 pocházející z oblaků koronálního plynu.

Dvorními dodavateli tohoto velmi horkého plynu jsou nepochybně 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 vysokou teplotu i 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) V důsledku svého rychlého 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 magnetické pole. Vše se děje vysoce nadzvukovou rychlostí, takže na čele expandující obálky vzniká mohutná rázová vlna. Ta se tvrdě sráží s okolní mezihvězdnou látkou, uvádí ji 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. První z nich jsou 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 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 zřejmě představují 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 bouřlivém 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 často vidíváme pospolu, aniž by se nějak viditelně utiskovaly. Hustý a chladný 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. Dlouhodobě je to možné 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 srovnají s tlaky působícími vně.

8.4 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. 1990, *Interstellar Dust and Extinctions*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **28**, 37

Shu, F. H.; Adams, F. C.; Lizano, S. 1987, *Star formation in molecular clouds*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **25**, 23

Strömgren, B. 1939, *The Physical State of Interstellar Hydrogen*, Astrophys. J. **89**, 526

Trümpler, J. R. 1930, *Absorption of Light in the Galactic System*, Publ. Astron. Soc. Pacif. **42**, 248, 214

van de Hulst, H. C. 1951 *Observations of interstellar hydrogen line pf wave 21 cm made at Kootwijk, Netherlands*, Astron. J. **56**, 145

Úlohy a problémy

1. Odhadněte celkovou hmotnost mezihvězdné látky v Galaxii za předpokladu, že tvoří disk o průměru 25 kpc a tloušťce 250 pc a její střední hustota představuje $5 \cdot 10^{-21} \text{ kg m}^{-3}$. Hmotnost vyjádřete ve hmotnostech Slunce a porovnejte s udávanou hmotností Galaxie.

$$[9 \cdot 10^9 \text{ Sluncí}]$$

2. Pro výše uvedenou střední hustotu a směs 70% H a 30% He vypočítejte odpovídající koncentraci částic pro případ: a) neionizovaného vodíku a helia, b) zcela ionizovaného vodíku a neionizovaného helia c) molekulárního vodíku a neionizovaného helia.

$$[\text{a) } 2,3 \cdot 10^6 \text{ částic m}^{-3}, \text{ b) } 4,4 \cdot 10^6 \text{ částic m}^{-3}, \text{ c) } 1,3 \cdot 10^6 \text{ částic m}^{-3}]$$

3. Otevřená hvězdokupa M 39 o průměru 2 pc, vzdálená od nás 255 pc, se jeví jako objekt o hvězdné velikosti $m_V = 5,1 \text{ mag}$. Za předpokladu, že extinkce poblíž roviny Galaxie narůstá v barvě V zhruba o 1 mag na kpc, vypočítejte a) absolutní hvězdnou velikost hvězdokupy M_V , b) úhlový průměr objektu α , 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.

$$[\text{a) } M_V = -2 \text{ mag}, \text{ b) } \alpha = 27', \text{ c) } Q = 12 \text{ mag}''^2, \text{ d) } Q = \text{konst.}, \text{ e) } Q = Q_0 + 1 \text{ mag} \left(\frac{r}{1 \text{ kpc}} \right)]$$

4. Proč je: a) bezmračná obloha modrá a mraky „bílé“? b) cigaretový kouř namodralý a objekty, pozorované přes něj, nažloutlé?

[a] V případě bezmračné oblohy jde o sluneční světlo rozptýlené Rayleighovým rozptylem na náhodných shlucích molekul vzduchu, kde účinnost rozptylu závisí na λ^{-4} , mraky jsou shlukem vodních kapiček, které jsou natolik velké, že rozptyl na nich není selektivní – mají tedy barvu bílého slunečního světla. b) cigaretový kouř obsahu dielektrické částičky, u nichž se uplatňuje Mieův rozptyl ($\sim \lambda^{-1}$), stejně jako u prachových částiček mezihvězdné látky. Vzhledem k tomu, že zde je více rozptylováno světlo kratších vlnových délek, převládá v rozptýleném světle modrá složka, zatímco při přímém pohledu se jí naopak nedostává.]

5. Pro jednoduchost předpokládejte, že účinný průřez prachové částice bude roven geometrickému průřezu kulové částice. Vypočítejte pak: a) Jakou optickou tloušťku má prachový oblak složený

z částic o průměru $0,5 \mu\text{m}$ 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) 0,61, b) 0,66 mag]

6. 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 částicemi o poloměru $0,2 \mu\text{m}$ a že poměr mezi účinným průřezem v barvě V σ_V a geometrickým průřezem S činí 1,5 ($\sigma_V/S = 1,5$). a) Vypočítejte účinný průřez v barvě U (365 nm), B (440 nm), V (550 nm) a K (2175 nm) za předpokladu, že 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? ($\rho = 1800 \text{ kg m}^{-3}$) d) Vypočítejte střední koncentraci prachových částic v příslušném směru. Jaké to odpovídá hustotě? e) Vypočítejte 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) $\sigma_U = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ m}^{-2}$, $\sigma_B = 2,4 \cdot 10^{-13} \text{ m}^{-2}$, $\sigma_V = 1,9 \cdot 10^{-13} \text{ m}^{-2}$, $\sigma_K = 0,5 \cdot 10^{-13} \text{ m}^{-2}$, b) 1,01, c) $5,4 \cdot 10^{12}$, 320 mg, d) $2,2 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-3}$, $\rho = 1,3 \cdot 10^{-23} \text{ kg m}^{-3}$, e) $4,6 \cdot 10^6 \text{ m}^3$, 200 m, f) $A = 1,4 \text{ mag (r/kpc)}$.]

7. Dvě identické hvězdy hlavní posloupnosti spektrálního typu A0 tvoří optickou dvojhvězdu. Jasnější má hvězdnou velikost v barvě V , $m_1 = 5,7 \text{ mag}$, slabší $m_2 = 10,7 \text{ mag}$. a) Vypočítejte v jakém poměru by byly jejich vzdálenosti r_2/r_1 , pokud bychom zanedbali vliv mezihvězdné extinkce. b) Zjistíte-li, že jasnější ze složek má hvězdnou velikost v B 6,0 mag, jaká by pak byla hvězdná velikost ve V_0 této hvězdy bez extinkce? c) Předpokládáme-li, že v daném směru je rozložení mezihvězdného prachu homogenní, jaký bude potom poměr vzdálenosti r_2/r_1 složek optické dvojhvězdy?

[a) $r_2/r_1 = 10$. b) Pro A0 bez extinkce by měl být barevný index $(B-V) = 0 \text{ mag}$, je-li přítomna extinkce, pak bude barevný index $(B-V)$ roven přímo barevnému excesu $E(B-V)$, který souvisí s extinkcí v barvě V vztahem $A(V) = 3,2 E(B-V) = 0,96 \text{ mag}$, takže $V_0 = V - A(V) = 4,7 \text{ mag}$, c) poměr vzdáleností vypočítáte z numericky řešitelné rovnice:

$$m_2 - m_1 = 5 \log \left(\frac{r_2}{r_1} \right) + A(V) \left(\frac{r_2}{r_1} \right), \quad r_2/r_1 = 2,84, \text{ což je ovšem výsledek diametrálně odlišný}$$

od situace bez extinkce!]

8. 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?

[Příslušné odhady jsou extrapolací pozorování ve vzdáleném infračerveném oboru, kde jsou hodnoty extinkce měřitelné.]

9. Představte si, že v centru Bokovy globule vzdálené 460 pc s celkovou extinkcí v barvě V $A(V) = 5$ mag, se nachází zbrusu nová hvězda spektrálního typu A0 V ($M_V = 1,0$ mag). Vypočtete 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, $(B-V) = E(B-V) = A(V) / 3,2 = 1,6$ mag,

$B = 15,9$ mag, c) hvězda by se jevila načervenalá. d) $A(K) = \frac{\lambda(V)}{\lambda(K)} A(V) = 1,3$ mag ,

$K = 10,6$ mag.]

10. 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.

$$[\Delta E = (K+1) E(1), \lambda = \frac{c}{E(1)(K+1)}]$$

11. Vypočtete 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]

12. Pomocí Boltzmannovy rovnice zjistěte jaký je poměr obsazení 2. a 1. energiové hladiny atomu vodíku při střední teplotě difúzních oblaků neutrálního vodíku: 80 kelvinů. Nezapomeňte na statistické váhy hladin.

[$2 \cdot 10^{-642}$ (!)]

13. Víte-li, že jistý atom při přechodu z jednoho kvantového stavu do druhého vyzářil foton o vlnové délce 0,211 m, vyjádřete rozdíl energií obou kvantových stavů, 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) $9,414 \cdot 10^{-25}$ J, b) $5,876 \cdot 10^{-6}$ eV, c) 1420 Mhz, d) 0,045 K – je to teplota mnohem nižší než běžná]

14. Jakým způsobem lze rozeznat svítící plynnou mlhovinu od nerozlišené hvězdokupy nebo galaxie? K dispozici máte dalekohled se spektrografem.

[Ve spektru plynné mlhoviny by měly být nejvýraznějšími rysy silné emisní čáry zejména vodíku, ve spektru soustavy, v níž svítí především hvězdy, by mělo být spektrum soustavy spojitě emisní s temnými absorpčními čarami.]

15. Za předpokladu, že fotosféra horké hvězdy spektrální třídy O6 o efektivní teplotě 42 000 kelvinů září jako absolutně černé těleso, a) vypočtete vlnovou délku maxima jejího vyzařování. Propočtete 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 b) proton a c) elektron. d) Která z obou částic si sebou odnáší větší díl kinetické energie? e) Jak se situace změní, jestliže se foton střetne s excitovaným vodíkovým atomem?

[a) 69 nm, b) $2,5 \cdot 10^6$ m/s⁻¹, c) $1,4 \cdot 10^3$ m/s⁻¹, d) elektron]

16. 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 ultrafialovým 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]

17. Ve spektru jedné nejmenované oblasti H II byla identifikována emisní spektrální čára odpovídající přechodu ze 104. na 103. hladinu vodíku. a) Vypočtete vlnovou délku příslušné spektrální čáry a označte obor elektromagnetického spektra, kde se čára nachází. Podle Bohrova modelu atomu vodíku odhadněte efektivní rozměr vodíkového atomu b) před přechodem a c) po něm. Porovnejte se střední vzdáleností částic v typické H II oblasti – koncentrace je 5000 atomů/cm³.

[a) 0,05 m, b) $5,68 \cdot 10^{-7}$ m, c) $5,57 \cdot 10^{-7}$ m]

9 Hvězdy v Galaxii

Slunce, okem viditelné hvězdy i naprostá většina hvězd viditelných dalekohledem, spolu s mezihvězdnou látkou a skrytou hmotou, která o sobě dává vědět jen svou gravitací, vytváří komplexní, bohatě strukturovaný a vysoce organizovaný gravitačně vázaný systém nazývaný *Galaxie*.¹⁾

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.

9.1 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 $62,6^\circ$. Útvary složenému z množství jednotlivých i nerozlišených hvězd slitých do jednoho stříbřitého pásu se říká *Mléčná dráha*. Struktura pásu je nepravidelná; pozorujeme zde nejružnější rozvojení,

¹⁾ 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 přívlasků, např. „naše Galaxie“, „cizí galaxie“ případně „extragalaktické soustavy“

přerušení, mosty i temné díry, které jsou důsledkem extinkce světla vzdálených hvězd shluky prachových oblaků mezihvězdné látky.

Díky strmému sklonu Mléčné dráhy k nebeskému rovníku ji můžeme v našich zeměpisných šířkách pozorovat každou noc. Platíme za to tím, že od nás nelze spatřit některé velmi bohaté části Mléčné dráhy nacházející se na jižní obloze v souhvězdích Centaura, částí lodí Argo, Jižního kříže a Rajky. Abychom zhlédli Mléčnou dráhu celou, museli bychom se odcestovat do zeměpisných šířek Káhiry a menších.

Fakt, že osou Mléčné dráhy je hlavní kružnice, nasvědčuje tomu, že:

- a) hvězdy i mezihvězdná látka se v Galaxii koncentrují poblíž jisté základní roviny, které říkáme rovina Galaxie
- b) Slunce se nachází v bezprostřední blízkosti této roviny.²⁾

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 Hěře k prsu, aby se napil mléka nesmrtelnosti a stal se skutečným bohem. Malý Hérakles ovšem sál 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 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

²⁾ V principu by skutečný vzhled Galaxie mohl být i prsteneček obklopující Slunce. Nicméně podrobnější studie vzdáleností hvězd tuto možnost vyloučily.

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 přesevětlené velkým množstvím světelných zdrojů Mléčná dráha často nadobro zaniká.

S prvním vědeckým výkladem příčin pozorovaného rozložení hvězd na obloze a fenoménu Mléčné dráhy přišel počátkem 18. století EMANUEL SWEDENBORG, po něm též známý IMANUEL KANT a THOMAS WRIGHT³), 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 velká,

- 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 JACOBUS KAPTEYN⁴), 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 Galaxie⁵) nazýván, 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 nepřiliš význačné Slunce se nachází tak blízko centra hvězdného systému. Tušil, že by v této záležitosti mohla sehrát významnou zkrslující roli mezihvězdná extinkce, nicméně v té době to byla záležitost více než hypotetická.

Vliv extinkce na pozorování vzdálenějších částí Galaxie je však zcela zásadní. Dokážeme si to následující úvahou. Předpokládejme, že jistá hvězda, vzdálená od nás r , má absolutní hvězdnou velikost M , extinkce v příslušné barvě nechť činí A . Od nás ji pozorujeme jako objekt s hvězdnou velikostí m , přičemž platí známý vztah:

³) EMANUEL SWEDENBORG (1688-1772), švédský filozof. IMANUEL KANT (1724-1804), německý filozof a přírodovědec. Jeden z průkopníků představy, že Slunce a sluneční soustava povstala kondenzací zárodečného oblaku rozptýlené látky. THOMAS WRIGHT (1711-86), anglický filozof a kosmolog.

⁴) JACOBUS CORNELIUS KAPTEYN (1851-1922), holandský astronom, uznávaný zakladatel moderní hvězdné statistiky.

⁵) Tehdy ještě většina astronomů kladla rovnítko mezi pojmy vesmír a Galaxie. Většina věřila, že vesmír skutečně víceméně končí za hranicemi naší hvězdné soustavy.

$$\left(\frac{m}{\text{mag}}\right) = \left(\frac{M}{\text{mag}}\right) + 5 \log\left(\frac{r}{\text{pc}}\right) - 5 + \left(\frac{A}{\text{mag}}\right).$$

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, pokud bychom extinkci zanedbali. Vzhledem k tomu, že extinkce A musí být nezáporná, musí být fiktivní vzdálenost r' vždy větší nebo nanejvýš rovna 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 ve vizuálním oboru 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:

$$r - 10^{(m-M+5)/5} 10^{-\alpha r/5} = r - r' 10^{-\alpha r/5} = 0$$

Pro ilustraci vlivu extinkce si propočítejme situaci, kdy hledíme v jistém směru s $\alpha = 1$ 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 :

$$dN = n dV = n \Omega r^2 dr.$$

Interpretujeme-li tento příspěvek z hlediska fiktivní vzdálenosti r' a jejího přírůstku dr' , musíme připustit jinou – proměnnou hodnotu prostorové koncentrace hvězd:

$$dN = n' dV' = n' \Omega r'^2 dr',$$

podělením obou rovností dostaneme:

$$\frac{n}{n'} = \frac{r'^2}{r^2} \frac{dr'}{dr}, \text{ přičemž: } r' = r 10^{\alpha/5}.$$

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 někde 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

stejně, ať použijeme k průzkumu hvězdy jakéhokoliv typu.⁶⁾ Právě 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.⁷⁾ 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 Kapteyn umírá, hluboce přesvědčen o zásadní správnosti svého pohledu na Galaxii i celý vesmír. Další

⁶⁾ 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.

⁷⁾ 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.

vývoj však dal v kvalitativní rovině za pravdu spíše Shapleyovi, i když rozměry jeho Galaxie se postupně ztenčily zhruba na polovinu.

Souběžně se vyhroutil 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 Emmanuel Swedenborg v roce 1734. Podobně uvažoval i další filozof Immanuel Kant, který už v roce 1755 napsal, že mlhavé obláčky tu a tam rozeté 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 roku 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, který k 2500 mlhovinám objevených jeho otcem Williamem přidal dalších 5000. Později, John Dreyer⁸⁾ publikoval *New General Catalogue* obsahující již 8000 objektů, podobně jako známější Messierův katalog v sobě zahrnoval objekty nejrůznější povahy od mlhovin až po hvězdokupy a galaxie.⁹⁾

V roce 1845 objevil WILLIAM PARSONS svým 1,8 metrovým dalekohledem spirální strukturu mlhoviny M 51 v Honicích psech, později i u dalších třinácti mlhovin. Spirální struktura budila dojem rychlé rotace, což koncem 19. století potvrdil i respektovaný pozorovatel ADRIAN VAN MAANEN¹⁰⁾, 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.

⁸⁾ JOHN LOUIS EMIL DREYER (1852-1926), irský astronom dánského původu, autor katalogů mlhovinných objektů NGC a IC.

⁹⁾ Objekty v tomto katalogu se uvádějí zkratkou NGC, některé z nich mají i další označení. Např. M 31 má též označení NGC 224.

¹⁰⁾ William Parsons (1800-76), známý též jako lord Rosse, konstruktér a vlastník *Leviathanu*, ve své době největšího dalekohledu světa. ADRIAN VAN MAANEN (1884-1946), americký astronom holandského původu, pracoval na observatoři v Yerkessu. Objevitel van Maanenovy hvězdy – Slunci druhého nejbližšího bílého trpaslíka.

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, které jsou odháněny od její roviny zvláštní odpudivou silou. V roce 1912 změřil radiální rychlosti řady spirálních mlhovin VESTO SLIPHER¹¹⁾ 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 prachoplynnými objekty v naší Galaxii.

Celou situaci navíc komplikovala občas pozorovaná bodová zjasnění, která zastánci teorie hvězdných ostrovů vykládali jako vzplanutí nov (o supernovách tehdy nikdo neměl ani tušení). Vzdálenosti soustav vypočtené za tohoto předpokladu ovšem vycházely dosti malé (cca 150 kpc), stejně jako rozměry oněch hvězdných systémů.

V roce 1920 proběhla tzv. *Velká debata* o rozměrech naší Galaxie a povaze spirálních mlhovin, jejímiž hlavními protagonisty byli náš dobrý známý Harlow Shapley a HEBER CURTIS¹²⁾. 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. Jako argument v neprospěch lokálního vysvětlení pohybu spirálních mlhovin uváděl i tu skutečnost, že se u nich nepodařilo změřit jakékoli vlastní pohyby. Nedostatek galaxií (opomíjenou zónu) v blízkosti roviny Galaxie správně interpretoval jako důsledek mezihvězdné extinkce, což ze

¹¹⁾ VESTO MELVIN SLIPHER (1875-1969), americký astronom, pracující na observatoři Mt. Wilson.

¹²⁾ HEBER DOUST CURTIS (1872-1942), americký astronom.

své pozorovací praxe dokládal řadou příkladů spirálních soustav pozorovaných z boku, které jsou přeřaty 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 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 HUBBLA¹³⁾, jemuž se v roce 1923 podařilo 2,5 m reflektorem na Mt Wilsonu rozlišit okraje nejbližších galaxií na jednotlivé hvězdy. Tyto hvězdy zde byly mnohem slabší, než se tehdy očekávalo. Spolehlivější odhad vzdálenosti galaxií získal o rok později, kdy mezi těmito hvězdami našel též cefeidy, proměnné 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 stále 2,7krát méně než její skutečná vzdálenost.¹⁴⁾ Ale i ona silně podceněná hodnota - 285 kpc, více než bohatě postačila k tomu, aby se M 31 definitivně stala samostatným hvězdným ostrovem.

Zásadní přerod představ o vesmíru a povaze spirálních mlhovin dovršil v roce 1927 JAN OORT¹⁵⁾, jenž prokázal, že Galaxie rotuje. 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 našel o mnoho blíže než Shapley – ve

¹³⁾ EDWIN HUBBLE (1889-1953), americký astronom, zakladatel novodobé galaktické astronomie, objevitel rozpínání vesmíru. Po něm byla pojmenován dalekohled pracující v kosmickém prostoru - *Hubble Space Telescope*, familiárně nazývaný *Hubble*.

¹⁴⁾ Na vině zde byla pochybená hodnota nulového bodu závislosti $\log P-M$.

¹⁵⁾ JAN HENDRIK OORT (1900-92), holandský astronom a radioastronom, zasloužil se o rozvoj galaktické astronomie..

vzdálenosti asi 9 000 pc a přiblížil se tak k dnešnímu odhadu – 8 000 pc. Bitva o správný pohled na naši Galaxii byla dobojována.

Pečlivý a všestranně připravený průzkum vedený Kapteynem selhal proto, že se při něm nebral v úvahu vliv mezihvězdné extinkce. Její existence ovšem byla prokázána až po Kapteynově smrti. Podotkněme ovšem, že relativně vítězný Shapley vliv extinkci rovněž nezapočítal.¹⁶⁾ 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 příchýlnost k rovině Galaxie, došel by naprosto stejným závěrům jako Kapteyn.

Shapley se ovšem, na rozdíl od Curtise, mýlil v názoru 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 van Maanenovi – pozdější analýza jeho fotografických desek se spirálními mlhovinami žádné otáčení neprokázala.

9.2 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 2000) $\alpha = 17^{\text{h}}45^{\text{m}}37,23^{\text{s}}$, $\delta = -28^{\circ}56'10,22''$. Vzdálenost Slunce od centra byla od dob Shapleyových sice mnohokrát revidována, ale ani

¹⁶⁾ Shapley sám při rozboru rozložení hvězdokup po obloze upozornil na existenci opomíjeného pásma v pásu $\pm 10^{\circ}$ 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.

dnes není radno na ni příliš spoléhat. Autoři různých studií z poslední doby se nejčastěji kloní k hodnotě $R_0 = (7,0 \pm 0,8)$ 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. $2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$. Nová měření pohybu vzdálených součástí Galaxie provedená v sedmdesátých letech (viz např. VERA RUBIN¹⁷), 1983) však ukázala, že její celková hmotnost může být 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 $(3,6 \pm 1,0) \cdot 10^{10} L_{\odot}$ ($7 \cdot 10^{36}$ 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.

¹⁷) VERA (COOPER) RUBIN (*1928), vynikající americká astronomka, známá zejména svými pionýrskými pracemi o rotačních křivkách galaxií, prokázala existenci přitažlivé temné látky v galaxiích.

d) Převážnou část iluminace Galaxie, 83% jejího zářivého výkonu zajišťují zhruba rovným dílem 1) obří zhruba sluneční hmotnosti a 2) hvězdy horní části hlavní posloupnosti, hmotnější než Slunce. Nezanedbatelný přínos znamená i výkon hmotných veleobrů.

Uvedené závěry se ovšem týkají Galaxie jako celku, zastoupení jednotlivých typů hvězd se výrazně v různých částech Galaxie, stejně jako se odlišují další charakteristiky galaktické hvězdné populace, jako jsou věk, chemické složení apod.

					Kumulativní příspěvky v %		
Luminozitní třída	Spektrální typ	Typ. hmotnost M_{\odot}	zářivý výkon L_{\odot}	Odh.počet v Galaxii	počet	hmotnost	výkon
I a II	O-M	několik Sl.	50 000	$\sim 10^5$	~ 0	~ 0	~ 3
III	F-M	$\sim 1,2$	40	$\sim 2 \cdot 10^9$	0,5	0,6	~ 41
V	O	25	80 000	$\sim 10^4$	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 let 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 galaktické soustavy, který začal před 13,5 miliardou let.

V roce 1944 se Baademu podařilo rozlišit jednotlivé hvězdy i v centrální části sousední galaxie M31 a v jejích dvou eliptických souputnicích 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 poměrně 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 velmi 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 Lawrence Helfer, George Wallerstein a JESSE GREENSTEIN¹⁸⁾ 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

¹⁸⁾ JESSE LEONARD GREENSTEIN (1909-2002), americký astronom.

deseti až stonásobný deficit prvků těžších než helium.¹⁹⁾ 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:

$$\left[\frac{Fe}{H} \right] = \log \left(\frac{N_{Fe}}{N_H} \right) - \log \left(\frac{N_{Fe}}{N_H} \right)_{\odot},$$

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 $-5,3$ v několika málo případech hvězd populace II kulových hvězdokup až do 1 v případě příslušníku tzv. extrémní populace I.

Odlíšné 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 takřka kruhových trajektoriích a navíc v přibližně stejné rovině, v tzv. rovině Galaxie. To též vysvětluje, proč tyto hvězdy vykazují 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.

Rozdílné zastoupení těžších prvků souvisí se stářím hvězd jednotlivých populací. Hvězdy populace II povstaly z mezihvězdné látky, která byla ještě poměrně málo kontaminována 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

¹⁹⁾ 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.

nitrech vznikly těžší prvky, jež se pak 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 minulého století se ukázalo, že původní Baadeho dělení hvězd v galaxiích pouze do dvou populací je příliš hrubé a schématické. V reálných galaxiích se setkáváme jak s vyhraněnými představiteli obou populací, tak i s objekty s přechodnými i extrémními charakteristikami. V současnosti se proto hovoří o několika vzájemně se překrývajících hvězdných populací, či subsystémech Galaxie, z nichž se celá soustava Galaxie sestává.²⁰⁾

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.

²⁰⁾ Vzhledem k tomu, že jednotlivé subsystémy spojitě přecházejí jeden v druhý i z jiných důvodů, panuje v jejich definicích i názvech značná nejednoznačnost, která dosti ztěžuje vzájemné dorozumění.

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 i v samotné Galaxii najdeme řadu výjimek z uvedeného pravidla. V cizích galaktických soustavách se pak občas setkáváme se zcela neobvyklým průběhem korelace mezi polohou, stářím a chemickým složením hvězd. Vše to 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	
reprezentativní objekty	mhv. plyn a prach, asociace O, T, mladé ot. hvězdokupy, hvězdy O, B, veleobří, klasické cefeidy, T Tau, mladé AV	starší ot. hvězdokupy, AV a FV, oranžoví obří, mladé GV-MV, bílí trpaslíci	Slunce, většina GV, některé KV a MV, někteří podobří (IV) a červení obří, planetární mlhoviny, bílí trpaslíci	starší KV a MV, bílí trpaslíci, někteří podobří a červení obří, 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. obří
stáří (mld let)	< 0,1	~1	~5	<10(?)	~10 -13,5
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 0,03-1, výduť 1 až 2

Projdeme si nyní poněkud podrobněji jednotlivé složky Galaxie a popíšeme 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 jsou tu červení obři a obři asymptotické větve o hmotnostech menších než je hmotnost Slunce. Hmotnostně nejdůležitější složkou jsou červení trpaslíci se subpolárními hmotnostmi a množství chladnoucích bílých trpaslíků s velmi malým zářivým výkonem. Pozorování přístupné vnější vrstvy hvězd populace II jsou složeny z vodíku a helia s nepatrnou, ale nenulovou příměsí těžších prvků: $Z \sim 0,03-1\%$, parametr $[Fe/H]$ se mění od $-5,5$ do $-0,5$.²¹⁾ Populace galaktického hala je vůbec nejstarší aktivní hvězdnou populací v Galaxii, její stáří se odhaduje na 10 – 13,5 miliard let.

Trajektoriemi objektů hala jsou neuzavřené křivky (které bychom mohli připodobnit stáječícím se elipsám), jejich sklony ke galaktické rovině jsou takřka nahodilé. Výsledná rotace subsystému je tak mnohem pomalejší než rotace diskové nebo ploché složky. Elipsoid galaktického hala je poněkud zploštělý. Rozložení objektů galaktického hala v Galaxii jeví výraznou sférickou symetrii, jejich koncentrace klesá úměrně $r^{-3,5}$. Ve vnitřních částech spojitě přechází do tzv. galaktické výdutě.

Kulové hvězdokupy

Nejnápadnějšími 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 146 kulových hvězdokup, jejich skutečný počet se odhaduje na 180.²²⁾ Kulové hvězdokupy vytvářejí v prostoru Galaxie mírně zploštělý elipsoid s výraznou koncentrací

²¹⁾ Pozoruhodné ovšem je, že se ani u těch nejextrémnějších hvězd kulové složky nesetkáme s čistě vodíko-heliovými 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 (označovaná často 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.

²²⁾ V některých galaxiích pozorujeme řádově mnohem více kulových hvězdokup, příkladně v gigantické eliptické galaxii M 87 bylo nalezeno několik set tisíc (!) těchto hvězdných soustav.

objektů k jejímu centru, běžně je nacházíme i v galaktické výduť. V minulosti bylo těchto soustav zřejmě mnohokrát více, většina z nich nepřežila opakované průchody kolem galaktického centra.

Kulové hvězdokupy jsou 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, průměry činí 10 až 300 světelných let. Na pozemské obloze má ta největší z nich ω Centauri průměr 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, část z nich však z hvězdokup unikla a odnesla sebou podstatnou část energie systému. Nyní jsou tyto soustavy nesmírně stabilní, očekávaný poločas jejich rozpadu o několik řádů převyšuje jejich stáří.

Určení stáří kulových hvězdokup, které se nejčastěji provádí pečlivým rozбором jejich H-R diagramů, je nesmírně důležitým údajem, neboť představuje dolní mez pro stáří vesmíru. Z rozboru stáří galaktických kulových hvězdokup se zdá, že naprostá většina z nich vznikla krátce po zformování Galaxie, tedy před cca 13,5 miliardami let.

Galaktická výduť

Další podstatnou složkou Galaxie je její tzv. výduť (galactic bulge). Celková hmotnost hvězdné složky tohoto sféroidálního subsystému se odhaduje na $4 \cdot 10^{10} M_\odot$. Výduť je mírně zploštělá, její efektivní poloměr činí cca 2000 parseků. Valná většina hmoty dotyčné složky je uložena v nepříliš hmotných hvězdách. Ty náležejí ke starší galaktické hvězdné populaci s průměrným stářím kolem 10 miliard let a obsahem těžších prvků Z kolem 1%, kteréžto charakteristiky je staví na hranici mezi klasickou populací I a II. Radiová, infračervená a rentgenová pozorování naznačují, že i v galaktické výduťi v současnosti vznikají nové hvězdy. Nově vznikající hvězdy však mají poměrně nízkou hmotnost, takže nejjasnějšími hvězdami zde jsou červení a oranžoví obři.

Jakkoli výduť sama příliš mnoho mezihvězdného plynu a prachu neobsahuje, je pro nás zcela skryta za prašnými závoji v galaktickém disku, takže ji přímo opticky pozorovat nemůžeme. Kdyby nebylo mezihvězdné extinkce, pak by se nám výduť jevila jako mírně eliptické naoranžověle zářící difúzní těleso o úhlovém průměru 25° , jež by bylo po Slunci a Měsíci nejjasnějším objektem na obloze.

Centrální příčka. Naše Galaxie zřejmě obsahuje též centrální příčku, která prochází celou galaktickou výdutí a zřejmě na ně navazují hlavní spirální ramena Galaxie.

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 prsteneц tvořený molekulovými oblaky, který má tendenci expandovat do prostoru. Přimo v centru Galaxie leží mocný rádiový zdroj označovaný jako Sagitarius A.

Infračervená pozorování nás informují, že hvězdy v jádru jsou od sebe vzdáleny v průměru jen pouhých 1000 AU²³). Plyn poblíž centra velice rychle rotuje, jeho rychlost dosahuje až 200 km s⁻¹! Tento fakt lze vysvětlit tím, vprostřed Galaxie existuje kompaktní těleso o hmotnosti cca 3,5 milionů Sluncí, tedy nejspíš supermasívní černá díra. Ta pohlcuje okolní mezihvězdnou látku, část z ní vyfukuje do prostoru, zpravidla ve směru kolmém k rovině Galaxie.

Hvězdný disk

Nejnápadnější součástí Galaxie je její disk, který z hlediska hvězdné populace dělíme na mladý, střední a starý. Disk se rozprostírá od jádra do vzdálenosti cca 25 kpc. Podobné ploché disky 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 hvězdných soustav s nepříliš velkým počtem hvězd, všeobecně nazývané *otevřené hvězdokupy*. Ve srovnání s kulovými hvězdokupami nejsou tam pravidelně uspořádány a obsahují též mnohem méně hvězd.

²³) Slunci nejbližší hvězda – Proxima Centauri je od něj vzdálena 330 000 AU!

Vzhledem k tomu, že valná většina galaktických otevřených hvězdokup jsou útvary poměrně mladé, jistě nepřekvapí, že se jejich rozložení v Galaxii podobá rozložení těch nejmladších hvězd. Soustředují se ke galaktické rovině, jejich koncentrace k centru Galaxie není již tak výrazná, jako třeba u sféroidálních subsystémů. Velkoškálové rozložení otevřených hvězdokup je obtížné přímo sledovat v důsledku množství mezihvězdného prachu, 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 otevřené hvězdokupy 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 odvodit z měřeného rozptylu radiální rychlostí členů soustavy. Valná většina otevřených hvězdokup má hmotnosti několika desítek Sluncí, celkový počet hvězd bývá rovněž nevelký pohybuje se od desítky do několika málo tisíc.

Průměry otevřených hvězdokup se pohybují v rozmezí od dvou tří do 20 světelných let, přičemž nejčastěji se setkáváme s hodnotou 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 náleží zpravidla 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. Určujeme jej 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.²⁴⁾ Zatímco spirální strukturu vzdálených galaxií můžeme zpravidla²⁵⁾ studovat přímo, u naší Galaxie to představuje vážný problém, protože sluneční soustava leží v bezprostřední blízkosti galaktické roviny. K tomu, abychom za těchto okolností mohli určit polohu ramen v Galaxii, je nezbytné, abychom dokázali spolehlivě stanovit prostorové vzdálenosti objektů, které se k ramenům koncentrují, což ovšem není nijak jednoduché.

Hvězdné asociace

K objektům extrémní populace I náležejí i hvězdné asociace složené z hvězd, které spojuje společné místo a okamžik vzniku. Členové asociace ovšem nejsou spolu dostatečně pevně gravitačně natolik, aby vytvořily stabilní systém typu hvězdokupy. Hvězdné asociace nacházíme výhradně tam, kde v současnosti dochází k hromadnému vzniku hvězd, tedy zejména ve spirálních ramenech. Asociace jsou poměrně zářivými objekty, což ovšem není ani tak dáno počtem hvězd (ten se počítá na desítky, nejvýše stovky kusů), jako spíše výkonem několika málo nejjasnějších členů asociací. Jsou jimi poměrně velmi hmotné hvězdy žhavé hvězdy spektrálních tříd O a B s výkonem až 10^6 Sluncí. Doba života těchto hvězd, se počítá na miliony let, takže se nemohly příliš vzdálit od místa svého vzniku. Svou polohou tak indikují místa zrodu hmotných hvězd, která leží vesměs ve spirálních ramenech. O asociacích, v níž dominují hvězdy tohoto typu, se pak hovoří jako o asociacích O, B nebo též asociacích OB.

Kromě zmíněných asociací OB pozorujeme též asociace T, kde se setkáváme velkým množstvím proměnných hvězd typu T Tauri, což jsou mladé hvězdy ve stadiu gravitační kontrakce, v jejichž nitru se dosud nezapálil vodík. Tyto soustavy nejsou tak nápadné jako

²⁴⁾ 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.

²⁵⁾ Výjimkou jsou spirální galaxie, které pozorujeme z profilu (edge-on).

asociace OB, protože v nich chybějí extrémně jasné hmotné hvězdy. Nicméně i ony jsou velice mladé a jsou tudíž spolehlivými ukazateli 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 rozptýlí do okolního prostoru a stanou se běžnými hvězdami galaktického pole.

9.3 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 tu jsou 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. Zabýváme-li se studiem rozložení objektů v Galaxii, obvykle pracujeme v *galaktickém souřadnicovém systému*, kde počátkem této souřadnicové soustavy je Slunce, základní rovinou je *rovina Galaxie*, základním směrem je směr k předpokládanému centru Galaxie.

Centrum Galaxie budeme předpokládat ve vzdálenosti $R_{\odot} = (7,0 \pm 1,0) \text{ kpc}$.²⁶⁾ *Sluneční kružnici* budeme myslet přesnou kružnicí se středem v centru Galaxie a poloměrem R_{\odot} .

Pohyby hvězd

Důležitým zdrojem informací o velkorozměrové struktuře Galaxie je studium kinematiky hvězd a jejich skupin v okolí Slunce. Radiální složku prostorové rychlosti vztažené ke Slunci V_r zjišťujeme spektroskopicky, k stanovení tečné (tangenciální) složky relativní rychlosti V_t užíváme měření vlastního pohybu hvězd a jejich paralaxy. V této oblasti odvedla zcela průlomovou práci astrometrická družice Hipparcos.

²⁶⁾ Viz Reid (1993).

Složku tečné rychlosti hvězdy o deklinaci δ a vzdálenosti r v rektascenzi V_{ta} a složku tečné rychlosti v deklinaci V_{is} lze vypočítat pomocí vlastních pohybů v rektascenzi μ_{α} a v deklinaci podle vztahů:

$$V_{\text{ta}} = 4,740\,470 \text{ km s}^{-1} \cos\delta \left(\frac{\mu_{\alpha}}{1''/\text{rok}} \right) \left(\frac{r}{1 \text{ pc}} \right), \quad V_{\text{is}} = 4,740\,470 \text{ km s}^{-1} \left(\frac{\mu_{\delta}}{1''/\text{rok}} \right) \left(\frac{r}{1 \text{ pc}} \right).$$

Hodnotu radiální rychlosti V_r zjišťujeme z relativního posunu pozorované vlnové délky určité spektrální čáry λ vůči její laboratorní vlnové délce λ_0 v důsledku Dopplerova posuvu:

$$V_r = c \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0}.$$

Pokud toto měření provádíme ze Země, nesmíme opomenout naměřenou radiální rychlost opravit o příspěvek radiální rychlosti způsobený oběžným a rotačním pohybem Země.

Jako měřítko příslušnosti k té či jiné populaci může posloužit střední hodnota vzdálenosti určitého typu objektů od galaktické roviny \bar{z} nebo nějaká charakteristika vyjadřující stupeň jejich koncentrace k centru Galaxie. Z pohybového hlediska to může být tzv. disperze rychlostí σ :

$$\sigma^2 = \langle V_r^2 \rangle + \langle V_{\text{ta}}^2 \rangle + \langle V_{\text{is}}^2 \rangle,$$

kde čtverec disperze rychlostí je sumou středních hodnot čtverců jednotlivých složek prostorové rychlosti vztažené ke Slunci.

Při rozborech kinematických vlastností určitých skupin hvězd se tyto relativní rychlosti občas vztahují nikoli ke Slunci samotnému, ale ke Slunci idealizovanému, které se pohybuje kolem centra Galaxie rovnoměrně po přesně kruhové dráze. Této vztažné soustavě (stále 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 se rychlostí $u = -9 \text{ km/s}$ přibližuje k centru Galaxie, rychlostí $v = 12 \text{ km/s}$ předbíhá galaktickou rotaci a rychlostí $w = 7 \text{ km/s}$ stoupá severně kolmo k rovině Galaxie. Celkově se pohybuje rychlostí $16,5 \text{ km/s}$ ve směru do souhvězdí Herkula. Největší odchylku přitom 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: $u = 19 \text{ km/s}$, $v = -288 \text{ km/s}$ (!), $w = -52 \text{ km/s}$. 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 rozбором závislosti pozorovaných radiálních rychlostí RV a vlastních pohybů μ běžných hvězd ve slunečním okolí na jejich galaktické délce l . Závislost má podobu dvojitě sinusoidy, přičemž pozorovaná radiální rychlost je maximální v galaktické délce $l = 45^\circ$ a 225° , minimální ve směrech $l = 135^\circ$ a 315° , zatímco maximum tečné rychlosti pozorujeme ve směru k centru a anticentru Galaxie, minimum ve směru a proti směru pohybu Slunce. Ke zjištění kompletního průběhu tzv. *rotační křivky*, což je závislost rotační rychlosti $V(r)$ na vzdálenosti od centra, s výhodou využíváme 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.

Z průběhu zjištěné rotační křivky lze odvodit, jaké je rozložení hmoty v Galaxii, přesněji řečeno, jaký má chod závislost celkové hmotnosti galaktické látky $M(R)$ nacházející uvnitř dráhy objektu o poloměru R . Z rovnosti zrychlení při rovnoměrném kruhovém pohybu a gravitačního zrychlení plyne:

$$\frac{V^2(R)}{R} = G \frac{M(R)}{R^2} \Rightarrow V(R) = \sqrt{\frac{GM(R)}{R}} \Rightarrow M(R) = \frac{V(R)^2 R}{G}; \quad \frac{dM(R)}{dR} = \frac{V(R)^2}{G}.$$

Diskutujme nyní dvě krajní situace. V okolí centra, v tzv. centrální výduti se sférickou symetrií, je hustota hmoty v Galaxii zhruba konstantní, čili $M(R) \sim R^3$, tedy $V(R) \sim R$. Rychlost rotace zde roste přímo úměrně vzdálenosti, úhlová rychlost oblasti je tedy konstantní. Tato část Galaxie pak rotuje jaké *tuhé těleso*.

Druhým extrémem je situace, 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. Z podmínky, že $M(R) = M$, pak plyne: $V(R) \sim 1/\sqrt{R}$. Tomuto typu diferenciální rotace se pak říká *Keplerova rotace*. S rostoucí vzdáleností klesá nejen rotační rychlost, ale i úhlová rychlost ω , ta podle zákona: $\omega(R) \approx R^{-3/2}$.

Dalo by se tak očekávat, že ve směru od centra Galaxii by měla rotační rychlost zprvu víceméně lineárně růst, což se konečně i pozoruje. Pak se mělo tempo růstu rotační rychlosti zvolnit, rotační rychlost by měla dostoupit svého maxima, a pak se měla opět snižovat, tak jak to odpovídá ideálu Keplerovy rotace. V naší

Galaxii oblast „tuhé rotace“ sahá až do 500 pc, maximum rychlosti nastává v 700 pc od centra – cca 260 km s⁻¹ a pak následuje náznak očekávaného „keplerovského poklesu“. Hmotnost celé Galaxie byla odhadnuta na 200 miliard Sluncí.

Výzkumy z konce sedmdesátých let minulého století však 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 řídko osídlena hvězdami a mezihvězdnou látkou, že je zřejmé, že v těchto oblastech dynamiku Galaxie určuje temná, neviditelná hmota.

Pro jednoduchost předpokládejme, že hypotetická temná látka je v Galaxii rozložena sféricky symetricky, pro hustotu této látky ve vzdálenosti R - $\rho(R)$ pak bude platit, že $\frac{dM(R)}{dR} = 4\pi R^2 \rho$. Dosadíme-li pak za

$\frac{dM(R)}{dR}$ ze vztahu výše uvedeného, můžeme z průběhu křivky rotace přímo stanovit i závislost hustoty

hala na vzdálenosti R :

$$\rho(R) = \frac{V^2}{4\pi G R^2}.$$

V případě, že 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 $\rho_0 = 5,9 \cdot 10^7 M_{\odot} \text{ kpc}^{-3} = 4,0 \cdot 10^{21} \text{ kg m}^{-3}$ a $a = 2,8 \text{ kpc}$. Povšimněte si, že pro $R \ll a$ je hustota konstantní, rovna ρ_0 . Naopak pro $R \gg a$, 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} .²⁷⁾

²⁷⁾ Integrál pro celkovou hmotnost temného hala: $\int_0^{\infty} \rho(R) 4\pi R^2 dR$ by divergoval.

Pokud je tato látka tvořena baryony (protony, neutrony), pak by mohlo jít i o planety, či planetky, tedy 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.²⁸⁾ 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 velkých vzdálenostech od 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 neutrinech²⁹⁾ s nenulovou klidovou hmotností, daleko spíše to však budou jiné, dosud jen hypotetické částice, které jen velmi slabě interagují s běžnou látkou.

Spirální struktura Galaxie

Na základě analogie s jinými galaxiemi již dlouho panoval názor, že i naše Galaxie jeví spirální strukturu. Výzkum spirální struktury Galaxie je paradoxně ztížen tím, že se naše pozorovací stanoviště nachází poblíž galaktické roviny, v níž spirální ramena leží. První pokusy o popis vnějšího vzhledu naší galaxie začaly vlastně až po roce 1953, kdy se podařilo hodnověrně určit vzdálenosti hvězdných asociací, která se galaktických ramenech nalézají. Později byla poloha spirálních ramen stanovena i optickým pozorováním dalších typů hvězdných objektů, které se

²⁸⁾ 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 obrátila poté, kdy 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.

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.

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 mračen, které se sledují hlavně v čarách oxidu uhelnatého (CO).

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:

$$RV = R_{\odot} (\omega(R) - \omega_{\odot}) \sin l \rightarrow \omega(R) = \frac{RV}{R_{\odot} \sin l} + \omega_{\odot},$$

kde R_{\odot} je vzdálenost Slunce od centra Galaxie, ω_{\odot} je úhlová rychlost jeho oběhu kolem tohoto centra. 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 intenzivní 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

²⁹⁾ 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.

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 si obrazy spirální struktury naší Galaxie pořízené různými metodami 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.

Současná měření spirální struktury Galaxie nasvědčují tomu, že v naší Galaxii nacházíme celkem čtyři hlavní spirální ramena, což Galaxii kvalifikuje jako spirálu přechodného typu **Sbc**. V Galaxii se však vyskytují i vedlejší ramena nebo segmenty ramen s jiným, zpravidla ještě 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. Diferenciální rotace Galaxie, ale i jiných spirálních soustav, by měla spirální strukturu rychle utahovat – již po pár otočkách by se k sobě spirály měly dostat natolik blízko, že by jakákoli spirální struktura měla nadobro zmizet. Už BERTIL LINDBLAD³⁰⁾ však ukázal, že k onomu očekávanému „utahování“ galaktických spirál nejspíš nedochází. 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 rychlostí (jako tuhé těleso), a to v témže směru jako hvězdy.³¹⁾ Od centra až po tzv. oblast *korotace* je galaktická rotace úhlově rychlejší než rotace spirální struktury. *Poloměr korotace*,

³⁰⁾ BERTIL LINDBLAD (1895-1965), švédský astronom, zabýval se zejména dynamikou galaxií.

³¹⁾ Novější práce (viz např. Martin Weinberg (1992)) uvádějí, že spirální ramena se otáčejí kolem centra Galaxie nepřilíživě velkou úhlovou rychlostí cca 6 km/s/kpc. Srovnajte se úhlovou rychlostí s níž obíhá Slunce kolem Galaxie: 24 km/s/kpc.

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 vlnu lze demonstrovat situací, která nastane v úseku dálnice, který automobily projíždějí sníženou rychlostí. Z ptačí perspektivy uvidíme, že v této části komunikace je hustota výskytu automobilů (počet vozidel na 1 km dálnice) viditelně větší než jinde. Pokud by se dopravní značky s příkázanou rychlostí ještě navíc samy zvolna posouvaly kupředu, byla analogie ještě dokonalejší.

S teorií hustotních vln přišli už v polovině šedesátých let 20. století CHIA CHIAO LIN a FRANK SHU³²), 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 mračen, 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. 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 nepřehlédnutelnou.

³²) CHIA CHIAO LIN (*1916), FRANK H. SHU (*1943), američtí astronomové čínského původu.

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 DAVID ARNETT³³⁾ navrhli hypotézu trefně označovanou jako hypotézu „lesního požáru“. Jestliže se v galaktickém disku objeví oblast, kde vznikly dostatečně hmotné hvězdy, které svůj život končí vzplanutím supernovy, vytváří se kolem tohoto ohniska po čase šířící se rázová vlna, která stlačuje molekulová mračna, 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 jehož vnitřním okraji se nachází Slunce.

Současný výzkum nasvědčuje tomu, že naše Galaxie patří mezi spirální Galaxie s příčkou a se čtyřmi spirálními rameny a některými rameny vedlejšími. K nim patří i rameno Orionu, vzdálené od nás pouhých 400 pc.

9.4 Vznik a vývoj Galaxie. Role galaktického kanibalismu

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 stamilionkrát 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 těsnými přiblíženími, při nichž by výrazně změnil pohybový stav těsně prolétajících hvězd, je o mnoho řádů delší než je stáří vesmíru. Srážky a těsná přiblížení mezi hvězdami v Galaxii tak není třeba uvažovat (jedinou výjimkou

³³⁾ DAVID W. ARNETT (*1940), americký astrofyzik, zaměřující se na supernovy a nukleosyntézu.

je oblast 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 dosti 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.³⁴⁾ Pozorované povrchové chemické složení hvězdy tak velice dobře odpovídá počátečnímu chemickému složení oblaku mezihvězdné látky, z něhož hvězda vznikla.³⁵⁾

Vývoj rozložení, pohybu a chemického složení mezihvězdné látky je i klíčem k pochopení vývoje Galaxie jako celku, a zejména pak její hvězdné složky.

Při řešení problematiky zformování a vývoje Galaxie, a galaxií vůbec, je třeba odpovědět na tři základní otázky:

1) Jak se stalo, že se původně dokonale homogenní raný vesmír změnil ve vesmír s velmi nerovnoměrným rozložením látky, v němž nyní žijeme?

³⁴⁾ Ke kontaminaci dochází až závěrečných fázích jaderného hoření, kdy se hvězda stává rozměrným obrem asymptotické větve. Tehdy se také produkty jaderného hoření díky konvekci dostávají na povrch hvězdy, a odtud do prostoru prostřednictvím mohutného hvězdného větru.

³⁵⁾ Jistou výjimkou jsou tzv. *chemicky pekuliární hvězdy*, jejichž povrchové vrstvy vykazují často velmi neobvyklé chemické složení. To je výsledkem subtilních procesů chemické diferenciací látky, k níž dochází u hvězd raných typů s mimořádně klidnými povrchovými vrstvami. Nehluboko pod hvězdnou fotosférou bychom se již setkali s látkou s úplně standardním chemickým složením, odpovídajícím složení zárodečné mlhoviny, z níž hvězdy vznikly.

2) Jak se utvořily galaxie?

3) Jak se galaxie s časem mění, tedy jak a proč se vyvíjejí?

Tvorba galaxií patří k nejživějším výzkumným oblastem soudobé astrofyziky, což platí do určité míry i o studiu vývoje galaxií. V takových oborech vždy panuje nezbytná pluralita názorů, která je motorem rychle postupujícího poznání. Nyní se zdá, že v některých bodech se znalci galaktických osudů začínají shodovat.

Po velkém třesku prošel vesmír obdobím, kdy byl velice homogenní, o čemž konečně svědčí i vysoká izotropie reliktního záření, které pochází z doby, kdy vesmír měl zhruba 170 000 let. Všeobecně se soudí, že naprostá většina dnes pozorovaných struktur ve vesmíru je výsledkem vývoje prvotních (primordiálních) fluktuací v důsledku gravitační nestability. Poslední pozorovací data dokazují, že už v době 600 milionů let (4 % dnešního stáří vesmíru) tu byly první galaxie, tedy mnohem dříve, než se očekávalo. Tento fakt klade značné nároky na teorii, protože času, který je tak vyměřen na růst prvotních nestabilit, které by se mohly přetvořit v zárodky galaxií – tzv. protogalaxie a následně pak v galaxie, je velice málo.

Výzkumy vzniku a vývoje galaxií se přitom zaměřují především na vysvětlení celého procesu u naší Galaxie, o jejichž složkách toho víme relativně nejméně.

Teorie zde musí vysvětlit nebo alespoň nesmí protiřečit následujícím pozorovaným skutečnostem:

a) hvězdný disk (plochá složka) je velmi tenký a rotuje

b) hvězdné halo Galaxie (sférická složka) je velmi rozsáhlé, takřka nerotuje a nejeví žádnou strukturu

c) hvězdy hala jsou typicky mnohem starší a mají nižší metalicitu než hvězdy disku (jde pouze o korelaci, nikoli o striktní pravidlo)

d) někteří astronomové identifikovali jakousi střední populaci hvězd nazývanou někdy jako prostřední populaci II, jejichž obsah těžších prvků spadá do intervalu mezi obsahem těžších prvků hvězd hala a disku. V prostoru Galaxie pak tyto hvězdy tvoří disk, jehož tloušťka je několikanásobně větší, než tloušťka základního hvězdného disku, v němž se nacházejí i spirální ramena.

e) hvězdy v kulových hvězdokupách patří mezi nejstarší a „nejméně metalickou“ populaci hvězd v Galaxii, mezi kulovými hvězdokupami se však najdou i objekty mladší než Galaxie nebo v nich najdeme i hvězdy viditelně mladé. Nicméně pro valnou většinu případů platí, že hvězdy v kulových hvězdokupách vznikly naráz!

f) dráhy kulových hvězdokup s menšími poloosami vesměs svírají s rovinou Galaxie menší úhly a jsou kruhovější než dráhy vzdálenějších kulových hvězdokup.

g) kromě oblaků mezihvězdné látky obíhající v rovině galaxie existují ještě oblaky neutrálního vodíku (HVC – high velocity clouds), které „prší“ na galaktický disk z prostoru. Bez tohoto dodatečného zdroje látky by nemohl probíhat proces tvorby hvězd v disku.

Dřívější teorie vzniku a vývoje naší Galaxie popisovaly celý proces jako jediný, poměrně rychlý jednolitý kolaps protogalaktického oblaku, při němž se nejprve vytvořilo vnější nerotující halo s chaotickými drahami hvězd, v jehož centru se pak postupně vytvořil rotující tenký disk, v němž i v současnosti vznikají nové generace hvězd. O pár let později byl publikován jiný pohled, který celý vývoj nahlíží jako postupný proces slévání menších celků ve stále hmotnější galaxii. Nyní se zdá, že by skutečně podstatná část vnějšího hvězdného hala naší Galaxie mohla vzniknout stmelením zbytků z pohlcených trpasličích galaxií či kulových hvězdokup, které v minulosti obíhaly jako samostatné soustavy kolem soustavy Mléčné dráhy. Galaktické halo by tak bylo nejnovější součástí Galaxie, vzniklou recyklací starých částí pozřených galaktických sousedů.

V současnosti se výzkum soustřeďuje zejména na pochopení toho, jak vlastně celý akt galaktického kanibalismu probíhá a jak ovlivňuje vlastnosti samého kanibala. Rychlý technologický pokrok v počítačové technice, která dnes již dovoluje poměrně realistické simulace dějů v galaxiích a mezi nimi, jakož i zdokonalení pozorovacích technologií dodaly velké množství dat o tom, k čemu při takové kolizi dochází. V roce 1994 byla v souhvězdí Štřelce objevena satelitní galaxie SagDEG (Sagittarius Dwarf Elliptical Galaxy). Zde byla naše Galaxie přistižena při tom, jak dotýcnou trpasličí galaxií slapově cupuje na části a pak ji polyká. Přimo před našimi zraky tu tak probíhá děj, který velmi zásadním způsobem ovlivňuje vývoj všech velkých galaxií. Mimochodem i mnohem větší satelitní galaxie Velké a Malé Magellanovo mračno během několika stovek milionů let čeká podobný osud jako SagDEG. V žaludku sousední velké galaxie M 31 nacházíme dosud nestrávený zbytek jiné, poměrně velké pozřené galaxie, což se navenek projevuje tak, že její jádro je dvojité!

Galaxií zle poničený souputník SagDEG kolem ní obíhá po trajektorii takřka kolmé k její rovině. Při každém průchodu galaktickou rovinou je část těla galaxie ohlodáno a hvězdy původně patřící souputníku se připojují k hvězdám galaktického hala. Nakonec z ubohé galaxie nezůstane než její nejhustější část – jádro. I když co do hmotnosti bude srovnatelné s velkými kulovými hvězdokupami jako je třeba omega Centauri či G1, bude i pak vyhlížet poněkud jinak, jelikož bude mít nižší povrchový jas v důsledku přítomnosti velkého množství temné nebaryonové látky, zatímco kulové hvězdokupy této látky mají poměrně velmi málo.

Obří eliptické galaxie jsou zřejmě výsledkem splynutí mnoha menších galaxií, z nichž mnohé byly původně i spirální. V místní skupině galaxií Mléčná dráha a M31 jsou gravitačně vázány a v současnosti se k sobě velkou rychlostí přibližují. Do dvou miliard let se potkají, projdou sebou, přičemž značná část mezihvězdné látky a nějaké ty hvězdy budou vymrštěny do mezigalaktického prostoru. Jejich rychlost se vlivem gravitace postupně zabrzdí a únik se změní v opětovný pád. Kmity vzájemných kolizí budou stále tlumenější. Nakonec obě tyto středně hmotné galaxie splynou v jedinou, proudy mezihvězdné plynu a prachu budou vymrštěny do prostoru poblíž nově vytvořené eliptické galaxie. Z plynu odhozeného při splynutí zřejmě vznikne několik nových kulových hvězdokup, které budou součástí hala nově vzniklé galaxie. Není nakonec vyloučeno, že by mohlo být dostatek materiálu i pro vznik nějaké té trpasličí eliptické galaxie. Kulové hvězdokupy pocházející z bývalé M31 a bývalé Galaxie budou opět součástí společného hala. Kulové hvězdokupy jsou totiž povětšinou tak pevně vázány ke galaktickému jádru, že vydrží i velmi nešetrné galaktické srážky.

Pokud jde o samotné hvězdy, těm se stane pramálo. K žádným fyzickým srážkám hvězd nedojde z toho prostého důvodu, že vzdálenosti hvězd vzhledem k jejich rozměrům jsou neobyčejně veliké. Bude-li v té době žít někdo, kdo by mohl podat svědectví o oné velké srážce, pak jej bezesporu musí potěšit pohled na gigantickou spirálu M31 pokrývající takřka celou polovinu oblohy. Důsledky slapového působení mezi galaxiemi Místní skupiny můžeme vidět na okrajích soustavy M31, které jsou zvláštním způsobem zprohýbány. Za tuto distorzi nemůže ale naše Galaxie, ale jiná blízká spirála – M 33. Dříve nebo později všechny tři zmíněné galaxie se spojí v jednu obří eliptickou galaxii, která bude padat směrem do centra kupy v souhvězdí Panny. K splynutí s tamními galaktickými giganty však zřejmě nikdy nedojde, postará se o to rozpínání vesmíru.

9.5 Literatura, úlohy

Použitá a doporučená literatura

Binney, J.; Merrifield, M.: *Galactic astronomy*, Princeton Series in Astrophysics, Princeton, U.S.A (1998)

Kapteyn, J. C.: *First Attempt at a Theory of the Arrangement and Motion of the Sideral System*, *Astrophys. J.* **55** (1922), 302

Reid, N.: *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **31** (1993),

Rubin, V. C.: *Dark matter in Spiral Galaxies*, *Scientific American* **248** (1983), 96

Úlohy a problémy

1. Adrian van Maanen tvrdil, že pozoruje otáčení řady spirálních mlhovin úhlovou rychlostí až $0,02''/\text{rok}$. Porovnejte tuto rychlost s rychlostí otáčení naší Galaxie v místech, kde se nachází naše sluneční soustava.

$$[\text{cca } 5 \cdot 10^{-3} \text{ ''/rok}]$$

2. Určete souřadnice tzv. anticentra Galaxie nacházejícího se v opačném směru než je centrum Galaxie. V kterém souhvězdí se toto anticentrum nachází? Jak je možné, že je v této oblasti tak mnoho poměrně jasných hvězd?

$$[\alpha=5^{\text{h}}46^{\text{m}}, \delta=28^{\circ}56', \text{Vozka}]$$

3. Zjistěte galaktické souřadnice nejjasnější hvězdy oblohy Siria. Zjistěte vzdálenost hvězdy od galaktické roviny (je nad nebo pod?)

$$[(227,23; -8,89), -0,408 \text{ pc } (\pi = 0,37921'') - \text{pod.}]$$

4. Pohybová hvězdokupa Velký vůz se nachází viditelně mimo pás Mléčné dráhy. Z měření družice Hipparcos zjistěte vzdálenost této skupiny hvězd, vzdálenost od roviny Galaxie. Jakou minimální rychlosti by se skupina musela vzhledem k této rovině pohybovat, aby během svého života dospěla tam, kde ji dnes nacházíme. Stáří pohybové hvězdokupy ve Velké medvědici se přitom odhaduje na $(500 \pm 100) \cdot 10^6$ let.

[Pro určitost zvolíme hvězdu ϵ UMa (Alioth). Její vzdálenost je 24,8 pc. Vzdálenost od roviny Galaxie je 21,7 pc. Minimální rychlost je $42,5 \text{ m s}^{-1}$.]

5. Podle dvouparametrického modelu hala tvořeného temnou hmotou:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + (r/a)^2},$$

kde $\rho_0 = 5,9 \cdot 10^7 \text{ M}_{\odot} \text{ kpc}^{-3} = 4,0 \cdot 10^{-21} \text{ kg m}^{-3}$ a $a = 2,8 \text{ kpc}$, vypočtěte pro vzdálenost Slunce $r = 8 \text{ kpc}$ hustotu temné látky a její hmotnost obsaženou v objemu naší Země.

$$[\rho = 4,4 \cdot 10^{-22} \text{ kg m}^{-3}, 0,5 \text{ kg (!)}]$$

6. Za předpokladu, že naše Galaxie jeví spirální strukturu, kterou lze aproximovat logaritmickou spirálou s úhlem otevření $\Theta = 10^{\circ}$: $r(\varphi) = r(0) \exp(\varphi \text{ tg } \Theta)$, kde r a φ jsou běžné polární souřadnice bodu spirály (úhel roste ve směru proti pohybu hodinových ručiček a vyjadřujeme jej v radiánech, přičemž tento úhel může postupně nabývat i hodnot větších než 2π radiánů), $r(0)$ je vzdálenost bodu spirály pro úhel $\varphi = 0$ a Θ je tzv. *úhel otevření* odpovídající úhlu, který svírá

kolmice k průvodiči s tečnou ke spirále, a) odvoďte vztah pro poměr vzdálenosti dvou sousedních závitů téhož spirálního ramene od centra Galaxie. b) Jaký by byl tento poměr, pokud by tato spirální ramena byla 4 a byla rozložena v Galaxii rovnoměrně. c) Jaká by byla vzdálenost mezi sousedními rameny ve vzdálenosti Slunce, $r(0) = 8$ kpc.

$$[a) \frac{dr}{d\varphi} = r \operatorname{tg} \Theta; \rightarrow \ln \left(\frac{r(\varphi)}{r(0)} \right) = \varphi \operatorname{tg} \Theta; \frac{r(2\pi)}{r(0)} = \exp(2\pi \operatorname{tg} \Theta)., \text{ pro } \alpha = 10^\circ \text{ je ten}$$

$$\text{poměr } 1:3,03, \text{ b) } 1: \sqrt[4]{3,03} = 1:1,32, \text{ c) } r(0) \left(\sqrt[4]{3,03} - \sqrt[4]{1/3,03} \right) = 0,28 r(0) = 2,2 \text{ kpc }]$$

7. 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.

$$[-6,8 \text{ mag}]$$

10 Hvězdy a vesmír

10.1 Role hvězd ve vesmíru

Úvod

Rozhlédneme-li se po temné bezmračné obloze, spatříme tam především spousty hvězd, také ovšem Mléčnou dráhu a pár mlžnatých útvarů – povětšinou hvězdokup, či galaxií, jež ovšem také nejsou ničím jiným, než nerozlišeným nakupením hvězd. Vezmeme-li si pak na pomoc dalekohled, celkový pohled se v zásadě nezmění, i nadále tu budeme narážet buď na jednotlivé hvězdy nebo na rozlehlé hvězdné soustavy čítající někdy i biliony hvězd. Celý prostor vesmíru zdá se být hustě osídlen zářivými hvězdami. Hvězdy navíc v sobě soustřeďují nemalé množství hmoty, v jejich nitrech se přeměňují prvky, mění se chemické složení vesmíru.

Až do nedávna se proto mělo za to, že jsou to právě hvězdy, jež určují stavbu a vývoj celého vesmíru. Nicméně už od osmdesátých let minulého století začalo být jasné, že hvězdy ve vesmíru první housle nehrají. Některá prvenství jim ale přece jen zůstala. Jak je tedy s postavením hvězd mezi ostatními tělesy či útvary, jaká je jejich role, za co jim vděčíme a za co ne?

Podíl hvězd na hmotnosti vesmíru

Dlouho se soudilo, že převážná část hmoty ve vesmíru je vázána ve hvězdách. Pravda, od třicátých let minulého století se vědělo o existenci mezihvězdného plynu a prachu, o mezihvězdné látce, ale ta pro hvězdy žádnou větší konkurenci neznamenalala. I ty

neoptimističtější odhady nedávaly mezihvězdné látce více než 10% podíl na celkové hmotnosti látky. Realistický odhad tohoto podílu je několik málo procent. Brzy se ale ukázalo, že na hmotnosti galaxií a kup galaxií se velmi silně podílí jistá forma hmoty, která se projevuje jen gravitačně. Z pohybu hvězd v galaxiích a ze vzájemných pohybů členů kup nebo skupin galaxií bylo možné odvodit, že hmotnostní podíl této přímo nepozorovatelné součásti těchto obřích hvězdných soustav činí snad až desetinásobek celkové hmotnosti galaxií. Tato skrytá hmota zde naplňuje o mnoho větší objem, než jaký vytyčují svítící hvězdy, je součástí rozměrných korón galaxií, které se často pronikají a překrývají. Například koróna naší Galaxie dosahuje až Magellanovým mračnům, jejichž koróny jsou pak do naší galaktické koróny zcela ponořeny.

Je téměř jisté, že skrytá látka není tvořena stejnými elementárními částicemi jako látka, s níž se setkáváme u hvězd, planetárních soustav a rozptýlené mezihvězdné látky, kde v této souvislosti mluvíme o tzv. baryonové¹⁾ hmotě. Až do osmdesátých let minulého století se soudilo, že převážnou část baryonové hmoty mají astronomové pod kontrolou, neboť jde o hmotu buď svítící nebo alespoň světlo pohlcující, soustředěnou především v galaxiích. Brzy na to se však ukázalo, že valnou většinu baryonové hmoty nenajdeme v galaxiích, ale v mezegalaktickém prostoru, kde se vyskytuje v podobě gigantických, velmi řídkých a velmi horkých mračen ionizovaného plynu.

Prostor mezi galaxiemi je vyplněn velice zředěnou silně zahřátou látkou s průměrnou hustotou 1 atom na metr krychlový. Tato *mezegalaktická látka* (intergalactic medium – IGM) je tvořena převážně ionizovaným vodíkem a heliem se stopovou příměsí těžších prvků, které tam byly zaneseny galaktickým větrem z pozůstatků po výbuších supernov. Mezegalaktické prostředí není ani zdaleka homogenní – nacházíme zde oblasti, jejichž teploty a hustoty se liší až o několik řádů. Mezegalaktický plyn v důsledku své vysoké teploty září převážně v oboru měkkého rentgenového záření, jeho chladnější a hustější složky se zase projevují úzkými

¹⁾ Baryony jsou těžké elementární části vesměs tvořené kvarky spojenými gluony. Nejčastějšími formami baryonů jsou protony a neutrony.

absorpčními čarami vodíku, ale i mnohokrát ionizovaného kyslíku, které nacházíme ve spektrech vzdálených kvasarů.

Řídká a nesmírně horká mračna tvořící mezigalaktické prostředí zřejmě nikdy nevychladnou natolik, aby mohla v astronomicky dohledné době dát vznik nové generaci hvězd. Odhaduje se, že v mezigalaktickém prostředí se nachází nejméně pětkrát více baryonové hmoty, než kolik je jí v současnosti soustředěno ve hvězdách.

Degradace role hvězd jako hmotnostně důležitých objektů, které svým rozložením určují stavbu a vývoj vesmíru, pokročila na počátku tohoto století, kdy se prokázalo, že ve vesmíru existuje hmotnostně ještě významnější složka hmoty, a totiž tzv. temná energie, která mj. způsobuje i to, že se vesmír stále rychleji rozpíná. Ta podle všeho v současnosti obsahuje 73% hmoty celého vesmíru, 23% hmoty pak připadá na gravitačně přitažlivou skrytou chladnou látku a zbylá 4% na baryonovou látku, tedy na atomy. Z těchto procent zhruba 3,5% připadá na zředěnou mezigalaktickou látku, takže na hvězdy zbývá odhadem sotva půl procenta hmotnosti celého vesmíru.

Nicméně je toto půlprocento velmi důležité, protože hvězdy, které jsou skvělými výrobci fotonů, tento temný a ponurý vesmír osvětlují a značkují nám svou přítomností rozložením jiných forem látky, které se svícením vůbec nenamáhají.

Jak je to tedy s hvězdami jako zdroji elektromagnetického záření, kosmického záření, neutrin a gravitačních vln?

Podíl hvězd na záření ve vesmíru

Hvězdy na viditelné obloze. Astronomové se shodují v tom, že převážná část fotonů viditelného záření pochází z rozžhavených povrchů hvězd. Zbývající část pak povstala synchrotronovým mechanismem, tedy interakcí rychlých elektronů s makroskopickým magnetickým polem v rozptýleném mezihvězdném prostředí, např. v obálkách supernov, i když zde valná většina záření je vyzářena v rádiovém oboru. Zdatnou konkurenci hvězdám představují aktivní jádra galaxií, zejména pak kvasary či blazary, které vyzařují značný výkon, a to i ve vizuálním oboru elektromagnetického záření. V centru těchto struktur

nacházíme masivní černé díry o hmotnostech stovek tisíc i bilionů Sluncí, jejichž zdrojem energie je energie uvolněná pádem mezihvězdné látky do centra.

Důvod, proč jsou nejvýznamnějším zdrojem viditelného záření ve vesmíru právě hvězdy, je třeba hledat v jejich počtu, plošné výměře jejich povrchů, přiměřeně vysokých povrchových teplotách a povaze jejich vyzařování. Jak jsme již ukázali, valná většina hvězd viditelných na hvězdné obloze září podobně jako absolutně černá tělesa o teplotách od 3 000 do 20 000 K, a podstatnou část svého zářivého výkonu vysílají právě v optickém oboru. Jako příklad lze uvést naše Slunce, které ve viditelném oboru záření ohraničeném vlnovými délkami 380 nm a 780 nm, vyzařuje 90% svého celkového zářivého výkonu.

Odchytky v rozložení energie ve spektru reálných hvězd od rozložení energie absolutně černého tělesa s toutéž efektivní teplotou nejsou příliš významné, navíc zde působí několik zajímavých efektů, které světelnou bilanci hvězd ještě zlepšují. Tak třeba u našeho Slunce, hvězdy s efektivní teplotou 5779 K platí, že jasová teplota v optickém oboru činí 6034 K, což je ovšem možné jen tak, že v krátkovlnném i dlouhovlnném oboru Slunce září méně, než by odpovídalo jeho efektivní teplotě. Příčinou této skutečnosti je fakt, že sluneční fotosféra je v ultrafialové a infračervené oblasti hůře průhledná, takže zde vidíme svrchnější, a tudíž chladnější části sluneční fotosféry, ve viditelné oblasti dohlédneme do Slunce hlouběji.

U horkých hvězd třídy A a B s efektivními teplotami kolem 10 000 kelvinů přispívá ke zvýšení výkonu ve viditelné oblasti přerozdělení energie z blízké ultrafialové oblasti v důsledku absorpce vodíku v již neviditelné oblasti Balmerova skoku a čar Lymanovy série. Pohlčená energie se pak sice opět vyzařuje, a to nejen v ultrafialovém oboru, ale i v optickém oboru elektromagnetického záření. Právě u hvězd s efektivní teplotou kolem 10 000 kelvinů se rozložení energie ve spektru nejvíce odlišuje od záření absolutně černého tělesa téže absolutní teploty.

V bezprostředním okolí extrémně žhavých hvězd, které převážnou část svého zářivého výkonu vyzařují v blízké ultrafialové oblasti spektra, pak zpravidla najdeme množství mezihvězdného plynu, který toto krátkovlnné záření pohlcuje a poté opět vyzařuje v dlouhovlnnějším oboru. Oblasti ionizovaného vodíku (HII oblasti) buzené k záření žhavými hmotnými hvězdami jsou pak objekty s největším světelným výkonem v galaxiích. Na druhou stranu chladné hvězdy se spektrálním typem M5 a pozdějším září převážně v oblasti blízkého infračerveného záření, i když ani jejich světelný výkon není zanedbatelný. Uvědomme si, že jejich teplota je srovnatelná s teplotou vlákna žárovky, kterou nejčastěji používáme ke svícení.

Pokud však analyzujeme jednotlivé složky hvězdné populace z hlediska jejich příspěvku k celkovému světlu hvězdné oblohy, pak zjišťujeme, že ji z valné části zajišťují uměřeně teplé hvězdy hlavní posloupnosti třídy A a obří spektrálního typu K.

Zatímco ve viditelném oboru jsou hvězdy nejdůležitějšími zdroji, nemusí tomu tak být v jiných oborech elektromagnetického záření. Jak by tedy vypadala obloha, pokud bychom se na ni podívali rádiovýma, infračervenými nebo rentgenovýma očima?

Hvězdy na rentgenové a gama obloze. Pozorujeme-li oblohu v oboru rentgenového záření (musíme tak učinit vně zemské atmosféry), naskýtá se nám úplně jiný obrázek, než na jaký jsme zvyklí. Na rentgenové obloze se totiž setkáváme jen se zcela extrémními objekty, v nichž se nacházejí oblasti s teplotami o tři i více řádů větší, než jsou teploty fotosféry běžných hvězd. Většinu z jasných hvězd seskládaných do souhvězdí vůbec nezahlédneme, i když se mezi nimi najdou výjimky – budou to hvězdy s mohutnými korónami, v nichž září plyn zahřátý na desítky milionů kelvinů.

Pěkně by jistě zářila v rentgenovém oboru hustá žhavá jádra hvězd s teplotami několika milionů až stovek milionů kelvinů. Ta jsou ale zcela zastíněna mocnou vrstvou neprůhledného relativně chladného hvězdného materiálu. S hustějším horkým plynem této teploty se setkáváme jen v situacích, kdy dochází k přetoku a následnému pádu hvězdného materiálu v těsných soustavách, jejichž jednou složkou jsou suprahusté kompaktní objekty jako neutronové hvězdy nebo černé díry. Takovýchto diskrétních zdrojů krátkovlnného záření však není mnoho - v naší Galaxii se stovkami miliard hvězd je jich sotva několik stovek!

Dalšími mohutnými zdroji rentgenového záření, jež pracují na podobném principu, jsou aktivní jádra galaxií, kde padá mezihvězdný materiál na povrch masivních černých děr o hmotnosti milionů Sluncí.

Kromě víceméně stabilních diskrétních zdrojů rentgenového nebo gama záření jsou zde zdroje zábleskové, při jejichž vzplanutí je ve zlomku sekundy uvolněna obrovská energie, a to především v tomto krátkovlnném oboru. Jakkoli se tyto záblesky gama pozorují několik desetiletí, stále není jisté jaká je jejich podstata, podle všeho však jde o několik odlišných typů objektů, které projevují stejně (podobná situace jako u nov a supernov různých typů). Velmi pravděpodobně však jde o mimořádně bouřlivou epizodu ze života některých hvězd!

Převážnou část výkonu v oboru rentgenového záření vysílají do prostoru difúzní zdroje, ať už to je řídký, srážkami s okolní mezihvězdnou látkou zahřátý plyn v rychle expandujících zbytcích po supernovách nebo rozsáhlá oblaka mezigalaktického vodíků s teplotou desítek i stovek milionů kelvinů.

Hvězdy na infračervené obloze. Rovněž obloha v infračerveném oboru spektru se značně liší od oblohy pozorované ve viditelném záření. Podobně jako na obloze v dalších neoptických oblastech elektromagnetického záření tu dominuje rozptýlené neboli difúzní záření, které přichází doslova odevšad. Má tři hlavní složky – jde tu o záření drobné meziplanetární látky, zejména pak prachových částic, které se koncentrují ponejvíce v rovině sluneční soustavy v prostoru uvnitř Jupiterovy dráhy, dále pak o záření mračen mezihvězdného prachu, který se zase soustřeďuje především v rovině Galaxie a v jejich centrálních oblastech. Na infračervené obloze s určitostí rozeznáte též sousední galaxie, zejména pak Velké a Malé Magellanovo mračno a galaxie M 31 a M 33. Konečně to je pak rozptýlené reliktní záření, přicházející k nám ze všech směrů z vesmíru starého zhruba 380 000 let.

V raném vesmíru byla podstatná část baryonové látky, tvořené vodíkem a heliem, silně ionizovaná, v prostoru se potulovalo množství volných elektronů, na nichž se rozptylovaly fotony. Záření a látka byly v kontaktu, v rovnováze, jejich stav byl popsán touž termodynamickou teplotou. V důsledku expanze vesmír řádnul a chladnul. V době, kdy jeho hustota poklesla pod $4,7 \cdot 10^{19} \text{ kg m}^{-3}$ a teplota sestoupila na cca 3000 K, došlo velice rychle k rekombinaci, při níž se téměř všechny volné elektrony uklidily do atomů, které pak pro postupující záření již nepředstavovaly žádnou vážnou překážku. Fotony převážně viditelného a blízkého infračerveného záření se osvobodily a vydaly se na dlouhou pouť vesmírem. Ten se za dalších 13,7 miliardy let zvětšil asi 1100krát, což vedlo k tomu, že se ve stejném poměru zvětšily i vlnové délky a úměrně jim poklesla energie těchto fotonů. Nyní k přicházejí fotony reliktního záření, které má povahu elektromagnetického (vesměs mikrovlnného) záření o rovnovážné teplotě 2,725 kelvinů. Jejich existence je důkazem horkého a hustého počátku našeho vesmíru. V nepatrných odchylkách od dokonalé izotropie pak reliktní fotony přinášejí neocenitelné informace týkající se stavu vesmíru v období rekombinace. Koncentrace fotonů

reliktního záření je i v současnosti stále hodně vysoká: v 1 m^3 najdeme v průměru 411 milionů reliktních fotonů.

Diskrétní zdroje, jako jsou hvězdy, v infračerveném oboru září málo. Paradoxně jsou zde jasnější hvězdy spíše teplejší a nikoli ty, které pro svou nízkou teplotu vyzařují podstatnou část svého zářivého výkonu právě v infračervené oblasti. Snadno to pochopíme, osvěžíme-li si známou poučku, že jednotka plochy absolutně černého tělesa teplejšího než to druhé vyzařuje více záření ve všech vlnových délkách. Pokud se tedy chtějí chladné hvězdy proti horkým nějak prosadit, pak to mohou udělat jedině svými rozměry. Na infračervené obloze (pomineme-li ovšem Slunce) se tak kromě výjimečně zářivých a horkých hvězd, jako je η Carinae uplatňují i mimořádně zářivé červené hvězdy asymptotické větve obrů, které do svého okolí vyvrhují velké množství prachových částic, jež pak v posledku kolem hvězdy vytvoří opticky neprůhledný kokon, kde se pohltí veškeré záření vlastní hvězdy. Pohlcená energie přispěje k ohřátí obrovského prachového mračna, které pak září v infračerveném oboru s výkonem odpovídajícím výkonu hvězdy uvnitř.

Příkladem takové infračervené superstar je objekt označovaný IRC 10^o216, druhý nejjasnější diskretní zdroj po již zmiňované η Carinae na infračervené obloze v pásmu 10 mikrometrů. Na optické obloze je známa jako proměnná hvězda CW Leonis, která má ve oboru V jen 18 magnitud. Hvězda je pulsujícím červeným veleobrem asymptotické větve obrů s teplotou 2300 K a poloměrem cca $500 R_{\odot}$. Viditelné světlo této 650 světelných let vzdálené hvězdy o výkonu 6 000 Sluncí, která by se nám za normálních okolností jevila jako nepříliš nápadná hvězda 5. velikosti, je však prakticky zcela pohlceno v mračnech prachu a materiálu vznikající planetární mlhoviny. Ta vzniká hvězdným větrem unášejícím z hvězdy každoročně látku o hmotnosti $3 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$. V současnosti je průměr prachového kokonu kolem hvězdy asi 10 AU a rozpíná se rychlostí cca 15 km s^{-1} . Hvězda uvnitř o hmotnosti několika Sluncí zřejmě již brzy vyčerpá veškeré zásoby jaderného paliva a skončí svůj jaderný vývoj jako horké jádro planetární mlhoviny.

Hvězdy na rádiové obloze. Zatímco na jiných oblohách vždy bezkonkurenčně kralovalo Slunce, na obloze radiové to už není tak jednoznačné. Pouze tehdy, je-li Slunce na vrcholu své aktivity, překonává celkový tok energie pocházející z difúzního zdroje – rádiového pozadí. Naprostá většina záření Slunce přitom nepřichází z jeho fotosféry, ale z vrstev mnohem vyšších, převážně z koróny.

Slunci v oblasti delších radiových vln konkuruje magnetosféra Jupiteru nabitá rychle se pohybujícími volnými elektrony spirálujícími v Jupiterově mohutném magnetickém poli. Pokud pomíneme Měsíc, který jen pasivně odráží dopadající radiové záření Slunce, souvisejí další zdroje s pozůstatky po supernovách.

Nejjasnějším je zdroj Cassiopea A, obálka supernovy, která beze svědků vybuchla někdy v 16. až 17. století. Pak je to známá Krabí mlhovina obklopující velmi aktivní pulsar, který se proti ní prosadí jen v dlouhých radiových vlnách. Pak následují buď blízké nebo aktivní galaxie, kde synchrotronovým mechanismem radiově září oblaka plynu vyvržená velkou rychlostí z centrálních aktivních jader. Zde jmenujme po řadě galaxii ze sousedství M 31 a kvasary 3C 295 a 3C 273.

Nejjasnější „normální“ radiohvězdou je rozměrný červený veleobr Antares se silnou koronální a chromosférickou aktivitou. Hvězdné fotosféry jsou radiově temné, září jen některé oblasti vnějších řídkých vrstev atmosféry, kde se nachází množství rychlých elektronů brzděných silným magnetickým polem.

Elektromagnetické záření ve vesmíru. Prostorem vesmíru putuje rychlostí světla množství fotonů všech možných vlnových délek a energií. Ani zdaleka nejsou zastoupeny rovnoměrně. Co do koncentrace zde bezkonkurenčně vedou fotony reliktního záření, jehož vlastnosti se velice blíží vlastnostem záření absolutně černého tělesa o termodynamické teplotě 2,725 K. Znamená to, že v 1 m³ najdeme v průměru 411 milionů reliktních fotonů. Na týž objem vesmíru pak připadá v průměru 0,22 nukleonů a odhadem 13 tisíc fotonů vyzářených hvězdami. Třebaže průměrná energie jednoho reliktního fotonu je v průměru třináctsetkrát menší než energie fotonu hvězdného, hustota energie reliktních fotonů zhruba pětadvacetinásobně předčí hustotu energie skrytou ve fotonech hvězdného záření! Hvězdný příspěvek k celkové hustotě energie elektromagnetického záření sice rok od roku relativně roste, nikdy se však hustotě energie reliktního záření nevyrovná!

Valná většina energie fotonů je tedy v reliktním záření, dále pak ve „hvězdných fotonech“, které jsou jak z viditelné oblasti, tak z blízké infračervené. Záření radiové, ultrafialové, rentgenové či dokonce záření gama je sice zajímavé, mnoho energie však v sobě netají.

K záření se někdy počítá i tok neutrin a kosmického záření, a také záření gravitačního, jehož hustota energie je však zcela zanedbatelná.

Hvězdy na neutrinové obloze. Pokud bychom měli schopnost vnímat směr a intenzitu toku přicházejících neutrin, pak bychom zřejmě konstatovali, že bezkonkurenčně nejjasnějším zdrojem na neutrinové obloze je Slunce. Neutrinové Slunce je ovšem mnohem menší než to viditelné, navíc není nijak ostře ohraničeno, ale je difúzním objektem o efektivním poloměru cca $0,15 R_{\odot}$, neboť právě tam probíhají termionukleární reakce, při nichž neutrina vznikají. Ostatní hvězdy jsou z důvodu nesrovnatelně větší vzdálenosti o mnoho řádů slabší než Slunce. Přitom ovšem neplatí jednoduchá úměrnost mezi zářivým výkonem hvězdy a neutrinovým výkonem. Hvězdy, které jsou v pokročilejším stadiu vývoje, což znamená, že v jejich nitru panují vyšší teploty než ve Slunci, vyzařují formou neutrin relativně více energie než Slunce.

Zcela extrémním případem pak jsou supernovy typu II, kde se v neutrinech odnese z hvězdy o několik řádů více energie, než kolik se jí odnese v elektromagnetickém záření. Zde je na místě uvést případ supernovy 1987A, jež vybuchla v sousední galaxii, ve Velkém Magellanově mračnu. Ta v okamžiku svého vzplanutí zazářila na neutrinové obloze na dobu několika sekund jasněji než Slunce. Jiné diskrétní objekty se na neutrinové obloze zatím nepodařilo pozorovat, protože jejich neutrinový výkon je hluboko pod detekčními možnostmi současných neutrinových dalekohledů, a od roku 1987 se v naší Galaxii ani v jejím sousedství žádná supernova nekonala.

Kosmické záření a hvězdy. Kosmické záření je všeobecný název pro protony, atomová jádra a fotony s obrovskými energiemi, které se pohybují kosmickým prostorem. Jejich koncentrace v kosmickém prostoru je sice nepatrná, ale hustota energie zhruba odpovídá průměrné hustotě energie záření pocházející z hvězd. Informaci o tom, jakou povahu mají zdroje tzv. primárního kosmického záření, nemáme, protože směr toho záření nám nic nenapoví. Částice kosmického záření, typicky protony, jsou totiž většinou nabitě částice a jejich dráhy prostorem jsou tak silně deformovány i velmi slabými magnetickými poli v galaxiích. Důsledkem toho „zapomínají“, kde vlastně vznikly, a k Zemi přicházejí zcela izotropně. Za

zdroje částic kosmického záření teoretici považují nejčastěji supernovy či další exotické kosmické objekty, přímé důkazy pro toto podezření dosud chybějí.

Podíl hvězd na chemickém vývoji vesmíru

Nezastupitelnou roli mají hvězdy v postupném utváření dnešního chemického složení té části látky vesmíru, která je tvořena z atomů či jejich iontů. Výskyt různých chemických prvků silně ovlivňuje stavbu a vývoj hvězd, jejich planetárních soustav, rozhodující roli zřejmě sehraává při vzniku a vývoji života až k rozumnému životu. Dnešní člověk je životně závislý i na výskytu nejrůznějších víceméně stopových prvků, bez nichž by dnešní technologický pokrok nebyl myslitelný.

Jak to tedy bylo se vznikem různých chemických prvků? Základem pro jejich tvorbu je nejhojnější prvek ve vesmíru – vodík. Jeho termionukleární přeměna na helium spojená s uvolněním nemalé vazebné energie je vůbec nejdůležitějším zdrojem energie naprosté většiny hvězd. Helium je druhým nejčastějším prvkem ve vesmíru, a jeho hmotnostní podíl činí cca 25%. Je ovšem s podivem, že drtivá většina dnešního helia nevznikla ve hvězdách, ale dávno před nimi, sotva tři minuty po velkém třesku.

Vznik prvotního helia a některých dalších lehkých prvků. Když byl raný vesmír ještě hodně mladý a tudíž horký, hrály v něm rozhodující roli vysoce energetické fotony. Srážkami těchto fotonů se tvořily dvojice částice-antičástice, které ovšem rychle znovu anihilovaly na fotony. Když teplota ve vesmíru klesla pod několik stovek MeV^2), začaly se v něm objevovat i běžné nukleony (baryony), tedy protony a neutrony. Jejich případná spojení v podobě atomových jader měla jen jepičí život, neboť je neustále rozbíjely srážky s jinými nukleony i fotony. Mimo tyto součásti zde ovšem existovaly už i lehké částice, zvané leptony, jako elektrony a neutrina včetně jejich antičástic. Neutrony a neutrina interagovaly s elektrony a protony prostřednictvím slabé interakce, která je zodpovědná za radioaktivní rozpad nestabilních izotopů. Reakce probíhaly rychle a vzájemné přeměny protonů a neutronů začaly stále výrazněji vyznívat ve prospěch protonů, které jsou méně hmotné než neutrony. Pokud by se

²⁾ To je taková teplota, při níž je střední energie jednotlivých částic několik stovek MeV.

nic dalšího nepříhodilo, pak by se všechny neutrony nakonec změnily na protony. Jenže když teplota vesmíru poklesla pod 1 MeV, chcete-li pod 10^{10} K, tempo procesů vzájemné přeměny nukleonů dané slabou interakcí prudce pokleslo. Stalo se tak v době, kdy byl vesmír starý asi 1 sekundu. Tím došlo k jistému zafixování zbylého počtu neutronů (a neutrin) vůči protonům v poměru jeden neutron na sedm protonů.

Ani ten jeden neutron by však dlouho nevydržel, protože by se s poločasem 10 minut (opět v důsledku slabé interakce) rozpadl na proton, elektron a neutrino. Nicméně, k tomuto pozvolnému rozpadu ve většině případů vůbec nedošlo. Během následujících tří minut se totiž stalo něco jiného. Neutrony se začaly houfně spojovat s protony a vytvářet tak jádra těžkého vodíku, deuteria. Deuterium velice brzy zreagovalo s dalším neutronem, čímž se vytvořilo tritium, jež takřka okamžitě pohltilo některý z okolních protonů, čímž se zformovalo velice pevně vázané jádro helia ^4He sestávající ze dvou protonů a dvou neutronů. Protože neexistuje žádné stabilní jádro chemického prvku s pěti nukleony, ba ani s osmi nukleony³), nebyla už další hromadná nukleosyntéza možná, až na vytvoření stopových množství jednoho či dvou těžších prvků, z nichž jmenujme alespoň astrofyzikálně zajímavé ^7Li . Navíc k vytváření dalších, složitějších jader by byla zapotřebí vyšší teplota a hustota, ale vývoj šel opačným směrem – vesmír postupně chladnul a řidnul.

Tato raná nukleosyntéza tedy nakonec dopadla tak, že prakticky všechny tehdy zbylé neutrony skončily v jádrech ^4He . Teorie raného vesmíru tak předpovídá, že už první tři minuty po začátku expanze by tu na každých dvanáct protonů mělo existovat jedno jádro helia. Zhruba tedy 25% v hmotnosti atomové složky vesmíru by mělo být tvořeno prvotním heliem. Vyšší obsah helia už by pak měl být výsledkem nukleogeneze v centrech hvězd.

25% hmotnostního podílu prvotního helia se jeví jako dobře zdůvodněný výsledek, který je jen velice málo závislý na volných parametrech vesmíru, které mohou být diskutabilní. Je prostě výsledkem skutečnosti, že vesmír skutečně prošel obdobím, kdy byl značně horký a hustý, zhruba tak, jak je tomu v centrech hvězd. Ověřit si platnost tohoto výsledku ovšem lze pouze v těch případech, kdy očekáváme, že se setkáváme s látkou, která má složení odpovídající počátečnímu chemickému složení vesmíru. Jiné důležité předpovědi

³) Reakce 3α částic, kterou se v jádrech hvězd tvoří z helia uhlík, ve vesmíru už probíhat nemohla, neboť vesmír byl tou dobou už příliš řídký.

se týkají velikosti zastoupení takových nuklidů, jako jsou deuterium a lithium, přičemž zejména obsah deuteria velmi silně závisí na hmotnostním podílu baryonové složky vesmírné látky na celku. V případě, že by byla hustota baryonové látky vysoká, byla by prvotní nukleosyntéza účinnější, což by vedlo k takřka úplné likvidaci deuteria. Naopak, byla-li tato hustota menší, pak bychom ve vesmíru měli pozorovat měřitelné množství deuteria, tak jak tomu skutečně je. Z obsahu prvotního deuteria v místech nedotčených nukleosyntézou lze vyvodit, že hmotnostní podíl látky ve vesmíru v podobě atomů musí činit zhruba 4 až 5%, ke kterémuž číslu lze dospět i jinými úvahami.

Helium pocházející z hvězd. Pokud srovnáváme hmotnostní zastoupení helia v povrchových vrstvách hvězd, které vznikly relativně nedávno, se zastoupením helia u nejstarších pozorovaných hvězd, dospíváme zhruba k témuž číslu, které se jen nepatrně liší od obsahu prvotního helia. Znamená to snad, že se ve hvězdách helium nevytváří? To by ovšem nabořalo celou konstrukci hvězdné stavby a vývoje. Jak je to tedy možné?

Helium, jak známo, vzniká v centrálních částech hvězdy, které jsou od povrchových částí odděleny oblastí v zářivé rovnováze, kde je jakýkoliv vertikální pohyb utlumen. Helium tedy zůstává tam, kde vzniklo, tedy v centrálních částech hvězdy, zatímco povrchové části hvězdy mají stále takové složení, jaké měly při zrodu hvězdy. Časem ovšem dojde v centrálních částech hvězdy k přestavbě termonukleárního reaktoru, kdy se zde vznítí termonukleární reakce, které převádějí popel vodíkových reakcí na jiné, obecně těžší chemické prvky. Stavba hvězdy se změní, vnější části hvězdy expandují a ochladnou, ochranná neprostupná vrstva, kde se energie transportuje pomocí klidného procesu zářivé difúze, se ztenčuje. Je-li hvězda červeným obrem asymptotické větve obrů, pak se běžně stává, že se konvekce prodere až k samotnému, termonukleárními reakcemi chemicky pozměněnému jádru a jeho materiál vynese až do vnějších vrstev hvězdy. Odtud se pak už bez problému dostane prostřednictvím silného hvězdného větru, který tento materiál se zvýšeným obsahem těžších prvků vynese až do mezihvězdného prostředí, z něhož se formují další generace hvězd. V materiálu vneseném na povrch se kromě menšího množství helia vzniklého hvězdnou nukleogenezí objevují zejména tzv. biogenní prvky jako je uhlík, kyslík nebo dusík. Tímto transportem se tedy zejména zvyšuje obsah prvků těžších než helium, v menší míře pak obsah samotného helia.

Při oddělení planetární mlhoviny od horkého degenerovaného jádra ovšem k nějaké zvláštní kontaminaci okolí hvězdy nedochází, planetární mlhovina je v podstatě odvržený vnější obal hvězdy jen málo dotčený předchozím termonukleárním vývojem. Valná většina hvězdou nově vytvořených prvků zůstává většinou navždy uložena v hustém, gravitačně pevně vázaném jádru, které se po vychladnutí stává bílým trpaslíkem.

Helia do prostoru nepřidá ani výbuch supernovy typu II, kde jde o explozi hvězdy ve velmi pokročilém stupni jaderného vývoje, kdy většina helia, které se ve hvězdě v průběhu věků vytvořilo, se již dávno změnila na jiné prvky.

Vznik těžších prvků ve hvězdách. Valná většina prvků těžších než helium, ale lehčích než hořčík, zřejmě vznikla jaderným hořením helia a dalších jaderných produktů v nitru hvězd sluneční hmotnosti, které se ve svém vývoji dostaly do stadia červeného obra asymptotické větve. V důsledku silné konvekce, která v závěrečných fázích aktivní části vývoje hvězdy několikrát prohrábne i místa, kde ve hvězdě hoří termonukleární reakce, se těžší prvky dostanou do vnějšího konvektivního obalu, a odtamtud se pak hvězdným větrem, pulsacemi nebo odhozením planetární mlhoviny dostávají do mezihvězdného prostoru.

V supernovách všeho typu, těsně před vzplanutím v centrálních částech hvězdy vzroste teplota natolik, že zde jsou na chvíli možné i takové reakce, k jejichž uskutečňování je třeba energii dodávat. Hromadně tu vznikají všechny prvky Mendělejevovy tabulky a v důsledku následující exploze se též dostávají velkou rychlostí do prostoru. Supernovy jsou dvorním dodavatelem těžších prvků skupiny železa, troufnou si však i na syntézu transuranů.

Společným působením hvězd různých hmotností a osudů se původní chemické složení vesmíru s látkou složenou ze $\frac{3}{4}$ z vodíku a z $\frac{1}{4}$ z helia pozvolna mění tak, že na úkor vodíku, kterého je i tak stále dostatek, stále přibývá těžších prvků, takže sám obsah těchto prvků může posloužit jako docela solidní indikátor stáří hvězdy.

V raných fázích vesmíru vznikly jen lehčí prvky, a to až po ${}^7\text{Li}$. K tomu, aby se v raném vesmíru objevil též uhlík a kyslík a další těžší prvky už v raném vesmíru nezbyl čas – vesmír se rozpínal a chladnul příliš rychle. Tyto prvky se tu objevily teprve poté, co se v nitrech prvních hvězd vytvořilo vlastní helium a teplota vzrostla natolik, že se zde uplatnila velmi náročná reakce 3α částic. Pomocí ní se podařilo přeskočit nejslabší místo v řetězci tvorby

dalších stále složitější jader, jímž je nestabilita jádra ${}^8\text{Be}$, které sotva vzniklo, hned se rozpadá na dvě α částice. Jedině při vysoké teplotě a hustotě se totiž stačí uskutečnit další reakce ${}^8\text{Be}$ s ${}^4\text{He}$, z níž povstane již stabilní jádro běžného nuklidu uhlíku ${}^{12}\text{C}$.

Jak přispívají vývoji chemického složení vesmíru hvězdy různé hmotnosti? V předcházejícím výkladu jsme ukázali, že základní rysy stavby a vývoje hvězdy jsou určeny především její počáteční hmotností a dále tím, zda tato hvězda je, či není složkou těsné dvojhvězdy. Chceme-li nyní posoudit příspěvek jednotlivých hmotnostních kategorií hvězd k vývoji chemickému složení dejme tomu Galaxie, musíme zodpovědět několik důležitých otázek. Jakým tempem se hvězdy příslušného intervalu hmotností v minulosti v Galaxii rodily a rodí, a jak rychle se vyvíjejí? Jak vypadá po kvalitativní a kvantitativní stránce vývoj jaderný hvězd, jaká jsou závěrečná stadia vývoje hvězdy, kdy a jak hvězda odevzdává část své hmoty do kosmického prostoru? Jak ovlivňuje vývoj hvězdy její přítomnost v těsné dvojhvězdě?

Nejnižší hvězdnou hmotnostní kategorií jsou *hnědí trpaslíci* s počátečními (i konečnými) hmotnostmi od 0,01 do 0,075 M_{\odot} . Jde sice o hvězdy poměrně početné – jejich množství je srovnatelné s počtem ostatních hvězd, ale vzhledem ke své nepatrné hmotnosti nepředstavují nejdůležitější část hvězdné populace. U těchto hvězd se v důsledku rychle nastoupivší elektronové degenerace zastaví počáteční smršťování ještě dříve, než se v nich zapálí termonukleární reakce převádějící vodík ${}^1\text{H}$ na helium ${}^4\text{He}$. Ve většině z nich se zažehne a zcela spálí deuterium ${}^2\text{H}$ na helium ${}^4\text{He}$, vzniklé v raném vesmíru, v hmotnějších hnědých trpaslících se vznítí ${}^7\text{Li}$, které shoří rovněž na ${}^4\text{He}$. Vzhledem k tomu, že hnědí trpaslíci jsou takřka plně konvektivní, proběhnou tyto reakce posilující obsah helia v celém těle hvězdy. S ohledem na to, že deuterium i lithium jsou v materiálu hnědých trpaslíků zastoupeny je ve stopovém množství, bude to zvýšení obsahu helia jen marginální.

Z hnědých trpaslíků se zpět do prostoru nedostane takřka žádná hmota, jedině snad v důsledku hvězdné aktivity těchto pidihvězd, která při rychlejší rotaci může být poměrně bouřlivá. Pokud se v jejím důsledku dostane do okolí těchto hvězd něco z její látky, pak složení těchto vyvrženin bude dosti podobné složení zárodečné látky, jen s tím rozdílem, že zde mohou zcela chybět deuterium a lithium. Hnědí trpaslíci, když zcela vychladnou, se stanou elektronově degenerovanou, tedy prakticky nedobytnou nádrží s hvězdným jaderným palivem.

Velmi početně zastoupenou kategorií *červených trpaslíků* s hmotnostmi od 0,075 do řekněme 0,5 M_{\odot} tvoří hvězdy, které se při svém smršťování dokáží ohřát natolik, že se v jejich centru rozběhnou vodíkové reakce v takovém tempu, že dokáží pokrýt ztráty hvězdy dané jejím vyzařováním. Vzhledem k tomu, že hustý a poměrně chladný obal hvězdy představuje výtečnou tepelnou izolaci, jsou tyto ztráty minimální, velmi pomalé je tudíž i tempo, s nímž se vodík na helium v centrálních oblastech hvězdy mění. I ty nejstarší a nejzářivější červení trpaslíci této hmotnostní kategorie nespotřebovaly více než několik procent svých

zásob vodíku a čeká je tudíž ještě dlouhá, byť skromná budoucnost. I tyto hvězdy jsou aktivní, v důsledku nejrůznějších procesů kolem sebe rozhazují hmotu, ta však k vývoji chemického složení Galaxie nijak zvlášť nepřispívá – jde opět zejména o vodík a helium v zastoupeních, která jsou běžná v okolní mezihvězdné látce.

Z hlediska budoucího vývoje chemického složení Galaxie se nabízí otázka, co bude dál s těmito hvězdami. Po čase vyčerpají svůj vodík v centru a zapálí se u nich slupkový zdroj hořícího vodíku obepínající vyhořelé heliové jádro, které brzy na to zdegeneruje. Vnějšíkově se hvězda stane červeným obrem ztrácejícím hmotu v důsledku stále rostoucího hvězdného větru. Do prostoru se ovšem bude dostávat jen látka nepříliš dotčená vnitřním jaderným vývojem, tedy vodík a helium s malým zastoupením těžších prvků. Když se celý vnitřek hvězdy změní na helium, hvězdný vývoj se zastaví, hvězda nemá dostatečnou hmotnost k tomu, aby se v jejím heliovém jádru vznítily heliové reakce. Z hvězdy vznikne heliový bílý trpaslík s hmotností pod $0,4 M_{\odot}$, který časem zcela vychladne. Vnější části se zásobami vodíku a helia hvězda odevzdá zpět do mezihvězdnému prostoru a nabídne je tak dalším generacím hvězd.

Zajímavější to je s *hvězdami sluneční hmotnosti* ($0,5$ až $11 M_{\odot}$). Tak např. z našeho Slunce o počáteční hmotnosti $1,0 M_{\odot}$ nakonec zbude elektronově degenerovaný trpaslík o hmotnosti cca $0,55 M_{\odot}$ obsahující převážně popel z heliových reakcí – tedy uhlík a kyslík. Do prostoru odejde různými cestami $0,45 M_{\odot}$ materiálu se složením velmi podobným složení počátečnímu, s výjimkou látky vypuzené v úplně posledních fázích aktivního vývoje hvězdy, kdy je tato látka kontaminována i zplodinami velmi pokročilé jaderného vývoje, tedy hlavně uhlíkem, kyslíkem a dusíkem⁴⁾, což jsou také po vodíku a heliu nejčastější prvky ve vesmíru. Valná většina atomů, z nichž jsou složena naše těla i těla ostatních živých organismů pochází z nitra červených obrů asymptotické větve, objektů jimiž končí aktivní část vývoje hvězd sluneční hmotnosti. V nitru těchto hvězd ovšem vznikají i těžší prvky. Nikoli nepřetržitě, ale vždy, dojde-li v centrálních oblastech k náhlému vzestupu teploty, což se pravidelně stává během tzv. heliových pulzů, jimiž s zažehuje hoření helia obalují vyhořelé uhlíkokyslíkové jádro. Jakmile zásoba helia ve vrstvičce vyhoří, reakce se zastaví a k jejich zažehnutí je zapotřebí další heliový pulz.

Hvězd této hmotnostní kategorie je v Galaxii poměrně dost, navíc již řada z nich ve svém vývoji došla až do závěrečných fází svého života.

Továrnami na výrobu těžších prvků všech atomových čísel jsou pak *hmotné hvězdy*, které mají hmoty na rozdávání a navíc se vyvíjejí mnohem rychleji. Těchto hvězd je však v Galaxii velice málo, navíc se nacházejí na specifických místech, zpravidla nedaleko místa svého narození. Tyto hvězdy po sobě

⁴⁾ Dusík ^{14}N se ve hvězdách objevuje ve větším množství všude tam, kde delší dobu probíhá CNO cyklus termionukleárního hoření vodíku.

zanechávají buď neutronovou hvězdu nebo černou díru, v každém případě objekt s nepoměrně menší hmotností, než je ta, s níž hmotná hvězda svůj život začínala. Veškerý zbytek hvězda vrací do mezihvězdného prostředí. Zprvu je to v důsledku silného hvězdného větru, který do prostoru odnáší látku z vnějších částí hvězdy nedotčených jaderným vývojem v nitru, nakonec v důsledku výbuchu supernovy, která do prostoru odnáší kromě vnějšího obalu i větší část vnitřku hvězdy, kde regulárně probíhaly nejrůznější termonukleární reakce předtím, než hvězda vybuchla. V tomto materiálu pak najdeme kromě helia, uhlíku a kyslíku, i další prvky až po železo. Navíc tam ovšem jsou chemické prvky, které vznikly při samotné explozi supernovy, kdy byl dostatek energie i k tvorbě velice těžkých prvků – olova, zlata, uranu i transuranů. Vše se vzplanutím supernovy dostalo do mezihvězdného prostoru, kde se tento materiál smísil s mezihvězdnou látkou, z níž vznikla další pokolení hvězd s vyšším zastoupením těžších prvků.

Hvězdy a lidé

Existence lidské civilizace a kultury je plně závislá na vlastnostech naší mateřské hvězdy, která je spolehlivým zdrojem pro život nezbytné energie, stejně jako na vhodném chemickém a geologickém složení naší planety, na němž se podepsaly celé generace hvězd, z nichž některé již zanikly nebo dožívají v ústraní jako chladnoucí černí trpaslíci, neutronové hvězdy nebo černé díry. Naprostá většina atomů, z nichž jsou složena naše těla, v minulosti alespoň jednou, ne-li vícekrát prošla tělem hvězdy. Bez hvězd osvětlujících temné končiny vesmíru bychom si jen stěží uměli představit a prozkoumat jeho stavbu a vývoj.

Náš zájem o hvězdy tak není náhodný, bez nich bychom tu prostě nebyli! Ať žijí hvězdy!

10.2 Stavba a vývoj vesmíru v kostce

Standardní kosmologie

Otázkami stavby a vývoje vesmíru se zabývá zvláštní obor astrofyziky nazývaný kosmologie. Kosmologie je přitažlivá i proto, že více než kterákoli jiná přírodní věda odpovídá na základní lidské otázky: Odkud se vzal a jaký je svět v němž žijeme? Jaké je místo člověka v něm? Na tyto otázky dává odpověď téměř každá kultura, každé náboženství, ideologie, tyto odpovědi jsou pak součástí víry či světového názoru. Kosmologie se ovšem této problematice zmocňuje vědeckými metodami – analýzou pozorovacích dat a teoretickým aparátem současné vědy,

zejména pak fyziky. Specifikou kosmologie je skutečnost, že se jedná o vědu, jež je založena na *extrapolaci* – z vesmíru dobře známe jen jeho malou část, a přitom si troufáme jeho vlastnosti rozšířit na vesmír jako celek. Zatímco u jiných věd extrapolace zpravidla vede k falešným nebo alespoň nedůvěryhodným závěrům, u kosmologie je tomu naopak. Vše totiž nasvědčuje skutečnosti, že všude ve vesmíru platí tytéž základní fyzikální zákony, že pro celý vesmír je závazná stejná sada základních fyzikálních konstant. Nadto lze ve vesmíru uplatnit tzv. *kosmologický princip*, který tvrdí, že od určitých rozměrů (10^8 světelných let) je vesmír homogenní a izotropní, že tedy žádný bod ve vesmíru v něm nemá privilegované postavení. Vesmír je tak v zásadě poznatelný, a to i tehdy, známe-li jen jeho sice malou, ale dostatečně reprezentativní část. Kosmologický princip přitom není žádnou „zjevenou pravdou“, ale vědeckým předpokladem, který poskytuje jasné, ověřitelné předpovědi. Platnost principu je neustále prověřována a konfrontována se skutečností, ale zatím odolává všem zkouškám.

Ještě před 25 lety byla kosmologie mezi ostatními přírodními vědami popelkou – její závěry působily nedůvěryhodně, často velmi protichůdně, kosmologické hypotézy měly jepičí život. Ostatní vědci často nepovažovali kosmologii za skutečnou vědu, ale spíše za moderní mytologii, kde je mnoho věcí jen otázkou osobního vkusu.

Teprve v posledních deseti letech se kosmologie stala respektovanou vědní disciplínou postavenou na solidních pozorovacích a teoretických základech. V současnosti prožíváme nástup éry tzv. *precizní kosmologie*, kdy řadu základních parametrů vesmíru již známe s imponující spolehlivostí. Příkladem budiž stáří vesmíru: ($13,7 \pm 0,2$) miliard let, které dnes známe s přesností lepší než 2%!

Za tímto obratem ovšem stojí výrazný pokrok v astronomii i ve fyzice. Uvědomme si, že před sto lety byla v obrysech známa jen naše Galaxie o ostatních galaxiích se v podstatě nevědělo; dnes máme pod kontrolou stovky miliard těchto hvězdných soustav. Před sto lety se ještě nevědělo, jak fungují hvězdy, jak dlouho žijí, jak se v nich uvolňuje energie, stáří Země se odhadovalo na zlomek její skutečné hodnoty. Dnes je stavba a vývoj hvězd klasickou disciplínou, která ve svém oboru dokáže vysvětlit takřka vše důležité. Víme, že nejstarší hvězdy ve vesmíru mají přes 13 miliard let, sluneční soustava je stará „jen“ 4,55 miliardy let. Před sto lety byl výzkum vesmíru veden výhradně v optickém oboru, dnes zkoumáme vesmír v širokém rozsahu elektromagnetickém záření od vlnových délek 1 metru až po gama kvanta o energii do 10^{12} eV, umíme detekovat kosmická elektronová a mionová neutrina a kosmické záření, odebíráme vzorky sluneční atmosféry a těles sluneční soustavy. Před sto lety dosah našich astronomických přístrojů nebyl větší než 10 milionů

světelných let a o rozpínání vesmíru se ještě nevědělo. Dnes jsme schopni prostřednictvím reliktního záření dohlédnout do vzdálenosti 13,7 miliardy světelných let a přímo zkoumat, jak vypadal vesmír v době, kdy byl více než tisíckrát menší a jedenapůl miliardkrát hustější než dnes. Před sto lety ještě nebyla známa stavba atomů a vlastnosti elementárních částic, kvantová teorie byla v plenkách. Fyzikové znali jen elektromagnetickou a gravitační interakci (popsanou navíc jen Newtonovou gravitační teorií). Dnes známe navíc slabou a silnou interakci a jejich spojení – elektroslabou, případně unitární, gravitační teorii současnosti je stále odolávající Einsteinova obecná teorie relativity.

Základy kosmologie byly zformulovány spolu s obecnou teorií relativity (1916), v níž její tvůrce Albert Einstein gravitaci popsal zakřivením časoprostoru. S užitím kosmologického principu a rovnic obecné teorie relativity vypracoval ALEXANDER FRIDMAN⁵⁾ v roce 1922 první relativistické modely dynamického vesmíru. Krátce nato Hubblova pozorování prokázala, že žijeme v rozpínajícím se vesmíru, který byl v minulosti nesmírně malý a hustý. Okamžiku, kdy jeho rozpínání začalo, se začalo poněkud nepřípadně říkat *velký třesk*.

Tempo rozpínání současného vesmíru se obvykle popisuje tzv. Hubblovou konstantou⁶⁾ H_0 , jež odpovídá nárůstu rychlosti vzdalování kosmických objektů se vzdáleností, obvykle vyjadřovanou v $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$:

$$H_0 = \frac{\dot{R}}{R},$$

kde R je vzdálenost dvou objektů, tečka označuje časovou derivaci této vzdálenosti, index 0 pak označuje skutečnost, že se jedná o současný stav rozpínání.

Osud vesmíru je určen poměrem jeho okamžité střední hustoty ρ_0 a tzv. kritické hustoty ρ_{k0} , jež je jednoznačně určena okamžitým tempem rozpínání vesmíru vztahem:

$$\rho_{k0} = \frac{3H_0^2}{8\pi G}.$$

⁵⁾ ALEXANDER ALEXEJEVIČ FRIDMAN (1888-1925), ruský meteorolog a kosmolog.

⁶⁾ Hubblova konstanta ovšem není konstantní veličinou, její velikost se v průběhu vývoje vesmíru měnila, např. v okamžiku velkého třesku byla nekonečně velká. Konstantou je pouze v tzv. inflačních obdobích vývoje vesmíru.

Pokud je hustota vesmíru menší než kritická, bude mít vesmír nekonečný objem, bude se rozpínat do nekonečna a jeho křivost bude záporná, v opačném případě bude mít vesmír konečný objem a dříve nebo později se opět zhroutí do jediného bodu – dojde k velkému krachu. Mezi kosmology byl vždy zvláště oblíbený přechodný model vesmíru s kritickou hustotou a plochou, tzv. euklidovskou geometrií. Pro platnost tohoto modelu se našla i řada pozorovacích důkazů.

První teorii horkého raného vesmíru vytvořil GEORGE GAMOW⁷⁾ se spolupracovníky. Pomocí ní byl schopen vysvětlit vznik lehčích prvků – helia, lithia, deuteria aj. jadernými procesy probíhajícími za vysokých teplot v prvních třech minutách existence vesmíru. Model horkého a hustého počátku vesmíru ve spojení se současnou fyzikou dokáže vysvětlit i absenci antihmoty v dnešním vesmíru a pozorovanou početní převahu fotonů nad nukleony ($1:10^{10}$).

Standardní model horkého a hustého raného vesmíru získal další podporu v roce 1965 objevem tzv. *reliktního záření* přicházejícího k nám ze všech směrů. Toto, dnes mikrovlnné záření, je původně optické elektromagnetické záření o teplotě cca 3000 K, které se v době cca 380 000 let od velkého třesku oddělilo od látky. K tomuto oddělení došlo v důsledku hromadné rekombinace volných elektronů, které s volnými protony vytvořily opticky neaktivní atomy vodíku, které pro reliktní záření již nepředstavovalo žádnou překážku. V důsledku rozpínání vesmíru se vlnová délka záření více než tisíckrát prodloužila a dnes je má povahu mikrovlnného záření o vlnové délce zlomků milimetru.

Velký třesk a co bylo po něm

Velký třesk. Vše nasvědčuje tomu, že vesmír vznikl i s celým časoprostorem před cca 14 miliardami let velkým třeskem - BIG BANGem. Právě velký třesk následovaný prudkou expanzí vesmíru se zdá být tím nejlepším zdůvodněním toho, co pak následovalo.

Velký třesk je jedním z pilířů současného chápání světa. Jeho největší vadou je nešťastně zvolený název: navozuje totiž představu gigantické exploze. Vesmír se však po velkém třesku rozpínal do vlastního prostoru, absolutně klidně a tiše! Byl to naprosto důstojný, velebný akt!

⁷⁾ GEORGE GAMOW (1904-1968), narozen jako Georgij Antonovič Gamov, americký fyzik a kosmolog ukrajinského původu.

Z názvů *Velký třesk*, *big bang* – ovšem přímo čiši velkohubost, humpoláctví, není divu – *big bang* totiž byl míněn spíše jako urážka. Autorem této nálepky byl kosmolog FRED HOYLE⁸⁾, jinak autor ve své době velice populární konkurenční teorie věčného, stále se doplňujícího, expandujícího vesmíru (steady state universe). Další vývoj však dal plně za pravdu Hoylovým protivníkům abbé LEMAÎTROI⁹⁾, Georgi Gamowovi a jejich stoupcům, byť byli tehdy ve svých názorech dosti osamoceni..

V roce 1993 redakce časopisu *Sky and Telescope* vypsalá soutěž na přiléhavější název big bangu. U poroty pak z 11 000 návrhů pak nakonec zvítězil „návrh“ Hoylův : big bang – velký třesk.

Velký třesk je začátkem vývoje vesmíru, okamžikem, kdy začal plynout čas, vzdálenosti všech bodů byly nulové, je to tedy označení pro jistou časoprostorovou singularitu.

V důsledku konečné rychlosti šíření světla existuje principiální možnost dohlédnout až k samotnému velkému třesku. Protože se však vesmír rozpíná, probíhají děje pozorované ve velkých vzdálenostech zpomalně, a to úměrně veličině $(z + 1)$, kde z je tzv. červený posuv. Pro místa, kde probíhá velký třesk, pak toto z roste nade všechny meze ($z \rightarrow \infty$). Tato možnost je však jen hypotetická. Raný vesmír totiž byl velmi horký a hustý, a tudíž opticky zcela neprůhledný. Nelze do něj nahlédnout hlouběji, než k $z = 1100$, kdy byl vesmír starý 380 000 let. Této mezi se říká hranice posledního rozptylu, právě odtud k nám přichází nejstarší záření – tzv. reliktní záření, které v sobě nese informace o tom, jak vypadal vesmír v době, kdy ještě byl zcela neprůhledný.

K tomu, abychom uměli alespoň v hlavních rysech popsat chování hmoty a časoprostoru v období krátce po velkém třesku, musíme alespoň rámcově znát fyzikální zákony, které platily v podmínkách, jež tehdy panovaly. Při nahlížení do minulosti vesmíru dlouho vystačíme se čtyřmi fyzikálními interakcemi v jejich dnešním pojetí. Čím více se však blížíme k samotnému vlastnímu třesku, tím více se nám tyto důvěrně známé interakce proměňují a propojují. Na samotném počátku rozpínání vesmíru, tedy okamžitě po velkém třesku, byly všechny síly sjednocené pod jedinou, *univerzální interakcí*, jejíž vlastnosti fyzikové zatím jenom odhadují. Velmi brzy nato, se od této všezahrnující síly oddělila nejslabší ze všech interakcí – interakce gravitační, která ovšem podle Einsteinovy obecné teorie relativity intimně souvisí vlastnostmi časoprostoru, tedy s jeho strukturou i povahou plynutí času. Lze

⁸⁾ Sir FRED HOYLE (1915-2001), britský astronom a kosmolog.

⁹⁾ GEORGES-HENRI LEMAÎTRE (1894-1966), belgický římsko-katolický kněz a astronom.

očekávat, že v době, kdy byl vesmír mladší než 10^{-44} sekundy (Planckův čas) a hustější než $5 \cdot 10^{96} \text{ kg m}^{-3}$ (Planckova hustota) měla tato gravitace kvantovou povahu. Jak se ovšem tato kvantová gravitace eventuálně propojená ostatními sjednocenými interakcemi (tzv. velké sjednocení) projevovala a jaký měla vliv třeba na povahu plynutí času, to dnes nedokážeme ani odhadnout.

Inflační fáze vývoje vesmíru. Žhavý a nepředstavitelně hustý vesmír se rychle rozpínal, jeho hustota a teplota však touto expanzí rapidně klesala. Klesala i průměrná energie jednotlivých částic tehdejšího nad pomyslení hladkého, homogenního a symetrického vesmíru. Už v 80. letech minulého století přišli ALAN GUTH¹⁰⁾, Paul Steinhardt, Andrei Linde a Andy Albrecht s myšlenkou, že vesmír právě v tom období prošel dramatickou epizodou, při níž se velikost vesmíru takřka naráz zvětšila o mnoho desítek řádů a vznikla při ní prakticky veškerá hmota současného vesmíru.

Předpokladem této překotné, tzv. inflační fáze vývoje vesmíru v době 10^{-35} až 10^{-32} s, k níž došlo v důsledku oddělení silné interakce od elektroslabé, bylo možné překonat řadu dalších paradoxů vesmíru, vysvětlit jeho pozorovanou plochost, expanzi, velikost i vznik fluktuací, z nichž se později vyvinuly pozorované galaktické struktury.

Teorie inflačního vesmíru je založena na představě, že na počátku vývoje vesmíru byly všechny čtyři základní fyzikální interakce sjednoceny v jedinou, vesmír byl zcela hladký a symetrický. V důsledku své expanze vesmír řidnul a chladnul, spolu s tím se docházelo k postupnému oddělování jednotlivých interakcí, jež vedlo k všestrannému spontánnímu narušování symetrie a k fázovým přechodům.

V době před 10^{-35} s se v dynamice vesmíru dostalo ke slovu *pseudovakuum* s gigantickou hustotou energie a odpudivou gravitací. Inlace tehdy doslova rozfoukla celý tehdejší vesmír do gigantických rozměrů a zapříčinila též to, že vesmír má právě kritickou hustotu, a je absolutně plochý. Pseudovakuum fázově přešlo na současné „pravé vakuum“, jeho energie posloužila k tvorbě částic a antičástic, z jejichž nepatrné části vznikl i náš baryonový svět.

K rozpadu falešného vakuu nedošlo najednou, ale po částech, vznikala zde ohniska, centra fluktuací, z nichž později povstala struktura dnešního vesmíru označovaná prostorovým rozložením galaxií a kup galaxií. Zřejmě právě v té době vznikla i chladná nebaryonová skrytá látka s přitažlivou gravitací. Pseudovakuum, zdá se, nezmizelo dočista. Jak se ukazuje, i „dnešní vakuum“ obsahuje jisté zbytkové

¹⁰⁾ ALAN H. GUTH (*1947), americký fyzik a kosmolog,

množství temné, gravitačně odpudivé energie. Ta se už před 10 miliardami let prosadila proti gravitačně přitažlivé hmotě a začala náš vesmír opět inflačně rozfukovat.

Kam se poděla antihmota? V dnešním vesmíru takřka chybí antihmota. Vzniká jen při jaderných reakcích, ale velmi rychle anihiluje, takže ji nikde ve vesmíru ve velkém nepozorujeme. Úplně na počátku vývoje vesmíru však vládla kompletní symetrie – částic i antičástic bylo stejně, srážkami energetických fotonů se tvořily páry částice-antičástice, které po čase znovu anihilovaly. S tím jak vesmír chladnul, vznikaly generace stále méně hmotných částic, anihilace ale vše převracela v záření.

Svět antihmoty však naštěstí není dokonale věrný zrcadlovým obrazem našeho (hmotného) světa. Když byl vesmír starý cca 10^{-35} s a jeho teplota činila řádově 10^{28} K, převládaly v hmotě vesmíru velmi hmotné částice zvané bozony X . S tím jak se vesmír rozpínal, řidnul a chladnul, rozpadaly se tyto částice na částice o nižší energii. Rozpad však nebyl vždycky zcela symetricky - vznikalo při něm o zhruba jednu desetimiliardtinu více částic než antičástic. I tak nepatrný přebytek stačil k tomu, aby ve vesmíru po anihilaci všech kompletních dvojic částice-antičástice zcela převládla hmota. Od doby ukončení anihilace se ve vesmíru ustálil poměr mezi počtem tzv. reliktních fotonů, reliktních neutrin a nukleonů v poměru: $1,7 \cdot 10^{10} : 1,2 \cdot 10^{10} : 1$.

Teorie velkého sjednocení (Grand Unification Theory), sjednocující všechny známé fyzikální interakce kromě gravitace, která pozorovanou asymetrii vesmíru ve prospěch hmoty uspokojivě vysvětluje, nás ovšem též poučuje, že by toto „nadržování hmotě“ nemělo trvat věčně. Proton je podle GUT nestabilní částicí, která se časem rozpadne na pozitron a neutrální mezon π . Ten se okamžitě mění ve dvojici fotonů záření gama, pozitron pak při nejbližší příležitosti anihiluje s elektronem a mění se rovněž na záření. Takto by v budoucnosti měly ve vesmíru postupně vymizet nejen všechny nukleony, ale i elektrony. Vesmír by se tak měl pozvolna blížit k ideálu symetrie. Té ovšem bude dosaženo za tu cenu, že se pak ve vesmíru nesetkáme ani s látkou, ani antilátkou, ale jen s bezpohlavními fotony¹¹⁾.

Zatím ovšem není jasné, jakým tempem bude naznačený proces probíhat. Základní verze GUT, jež předpovídala poločas rozpadu protonu na 10^{31} let, se zdá být experimentálně vyloučena¹²⁾. Pokud se proton

¹¹⁾ Fotony a antifotony jsou totožné částice.

¹²⁾ V rámci japonsko-amerického experimentu Superkamiokande, který dokáže zmíněný jev detekovat pomocí Čerenkovova záření, se zatím nepodařilo pozorovat jediný takový rozpad. Tento fakt lze

vůbec rozpadá, pak k tomu nutně dochází v delší časové škále, řekněme 10^{36} let. Jasněji začne být, teprve tehdy, když se podaří předpověděný rozpad protonu skutečně pozorovat nebo když se alespoň vyjasní, která z variant teorie velkého sjednocení se vlastně realizuje.

Dalším procesem, jímž se postupně likviduje nadvláda hmoty nad antihmotou je pád látky do černé díry. Při tomto procesu se totiž zachovávají jen tři veličiny – hmotnost, moment hybnosti a elektrický náboj. Baryonový náboj, jímž svým se částice a antičástice odlišují, se nezachovává, a to prostě z toho důvodu, že černé díry baryonový náboj nemají. Při následném vypařování černých děr se pak do prostoru dostávají kromě obojetných fotonů i částice i antičástice, a to rovnou měrou.

Kde se vzalo ve vesmíru helium? V době asi 1 s po velkém třesku se elektroslabá interakce rozdělila na elektromagnetickou a slabou. V tomto okamžiku se zmrazil okamžitý poměr mezi počtem neutronů a protonů (asi 1:7). Všechny neutrony do tří minut zreagovaly s protony a vytvořilo se tak množství jader ${}^4\text{He}$ a stopové množství dalších lehkých prvků. Existence prvotního (primordiálního) helia je jasným důkazem horkého počátku vesmíru. Podrobnější popis nukleogeneze v raném vesmíru najdete v předcházející podkapitole.

Sporné otázky

Kosmologie až donedávna trpěla nedostatkem spolehlivých a dostatečně přesných informací o vesmíru. Pozorovatelé se museli vypořádávat zejména s extrémně nízkou úrovní signálů přicházejících z velmi vzdálených končin vesmíru, často i v oborech, kde nebyla ještě rozvinuta odpovídající detekční technika. Značně nespolehlivé byly i astronomické metody určování vzdáleností. Pak však nastal čas několika astrofyzikálních astronomických družic: COBE, Hubblova kosmického dalekohledu (HST), Hipparca, WMAP, které zcela zásadním způsobem přispěly k vyřešení letitých kosmologických problémů.

Ještě v osmdesátých letech minulého století vůbec nebylo jasné, jaká je skutečná velikost hodnoty Hubblovy konstanty. Hubble sám ji stanovil na $534 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Změnou metodiky a základních vzdálenostních škál se její velikost v průběhu času zmenšila zhruba na sedminu. Stále zde však soupeřily dvě skupiny kosmologů, z nichž jedni měli množství hodnověrných argumentů svědčících ve prospěch hodnoty $50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, zatímco příznivci druhé skupiny se oháněli spoustou důkazů hovořících spíše pro hodnotu dvojnásobnou. Teprve dlouholeté pozorování cefeid v blízkých galaxiích pomocí Hubblova kosmického dalekohledu a rozvoj moderních efektivních metod určování vzdáleností galaxií, vedlo ke

interpretovat tak, že poločas rozpadu protonu nemůže být kratší než 10^{35} let. Toto omezení představuje důležitý test pro různé varianty teorie velkého sjednocení.

„kompromisní“ hodnotě: $H_0 = (70 \pm 7) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Za předpokladu, že je náš vesmír víceméně plochý a gravitace látky v něm je přitažlivá, pak bylo možné dojít k závěru, že náš vesmír je starý právě 10 miliard let. Tato hodnota však byla v příkrém rozporu s výsledky výzkumu stavby a vývoje nejstarších hvězd ve vesmíru, které prokazatelně vznikly před více než 12 miliardami let.

Velmi rozporuplné byly též výsledky pokusů určit střední hustotou látky ve vesmíru, veličinu, na níž závisí osud a vlastnosti prostoru vesmíru. Z pozorování střední hustoty svítící látky ve vesmíru i z pozorovaného zastoupení lehkých prvků ve vesmíru, které vznikly v prvních minutách jeho vývoje, vyplývalo, že hustota svítící baryonové hmoty je nejméně o řád menší než hustota kritická. To by ovšem znamenalo, že žijeme v otevřeném, hyperbolickém vesmíru. Pečlivé mapování rozložení vzdálených galaxií a pozorování vzdálených supernov typu Ia ale přineslo množství argumentů pro to, že náš vesmír je zcela plochý, to znamená, že má právě kritickou hustotu. Ve vesmíru tedy s největší pravděpodobností hmotnostně převládá látka, kterou přímo nepozorujeme.

Důkazy o tom, že ve vesmíru existuje skrytá hmota, která nesvítí ani neinteraguje se světlem a s normální baryonovou látkou interaguje snad jen gravitačně, byly sneseny už ve 40. letech 20. století. Fritz Zwicky tehdy konstatoval, že k zajištění stability kup galaxií by bylo zapotřebí o dost více přitažlivé hmoty, než kolik jí je obsaženo ve hvězdách a mezihvězdné látce. Podstata skryté hmoty však doposud zůstává záhadou, záhadou o to větší, že tu nejspíš nepůjde o málo svítivé objekty složené z nukleonů (hnědí trpaslíci, neutronové hvězdy, gigantické planety), ale nejspíše o rozptýlenou látku nebaryonové podstaty. Ta tu byla podle všeho i v době pár sekund po velkém třesku. Odhady množství této přitažlivé skryté látky však naznačují, že ani jí není dostatek k tomu, aby vesmír měl kritickou hustotu.

Pokud by vesmír obsahoval jen gravitačně přitažlivou látku¹³⁾, muselo by se tempo jeho rozpínání zákonitě brzdit. Mohutnost brždění, popisovanou nejčastěji tzv. decelaračním parametrem, lze zjistit pozorováním objektů s definovanou absolutní jasností v různě velkých vzdálenostech. K tomu účelu jsou ideální zářivé supernovy typu Ia s takřka identickými světelnými křivkami, které jsou navíc díky své zářivosti viditelné skutečně hodně daleka. Jejich pozorováním dospěli astronomové v posledních letech k závěru, že současný vesmír v jeho rozletu cosi urychluje. Jedinou silou, která toto dokáže, je gravitace, ovšem *gravitace odpudivá!*

¹³⁾ Hmota i antihmota na sebe působí přitažlivou gravitací!

Reliktní záření a jeho pozorování

Množství rozporů a paradoxů, s nimiž se moderní kosmologie vypořádávala ještě na počátku tohoto století, překvapivě vysvětlila nová, velmi precizní měření míry izotropie zbytkového záření přicházejícího k nám z vesmíru, který byl sotva 380 000 let starý.

Zbytkové, či chcete-li reliktní záření vesmíru předpověděl už v roce 1948 otec horkého raného vesmíru George Gamow spolu s R. Alpherem, R. Hermanem. Charakterizovali jeho vlastnosti, odhadli jeho teplotu, ale nehledali jej. Nezávisle na nich pak reliktní záření popsali ještě JAKOV ZELDOVIČ ze Sovětského svazu, Fred Hoyle a John Tailor z Velké Británie, ale ani oni se nesnažili odhalit toto záření i pozorovatelsky. Neplánovaně se to podařilo v roce 1965 ARNO PENZIASOVI a ROBERTU WILSONOVI¹⁴), kteří je objevili při realizaci rádiového spojení s pasivní rádiovou družicí Echo na vlnové délce 73,5 mm. Snažili se technicky eliminovat veškeré zdroje šumu přijímací antény, což se jim ovšem nezdařilo u všesměrového záření o jasové teplotě 2,7 K. Za objev získali v roce 1978 Nobelovu cenu za fyziku. Jeho teoretické zdůvodnění podali R. H. Dicke, P. J. E. PEEBLES¹⁵), P. G. Roll a D. T. WILKINSON¹⁶), a to v témže čísle časopisu *Astrophysical Journal*, v němž Penzias a Wilsonu svůj nález oznámili.

V roce 1989 byla vyvedena na oběžnou dráhu kolem Země specializovaná družice COBE (COsmic Background Explorer), jež se zaměřila na výzkum mikrovlnného pozadí na obloze. Družice zjistila, že reliktní záření má teplotu $(2,725 \pm 0,001)$ K. V roce 1992 pak byla objevena očekávaná anizotropie záření daná tím, že se Země spolu se Sluncem a celou naší Galaxií pohybuje vůči poli tohoto záření. Ve směru, kam pozorovatel míří, je záření poněkud teplejší než ve směru opačném. Z měření pak vyplynulo, že se naše Galaxie jako celek řítí směrem do souhvězdí Lva rychlostí cca 600 km s^{-1} . Po odečtení této víceméně dipólové anizotropie zbyly i další, tentokrát mnohem menší odchylky, které slibovaly prozradit i něco více o stavu vesmíru v okamžiku uvolnění záření, ale i dříve. Výzkum však byl silně limitován skutečností, že rozlišovací schopnost aparatury nebyla větší než 7° .

Další experimenty se stratosférickými balony a měření z chladné Antarktidy měly již rozlišení lepší. Nicméně družice by byla ještě lepší, zejména taková, která by se pohybovala co možná nejdále od rušivé

¹⁴) ARNO ALLAN PENZIAS (*1933), ROBERT WOODROW WILSON (*1936), američtí fyzikové a radioastronomové, bezděční objevitelé reliktního záření (1964), od roku 1978 nositelé Nobelovy ceny za fyziku.

¹⁵) PHILIP JAMES EDWIN PEEBLES (*1935), americký astronom

¹⁶) DAVID T. WILKINSON (1935-2002), americký experimentální fyzik a kosmolog, spoluvůrce sondy WMAP mapující teplotní fluktuace reliktního záření.

Země, někde v nějakém dobře kontrolovaném místě prostoru. Tím byl zvolen vnější Lagrangeův bod L2 vzdálený 1,5 milionu km od Země směrem od Slunce. Onou nástupkyní družice COBE se pak stala Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, zvaná WMAP, pojmenovaná po jednom z jejích tvůrců - Davidu Wilkinsonovi, který se již vypuštění družice nedočkal. Na své kosmické stanoviště sonda dorazila 14. 9. 2001. Přístroje na její palubě pořídily neobyčejně podrobnou mapu teplotních fluktuací reliktního záření s úhlovým rozlišením $0,3^\circ$ a citlivostí pouhých 20 μK . Sonda pozorovala v pěti pásmech v rozsahu 22 až 90 GHz, sběrnou plochu představovalo speciální zrcadlo o rozměrech 1,4x1,6 m, přičemž důležité součásti pozorovacího přístroje byly chlazeny na teplotu 95 K.

Sestavení mapy rozložení teploty mikrovlnného pozadí nebylo nijak jednoduchou záležitostí, musela se zde uvážit celá řada efektů a vlivů, jako je např. již zmíněný pohyb družice vůči poli reliktního záření, rozptyl na částicích meziplanetárního i mezihvězdného prachu, stejně jako vliv záření hvězd a jiných objektů vzdálené infračervené oblasti. Nicméně kombinací pozorování v pěti pásmech bylo možno valnou většinu zmíněných vlivů eliminovat. Nová mapa se pak stala základem převratu v nahlížení na stavbu a vývoj našeho vesmíru.

Příčinou pozorovaných teplotních fluktuací reliktního záření jsou akustické vlny, které vznikly po rozpadu nehomogenit pocházejících z období inflačního rozpínání vesmíru. Je to vlastně jakýsi optický záznam zvukových vln, které tu byly v době před 13,7 miliard let. Jak se látka se dílem rozptýlila, dílem zkondenzovala ve hvězdy, zvuk zanikl, ale jeho záznam se prostřednictvím reliktního záření dál šíří prostorem.

Při interpretaci pozorovaného zastoupení úhlově různě velikých teplotních nehomogenit (obdobné frekvenčnímu rozkladu zvuku) lze usoudit na celou řadu vlastností našeho vesmíru. Postupuje se tak, že se nejdříve sestaví model vesmíru s řadou volitelných parametrů, jako je třeba poměr jeho celkové hustoty k hustotě kritické, poměry temné energie, skryté látky, baryonové hmoty, velikost Hubbleovy konstanty atd. a ty parametry se různým způsobem mění, tak dlouho, dokud nedosáhneme nejlepší shodu. Informací je dostatek, přesnost a spolehlivost závěrů je nečekaně vysoká. Řadu variant bylo pak možno s velkou určitostí vyloučit.

Precizní kosmologie

Dnešní kosmologie se opírá jak o dříve vybudovaný teoretický aparát, tak i o kombinaci několika typů velice kvalitní pozorovací techniky, kterou současní astronomové mají k dispozici. Zvláště cenné jsou z tohoto hlediska epochální výsledky zhruba ročního sledování reliktního záření družicí WMAP.

V roce 2003 byly uveřejněny první výsledky zpracování pozorování WMAP, které přinesly řadu očekávaných i neočekávaných výsledků. Potvrdilo se, že dnešní vesmír se rozpíná tempem popsaným Hubblovou konstantou $H_0 = (71 \pm 4) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, což je ovšem ve výtečné shodě s předcházejícími výsledky z Hubblova dalekohledu. Stáří vesmíru bylo stanoveno na $(13,7 \pm 0,2)$ miliardy let, což si zase velice pochvalovali stelární astronomové, protože to perfektně souhlasilo se stářím nejstarších známých hvězd ve vesmíru. Paradox stáří byl zažehnán. Nejdůležitějším výsledkem WMAP bylo především objasnění nesouladu mezi stářím vesmíru a tempem rozpínání vesmíru. Pokud bychom totiž (zcela v rozporu s realitou) předpokládali, že vesmír je zcela prázdný, pak by expanzi vesmíru nic nebránilo a stáří vesmíru bychom dostali jako převrácenou hodnotu Hubblové konstanty $1/H_0$ odpovídající kýženému stáří cca 14 miliard let. Jenže tak tomu není, pozorování jasně ukazují, že proti expanzi tu stojí nejen gravitace dobře čitelné atomární látky, ale i gravitace skryté hmoty, která hraje prim v galaxiích a kupách galaxií. Navíc se zdá, že náš vesmír je plochý, což znamená, že jeho hustota je rovna právě hustotě kritické. Za těchto okolností by bylo stáří vesmíru o třetinu menší – vesmír se v minulosti rozpínal rychleji než dnes, do dnešní velikosti by tedy dospěl rychleji. Jenže 10 miliard let je pro ty nejstarší hvězdy ve vesmíru málo.

Temná energie. Řešení problému pochází od již od samotného Einsteina, který ve snaze najít statické řešení vývoje vesmíru zavedl tzv. *kosmologickou konstantu*. Později se ukázalo, že tento Einsteinův statický vesmír by byl ve skutečnosti nestabilní, protože i malá lokální nehomogenita v rozložení hmoty ve vesmíru by způsobila rozvoj nezadržitelné kontrakce či expanze v globálním měřítku. Ještě důležitější však je, že krátce na to Hubble ukázal, že vesmír ve skutečnosti je nestatický – zjevně se rozpíná. Po tomto zjištění byla kosmologická konstanta při většině úvah ignorována a chápána jako jistá historická kuriozita dokazující, že i geniové se mohou mýlit.

O oživení myšlenky nenulové kosmologické konstanty se zasloužil především Alan Guth, jenž navrhl, že právě ona byla příčinu velmi prudkého inflačního vývoje na samotném počátku vývoje vesmíru. I poté, kdy se s inflačním scénářem v raném vesmíru ztotožnila většina kosmologů, soudilo se všeobecně, že v současnosti je už kosmologická konstanta nulová. Nicméně koncem devadesátých let 20. století, kdy se značně zdokonalila pozorovací

technika, takže bylo možno pozorovat i velmi vzdálené supernovy typu Ia a nepatrné teplotní fluktuace v kosmickém mikrovlnném pozadí (v reliktním záření). Výsledky těchto měření bylo možné nejjednodušeji interpretovat za předpokladu, že i v dnešním vesmíru přetrvává nějaká forma temné energie, jejíž gravitační působení nutí vesmír rozpínat se stále rychleji. V současnosti temná energie představuje hmotnostně nejdůležitější část vesmírné látky a s lety její zastoupení neustále roste. Je zřejmě onou chybějící hmotou, která hustotu vesmíru doplní na hustotu kritickou, kterou má plochý vesmír.

V minulosti, kdy byl vesmír velmi hustý, byla hustota temné energie vůči hustotě energie gravitačně přitažlivé látky naopak zanedbatelná. Dalo by se říci, že vývoj vesmíru probíhal tak, jako by vůbec neexistovala – jeho rozlet se v důsledku gravitace brzdil, ale stále se rozpínal. Tím jeho hustota přitažlivé látky klesala, zatímco hustota temné energie zůstávala stejná. V určitém okamžiku, a bylo to cca 4 miliardy let po velkém třesku, se role přitažlivé a odpudivé gravitace vyměnily. Vesmír se začal ve svém rozletu urychlovat, což činí i v současnosti a bude tak činit zřejmě i v budoucnosti. Při celém tom procesu platí, že hustota vesmíru je přesně kritická, takže vesmír zůstává stále plochý.

Z pozorované spektra teplotních fluktuací, vyplývá, že v současném vesmíru plných 73% hmoty připadá na temnou energii, 23% na chladnou skrytou (temnou) hmotu, která se koncentruje do velkorozměrových struktur, jež pak ovlivňují rozložení baryonové hmoty. 0,5% látky vesmíru je uloženo ve hvězdách a zbytek, představující 3,5%, je pak soustředěn do mračen ionizované mezigalaktické látky sestávající především z vodíku a helia. Fyzikální povahu temných forem energie a látky zatím neznáme, její vlastnosti pouze odhadujeme. Pozitivně víme jen to, že s obyčejnou baryonovou hmotou interagují jen velmi málo, možná jen gravitačně.

O skutečné povaze temné energie lze zatím jenom spekulovat. Většina pozorování zatím nasvědčuje tomu, že je projevem nenulové hodnoty kosmologické konstanty Λ , kterou do svých rovnic zavedl Einstein. Tu lze nejjednodušeji interpretovat jako důsledek skutečnosti, že i kdybychom z 1 m^3 odstranili veškeré částice, skrytou látku a veškerá pole, stejně v něm zůstane cca $6,2 \cdot 10^{-10}$ joulů energie, odpovídající hmotnosti $6,9 \cdot 10^{-27}$ kg (hmotnost cca 4 protonů). V průběhu expanze vesmíru zůstává hustota energie vakua $\varepsilon_v = 6,2 \cdot 10^{-10} \text{ W m}^{-3}$ konstantní, zatímco hustota energie jiných forem hmoty klesá. Temné energii lze

kromě její hustoty přisoudit i jistý tlak, který je ovšem záporný.¹⁷⁾ Samotná temná energie sice působí přitažlivými gravitačními účinky, ale je nutno vzít v úvahu i gravitační účinky *tlaku* temné energie. Za normálních okolností se setkáváme s tím, že tlak je dán kladným číslem a za těchto okolností ještě zvyšuje přitažlivé účinky. Je-li tlak záporný, pak podle rovnic obecné teorie relativity způsobuje gravitační odpuzování, které v případě klasické kosmologické konstanty, se stavovou rovnicí $P = -\varepsilon_v$, trojnásobně převyšuje normální gravitační přitahování. Gravitační odpuzování pak způsobuje stále se zrychlující expanzi vesmíru, která posléze přejde do exponenciální akcelerace s časově neproměnnou hodnotou Hubblovky konstanty.

Z rozboru úhlového spektra teplotních fluktuací reliktního záření bylo možné potvrdit skutečnost, že reliktní záření se od nekombinující látky ve vesmíru vskutku oddělilo v roce 380 000 po velkém třesku. Záření pak již ztratilo dominantní roli ve vesmíru, rozpínalo se spolu s vesmírem a jeho teplota klesala. Nicméně už 200 milionů let po velké třesku, kdy reliktní záření vychladlo z původních 3 500 K na pouhých 65 K, se ve vesmíru objevily první hvězdy. Ty svým ultrafialovým zářením vyvolaly novou ionizaci (reionizaci) mezihvězdného vodíku, který hvězdy obklopoval. Ionizovaný mezihvězdný vodík se stal pro postupující reliktní záření překážkou, což se podepsalo i na rozložení jasů reliktního záření. Hvězdy tedy svým světlem vesmír provázejí ve více než 98% délky jeho života a jsou nepochybně nejcharakterističtějším, vysoce organizovaným objektem vesmíru.

10.3 První hvězdy ve vesmíru

Až doposud jsme se v této knize zabývali pouze takovými oblastmi hvězdné astrofyziky, v nichž se teoretické úvahy a výpočty opíraly o solidní pozorování studovaných objektů. V této podkapitole, v níž se budeme zabývat prvními hvězdami, které se ve vesmíru objevily, budeme však musíme učinit výjimku - přímá pozorování prvních hvězd ve vesmíru totiž nejsou k dispozici. Ne snad proto, že by první hvězdy nebylo možné pozorovat z principu, ale proto, že naše dalekohledy nemají dosud takové parametry, jež by jim přímá pozorování prvních hvězd ve vzdáleném (a tedy mladém) vesmíru dovolily. Budeme se tak

¹⁷⁾ Je to důsledek 1. věty termodynamické – představme si válec s pístem uzavírajícím kus vesmírného vakua. Posune-li se píst a objem se zvětší o dV , vykoná se práce $P dV$ a vnitřní energie se zvětší o energii nově vytvořeného vakua $\varepsilon_v dV$, odtud plyne, že vykonaná práce bude záporná, stejně jako tlak: $P = -\varepsilon_v$.

muset spokojit jen s výsledky teoretických modelů či simulací a proto bychom měli mít na paměti, že následující popis dávných dějů nemusí ve všech ohledech odpovídat skutečnosti.

Z pozorování reliktního záření máme poměrně určitou představu o stavu vesmíru v době, kdy došlo k oddělení záření od látky. Víme proto, že v té době byl vesmír téměř homogenní, vyskytovaly se v něm pouze velice malé fluktuace hustoty hmoty. Baryonová látka byla tehdy tvořena prakticky výhradně jen neutrálním vodíkem a heliem. Přímou do tak hluboké minulosti ještě nakouknout neumíme; i těmi největšími dalekohledy dnes dohlédneme pouze do doby, kdy hmota už měla velice strukturovanou podobu, do doby, kdy už existovaly například kvasary. Nejvzdálenější objekty u kterých jsme schopni určovat jejich chemické složení mají červený posuv $z \cong 5$. V této vzdálenosti existuje množství objektů, jejichž chemické složení je už velice podobné slunečnímu. Z toho pak vyplývá, že ještě předtím musela ve vesmíru existovat generace hvězd, která obohatila látku nejvzdálenějších pozorovaných objektů o prvky těžší než je helium. Jaké byly tyto první hvězdy ve vesmíru? Lišily se nějak od hvězd současných?

Vznik prvních hvězd

Abychom mohli zodpovědět na výše položené otázky, musíme si nejdříve rozvážit, jaké podmínky panovaly v oblastech, kde se úplně první hvězdy tvořily. Tyto podmínky se od těch dnešních lišily v několika zásadních ohledech. Jednak byla látka, z níž vznikaly první hvězdy, mnohem stejnorodější, než je látka, z níž vznikají hvězdy dnes. Také chemické složení této látky bylo odlišné: zcela v ní chyběly těžší prvky než helium. Při vzniku prvních hvězd navíc nehrály žádnou významnější roli ani turbulence ani magnetická pole. Jakkoli by se mohlo zdát, že třeba ona již zmiňovaná odlišnost v chemickém složení látky, týkající se jen velmi malé příměsi prvků těžších než helium, nemůže být významná, z teoretických úvah vyplývá, že právě nepřítomnost těžších prvků měla pro vlastnosti a vývoj prvních hvězd zcela zásadní význam.

Velká homogenita reliktního záření dokazuje, že v době, kdy se oddělilo od látky, byl vesmír do značné míry homogenní. Ještě z epochy velké kosmologické inflace však ve vesmíru přetrvaly nevelké fluktuace hustoty hmoty ve vesmíru, které ovšem časem narůstaly a zvyrazňovaly se.

Podle teoretických úvah podepřených množstvím modelových simulací se temná chladná látka, začala časem v důsledku vlastní gravitace kondenzovat do sítě vláken a buněčných stěn. Na rozdíl od běžné, baryonové hmoty, se však tato temná hmota nemohla zkoncentrovat do hustých objektů podobným hvězdám, hnědým nebo bílým trpaslíkům, neutronovým hvězdám nebo černým díram, protože se nebyla schopna zbavit přebytečné energie.

Ačkoli se předpokládá, že dnes už je temná látka poměrně oddělená od baryonové hmoty v galaktickém halu a mezigalaktickém prostoru, v počátečním stadiu vývoje byly tyto dvě formy promíchány. S tím jak houstla temná hmota vytvářející charakteristickou vláknitou strukturu vesmíru, gravitačně na sebe nabalovala běžnou hmotu složenou převážně z vodíku a helia. V uzlech vláken temné látky se oblaka plynu hroutila účinkem gravitace do centra hustějších zhustků o hmotnosti od sta tisíc do milionu hmotností Slunce o velikosti od 30 do 100 světelných let, které se ovšem skládaly především z temné hmoty.

S tím, jak se v té době již chladný plyn hroutil, začal se poněkud ohřívat. Jediným procesem, který byl schopen zvrátit tento ohřev, bylo ochlazování materiálu prostřednictvím záření molekulárního vodíku. Tento proces však nedokázal účinně ochlazovat plyn na velice nízké teploty, jež jsou jinak charakteristické pro současné molekulová mračna, takže ani v těch nejhustějších oblastech vesmíru teplota neklesala pod 200 K. První zhustky látky tak byly více než desetkrát teplejší než molekulární plyn, z něhož se dnes tvoří hvězdy podobné Slunci. Na rozdíl od současných molekulových mračen neobsahovaly první předhvězdné kondenzace prachové částice, jejichž základem jsou těžší prvky. Je to právě prachová složka mezihvězdné látky, která dokáže skutečně efektivně vychladit takové oblaky až na několik kelvinů. Z toho důvodu byla minimální Jeansova hmotnost těchto relativně horkých zárodků hvězd nezbytná ke gravitačnímu kolapsu mnohonásobně větší, než je ta dnešní. Vidíme tedy, že nepřítomnost třeba i poměrně malého množství těžších prvků v zárodečné látce může velmi podstatně ovlivnit i nejdůležitější charakteristiku hvězd, jíž je jejich hmotnost.

Chladnutí prostřednictvím záření molekulárního vodíku vedlo k tomu, že se ve velkých uzlech vláken struktury temné látky začaly utvářet zploštělé, rychle rotující zhustky připomínající disky miniaturních spirálních galaxií. Takto by se mohla běžná látka osvobodit z gravitačního područí obklopující temné látky, která nemůže vyzářovat a ztrácet energii a tak zůstává vně těchto stále se ztenčujících disků podobně jako hala dnešních galaxií. Nejhustší plyn ve zhustcích se dále smršťuje, a některý nakonec může podlehnout překotnému kolapsu, jehož výsledkem by mohl být i zrod prvních hvězd.

Výsledky různých simulací několika týmů astronomů pak ukazují, že tyto zhustky, jež neobsahují žádné jiné prvky než vodík a helium, se již na menší části nerozpadají. Právě z tohoto důvodu byly tyto první hvězdy, nazývané paradoxně jako hvězdy populace III, mnohem hmotnější, teplejší a jasnější než dnešní hvězdy. Jejich hmotnosti snad dosahovaly i hodnoty $1000 M_{\odot}$. Některé simulace dokonce naznačují, že v takovém mračnu by se mohla zažehnout pouze jediná taková velmi hmotná hvězda, která by hned po svém zformování svým mocným zářením zabránila ostatním zhustkům, aby se sbalily ve hvězdy.

Počítačové simulace ukazují, že první hvězdy by se mohly ve vesmíru objevit už po několika málo stovkách milionů let po velkém třesku, kdy vesmír dosáhl nejméně 1/30 svého dnešního rozměru. Tyto simulace však doposud nedaly jednoznačnou odpověď na otázku, jak často se objevovaly první hvězdy ve dvojhvězdách, či zda se objevovaly také ve hvězdokupách, či pouze osamoceně. Jasně není ani to, zda kromě velmi hmotných hvězd nemohly vznikat také hvězdy s hmotnostmi srovnatelnými s hmotností našeho Slunce.

Vývoj prvních hvězd

Přes odlišné počáteční chemické složení je vývoj prvních hvězd v hlavních rysech podobný vývoji hvězd se slunečním složením. Nicméně se zde objevují některé zvláštnosti – zjišťujeme například, že první hvězdy hlavní posloupnosti byly ve srovnání se současnými hvězdami stejné hmotnosti kompaktnější a teplejší, což je důsledek nižší opacitou jejich látky.

Další rozdíly se týkají samotného procesu uvolňování energie. V nitrech méně hmotných hvězd hlavní posloupnosti se slunečním zastoupením prvků probíhá spalování vodíku především prostřednictvím protonově-protonového řetězce, zatímco v nitrech hvězd hmotnějších je nejdůležitější CNO cyklus, kde jádra uhlíku, dusíku a kyslíku vystupují jako katalyzátory. V jádrech prvních hvězd na počátku jejich vývoje na hlavní posloupnosti se však může uplatnit pouze protonově-protonový řetězec, protože zde zcela jader uhlíku, dusíku a kyslíku nedostává. Postupem času se v jádru hvězdy začne hromadit helium, jádro se zahřívá a houstne. V jistém okamžiku pak dojde k plynulému zapálení heliových 3α reakcí. V okamžiku, kdy se prostřednictvím nich vytvoří dostatečné množství uhlíku a kyslíku, se

znovu zažehnou vodíkové reakce CNO cyklu, které se rázem stanou hlavním zdrojem energie ve hvězdě. V důsledku toho dojde k přestavbě jádra hvězdy, a to ještě v době, kdy je stále hvězdou hlavní posloupnosti!

V případě hvězd s počáteční hmotností větší než zhruba $20 M_{\odot}$ protonově-protonový řetězec není s to uvolňovat takové množství energie, které by bylo schopné uhradit ztráty energie dané vyzařováním. Počáteční smršťování hvězdy se tak nezastaví a hvězda se hroutí dál, třebaže se v ní již zažehly vodíkové reakce. Hroucení hvězdy se zastaví až po zapálení 3α reakcí, které poskytnou dostatek uhlíku nezbytného k zapálení skutečně efektivního spalování vodíku prostřednictvím CNO řetězce.

Po opuštění hlavní posloupnosti probíhá vývoj prvních hvězd podobně jako vývoj hvězd se slunečním chemickým složením. Málo hmotné hvězdy s hmotností menší než zhruba $1,1 M_{\odot}$ po fázi červeného obra zapalují helium v elektronově degenerovaném jádře, hmotnější hvězdy s počátečními hmotnostmi v intervalu $1,1 M_{\odot} < M < 7 M_{\odot}$ zapalují helium v elektronově nedegenerovaném jádře, ale později mají degenerované uhlíkově-kyslíkové jádro a konečně hvězdy s počáteční hmotností vyšší než asi $7 M_{\odot}$ zapalují uhlík v elektronově nedegenerovaném jádře a pokračují dalšími pokročilými fázemi jaderného hoření. Zajímavé jsou však konečné fáze vývoje těch nejhmotnějších hvězd. Zatímco hmotné hvězdy s počátečními hmotnostmi menšími než $35 M_{\odot}$ se během svých konečných fází vyvíjejí podobně jako hvězdy se slunečním chemickým složením, v případě hvězd s počátečními hmotnostmi v intervalu $35 M_{\odot} < M < 140 M_{\odot}$ a s počátečními hmotnostmi vyššími než asi $260 M_{\odot}$ dochází k přímému kolapsu na černou díru bez podstatnějšího uvolnění látky do okolí. Naopak v případě hvězd s počáteční hmotností v intervalu $140 M_{\odot} < M < 260 M_{\odot}$ dochází podle teoretických modelů k úplnému rozrušení hvězdy, kdy se veškerá hvězdná látka navrátí do mezihvězdného prostředí.

Velice hmotné první hvězdy díky svému enormnímu zářivému výkonu dokáží spálit zásoby svého jaderného paliva velice rychle. První hvězdy o hmotnosti stovky sluncí setrvávají ve fázi hvězdy hlavní posloupnosti pouze asi 3 miliony let a není tedy nejmenší šance, že bychom je mohli dnes ještě pozorovat. Naproti tomu doba pobytu na hlavní posloupnosti prvních hvězd

s počáteční hmotností menší než asi $0,8 M_{\odot}$ je vyšší než stáří vesmíru, takže méně hmotné první hvězdy bychom ještě mohli ve vesmíru najít.

Pro obohacení mezihvězdného prostředí produkty jaderného hoření jsou důležité zejména pozdní fáze vývoje prvních hvězd, kdy se produkty jaderného hoření dostávají prostřednictvím konvekce až na povrch hvězdy a odtud působením hvězdného větru do mezihvězdného prostředí. Důležité jsou také konečné fáze vývoje hvězd s počátečními hmotnostmi v rozmezí $140 M_{\odot} < M < 260 M_{\odot}$, kdy se veškerá látka hvězdy dostane do mezihvězdného prostoru.

V důsledku zmiňovaných procesů se může změnit chemické složení okolního prostředí natolik, že další generace hvězd již mají dostatečně vysoký obsah těžších prvků na to, aby mohly vznikat především hvězdy se slunečními hmotnostmi. Tvorba extrémně hmotných hvězd ustala a během vývoje vesmíru se již nikdy s takovou intenzitou nebude opakovat.

Pozorování prvních hvězd

Jak již bylo řečeno, zatím nemáme k dispozici žádné přímé pozorování prvních hvězd. Ačkoliv byly první hvězdy poměrně horké a podstatnou část záření vyzářily v ultrafialové oblasti spektra, nejvhodnější oblastí pro pozorování prvních hvězd je v současnosti infračervená oblast. Během rozpínání vesmíru se totiž původně ultrafialové záření prvních hvězd v důsledku kosmologického červeného posuvu přesunulo až do infračervené oblasti. Přímá pozorování prvních hvězd tedy budou možná až tehdy, kdy budeme mít k dispozici dostatečně velký dalekohled pracující v infračervené oblasti.

Přesto ale už v současné době existují některá pozorování, o kterých se astronomové domnívají, že mají souvislost s prvními hvězdami. To nejvýznamnější je zřejmě spojeno s tzv. reionizací vesmíru způsobenou prvními hvězdami. Podle teoretických úvah by měly být schopny velmi hmotné první hvězdy, vyzářující podstatnou část svého záření v ultrafialové oblasti, znovu ionizovat (reionizovat) okolní látku. Ionizovaná látka (nebo přesněji volné elektrony) představuje překážku pro reliktní záření, které by se na ní mělo rozptylovat. Ukazuje se, že přesným měřením polarizace reliktního záření bychom měli být schopni zmiňované období reionizace vesmíru odhalit.

Pozorování reliktního záření družicí WMAP tyto teoretické předpovědi potvrzují. Při stáří vesmíru 200 milionů let zde již existovaly velmi rozlehlé prostory naplněné plynem rozptylujícím reliktní záření. Velmi žhavé hvězdy první generace, které svým nástupem ukončily relativně krátké období temného vesmíru, dokázaly velmi účinně ionizovat vodíkovo-heliovou látku ve svém okolí. Postupně si tyto hvězdy zářící jako miliony Sluncí kolem sebe vytvářely stále se zvětšující se bubliny ionizované látky, která částečně rozptýlila reliktní záření. Vzhledem k tomu, že tyto hvězdy žily jen krátce, prošlo asi několik generací těchto hvězd, než začala se dostávat většina baryonové látky do stavu horkého, řídkého ionizovaného plazmatu. K tomu došlo podle pozorování vzdálených kvasarů v době asi 900 milionů let po velkém třesku.

Valná většina z prvních hvězd explodovala jako supernovy (někdy jsou tyto velmi hmotné supernovy označovány také jako hypernovy) do několika milionů let po svém vzniku. Takto mohly roznést do prostoru množství těžkých prvků, které se v jejich nitrech vytvořily, nejen do svého bezprostředního okolí, ale i do mezigalaktického prostoru, kde kontaminovaly další kolabující protogalaktické chomáče látky. Zde se nabízí další možnost nepřímého studia prvních hvězd. Těžší prvky obsažené v některých nejstarších pozorovaných hvězdách (hvězdách populace II) by totiž mohly téměř výlučně pocházet právě z látky uvolněné prvními supernovami.

Některé z prvních hvězd se zhroutily v černé díry, které se mohly slít v ještě hmotnější černé díry, dát tak základ pro vznik první kvasarů a malých protogalaxií. Ty se pak ve shodě se scénářem vesmíru, v němž hmotnostně převládá chladná skrytá hmota, spojovaly ve větší soustavy dnešních galaxií. V těch pak již vynikaly hvězdy hmotností a chemickým složením spíše podobné Slunci, kterým je valná část této knihy věnována.

10.4 Budoucnost vesmíru a hvězd

Očekávaný vývoj vesmíru

Osud vesmíru lze poměrně spolehlivě vyčíst z jeho současného stavu a minulého vývoje. Kosmologové dnes soudí, že žijeme v plochem, rozpínajícím se vesmíru, jehož tempo

expanze narůstá. V současném vesmíru co do hmotnosti převládá tzv. temná energie obsahující v sobě cca 73% vesmírné látky. Právě ona svou odpudivou gravitací způsobuje zrychlující se expanzi všehomíra. Její účinky poněkud zmírňují gravitačně přitažlivé formy vesmírné látky – skrytá hmota (23%) a běžná hmota, v níž hmotnostně nejdůležitější složkou jsou baryony – protony a neutrony (4%). Pro pořádek uveďme, že v prostoru vesmíru se ještě nacházejí reliktní fotony a reliktní neutrina, ale jejich vliv na vývoj vesmíru je a také bude zcela zanedbatelný.

Hmotnostní zastoupení různých forem látky ve vesmíru se mění s časem. V raném vesmíru hrály rozhodující roli fotony, později skrytá nebaryonová látka, nyní v něm dominuje temná energie. Své vedoucí postavení si podrží i do budoucna, neboť její hustota se nemění, a to na rozdíl od gravitačně přitažlivé látky, jejíž hustota klesá nepřímo úměrně třetí mocnině velikosti vesmíru $\sim R^{-3}$, v případě fotonů dokonce s R^{-4} ! V průběhu několika miliard let ve vesmíru temná energie naprosto převládne a jeho vývoj bude určen výhradně touto formou vesmírné látky. Expanze takového vesmíru bude probíhat víceméně exponenciálně, Hubblova konstanta bude skutečnou konstantou.

Připomeňme, že Hubblova konstanta je definována vztahem: $H = \dot{R}/R$, kde R může být vzdálenost dvou dostatečně odlehlých samostatných objektů – třeba vzdálených galaxií. Pokud by ve vesmíru neexistovala žádná gravitačně přitažlivá či odpudivá hmota, pak by se rozpínal bez zrychlení ($R \sim \tau$, $H = 1/\tau$) a Hubblova konstanta by byla nepřímo úměrná času, který uplynul od velkého třesku τ . Pokud by v plochem vesmíru s kritickou hustotou existovala jen gravitačně přitažlivá látka, pak se rozlet vesmíru zpomaloval podle relace: $R \sim \tau^{2/3}$, $H = 2/3 \tau^{-1}$. Ve vesmíru, kde by jedinou formou hmoty byla temná energie, by neexistoval počátek rozpínání (velký třesk), jeho expanze by byla exponenciální podle vztahu: $R \sim e^{Ht}$, s neproměnnou hodnotou hustoty vesmíru a Hubblovy konstanty H .

Soustavy, které nejsou k sobě gravitačně či jinak vázány, se od sebe začnou nezadržitelně vzdalovat, ty nejvzdálenější objekty začnou mizet za obzorem událostí, a to i navzdory skutečnosti, že poloměr tohoto obzoru s časem roste. Na obloze bude ubývat extragalaktických útvarů, po jistém čase v dohledu zůstane jen vlastní Galaxie a její nejbližší okolí.

Pokud má temná energie povahu Einsteinovy kosmologické konstanty, pak by tento vývoj měl pokračovat dál bez omezení. Není ovšem vyloučeno, že by se v případě temné energie

mohlo jedit o formu látky s vlastnostmi kvalitativně podobnými pseudovakuu z raného vesmíru. Pak by ovšem mohlo dojít k tomu, že by se časem tato látka mohla fázovým přechodem změnit v běžnou, gravitačně přitažlivou látku. Tím by se inflační vývoj rozpínání vesmíru zastavil a jeho tempo by začalo snižovat, a není vyloučeno, že by se někdy v hodně vzdálené budoucnosti mohlo změnit v kontrakci končící opakem velkého třesku – velkým krachem. V každém případě ale bude mít vesmír, a objekty v něm, před sebou ještě velmi dlouhou (ne-li nekonečně dlouhou) dobu k svému rozvoji.

Budoucnost hvězd ve vesmíru

Vývoj Galaxie a hvězd v ní zřejmě nebude pokračující expanzí vesmíru nijak dramaticky ovlivněn, snad jedině v tom ohledu, že do budoucna výrazně ubude možných srážek s jinými galaxiemi. V Galaxii už od samého počátku jejího vývoje postupně ubývá mezihvězdné látky, což do budoucna nepříznivě ovlivní i tempo vzniku nových hvězd. Ty budou nadále vznikat pouze v místech s nechladiější a nejhustější mezihvězdnou látkou, tedy především ve spirálních ramenech a v blízkosti galaktického centra. Po několika bilionech let tvorba hvězd ustane nadobro. Stane se tak navzdory skutečnosti, že v prostoru mezi galaxiemi se bude nadále povalovat ještě velké množství vodíku a helia, které nikdy neprošlo tělem hvězdy. Tato látka vzhledem ke své vysoké teplotě a nízké hustotě zřejmě nikdy do hvězdy nezkondenzuje.

Existující hvězdy postupně projdou všemi etapami aktivní části svého života, aby pak nakonec skončily jako vychladlé degenerované objekty ve stavu hydrostatické rovnováhy – elektronově degenerovaní černí trpaslíci, neutronové hvězdy nebo jako černé díry. Nejdéle teplé zůstanou ty nejméně hmotné hvězdy, v jejichž nitru se ještě stačily zažehnout vodíkové termojaderné reakce. Zářivý výkon těchto červených trpaslíků o hmotnosti cca $0,013 M_{\odot}$, je nicotný – cca $1,5 \cdot 10^{-5} L_{\odot}$, což jim ovšem na druhou stranu zaručuje velmi dlouhý aktivní život – téměř deset bilionů let. Nicméně i tyto nesmírně skromné hvězdy, které jsou schopny díky všeobecné konvekci v jejich nitru spotřebovat veškerý vodík do mrtě, časem zdegenerují a začnou vyhasínat.

Další vývoj těchto objektů bude ve srovnání s předchozím vývojem nesrovnatelně pomalejší a hodně bude záležet na tom, jaký časový prostor ke svému vývoji dostanou. Zde je možné spekulovat o několika možných definitivních koncích těchto hvězdných útvarů.

Není-li proton zcela stabilní částicí¹⁸⁾, pak by se neutronové hvězdy i elektronově degenerovaní trpaslíci měly prostě zvolna rozplynout. Rozpad nukleonů předpovídají i pokročilé varianty teorie velkého sjednocení, podle nichž by poločas takového rozpadu mohl činit řádově 10^{36} let. Předpokládejme, že tomu tak skutečně je a pokusme odhadnout, jaký vliv by tato skutečnost mohla mít na stavbu a vývoj degenerovaných zbytků hvězd. Při rozpadu protonu vznikne pozitron a neutrální pion ($p \rightarrow e^+ + \pi^0$), z nichž pozitron bleskurychle anihiluje s nejbližším elektronem a vytvoří dvojici fotonů, pion se přitom na dva fotony gama rozpadá samovolně. Vzniklé fotony jsou materiálem hvězdy pohlceny a jejich energie poslouží k zahřátí hvězdného materiálu¹⁹⁾. Nakonec ovšem je tato energie vyzářena do prostoru v oblasti mikrovlnného záření. Hmotnost hvězdného reliktu se tímto procesem bude postupně snižovat, až se nakonec hvězda v časové škále 10^{38} let víceméně kompletně změní v dlouhovlnné elektromagnetické záření. To se vztahuje i na další objekty tvořené baryonovou hmotou, tedy i na planety, meziplanetární, mezihvězdnou a mezigalaktickou látku. V době stokrát delší než je poločas rozpadu protonu by měla látka z vesmíru nenávratně zmizet.

Hvězdy a jejich planetární soustavy ale neexistují ve vesmíru izolovaně, tvoří soustavy, setkávají se, míjejí se a srážejí. To vše může mít zcela zásadní vliv na jejich budoucí vývoj. Tak předně v relativně krátkém časovém horizontu 10^{15} let přijdou chladnoucí degenerované zbytky hvězd postupně o všechny své planety. Stane se tak v důsledku náhodných blízkých setkání mateřských hvězd s jinými hvězdami, při nichž se planety budou dostávat na stále vzdálenější dráhy, až nakonec svou rodnou planetární soustavu opustí nadobro. V delším časovém rozpětí bude probíhat podobný proces týkající se hvězd ve hvězdokupách a galaxiích. Postupnými těsnými průchody hvězd kolem sebe dojde k výměnám jejich kinetické energie, při nichž si v průměru více energie odnesou ti méně hmotní účastníci srážky (nemusí jít o skutečnou srážku, stačí jen velmi těsné přiblížení²⁰⁾). V okamžiku, kdy jejich rychlost překoná rychlost únikovou, opouštějí

¹⁸⁾ Jakkoli se v případě rozpadu nukleonu mluví především o protonech, tentýž typ rozpadu postihuje i neutrony.

¹⁹⁾ Efektivní teplota typického černého trpaslíka by pak při poločasu rozpadu protonu 10^{36} let byla cca 0,3 K (zářivý výkon $9 \cdot 10^5$ W), teplota neutronové hvězdy asi 10 K (výkon cca $1,7 \cdot 10^7$ W).

²⁰⁾ Tento proces vede k nastolení situace, na níž jsme zvyklí třeba u plynů termodynamické rovnováže, kde platí tzv. ekvipartiční princip – střední kinetická energie atomů a molekul tu nezáleží na jejich hmotnosti, takže střední kvadratické rychlosti lehčích částic jsou větší.

svou hvězdokupu, či galaxii. Z hvězdných soustav tak unikne převážná většina hvězd, přičemž se bude jednat převážně o ty méně hmotné. Hmotnější hvězdy se naopak budou usazovat stále blíže k těžišti soustavy. Tím se ovšem výrazně zvýší frekvence nejen jejich vzájemných blízkých setkání, ale i nepružných srážek, při nichž se budou hvězdy slévat do útvaru se stále vyšší a vyšší hmotností – čili do černých děr. Souběžně s tím dojde v časové škále 10^{20} let ke splynutí valné většiny těsných dvojhvězd v důsledku ztráty energie a momentu hybnosti dvojhvězdy v důsledku gravitačního vyzařování soustavy. Při konečném splynutí degenerovaných zbytků hvězd mohou vznikat neutronové hvězdy a černé díry, jež se mohou slévat dohromady s jinými černými děrami.

V čase 10^{30} let už definitivně zaniknou galaxie, místo nich se v prostoru setkáme jen s jednotlivými gigantickými černými děrami o hmotnosti desítek a stovek miliard hmotností Slunce, s rozměry rozlehlých planetárních soustav.

Avšak ani černé díry nejsou zcela stabilní a věčné. V důsledku Hawkingova procesu se zprvu pomalu, pak však stále rychleji vypařují, až se rozplynou dočista. Časová měřítka tohoto procesu jsou úctyhodná: černá díra o hmotnosti Slunce by se vypařila za $3 \cdot 10^{62}$ let, černá díra s hmotností desetinásobnou pak za dobu tisíckrát delší. Černé díry jsou sice teoreticky schopny emitovat všechny myslitelné částice, efektivně však do prostoru vyzařují především fotony, které okolí hvězdy ihned opouštějí a osaměle pak putují rozpínajícím se prostorem.

Zcela jinak by se hvězdy ve vesmíru vyvíjely, pokud by došlo k materializaci temné energie, při níž by mohlo dojít k zabrzdění rozletu vesmíru a k jeho následnému kolapsu. Protože tento děj je zcela hypotetický, dostali bychom se tu na dosti tenký led čirých spekulací, takže ten náš krátký výlet do vzdálené budoucnosti raději rychle ukončíme.

V souhrnu ale lze říci, že hvězdy prožívají svůj zlatý věk právě nyní a v budoucnosti je už zřejmě nic vzrušujícího nečeká...

10.5 Literatura a úlohy

Použitá a doporučená literatura

- Bromm, V., Larson, R. B., *The First Stars*, 2004, *Annu. Rev. Astron. & Astrophys.* 42, 79
- Coles, P., Lucchin, F., *Cosmology*, 2002, John Willey & Sons, Ltd, Baffvins Lane, England
- Heger, A., Woosley, S. E., Fryer, C. L., Langer, N., 2003, *Massive Star Evolution Through the Ages*,
From Twilight to Highlight: The Physics of Supernovae, Proceedings of ESO/MPA/MPE
Workshop held in Garching, Germany, str. 3
- Horský, J., Novotný, J., Štefaník, 2004, *Úvod do fyzikální kosmologie*, Academia, Praha
- Liddle, A., *An Introduction to Modern Cosmology*, 2003, John Willey & Sons, Ltd, Baffvins Lane,
England
- Marigo, P., Girardi, L., Chiosi, C., Wood, P. R., *Zero-metallicity stars I. Evolution at constant mass*,
2001, *Astron. & Astrophys.* 371, 152
- Pettini, M., *Element Abundances through the Cosmic Ages*, astro-ph/0303272

Příklady a úlohy

1. Odhadněte jaké následky by měla zcela nepružná srážka dvou mračen neutrálního vodíku o hmotnosti m , z nichž každé by před kolizí obíhalo po kruhové dráze kolem centra své spirální galaxie rychlostí 200 km s^{-1} . Vzájemná rychlost mračen před srážkou necht' je $v_{\text{sr}} = 1\,000 \text{ km s}^{-1}$.
- a) Jaký by byl osud těchto mračen po srážce? b) Jak by se změnila teplota a stav materiálu mračen? c) Porovnejte střední kvadratickou rychlost atomů vodíku v mračnu po srážce s rychlostí srážky. d) Kdyby srážející se galaxie patřily k téže kupě galaxií, došlo by k úniku plynu mračen mimo kupu nebo by tento materiál zůstal součástí kupy?

[a] mračna by se spojila v jedno, to by opustilo obě z galaxií, rychlostí mnohem větší, než

$$2 \frac{1}{2} m \left(\frac{v_{\text{sr}}}{2} \right)^2 = \frac{3}{2} \frac{2 \cdot 2 m}{m_{\text{H}}} k T \rightarrow T = \frac{m_{\text{H}} v_{\text{sr}}^2}{24 k} = 5 \cdot 10^6 \text{ K.}$$

je rychlost úniková. b)

$$\frac{3}{2} k T = \frac{1}{2} \overline{v_{\text{H,e}}^2} \rightarrow \overline{v_{\text{H}}^2} = \frac{v_{\text{sr}}^2}{8}; \quad \overline{v_{\text{e}}^2} = \frac{m_{\text{H}}}{m_{\text{e}}} \overline{v_{\text{H}}^2};$$

2. Proberme si vlastnosti IRC 10°216, druhého nejjasnější objektu na infračervené obloze, ve vizuálním oboru známé jako CW Leonis s teplotou fotosféry $2\,300 \text{ K}$, poloměrem $500 R_{\odot}$ a vzdáleností 650 sv. let . Vypočítejte kolik činí: a) zářivý výkon hvězdy L , b) absolutní bolometrická hvězdná velikost M_{bol} , c) pozorovaná bolometrická hvězdná velikost hvězdy m_{bol} , při bolometrické korekci $BC = 3,5 \text{ mag}$ i d) vizuální hvězdnou velikost hvězdy $m_{0\text{V}}$, kterou by hvězda měla, pokud by nebyla obklopena takřka neprůhlednou vrstvou prachu o průměru Jupiterovy dráhy $R_{\text{J}} = 5,2 \text{ AU}$, a porovnejte se skutečně pozorovanou hvězdnou velikostí hvězdy (18 mag). Zjistěte e) velikost extinkce v barvě V a odhadněte její velikost na 10 mikrometrech , f) odhadněte efektivní teplotu prachového zátočku hvězdy s tím, že se v něm pohltí veškerý výkon hvězdy, g) odvoďte velikost mlhoviny v úhlových vteřinách a odhadněte, zda by ji bylo možné interferometricky zkoumat.

$$\text{[a]} \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right) = \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{T_{\text{ef}}}{T_{\text{ef}\odot}} \right)^4 = 6300, \text{ b)} \left(\frac{M_{\text{bol}}}{1 \text{ mag}} \right) = 4,750 - 2,5 \log \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right) = -4,75,$$

$$\text{c)} m_{\text{bol}} = M_{\text{bol}} - 5 + 5 \log r = 4,31 \text{ mag}, \text{ d)} m_{0\text{V}} = m_{\text{bol}} + BC = 7,8 \text{ mag}, \text{ e)} A_{\text{V}} = 10,2 \text{ mag},$$

$$A_{\text{IR}} = A_{\text{V}} \left(\frac{\lambda_{\text{V}}}{\lambda_{\text{IR}}} \right) = 0,56 \text{ mag}, \text{ f)} 1540 \text{ K}, \text{ g)} 0,02'', \text{ snad.]}$$

3. Vypočítejte koncentraci n_f a hustotu energie reliktních fotonů ε za předpokladu, že se reliktní záření svými vlastnostmi blíží vlastnostem rovnovážného záření absolutně černého tělesa o termodynamické teplotě $T = 2,725$ K.

$$[n_f = 2,029 \cdot 10^7 T^3 = 4,11 \cdot 10^8 \text{ fotonů m}^{-3}, \varepsilon = \frac{4\sigma}{c} T^4 = 4,17 \cdot 10^{-14} \text{ W m}^{-3}]$$

4. Za předpokladu, že v současném vesmíru v mezigalaktickém prostoru disky hvězd o střední teplotě T_h cca 3500 K vykrývají cca $\eta = 1,5 \cdot 10^{-14}$ část hvězdné oblohy, vypočtete střední hustotu energie hvězdných fotonů ε_h a jejich koncentraci v prostoru n_{fh} . Srovnajte s energií a koncentrací týchž veličin u reliktního záření.

$$[n_{fh} = \eta 2,029 \cdot 10^7 T_h^3 = 1,3 \cdot 10^4 \text{ fotonů m}^{-3}, \varepsilon_h = \eta \frac{4\sigma}{c} T_h^4 = 1,7 \cdot 10^{-15} \text{ W m}^{-3}]$$

5. Už Planck ukázal, že kombinací tří základních fyzikálních constant – rychlosti světla c , Planckovy konstanty \hbar a gravitační konstanty G lze najít elementární jednotky pro čas (Planckův čas) t_p , délku (Planckova délka) l_p a hmotnost m_p . Najděte jejich hodnoty a posuďte, čeho by se tak asi mohly týkat. Jaký je jejich význam?

$$[l_p = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} \approx 10^{-35} \text{ m}; \quad t_p = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^5}} \approx 10^{-43} \text{ s}; \quad m_p = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \approx 10^{-8} \text{ kg.}]$$

6. Spočtete Jeansovu hmotu pro případ typického mračna složeného z molekulárního vodíku, ze kterého vznikaly první hvězdy, $T \approx 200$ K, $n \approx 10^{10} \text{ m}^{-3}$.

$$[M_J = \sqrt{\frac{3}{4\pi\rho} \left(\frac{5kT}{G\mu m_H}\right)^3}, M_J = 700 M_\odot]$$

7. Odhadněte dobu života na hlavní posloupnosti hvězdy s hmotností $300 M_\odot$ a zářivým výkonem $10^7 L_\odot$ pokud předpokládáme, že se veškerý dostupný vodík přemění na hélium.

$$[2 \cdot 10^6 \text{ let}]$$

8. Určete množství vodíku, které může ionizovat supernova o hmotnosti řádově stovek hmotností slunečních, která uvolní 10^{46} J energie, pokud předpokládáme, že se veškerá uvolněná energie použije na ionizaci vodíku.

$$[4 \cdot 10^6 M_\odot]$$

9. Předpokládejte, že poločas rozpadu protonu je $\tau = 10^{36}$ let. Vypočítejte výkon a efektivní teplotu typické neutronové hvězdy ($M = 1,2 M_{\odot}$, $R = 12$ km) a černého elektronově degenerovaného trpaslíka ($M = 0,6 M_{\odot}$, $R = 8\,500$ km) dané tímto rozpadem.

$$\left[L = \frac{Mc^2}{\ln 2 \tau} = 1,7 \cdot 10^6 \text{ W}; \quad 9 \cdot 10^5 \text{ W}; \quad T_{\text{ef}} = \sqrt[4]{\frac{L}{4\pi R^2 \sigma}} = 11 \text{ K}; \quad 0,3 \text{ K}. \right]$$

Učebnice, významné příručky, přehledové práce se širším záběrem

- 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
- Cox, A. N. (editor), *Allen's Astrophysical Quantities*, Springer-Verlag, New York 2000
- Dušek, J; Mikulášek, Z.; Pokorný, Z.: *Záludné otázky z astronomie, 6. sešit*, nakladatelství Paráda, Brno 1998
- 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
- Halliday, D., Resnick, R., Walker, J., *Fyzika*, Vysoké učení technické v Brně, Nakladatelství VUTIUM, Prométheus, Brno 2000
- 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 přémie Členské knihnice nakladatelství Svoboda, Praha 1988
- Horský, Z.; Plavec, M.: *Poznávání vesmíru*, Orbis Praha 1962
- Kitchin, C. R.: *Astrophysical Techniques*, Sec. Ed. Adam Hilger, Philadelphia 1991
- Lang, K. R.: *Astrophysical Formulae*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1974
- Kleczek, Josip: *Velká encyklopedie vesmíru*, Academia, Praha 2002
- 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.: *Fyzika 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, Praha 1980
- Waterfield, R. L.: *Sto let astronomie*, Nakladatelské družstvo Máje, Praha 1948
- Wolf, M. et al.: *Astronomická příručka*, Academia Praha 1992