

Софийски университет "Св. Климент Охридски" Физически факултет

АСТРОФИЗИКА

Лекционни записки за бакалаври от специалност "Физика"

Тодор Велчев

София, 2023

Съдържание

Ι	Предмет на астрофизичните изследвания	7
1	Астрономията и астрофизиката като науки. Структура на съвременната астрофизика.	8
2	Основни понятия и величини от теория на лъчението	12
3	Диапазони на електромагнитното лъчение. Фотометрични величини 3.1 Фотони. Диапазони на електромагнитното лъчение	17 17 19
Π	Обща астрофизика	23
4	Физично описание на космическото вещество 4.1 Астрофизична приложимост на модела на идеалния газ 4.2 Разпределение на Болцман 4.3 Разпределение на Максуел по скорости 4.4 Уравнения на състоянието на идеалния газ 4.5 Формула на Болцман за топлинна населеност по възбудени нива. 4.6 Формула на Саха 4.7 Понятие за локално термодинамично равновесие	24 24 25 26 28 29 30 31
5	Физика на космическото излъчване 5.1 Топлинно излъчване и абсолютно черно тяло. Закон на Планк 5.2 Приближения на закона на Планк 5.3 Характеристики на чернотелното излъчване 5.4 Ефективна температура на звездите	32 32 34 35 35
6	Пренос на космическото излъчване през веществена среда 6.1 Уравнение на лъчистия пренос 6.2 Възникване на емисионен и абсорбционен спектър 6.3 Потъмняване на звездните дискове към лимба	37 37 39 40
7	Практическа астрофизика I: Астрофотометрия 7.1 Звездни величини. Закон на Погсън	43 43 44 46 47
8	Практическа астрофизика II: Основи на спектралния анализ 8.1 Спектрални серии. Забранени линии	49 49 52

III Направления в астрофизиката	5	55
 9 Физика на Слънцето I: Слънчева атмосфера 9.1 Общи характеристики и строеж на Слънцето	۲ و د د	56 56 57
10 Физика на Слънцето II: Слънчева активност 10.1 Слънчеви петна. Цикъл на слънчевата активност	e ((6 2 62 63 65
11 Планетна астрофизика I: Структура на Слънчевата система 11.1 Понятия за планета и планетезимал. Класификация на планетите и обе 11.2 Правило на Тициус-Боде	ектите. ((68 68 69 70
12 Планетна астрофизика II: Планетите от Земната група 12.1 Меркурий	· · · · ·	72 72 73 75
13 Планетна астрофизика III: Външни планети (планети-гиганти) 13.1 Юпитер	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	77 77 79 80
14 Планетна астрофизика IV: Малки тела в Слънчевата система 14.1 Астероиди 14.2 Метеороиди, метеори и метеорити 14.3 Комети 14.3 Комети	8 • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	82 82 83 84
15 Звездна астрофизика I: Спектри, температури и светимости на зве 15.1 Спектрална класификация на звездите	здите 8 { {	36 86 87 89
16 Звездна астрофизика II: Маси и радиуси на звездите 16.1 Определяне на звездните радиуси 16.2 Определяне на звездните маси. Двойни звезди 16.3 Съотношение маса - светимост - радиус	ç (((92 92 94 95
 17 Звездна астрофизика III: Вътрешен строеж на звездите 17.1 Звездите като равновесни конфигурации	9 9 9 10 10 10 10	97 97 99 01 02 02 03
18 Звездна астрофизика IV: Звездообразуване 18.1 Условие за колапс: теория на Jeans	10 10 10	0 5 05 07

19 Звездна астрофизика V: Звездна еволюция 19.1 Главна последователност и продължителност на ГП стадия 19.2 Еволюция след ГП: Звезди с малка маса 19.3 Еволюция след ГП: Масивни звезди	109 109 110 111
20 Звездна астрофизика VI: Променливи звезди 20.1 Обща класификация на променливите звезди	113 113 114
21 Звездна астрофизика VII: Последни стадии на звездна еволюция 21.1 Изродени звездни конфигурации 21.1.1 Бели джуджета 21.1.2 Неутронни звезди 21.2 Свръхнови 21.3 Черни дупки	$\begin{array}{c} 117\\ .\ .\ 117\\ .\ .\ 117\\ .\ .\ 121\\ .\ .\ 123\\ .\ .\ 125\end{array}$
22 Физика на междузвездната среда I: Компоненти 22.1 Междузвезден газ	128 128 129 130 131
23 Физика на междузвездната среда II: фазови модели 23.1 Фазови модели и енергиен баланс 23.2 Наблюдения на различните фази 23.2.1 Студена междузвездна среда 23.2.2 Топла междузвездна среда 23.2.3 Гореща междузвездна среда	132 132 134 134 137 137
Приложение А: Използвани съкращения	139
Приложение Б: Фундаментални и астрофизични константи	141
Приложение В: Кратка хронология на астрофизиката	143

Списък на фигурите

$1.1 \\ 1.2 \\ 1.3$	Исторически дефиниции на науките физика и астрономия	9 10 11
$2.1 \\ 2.2 \\ 2.3 \\ 2.4$	Осветеност от точков източник	$13 \\ 14 \\ 15 \\ 16$
$3.1 \\ 3.2$	Електромагнитен спектър Поглъщане на различните електромагнитни диапазони от земната атмосфера.	19 20
4.1	Максуелово разпределение по скорости	27
5.1	Излъчване на абсолютно черно тяло за различни температури	34
6.1	Плоскопаралелно приближение на звездна атмосфера	41
$7.1 \\ 7.2 \\ 7.3 \\ 7.4$	Криви на пропускане в система UBV на пропускане в система UBV наблюдения на гореща и хладна звезда в ивици В и R Болометрична поправка $BC(V)$ като функция на T_{eff}	$45 \\ 46 \\ 47 \\ 48$
$8.1 \\ 8.2 \\ 8.3$	Основни спектрални серии на водородния атом	50 53 54
10.1	Активност на Слънцето, описвана чрез числото на Волф	64
$15.1 \\ 15.2 \\ 15.3$	HR диаграма на кълбовиден звезден куп	90 91 91
16.1	Определяне на R_* по затъмнително-двойни звезди	93
$\begin{array}{c} 20.1 \\ 20.2 \end{array}$	Ивица на неустойчивост върху HR диаграма	115 116
$\begin{array}{c} 21.1 \\ 21.2 \\ 21.3 \\ 21.4 \\ 21.5 \\ 21.6 \end{array}$	Линии на белите джуджета на HR диаграма	120 121 122 123 124 126
22.1	Закон за междузвездната екстинкция	130

23.1	Двуфазов модел на междузвездния газ										133
23.2	Пример за карта на излъчване на праха										136
23.3	Пример за карта на екстинкция на праха.										136
23.4	Оптични спектри на останки от свръхнови.		•		•		•				138

Списък на таблиците

2.1	Мерни единици на някои фотометрични величини (стандартни и в CGS)	16
$3.1 \\ 3.2$	Електромагнитни диапазони	18 21
9.1	Общи физически характеристики на Слънцето	57
10.1	Въздействия на слънчевата активност върху Земята	66
11.1	Планети и планети-джуджета от Слънчевата система	71
15.1	Харвардска спектрална класификация	88
16.1	Радиуси на звезди-джуджета и звезди-гиганти, определени от наблюдения	94
$\begin{array}{c} 19.1 \\ 19.2 \end{array}$	Еволюционни стадии на звезда с маса $1 \mathcal{M}_{\odot}$	$\begin{array}{c} 111\\ 112 \end{array}$
23.1	Фази на междузвездната среда	134

Част І

Предмет на астрофизичните изследвания

Глава 1

Астрономията и астрофизиката като науки. Структура на съвременната астрофизика.

Понятието "физика" като наука за природата е започнало да се оформя още в древна Гърция¹. (Доколкото ни е известно, то се среща за пръв път в едноименното произведение на Аристотел².) В онези времена за наука в съвременния смисъл на думата не може да се говори. Не че е нямало научни знания, нито пък че са липсвали хора, които да се занимават с изучаване на природата. Но не е съществувала наука като обособено поле на човешкото знание: със свой ясно определен предмет на изследване, със свои понятия, със своя методология, със свои експериментални подходи и с механизъм за разработване на научни модели. Налице било едно удивително от днешна гледна точка единство на религиозни учения и практики, философски прозрения и научни знания. Тази епоха покрива цялата Античност и Средновековие и е получила названието *донаучна*.

През донаучната епоха е господствала коренно различна представа за природата и за света изобщо. Според фундаменталното философско предположение, Земята била отделена от останалата Вселена не само в пространствен смисъл, но и по отношение на своята физика - движението на "небесните сфери" или тела би трябвало да се подчинява на съвсем други закони, различни от земните. Основание за това предположение давали както оскъдните наблюдателни данни, така и смесването – особено при езическите религии – на духовния свя т със сферата на небесните тела. В Древна Гърция и Рим например, планетите били пряко отъждествявани с божества и оттук произлезли техните имена. Някои мислители от християнската ера пък ги свързвали с ангелския свят. Звездите пък се смятали за безкрайно отдалечени обекти без собствени движения, установени неподвижно върху небесната сфера (sphaera stellarum fixarum immobilis). Заедно с планетите, те се схващали като съвсем различни същности, с друга природа. На малцина хрумвала "еретичната" идея, че двете части на Вселената, Земята и космосът, са подвластни на един и същ закон. Ето защо астрономията, описваща законите на небесните тела, е била съвсем отделна наука от физиката (Фиг. 1.1). Но дори и при това положение, за получаване на титлата бакалавър (младши преподавател) в средновековните университети е било необходимо да се издържи изпит по астрономия. Ние няма да се занимаваме с класическата астрономия. Но след като в космоса важат същите физични закони и някои физични явления и процеси могат да протекат само в космически условия, един бакалавър по физика трябва да е запознат в общи линии със съвременната астрофизика, науката за физичните процеси в космоса. Като начало ще направим малък исторически преглед, а после

 $^{^1}$ От гръцкото $\phi \upsilon \sigma \iota \varsigma,$ "природа".

² Аристотел, Физика.

ще скицираме нейната структура.



Фигура 1.1: Към историческите дефиниции на науките физика и астрономия.

До Първата научна революция, протекла в Западна Европа през XVI-XVII век, физиката се занимавала само с природните явления на Земята, а под "астрономия" се разбирала само науката, занимаваща се с видимото и пространствено положение и движение на небесните тела и свързаните с това явления (слънчеви и лунни затъмнения). Днес това се нарича *класическа астрономия*. Към нейната група по-късно се прибавя и звездната астрономия, доколкото неин предмет са пространственото разпределение и движение на звездите в Галактиката. Понятието "астрономия" добива общия смисъл на **наука за космоса**, а бурно развиващата се астрофизика се оформя като дял от астрономията, посветен на изучаването на физичните явления и процеси в космоса. През последните десетилетия като почти самостоятелна дисциплина се оформя *космологията*, която разглежда зараждането и еволюцията на Вселената като една физическа система (Фиг. 1.2).

Първият тласък за създаване на астрофизиката идва след т.нар. Коперникова еволюция и възприемането на хелиоцентричната система. Дава го Кеплер (Johannes Kepler, 1571 - 1630), като се опитва да обясни изведените от него три закона на планетното движение с действието на магнитна сила от страна на Слънцето. Решителната крачка или, по-точно, скок, свързващ астрономията и зараждащата се астрофизика, прави Нютон (Isaac Newton, 1643 - 1728). Той показва, че силата, с която Слънцето въздейства на планетите е централна и универсална³. Затова нарича откритието си "Закон за **всеобщото** привличане". Законите на Кеплер се оказват точно решение на задачата за двете тела в Нютоновата гравитация. Така астрофизиката започва своето развитие успоредно и във взаимодействие с теоретичната механика и гравитационната теория, а строенето на телескопи (също започнало през XVII век) я обвързва и с оптиката. През XVIII век се уточняват мащабите на Слънчевата система, а в края на века и през първата половина на XIX век - на слънчевата околност и на нашата Галактика. Така се оказва, че Земята е несравнимо по-малка

³ В книгата си Philosophiae Naturalis Principia Mathematica, 1687.

физическа лаборатория от космоса. През XIX век се развива спектралният анализ на звездните спектри, което отваря вратите за изследването на строежа им и на протичащите в тях физични процеси. Така в астрофизиката намира приложение и изграждащата се електромагнитна теория на светлината. От края на XIX век започват да се строят модели на звезди от различен тип, които изискват разработване и приложение на термодинамиката, ядрената физика, квантовата теория. Решаването на Айнщайновите уравнения от Фридман и откриването на червеното отместване в спектрите на далечните галактики слагат началото на съвременната космология. Тя се изгражда с помощта на СТО и ОТО, физиката на елементарните частици и високите енергии, а понастоящем се оказва благодатно поле за авангардни теории като суперсиметрии, струни, квантова гравитация и др.



Фигура 1.2: Астрономия и астрофизика като дялове от науката за космоса.

Съвременната астрофизика можем условно да разделим на *meopemuvнa* (обща), прак*тическа* и *частна* (състояща се от конкретни области на изследване). Общата астрофизика полага физическите основи на науката за космоса. Това включва моделиране на различните състояния на веществото в космоса: идеален газ в звездите и в междузвездната среда, изроден електронен или неутронен газ в белите джуджета и в неутронните звезди, твърди тела и различни флуиди при планетите, астрофизична плазма с различни степени на йонизация и магнетизиране. Процесите на излъчване и на взаимодействие на светлината със средата (звездно вещество, звездни атмосфери, междузвезден газ и прах) са предмет на астрофизиката на лъчението (radiative astrophysics). Изследванията на космически излъчвания и частици с високи енергии: рентгенови и гама-лъчи, космически частици и неутрино, обикновено се наричат *астрофизика* на *високите енергии* (high-energy astrophysics). Т.нар. *релативистична астрофизика* включва астрофизични приложения на Теорията на относителността: компактни космически обекти като черни дупки и неутронни звезди, гравитационни лещи, регистрация на гравитационни вълни, а също космологичните проблеми за инфлацията, тъмното вещество и тъмната енергия. Целите на **практическата (наблюдателна) астрофизика** са разработването на инструменти и прибори за астрофизични наблюдения и методи на изследване на космическите обекти. Методологията и се състои най-вече в усъвършенстването на астрофизичните приложения на фотометрията (астрофотометрия) и спектроскопията (астроспектроскопия), а подразделянето и става според изследваните спектрални диапазони: гама-астрономия, рентгенова астрономия, инфрачервена астрономия, радиоастрономия.



Фигура 1.3: Основни дялове на съвременната астрофизика.

Съвременната частна астрофизика има няколко основни дяла, в зависимост от обектите, които се изучават (Фиг. 1.3). Поради близостта на Слънцето, възможностите за неговото изследване са много по-големи, отколкото при останалите звезди в Галактиката. Затова на него е посветена самостоятелна област: физика на Слънцето. Планетарната астрофизика включва изучаването на Слънчевата система и на стремително нарастващия брой екзопланети, детектирани с помощта на различни наблюдателни методи. Предмет на изследване в звездната астрофизика са звездите, звездните атмосфери и звездните групировки. Тя включва също моделирането на звездния строеж и еволюция. Физиката на междузвездната среда обхваща изучаването и моделирането на веществото в междузвездното и извънгалактичното пространство: газ, прах и космически частици. Като междинна област, включваща елементи на звездната астрофизика и физиката на междузвездната среда се оформи звездообразуването, където се прилага голям арсенал от съвременни числени методи и симулации, наблюдения в различни спектрални диапазони и теоретични изследвания с инструментариума на (магнито)хидродинамиката. Названието извънгалактична астрономия има исторически корени, тъй като едва преди век е доказано строго, че съществуват космически обекти извън нашата галактика. Предмет на тази научна област са галактиките като физически системи и едромащабните процеси в тях.

В рамките на този курс ще разгледаме някои теми от общата и практическата астрофизика и ще направим преглед на отделни области от частната астрофизика.

Глава 2

Основни понятия и величини от теория на лъчението

Като дял от практическата астрофизика, *астрофотометрията* разработва методи за измерване и регистриране на светлинни потоци. Нейна основа е класическата фотометрия с нейния инструментариум от понятия и величини. Преди да направим увод в астрофотометрията (Глава 7), не е излишно да припомним някои основни фотометрични величини и техния смисъл.

Поради голямата си отдалеченост и предвид ограничената разделителна способност на астрономическите прибори, повечето космически обекти са **точкови източници**. Основната фотометрична характеристика на точков източник О е неговата *сила (интензитет) I*: енергията, излъчена от източника за единица време в единица пространствен ъгъл ω . Алтернативно, полето на лъчение на източника може да се опише чрез *потока F*, мярка за мощността на излъчването:

$$I = \frac{F}{\omega} \quad [cd] \tag{2.1}$$

$$F = I\omega \quad [lm] \tag{2.2}$$

В общия случай на неизотропен източник, интензитетът зависи от направлението \vec{n} на разпространение на лъчението $(I = I(\vec{n}))$ и тогава потокът варира според лъча на зрение. Фотометричната величина, описваща **регистрирания** поток върху площадка S, перпендикулярна на лъча от източника, се нарича *осветеност* Е:

$$E = \frac{F}{S} = \frac{I\omega}{S} = \frac{I}{r^2} \quad [lx = \frac{lm}{m^2}]$$
(2.3)

Потокът през площадка S', чиято нормала е наклонена под ъгъл i спрямо лъча от източника, е същият, но осветеността очевидно е различна (Фиг. 2.1). Ако $\omega \ll 1$, можем да приемем S за равнинна площадка и тогава $S' = S/\cos i$ и получаваме израз за осветеността в общия случай:

$$E = \frac{F\omega}{S'} = \frac{I \cos i}{r^2} \tag{2.4}$$

Най-често площадката, върху която се регистрира лъчението, се избира да бъде перпендикулярна на неговото направление (cos i = 1.). Осветеността, създадена от съвкупност от точкови източници (напр. звезден куп, галактика) може да се пресметне като сума от техните приноси, като обикновено се приема, че разстоянията до всички тях са приблизително равни:



Фигура 2.1: Осветеност от точков източник.

$$E = \frac{\sum_{k} I_k}{r^2} \tag{2.5}$$

При ред площни астрофизически обекти обаче отделни точкови източници не могат да се различат - особено при по-далечните галактики. Те изглеждат просто като светещи петна с варираща яркост от центъра към периферията. При звездните модели също се разглеждат излъчващи повърхности. Основната фотометрична характеристика на площен източник е повърхностната яркост В. Тя се дефинира като поток, излъчен от единична площадка $d\sigma$ и регистриран в единица пространствен ъгъл $d\omega$ с позиционен ъгъл спрямо нормалата θ :

$$B(\theta) = \frac{d^2 F}{d\sigma \, d\omega \, \cos \theta} \tag{2.6}$$

Нека забележим, че в общия случай повърхностната яркост също зависи от θ , което се определя от физичното състояние на излъчващата повърхност. Тогава сумарният интензитет (сила) на източник с площ σ ще бъде:

$$I(\theta) = B(\theta) \cos \theta \ \sigma$$

$$I_0 \propto \cos \theta \ , \qquad B(\theta) = B_0 = \text{const} \ ,$$
(2.7)

т.е. за ортотропни повърхности с $B_0 = \text{const}$ е изпълнен законът на Lambert ($I_{\nu} \propto \cos \theta$). Горещи самосветещи тела като звездите и матови повърхности с дифузно отражение отговарят добре на приближението за ортотропна повърхност. Като заместим (2.7) в (2.4) получаваме за осветеността E и потока F от тях съответно:

$$E = \frac{B_0 \sigma \cos \theta \cos i}{r^2}$$
$$F = \frac{B_0 S \sigma \cos \theta \cos i}{r^2}$$

където S е площадката, върху която се регистрира лъчението (Фиг. 2.2).

В теорията на звездния строеж и на звездните атмосфери повърхностната яркост на



Фигура 2.2: Излъчване на площен източник:
а) към дефиницията на понятието "повърхностна яркост"; б) осветеност от площен източник върху площадка
 S

единичен сегмент се нарича *специфичен интензитет* (specific intensity) и се бележи с I_{ν} , докато обозначението B_{ν} е запазено за функцията на Планк (вж. Глава 4). Това може да породи известно объркване, но ние ще се придържаме към всеобщо възприетата конвенция при дефинирането на другите фотометрични величини, свързани с I_{ν} . Средният интензитет \mathcal{J}_{ν} е интензитетът, усреднен по всички направления, т.е. нулев момент на I_{ν} :

$$\mathcal{J}_{\nu} = \int_{4\pi} \frac{I_{\nu}(\vec{n})}{4\pi} d\omega \qquad (2.8)$$

Средният интензитет е свързан с величината спектрална плотност на лочистата енергия u_{ν} . Ако $d\mathcal{E}_{\nu} = I_{\nu} d\nu dt d\omega d\sigma$ е енергията, пренесена от лъчението за единица време dt през площ $d\sigma$, то енергията, съдържаща се в обем $dV = c dt d\sigma$, е:

$$\int_{4\pi} d\mathcal{E}_{\nu} = \int_{4\pi} I_{\nu} \, d\omega \, d\nu \, dt \, d\sigma = 4\pi \mathcal{J}_{\nu} \, \frac{dV}{c} \, d\nu := u_{\nu} \, dV \, d\nu$$
$$u_{\nu} = \int_{4\pi} \frac{I_{\nu}(\vec{n})}{c} \, d\omega$$
(2.9)

Първият момент на специфичния интензитет се нарича лачист поток F_ν:

$$F_{\nu} = \int_{4\pi} I_{\nu} \, \cos\theta \, d\omega \tag{2.10}$$

Както ще се убедим по-нататък, звездното лъчение достига до наблюдателя от тънък повърхностен слой на звездата (атмосфера), който обикновено е много малък в сравнение с нейните размери. Тогава се използва т.нар. *плоскопаралелно приближение*: видимата част от звездата се приема за плосък диск от успоредни равнинни слоеве, а θ е ъгълът между нормалата към диска и лъча на зрение. Тогава лъчистият поток е равен на енергията, преминаваща за единица време през единична площадка, перпендикулярна на направлението

към източника, и може да се разложи на компоненти F^+ (към наблюдателя, $0 \le \theta \le \pi/2$) и F^- (от наблюдателя, $\pi/2 \le \theta \le \pi$):

$$F_{\nu} = 2\pi \int_{0}^{\pi} I_{\nu}(\cos\theta) \,\cos\theta \,\sin\theta \,d\theta = F^{+} + F^{-}$$

$$(2.11)$$

При изотропно поле на лъчението $F^+ = -F^-$ и $F_{\nu} = 0$, докато при звездите $F^- = 0$. Разпределението на повърхностната яркост по звездните дискове обаче не е равномерно. (Вж. коментара върху потъмнението на слънчевия диск (Тема 7.2).) В такива случаи се използва усреднен по диска (вж. Фиг. 2.3) специфичен интензитет, наречен *астрофизичен поток* \mathcal{F}_{ν} :

$$\mathcal{F}_{\nu} = \langle I_{\nu} \rangle = \frac{1}{\pi R^2} \int_{0}^{R} I_{\nu}(p) \, 2\pi p \, dp, \qquad p = R \, \sin \theta$$
$$\langle I_{\nu} \rangle = \frac{1}{\pi R^2} \int_{0}^{\pi/2} I_{\nu}(\cos \theta) \, 2\pi R^2 \, \cos \theta \, \sin \theta \, d\theta = \frac{F^+}{\pi} = \mathcal{F}_{\nu}$$



Фигура 2.3: Към усредняването на интензитета по звездния диск.

От астрофизичния поток се извежда величината *поток, регистриран от земен наблюдател* f_{ν} , върху площадка, перпендикулярна на лъча от звездния източник и на разстояние D от него (Фиг. 2.4):

$$f_{\nu} = \langle I_{\nu} \rangle \, d\Omega = \langle I_{\nu} \rangle \, \frac{\pi R^2}{D^2} = \pi \mathcal{F}_{\nu} \frac{R^2}{D^2} = F_{\nu} \frac{R^2}{D^2} \tag{2.12}$$

Пренесеният от лъчението импулс, интегриран по всички посоки, има смисъл на лъчисто налягане P_{ν} :

$$P_{\nu} = \int_{4\pi} \frac{I_{\nu}}{c} \cos^2 \theta \, d\omega \tag{2.13}$$

В Таблица 2 са приведени мерните единици на описаните фотометрични единици според предпочитаната в астрофизиката система CGS.



Фигура 2.4: Към дефиницията на астрофизичен поток.

Таблица 2.1: Мерни единици на някои фотометрични величини (стандартни и в система CGS). Използваните в теорията на звездния строеж и атмосфери са нормирани на единичен честотен интервал. Съкращения: ТИ - точков източник; ПИ - площен източник

Величина (английски термин)	Означение	Единица
Точков източник		
Интензитет (intensity)	Ι	cd, erg/s.sr
Поток (flux)	F	lm=cd.sr, erg/s
Ocbetehoct (incidence)	E	$lx=lm/m^2, erg/s.cm^2$
Площен източник		
Повърх. яркост (surface brightness), специфичен ин- тензитет (specific intensity)	$I_{ u}$	$\rm erg/s/sr.cm^2.Hz$
Среден интензитет (mean intensity)	$\mathcal{J}_{ u}$	$erg/s/sr.cm^2.Hz$
Плътност на лъчението (radiation density)	$u_{ u}$	$ m erg/cm^3.Hz$
Лъчист поток (radiation flux)	F_{ν}	$ m erg/s.cm^2.Hz$
Налягане на лъчението (radiation pressure)	P_{ν}	$\mathrm{erg}/\mathrm{cm}^{3}.\mathrm{Hz}$
Астрофизичен поток (astrophysical flux)	$\mathcal{F}_{ u}$	$\rm erg/s.cm^2.Hz$
Поток, регистриран от земен наблюдател	$f_{ u}$	$ m erg/s.cm^2.Hz$

Глава 3

Диапазони на електромагнитното лъчение. Фотометрични величини

След като основната информация от космоса достига до нас чрез електромагнитното лъчение, ясно е, че в основите на астрофизиката лежат теорията на излъчването и физиката на излъчващото вещество (звездно или междузвездно). Затова следващите теми са посветени на някои въпроси от теорията на лъчението, както и на практическите дисциплини по неговото регистриране и анализ (фотометрия и спектроскопия).

3.1 Фотони. Диапазони на електромагнитното лъчение.

Квантовата електродинамика дава пълно описание на законите на електромагнитното лъчение и взаимодействието му с веществото. То се състои от елементарни частици фотони, които притежават едновременно вълнови и корпускулярни свойства. Една от основните характеристики на фотона е енергията ε , зависеща единствено от неговата честота ν (или, алтернативно, неговата дължина на вълната λ):

$$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \tag{3.1}$$

Всеобщо приета и удобна единица за дължина на вълната в астрофизиката е *анг*стрьом (1 Å= 10^{-10} m), а енергиите на фотони от ултравиолетовия (UV) диапазон и по-енергетични обикновено се измерват в *електронволти* (eV, вж. Таблица 3.1). Затова ще приведем и една практична числена връзка между λ [Å] и ε [eV], която може да се получи от (3.1):

$$\varepsilon \approx \frac{12398}{\lambda}$$
 (3.2)

Добре известното разделяне на електромагнитното излъчване на диапазони е приведено в Таблица 3.1 и онагледено на Фиг. 3.1.

Регистрацията на космическо електромагнитно лъчение от наземни телескопи и прибори зависи от прозрачността на земната атмосфера (Фиг. 3.2). Тя е почти напълно прозрачна за падащото лъчение само в два, сравнително тесни, спектрални "прозореца": *оптически* $(0.3 \le \lambda \le 1.5 - 2 \ \mu m)$ и *радиопрозорец* (1 mm $\le \lambda \le 15 - 30$ m), допълнени от тесни ивици в близкия (NIR) и среден инфрачервен (MIR) диапазон. Непрозрачността се обуславя предимно от разсейване и поглъщане от страна на атоми и молекули, а в радиодиапазона – от отражение на вълните от йоносферните електрони. В далечната ултравиолетова област (FUV) основен агент на поглъщането е озонът (O₃), разположен на височини 20 – 60 km,

Диапазон	λ	Енергия (ε)	Поглъщане
Гама лъчи (γ)	$\lambda < 0,1\text{\AA}$	$> 124 \mathrm{keV}$	N_2, P_2
Твърд рентген (HX)	$0.1 - 1 \text{\AA}$	$124{\rm keV}$ - $12.4{\rm keV}$	$\mathrm{N},\mathrm{O},\mathrm{N}_2,\mathrm{O}_2$
Мек рентген (SX)	$1-100\mathrm{\AA}$	$12.4\mathrm{keV}$ - $124\mathrm{eV}$	$\mathrm{N},\mathrm{O},\mathrm{N}_2,\mathrm{O}_2$
Далечен ултравиолет (FUV)	$100 - 2000 \text{\AA}$	124 - 6 eV	O ₃
Близък ултравиолет (NUV)	$2000 - 3900 \text{\AA}$	6 - 3 eV	Пропуска се
Видим (оптичен)	$3900 - 7600 \text{\AA}$	3 - 1,6 eV	Пропуска се
Близък инфрачервен (NIR)	$0,76-5\mu\mathrm{m}$	$1,6-0.25\mathrm{eV}$	H_2O, CO_2
Среден инфрачервен (MIR)	$5 - (25 - 40) \mu\mathrm{m}$	< 0.25 - $1.24\mathrm{meV}$	H_2O, CO_2, O_3
Далечен инфрачервен (FIR)	$(25-40) - 350 \mu\mathrm{m}$	$< 0.25 - 1.24 \mathrm{meV}$	H_2O, CO_2, O_2
Радио	> 1 mm		Частично

Таблица 3.1: Електромагнитни диапазони и пропускливост на атмосферата. Забележка: Диапазонът 10-310 Å понякога се нарича EUV (Extreme UltraViolet).

а също процесите на йонизация и дисоциация на кислородните молекули. В отделни ултравиолетови ивици има и поглъщане от водни пари, но на височини над 15-20 km такива вече няма. В рентгеновия и в гама-диапазона поглъщането е функция на газовата концентрация по лъча на зрение (g/cm^2) над даденото атмосферно ниво h, като при h > 30-40 km атмосферата пропуска кванти с $\varepsilon > 20$ keV. В MIR-диапазона има само два прозореца на прозрачност с центрове ~ 10 µm и ~ 20 µm; отговорни за поглъщането в тази област са молекули на водата и на въглеродния двуокис. Има и слаба ивица на поглъщане от озона. В далечния инфрачервен диапазон (FIR) и особено в субмилиметровата зона ($\lambda > 100 \ \mu m$) агенти на поглъщането са молекулите H₂O, CO₂, O₂. Поради рязкото намаляване на концентрацията на водни молекули с височината, цялата инфрачервена област е широко достъпна за наблюдения от аеростати и от самолети, летящи на голяма височина. (Такива наблюдения се правят и при по-късовълновите от NUV диапазони.) Тук обаче се наблюдава и собственото излъчване на земната атмосфера. В областта на милиметровите радиовълни отслабването на падащото лъчение зависи от влажността на атмосферата, като се определя от ивици на поглъщане на водата и молекулния кислород. Астрофизически радионаблюдения в сантиметровия и метровите диапазони обаче могат да се провеждат и при облачно време.

Космическите гама-фотони (γ) възникват чрез няколко основни механизма: при взаимодействие на електрони с високи енергии с други заредени частици (спирачно лъчение, синхротронно лъчение, обратен Комптънов ефект); при ядрени процеси (напр. преход на възбудено ядро в основно състояние, разпад на π^0 -мезони) и при процеси на анихилация в междузвездния газ. Те се поглъщат в земната атмосфера чрез Комптъново разсейване (≤ 20 MeV) или раждане на електрон-позитронни двойки. Твърди γ -кванти с $\varepsilon > 10$ GeV могат да бъдат засечени по черенковото излъчване на породени от тях електрони. За тяхната регистрация се използват специални детектори с фотоумножител.

Междузвездната среда е сравнително прозрачна за *рентгеновите фотони* (Х-лъчи). Те се генерират също чрез разнообразни процеси: спирачно лъчение на свободни електрони (твърди Х лъчи); при движение на бързи електрони в магнитно поле (степенен спектър);

обратен Комптънов ефект; електронни преходи в тежки атоми и циклотронно излъчване на гореща плазма в магнитно поле (линеен спектър). Детектират се най-често с детектори, работещи на принципа на фотоефекта, и чрез сцинтилационни детектори, снабдени с фотоумножител.



Фигура 3.1: Електромагнитен спектър

Космическото ултравиолетово излъчване с непрекъснат спектър е най-често топлинно по характер и има звезден произход. В линейния ултравиолетов спектър преобладават Лаймановата и част от Балмеровите серии (в NUV) на водорода и това има огромно значение за изследванията на междузвездната среда. Инфрачервеното излъчване от космоса с непрекъснат спектър е изцяло с топлинен характер. Някои важни инфрачервени линии възникват при преходи в тънката структура на въглерода, кислорода (неутрален и йонизиран) и неона (йонизиран), а също при преходи между ротационни и ротационноосцилационни нива на междузвездни молекули като СО, NH₃, OH, SiO. Непрекъснатото *радиоизлъчване* има за източник големи ансамбли от заредени частици; най-вече електрони. Радиошумът се изменя бързо и хаотично по широк интервал от честоти. Основни механизми на непрекъснатото радиоизлъчване са спирачното и магнитоспирачното лъчения (в частност, синхротронното лъчение), докато линейното възниква най-вече при преходи между нива на междузвездни атоми и молекули.

3.2 Космически обекти, наблюдавани в различни диапазони.

Типичните космически обекти, които могат да се наблюдават в различните спектрални диапазони, са посочени в Таблица 3.2. Източници на меко γ -лъчение (< 5 MeV) са остатъци от свръхнови звезди, активни галактични ядра (AGN), черни дупки, избухвания на Слънцето, пулсари. Твърдото γ -лъчение (50 MeV ÷ 10 GeV) също може да произхожда от пулсари, но по-често е дифузно по характер и се генерира от взаимодействието на космическите лъчи с междузвездния газ. Рентгеновите източници в нашата Галактика са силно концентрирани към галактичната равнина и са преди всичко тесни двойни системи, а съ-



Фигура 3.2: Поглъщане на различните електромагнитни диапазони от земната атмосфера. Кривите дават височината над морското ниво z_0 или остатъчната част от атмосферата (в масови единици) за три стойности на съотношението $I(z_0, \lambda)/I(\infty, \lambda)$. Пълна непрозрачност съответства на оптична плътност $\tau \sim 10$.

що остатъци от свръхнови. Извънгалактичните източници са равномерно разпределени по небесната сфера. Те могат да бъдат галактични купове, AGN или квазари.

Близък естествен източник на (топлинно) UV лъчение е Слънцето, но типичните космически UV източници са младите масивни звезди и техните йерархични образувания в галактиките: ОВ асоциации, комплекси, млади звездни купове. Повечето звезди обаче имат максимално излъчване в оптическия диапазон.

Границите между близкия, средния и далечния IR диапазон не са строго определени и варират при различните автори. Основният фактор, който ги определя, обикновено е типът използван детектор. От наземни обсерватории NIR наблюдения се правят от 60-те години на XX век, докато в MIR и FIR са необходими обсерватории, които могат да се издигнат над атмосферата. Такива наблюдения изискват специално охладени (Ge) детектори със съпротивления, силно чувствителни към топлина. В близката IR област междузвездният прах също става непрозрачен, което позволява да надникнем в някои газово-прахови области около млади звезди. А в MIR самият по-хладен прах започва да излъчва. Особено силно в този диапазон е също собственото топлинно излъчване на планетите, кометите и астероидите. Температурите на планетите в Слънчевата система варират от 53 до 573 К и максимумът на излъчването им се пада тъкмо в MIR. (Например, Земята излъчва наймного на $\lambda \sim 10 \ \mu m$.) Топлият междузвезден прах, нагрят от лъчението на близки звезди, също излъчва в MIR, с максимум на $\sim 10 \ \mu m$. Прахът се състои главно от силикатни частици с размери от 0.1 μ m до десетки метри. Някои примери за излъчването на Слънчевата Таблица 3.2: Космически обекти, наблюдавани в различни диапазони. С нормален шрифт са обозначени вече приключилите мисии, а с удебелен шрифт - функциониращите към настоящия момент.

Диапазон	Обекти	Инструменти / мисии
γ -лъчи	AGN; пулсари; остатъци от свръхнови; гама-избухвания (GRB)	BATSE, MAGIC, Swift GRBM, LAT
Х-лъчи	остатъци от свръхнови; тесни двойни звез- ди; галактични купове; AGN; квазари	ROSAT, Chandra, RXTE
FUV	Млади звезди, масивни звезди в близки га- лактики	UIT, FUSE, GALEX
NUV	Млади звезди, масивни звезди в близки га- лактики	UIT, HST, GALEX
оптичен	Звезди, планети (отразена светлина), HII области	HST, VLT
NIR	Червени джуджета и червени гиганти; Праховите облаци са прозрачни	2MASS, SST
MIR	Планети, комети, астероиди (собствено из- лъчване), Протопланетни дискове, Топъл прах (нагрят от близки звезди)	IRAS, SST
FIR	Емисия от студен прах; Централни облас- ти на галактиките; Много студени молеку- лярни облаци	IRAS, COBE, HSO
Радио	междузвездни газови облаци; AGN в да- лечни галактики	ALMA, VLA, WMAP

22

система; също светлината от кометите; прахови облаци около млади звезди; протопланетни дискове. В FIR се регистрира излъчването на студени, гигантски газово-прахови облаци (T < 140 K), които обикновено са среда за звездообразуване. Затова наблюденията в този диапазон могат да ни открият протозвезди в тяхната контракционна фаза. Центърът на Галактиката също е ярък обект във FIR, защото съдържа голям брой звезди, обвити в гъсти прахови облаци.

Радиоизточниците в нашата Галактика са най-често пулсари или остатъци от свръхнови (като Cas A), но голямото мнозинство са извънгалактични обекти: радиогалактики, галактики с активни ядра и квазари. След като се установява, че на практика всички галактики излъчват в радиодиапазона, терминът *радиогалактики* е запазен за такива с мощност на излъчване $10^{35} - 10^{37}$ W.

Част II

Обща астрофизика

Глава 4

Физично описание на космическото вещество

4.1 Астрофизична приложимост на модела на идеалния газ

При изучаване на веществото в космоса най-напред ни е необходим работещ модел за неговото физично описание. В повечето космически обекти веществото е във флуидно състояние. (Сред изключенията са скалистите планети, ядрата на гигантските планети, планетезималите и малките тела в планетните системи.) Астрофизичните флуиди могат да бъдат отчасти/напълно йонизирани (плазма) или в неутрално състояние (атомен или молекулен газ). Основна задача при изследването им е да познаваме техните уравнения на състоянието. Така е прието да се наричат зависимостите на налягането P и плътността на енергията u от температурата и плътността:

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

Един фундаментален, много важен модел на флуидно описание е идеалният газ. В статистическата термодинамика той се дефинира като *газ от свободни частици*, чиито взаимодействия и размери могат да се пренебрегнат. Частиците на идеалния газ се разглеждат като:

- 1. С малки размери r спрямо разстоянията между тях, за да можем пренебрегнем взаимодействията помежду им. За газ с концентрация n този класически критерий за идеалност е: $nr^3 \ll 1$.
- 2. Сферични, за да можем да пренебрегнем ротационните моди в молекулите (напр., в газ от двуатомни молекули).
- 3. Твърди, за да разглеждаме ударите между тях като еластични, със запазване на общата им кинетична енергия преди и след удара.
- 4. Движение без триене: частиците не взаимодействат помежду си по друг начин, освен чрез удари, всички полета на свръхатомен мащаб се пренебрегват.

Добре известно е, че моделът е приложим към повечето реални газове при стандартни земни условия. В още по-голяма степен той е приложим към широк клас космически обекти:

- В междузбездна (ISM) и междугалактична (IGM) среда: Характерните концентрации на газа (Н I или H₂) варират от $10^{-6} 10^{-4}$ сm⁻³ (IGM) до 10^5 сm⁻³ (ISM). (За сравнение, при атмосферния въздух стойностите са поне на 15 порядъка по-големи.) Като вземем предвид, че размерът на атомите е $r \sim 10^{-8}$ сm, то класическият критерий за идеалност на газа (точка 1. по-горе) се изпълнява отлично.
- В недрата на звездите: Тук плътността на газа вече е съществена. Ако вземем Слънцето като стандарт за вътрешните условия в звездите, неговата средна плътност е $\bar{\rho}_{\odot} = \mathcal{M}_{\odot}/(4\pi R_{\odot}^3/3) \approx 1.4 \text{ g/cm}^{-3}$, т.е. $n \sim 10^{24} \text{ cm}^{-3}$. Обаче, съгласно условие 4. по-горе, газът може да се приеме за идеален, поради огромната кинетична енергия на частиците. Централната температура на Слънцето $T_{\rm c} \sim 10^7 \text{ K}$. В такъв случай веществото е изцяло йонизирано (смес от атомни ядра и електрони), като взаимодействието на свръхатомен мащаб е електрично (Кулоново поле). Средната потенциална енергия на частиците и $\sim e^2/\bar{d}^2$, където $\bar{d} = n^{-1/3}$ е средното разстояние между тях. Простата сметка показва, че

$$kT \gg e^2/d$$
,

т.е. средната кинетична енергия на частиците многократно превишава средната им потенциална. С други думи, частиците "не усещат" взаимодействието помежду си и можем да ги приемем за свободни в термодинамичен смисъл.

И така, флуидите в междузвездната среда и в звездите могат да се разглеждат като идеални газове: в първия случай поради твърде ниската концентрация, а във втория – поради твърде високата температура. Изключение правят звездните ядра в късни еволюционни стадии (червени гиганти и свръхгиганти), а също така звездните конфигурации от изроден газ: бели джуджета и неутронни звезди.

4.2 Разпределение на Болцман

За да изведем уравненията на макроскопичното състояние, трябва да познаваме разпределението на частиците по енергии. Последното може да бъде функция на времето. Затова обикновено се прави едно важно предположение – че е налице *термодинамично (топлинно) равновесие*: състояние на веществото, при което всеки елементарен процес на обмен на енергия се уравновесява, за единица време, от своя обратен процес¹. Например, ако за единица време и в единица обем определен брой частици N от системата преминава от състояние *i* в състояние *j* поради поглъщане на фотон или удари с други частици, то топлинното равновесие предполага, че за същото време N в обема преминават от състояние *j* в състояние *i*. Всяка затворена термодинамична система достига такова състояние след достатъчно дълго време. Но в реалните астрофизични системи термодинамичното равновесие е само приближение, което можем да използваме с по-голям или с по-малък успех. Както ще видим, в някои случаи то е напълно неприложимо.

Обобщената формула на разпределението по енергии при термодинамично равновесие е изведена от Болцман (Boltzmann) и се нарича *разпределение на Болцман*:

$$N_i = Cg_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) = Cg_i \exp\left(-\frac{E_{i,\text{kin}}}{kT}\right) \exp\left(-\frac{E_{i,\text{int}}}{kT}\right) \exp\left(-\frac{E_{i,\text{pot}}}{kT}\right) , \qquad (4.1)$$

където N_i е броят частици в състояние i, g_i е статистическото тегло на състоянието, C е нормировъчна константа, а пълната енергия на частиците E_i представлява сума от тяхната кинетичната енергия $E_{i, kin}$, вътрешна енергия $E_{i, int}$ (напр., енергия на възбуждане на електроните в атома) и потенциална енергия $E_{i, pot}$ във външно поле (напр., гравитационна потенциална енергия в звездните атмосфери).

¹Това твърдение се нарича също "принцип на детайлното равновесие".

Разпределението на Болцман е приложимо в класически режим. В квантовата статистика има значение дали частиците са бозони (статистика на Бозе-Айнщайн) или фермиони (статистика на Ферми-Дирак). От термодинамичното разглеждане на големия каноничен ансамбъл и на континуум от енергийни състояния E да се покаже, че при топлинно равновесие разпределението на частиците по енергии е:

$$dN(E) = \frac{dg}{\exp(-\eta + E/kT) \pm 1} = \frac{1}{\exp(-\eta + E/kT) \pm 1} \frac{\alpha \, d^3 \vec{x} \, d^3 \vec{p}}{h^3} \quad , \tag{4.2}$$

където dN и dg са съответно броят частици и броят квантови състояния при енергия в интервала (E, E + dE), α е спин-фактор, $\eta = \mu/kT$ е т. нар. *параметър на израждането*, а μ е химичният потенциал). При фермиони пред единицата в знаменателя имаме знак "плюс", а при бозони - "минус". Ако $\eta \gg 1$, е налице силно израждане на системата, докато при $\eta \ll -1$ имаме неизроден газ.

Преходът към класическия режим се осъществява при концентрации, по-ниски от т.нар. квантова концентрация n_{qua} , съответстваща на един атом в куб с ръб, равен на дължината на вълната на дъо Бройл (de Broglie) \hbar/p , пресметната за средната топлинна скорост $\langle v \rangle \sim \sqrt{kT/m}$ на частици с маса m:

$$n \ll n_{\rm qua} = \left(\frac{2\pi m kT}{h^2}\right)^{3/2} \tag{4.3}$$

4.3 Разпределение на Максуел по скорости

Разпределението на Максуел (Maxwell) по скорости (кинетични енергии) е частен случай на разпределението на Болцман (ур. 4.1), когато можем да пренебрегнем вътрешната енергия на частиците и потенциалната им във външно поле, т.е. $E = E_{\rm kin}$. В нерелативистичния случай, кинетичната енергия на частица с импулс p е:

$$E_{\rm kin}(p) = p^2/2m = mv^2/2 , \qquad (4.4)$$

докато в релативистичния, за частици с маса на покой m_0 , имаме:

$$E_{\rm kin}(p) = pc\left(\sqrt{1 + \left(\frac{m_0 c}{p}\right)^2 - \frac{m_0 c}{p}}\right) \tag{4.5}$$

При достатъчно високи температури (например в звездите) и достатъчно ниски концентрации, условието за класически режим (4.3) е изпълнено. Тогава в ур. (4.2) изразът $\exp(-\eta + E/kT) \gg 1$ и можем да опростим уравнението до:

$$dN = \frac{\alpha}{h^3} \exp(\eta) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) d^3 \vec{x} d^3 \vec{p} = \frac{\alpha}{h^3} \exp(\eta) \exp\left(-\frac{p^2}{2mkT}\right) d^3 \vec{x} d^3 \vec{p}$$
(4.6)

Интегрирането му по импулси и по целия обем V води до:

$$N = \frac{\alpha}{h^3} \exp(\eta) V (2\pi m k T)^{3/2} \quad , \tag{4.7}$$

От у-ние (4.7) можем да заместим в (4.6) и така да отстраним фактора $\alpha \exp(\eta)$. Така

стигаме до диференциалното разпределение на Максуел по енергии:

$$\frac{\mathrm{d}N}{N} = \frac{1}{(2\pi m k T)^{3/2}} \, \exp\left(-\frac{p^2}{2m k T}\right) \, d^3 \vec{p} \, \frac{\mathrm{d}V}{V} \ ,$$

като разпределението по импулси е:

$$n(\vec{p}) d^3 \vec{p} = \frac{1}{(2\pi m k T)^{3/2}} \exp\left(-\frac{p^2}{2m k T}\right) d^3 \vec{p}$$
(4.8)

Разпределението на Максуел по скорости се получава чрез смяна на променливите $(\vec{p} = m\vec{v})$:

$$n(\vec{v}) d^3 \vec{v} = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}\right) d^3 \vec{v} ; \qquad (4.9)$$

Направеното предположение за пренебрежимо външно поле води до изотропно разпределение на скоростите. Удобно да преминем в сферични координати и да опростим последния израз, като функция само на модула на скоростта. Получаваме известния *класически вид на разпределението на Максуел*, изведено за макроскопична физическа система в статистическо равновесие:

$$n(v)dv = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} 4\pi v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv ; \qquad (4.10)$$

Както се вижда от Фиг. 4.1, разпределението на частиците по скорости силно зависи от *кинетичната температура* T на излъчващия газ. Най-много частици се движат със скорост $v_{\rm mp} = \sqrt{2kT/m}$, наречена най-вероятна скорост. В кинетичната теория на газовете се използват също широко средната скорост $\langle v \rangle = \sqrt{8kT/\pi m}$ и средноквадратичната скорост $v_{\rm rms} \equiv \sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{3kT/m}$, която е мярка за средната кинетична енергия на частиците.



Фигура 4.1: *Вляво:* Максуелово разпределение по скорости в молекулен газ за две различни температури. *Вдясно:* Относително положение на най-вероятната, средната и средноквадратичната скорости.

Разпределението на частиците по скорости има важно значение и за описание на излъчването на газа. Последното се осъществява при свободно-свободни, свободно-свързани и свързано-свързани преходи и в първите два случая честотата на излъчения фотон зависи от скоростта на електрона преди рекомбинацията.

4.4 Уравнения на състоянието на идеалния газ

Сега остава да изведем изрази за налягането P и плътността на енергията u на частиците, в които да влязат получените разпределения. Да разгледаме куб с обем L^3 , в който са разпределени равномерно N частици, т.е. концентрацията е $n_0 = N/L^3$. При изотропно разпределение по импулси n(p), интегрирането по сферични координати дава:

$$n_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} n(p) \, d^3 \vec{p} = \int_{0}^{\infty} n(p) \, 4\pi p^2 \, dp \tag{4.11}$$

Налягането върху една от стените на куба се определя от импулса $d\tilde{p}$, предаден за единица време dt върху площ L^2 :

$$P = \frac{F}{L^2} = \frac{1}{L^2} \frac{d\tilde{p}}{dt} \tag{4.12}$$

$$d\tilde{p} = \int_{0}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} 2p_x \ v_x dt L^2 \ n(p_x, p_y, p_z) \ dp_x \ dp_y \ dp_z \tag{4.13}$$

Подинтегралният член $2p_x$ изразява предаденият импулс от една частица, а $v_x dt L^2 n$ - всички частици със скорост v_x , които достигат стената в интервала от време dt. Аналогично на случая по-горе преминаваме в сферични координати:

$$p_x = p \sin \theta \cos \phi$$
, $v_x = v(p) \sin \theta \cos \phi$, $d^3 \vec{p} = p^2 \sin \theta \, dp \, d\theta \, d\phi$

Така получаваме израз за налягането:

$$P = \frac{1}{L^2} \frac{d\tilde{p}}{dt} = \int_0^\infty \int_{0}^{2\pi} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} 2pv \ p^2 \ n(p) \ \sin^3\theta \ \cos^2\phi \ dp \ d\theta \ d\phi = \frac{1}{3} \int_0^\infty \ p \ v(p) \ n(p) \ 4\pi p^2 \ dp$$
(4.14)

Съответно за плътността на кинетичната енергия на частиците можем да получим:

$$u_{\rm kin} = \int_{0}^{\infty} E_{\rm kin}(p) n(p) 4\pi p^2 dp \quad ; \qquad (4.15)$$

Като заместим в получените ур. (4.14) и (4.15) разпределението по импулси на Максуел n(p) (ур. 4.8), получаваме уравненията на състоянието за газ в статистическо равновесие:

$$P = \frac{1}{3} \int_{0}^{\infty} pv n(p) 4\pi p^{2} dp = nkT = \frac{\Re}{\mu} \rho T , \qquad (4.16)$$

$$u_{\rm kin} = \int_{0}^{\infty} \varepsilon(p) \, n(p) \, 4\pi p^2 \, dp = \frac{3}{2} nkT = \frac{3}{2}P \, , \qquad (4.17)$$

където \Re е универсалната газова константа, а μ – средната маса на частица. Първият израз е добре познатото ни уравнение на Клапейрон-Менделеев. От второто уравнение личи, че средната кинетична енергия на частица $\langle E_{\rm kin} \rangle = 3kT/2$.

Формула на Болцман за топлинна населеност по възбудени нива.

Нека се върнем сега към общия вид на разпределението на Болцман (ур. 4.1) и да усложним малко картината, като отчитаме не само кинетичната, но и вътрешната енергия на частиците. за простота ще разгледаме газ от свободни атоми A с едно възбудено ниво *i*. Пълната енергия на всеки атом е сума от кинетичната му енергия и енергията на възбуждане $E = p_A^2/2m + \varepsilon_i$, а броят на квантовите състояния в интервала ($\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon$) е:

$$dg_{\rm A} = g_i \frac{d^3 \vec{x} \, d^3 \vec{p_{\rm A}}}{h^3}$$

където g_i е показател на израждането на възбуденото ниво. Заместваме израза за пълната енергия в ур. (4.6) и след интегриране получаваме формула за броя атоми в *i*-то възбудено състояние, аналогична на ур. (4.7):

$$N_i = \int dN_i = V \, \frac{(2\pi m_{\rm A} kT)^{3/2}}{h^3} \, \exp(\eta_{\rm A}) \, g_i \, \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{kT}\right) \tag{4.18}$$

или:

$$n_i = \frac{N_i}{V} = \frac{(2\pi m_A kT)^{3/2}}{h^3} \exp(\eta_A) g_i \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{kT}\right)$$
(4.19)

Оттук отношението на концентрациите n_i и n_j на атоми в *i*-то и *j*-то състояние, съответстващи на енергийни нива на енергия ε_i и ε_j , се подчинява на формулата на Болцман:

$$\frac{n_j}{n_i} = \frac{g_j}{g_i} \exp\left(-\frac{\varepsilon_j - \varepsilon_i}{kT}\right) \tag{4.20}$$

Населеностите на нивата, пресметнати по тази формула, се наричат още *топлинни населености*, защото се получават при предположение за топлинно равновесие. При отсъствие на такова нивата ще бъдат с по-ниска населеност. Такъв е случаят с някои газове с ниска плътност в междузвездната среда.

Съответно, за да получим отношението на концентрацията на атомите А в *i*-то състояние към концентрацията на *всички* атоми на дадения химичен елемент, трябва да сумираме по всички квантови състояния:

$$Z_{\rm A}(T) = \sum_{i=0}^{\infty} g_{{\rm A},i} \, \exp\left(-\frac{\varepsilon_{{\rm A},i}}{kT}\right)$$
$$\frac{n_{{\rm A},i}}{n_{\rm A}} = \frac{g_{{\rm A},i}}{Z_{\rm A}(T)} \, \exp\left(-\frac{\varepsilon_{{\rm A},i}}{kT}\right) \tag{4.21}$$

Формулата на Болцман има важно значение, за да оценим силата на емисионните или абсорбционните линии на атоми и молекули в звездните спектри, възникващи при свързано-свързани преходи. Поради експоненциалното намаляване на населеността към по-високите енергийни нива, лесно може да се съобрази, че най-ярките линии ще възникват при преходи от основно към първо възбудено ниво и обратно. Такива линии се наричат *резонансни*.

4.6 Формула на Саха

Друг важен астрофизичен случай на идеален газ е, когато веществото е частично йонизирано – например, в горните слоеве на хладни звезди или в звездните атмосфери. За простота ще разгледаме най-простия случай на еднократна йонизация, какъвто е преходът от Н II към Н I. Ще обозначим с $\varepsilon_{\rm ion}$ потенциала на йонизация, като можем да приемем $m_{\rm I} \approx m_{\rm A}$). Тогава за енергията на атома $E_{\rm A}$, на йона $E_{\rm I}$ и на електрона $E_{\rm e}$ имаме:

$$E_{\rm A} = p_{\rm A}^2/2m_{\rm A}, \qquad E_{\rm I} = p_{\rm I}^2/2m_{\rm A} + \varepsilon_{\rm ion}, \qquad E_{\rm e} = p_{\rm e}^2/2m_{\rm e} \;,$$

със съответен брой на квантовите състояния:

$$dg_{\rm A} = g_{\rm A} \frac{d^3 \vec{p}_{\rm A} d^3 \vec{x}}{h^3}, \qquad dg_{\rm I} = g_{\rm I} \frac{d^3 \vec{p}_{\rm I} d^3 \vec{x}}{h^3}, \qquad dg_{\rm e} = g_{\rm e} \frac{d^3 \vec{p}_{\rm e} d^3 \vec{x}}{h^3}$$

В последната формула $g_e = 2$, което отговаря на двете възможни спинови състояния на електрона. Отново ще използваме ур. (4.7), за да получим концентрациите на всички частиците:

$$n_{\rm A} = g_{\rm A} \frac{(2\pi m_{\rm A} kT)^{3/2}}{h^3} \exp(\eta_{\rm A})$$
$$n_{\rm I} = g_{\rm I} \frac{(2\pi m_{\rm A} kT)^{3/2}}{h^3} \exp(\eta_{\rm I}) \exp\left(-\frac{\varepsilon_{\rm ion}}{kT}\right)$$
$$n_{\rm e} = 2\frac{(2\pi m_{\rm e} kT)^{3/2}}{h^3} \exp(\eta_{\rm e})$$

От закона за запазване на енергията следва, че химичните потенциали трябва да удовлетворяват съотношението $\eta_{\rm I} + \eta_{\rm e} - \eta_{\rm A} = 0$ и това ни позволява да отстраним неизвестното η от частното $\eta_{\rm I}\eta_{\rm e}/\eta_{\rm A}$. Получаваме формулата на Caxa (Saha), която ни дава отношението на равновесните количества на йонизираните и неутралните атоми A:

$$\frac{n_{\rm I} n_{\rm e}}{n_{\rm A}} = \frac{2g_i \left(2\pi m_{\rm e} kT\right)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{\rm ion}}{kT}\right)$$
(4.22)

Отношението $n_{\rm I}/n_{\rm A}$ очевидно се променя по-бързо с T при по-трудно йонизуемите елементи, т.е. с по-висок потенциал на йонизация $\varepsilon_{\rm ion}$. Следователно, че за тях преходите между слоеве с йонизирано и неутрално вещество са по-резки. Освен това формулата на Саха показва, че степента на йонизация зависи не само от температурата, но и от електронното налягане P_e (посредством n_e), което при други еднакви условия е пропорционално на общото газово налягане P. Този факт има важно приложение при класификацията на звездите по светимост. Ниското налягане в атмосферата благоприятства йонизацията. Ако две звезди имат приблизително еднаква температура, но доста различни размери (гигант и джудже), линиите на различни йони в спектрите им ще бъдат с различен интензитет. Звездата-джудже ще има голямо ускорение на повърхността g и нейната атмосфера ще бъде тънка и плътна, с високо газово налягане, докато атмосферата на гиганта ще бъде общирна и разредена, с ниско налягане. Затова, поради ниското P_e , степента на йонизация при гиганта ще бъде по-голяма.

4.7 Понятие за локално термодинамично равновесие

При записване на разпределението на Максуел по скорости (ур. 4.10), на формулата на Болцман за равновесната населеност на възбудени електронни нива (ур. 4.20) и на формулата на Саха за равновесно разпределение по йонизационни състояния (ур. 4.22) ние използвахме едно и също означение за температурата. Тази температура обаче не е една и съща в общия случай! Температурата, която фигурира в разпределението на Максуел по скорости е мярка, както видяхме, за средната кинетична енергия на частиците и се нарича *кинетична температура T*_{kin}. Температурата, влизаща във формулата на Болцман, обикновено се нарича *memnepamypa на възбужсдане T*_{ex}, а тази във формулата на Саха – *температура на йонизация T*_{ion}. Във всички тези случаи температурата е параметър, който може да се получи от наблюдения. Когато $T_{kin} = T_{ex} = T_{ion}$, говорим за локално термодинамично равновесие (LTE). В този важен физичен случай, принципът на детайлното равновесие е приложим в даден елементарен обем, който се характеризира с единствена равновесна температура T, и тя поражда съответните разпределения на Максуел, на Болцман и на Саха.

По принцип, само затворени системи могат да бъдат в термодинамично равновесие. Излъчващи обекти като звездите никога не могат да бъдат в глобално термодинамично равновесие. Но приближението за локално термодинамично равновесие може да се приеме, ако са изпълнени следните две условия:

- Еластичните удари между частиците са достатъчно ефективни, за да се установи разпределение на Максуел по скорости, с единствена локална кинетична температура.
- Нееластичните удари са по-чести от процесите на абсорбция и емисия и определят населеностите на йонизационните състояния и на възбудените нива. Това е условие за достатъчно висока плътност на частиците.

Предположението за LTE се изпълнява доста точно във вътрешността на звездите и, в повечето случаи, в звездните атмосфери. Тези обекти се моделират по слоеве, като всеки слой има различна равновесна температура, като глобалният поток на лъчението е насочен навън, но последното се преработва напълно във всеки слой. Приемането на предположението за LTE силно облекчава пресмятанията.

В силно разредените обвивки на звездите, в междузвездната среда и в активните галактични ядра предположението за LTE е доста далеч от реалността. В слънчевата корона, например, стойностите на $T_{\rm kin}$, $T_{\rm ex}$ и $T_{\rm ion}$ са не само различни, но и наблюденията на линиите на различни химични елементи дават различни кинетични температури. Физически това означава, че обменът на енергия между различните типове частици е затруднен. Все пак разпределение на Максуел по скорости можем да приемем и в случаи, когато LTE не е изпълнено, но можем да разглеждаме газа като съвкупност от слабо свързани ансамбли с различни кинетични температури.

Глава 5

Физика на космическото излъчване

5.1 Топлинно излъчване и абсолютно черно тяло. Закон на Планк

Излъчването на вещество в LTE се нарича *топлинно*. С нарастването на оптичната плътност на средата, спектърът на лъчението ще се доближава до този на абсолютно черно тяло (AЧT). Последното е идеализиран модел, който не съществува в чист вид в природата. Той се въвежда в теорията за описание на полето на лъчение в *термодинамично равновесие с веществото* в целия обем на тялото.

Класическият лабораторен модел на АЧТ е затворен съд с напълно непрозрачни стени (например, боядисани със сажди). Попадналата в съда светлина се поглъща или отразява многократно, докато бъде изцяло погълната. Ако това поглъщане не бъде уравновесено от собствено излъчване на стените, то те биха се нагрявали до безкрайно големи температури, което е невъзможно. В крайна сметка се постига лъчисто равновесие между стените и лъчението в съда (измерено през много тънък отвор в него) и това състояние се характеризира единствено от температурата T. Равновесното лъчение на АЧТ е хомогенно и изотропно и не зависи от спектъра на падащото лъчение, нито от химичния състав на излъчващото вещество, а само от T. С други думи, АЧТ преработва напълно падащото лъчение и излъчва като ортотропна повърхност, със свой собствен спектър $B_{\nu}(T) = \text{const}_{\theta}$. Моделът намира неочаквано приложение в астрофизиката, когато се оказало, че излъчването на звездите в първо приближение е чернотелно. Физичното обяснение, до което се достига по-късно, е високата непрозрачност на звездното вещество, обуславяща пълно поглъщане на генерираното в звездното ядро лъчение и изпълнение на условието за ЛТР във всеки елементарен слой.

Чернотелното лъчение се описва от закона на Планк (Planck), който можем да изведем по аналогичен начин на разпределението на Максуел (вж. предната глава, Тема 3.1). Фотоните са бозони и броят им не се запазва при термодинамично равновесие ($\eta = 0$) и тогава функцията им на разпределение по енергии е (срв. уравнение (4.2)):

$$dN(\varepsilon) = \frac{dg}{\exp(\varepsilon/kT) - 1}$$

Като имаме предвид, че при термодинамично равновесие разпределението на импулсите е изотропно, а фотоните имат две посоки на поляризация, получаваме за броя квантови състояния:

$$dg = 2dV \frac{d^3p}{h^3} = \frac{2dV}{h^3} 4\pi p^2 dp$$

Сега вземаме предвид, че импулсът на фотона е $p = h\nu/c$ ($dp = h d\nu/c$) и, като заместим в горните уравнения, получаваме за концентрацията на фотоните dn и за плътността на енергията им u_{ν} в единичен честотен интервал ($\nu, \nu + d\nu$):

$$dn = \frac{dN}{dV} = \frac{4\pi}{c} \frac{2\nu^2}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} d\nu$$
$$u_{\nu}d\nu = \frac{4\pi}{c} \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} d\nu$$
(5.1)

От (2.9) и предвид изотропността на чернотелното лъчение следва:

$$u_{\nu} = \frac{1}{c} \int_{4\pi} B_{\nu} \, d\omega = \frac{4\pi}{c} B_{\nu} \, ,$$

където с B_{ν} означаваме повърхностната яркост (специфичния интензитет) на абсолютното черно тяло с температура T. От сравнението с (5.1) се получава и израза за закона на Планк за чернотелното излъчване:

$$B_{\nu}d\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \, d\nu \tag{5.2}$$

или, при нормиране на единичен интервал дължини на вълната $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ и смяна на променливите $(\nu = c/\lambda, d\nu = -(c/\lambda^2) d\lambda)$:

$$B_{\lambda}d\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/kT\lambda) - 1} \, d\lambda \tag{5.3}$$

От изследването на функцията $B_{\lambda}(T)$ се стига до обратно пропорционалната зависимост между температурата T на АЧТ и дължината на вълната λ_{\max} , на която специфичният интензитет на излъчване достига своя максимум. Ако положим $x := hc/kT\lambda$, изискването $(B_{\lambda})' = 0$ води до числено решение x = 4.9651.... Така:

$$\lambda_{\max} = \frac{hc}{kx} \frac{1}{T} \approx \frac{2.898 \times 10^6}{T \ [K]} \quad [nm]$$
(5.4)

Това съотношение е получено най-напред (но с неточна стойност на константата), от Вилхелм Вин (Wien) през 1893 г. и в негова чест е наречено **закон на Вин за отместването**. Както се вижда и от Фиг. 5.1, при повишаване на температурата максимумът на чернотелното излъчване се отмества към по-малките дължини на вълната.



Фигура 5.1: Излъчване на абсолютно черно тяло за различни температури. Вижда се отместването на максимума към по-малки λ с повишаване на T.

5.2 Приближения на закона на Планк

Формула (5.2) е изведена от Макс Планк през 1900 г. за пресмятане на специфичния интензитет на АЧТ при дадена температура T и в зависимост от честотата ν . Преди това, през 1896 г. Вилхелм Вин получава приблизителна формула, която се оказва неприложима за много големи дължини на вълната. (За работите си, посветени на топлинното излъчване, Вин получава Нобелова награда през 1911 г.) Също неприложима, но за описанието на чернотелното лъчение на по-малки дължини на вълната се оказва класическата теория, приложена към случая на АЧТ от лорд Рейли (Rayleigh) и Джеймс Джинс (Jeans) няколко години след Планк (т.нар. "ултравиолетова катастрофа").

Всъщност, законите за излъчване на Вин и на Рейли-Джинс представляват приближения на закона на Планк, изведени съответно в крайния късовълнов и дълговълнов случай.

• При $hc/kT\lambda \gg 1$, получаваме приближението на Вин:

$$B_{\lambda}^{\rm W} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/kT\lambda)}$$
(5.5)

• Обратно, при $hc/kT\lambda \ll 1$ много лесно се извежда (като съобразим, че $\exp(x) \approx 1 + x, x \ll 1$) приближението на Рейли-Джинс:

$$B_{\lambda}^{\rm RJ} = \frac{2ckT}{\lambda^4} \tag{5.6}$$

Често се допуска грешката да се бърка диапазонът на *извеждане* с диапазона на *приложение* на приближенията на Вин и на Рейли-Джинс. Казва се, че първото важи наляво от максимума на излъчването (към по-малки λ), а второто - надясно от максимума. За изясняване на грешката е достатъчно да изведем изрази за относителните грешки от използването на двете приближения. Относителната грешка от използването на приближението на Вин е:

$$\left(\frac{\delta B_{\lambda}(T)}{B_{\lambda}(T)}\right)^{W} = \exp\left(-\frac{hc}{kT\lambda}\right) \approx \exp\left(-\frac{5\lambda_{\max}}{\lambda}\right) ,$$

докато за относителната грешка от използването на приближението на Рейли-Джинс получаваме:

$$\left(\frac{\delta B_{\lambda}(T)}{B_{\lambda}(T)}\right)^{\rm RJ} = \frac{hc}{2kT\lambda} \approx \frac{5\lambda_{\rm max}}{2\lambda}$$

Тогава грешката от използването на приближението на Вин е пренебрежимо малка около λ_{\max} (под 1%) и дори при $\lambda < 2\lambda_{\max}$ остава под 10%. Обратно, грешката от използването на приближението на Рейли-Джинс е вече 10% при $\lambda = 25\lambda_{\max}$, а с приближаване към максимума бързо настъпва "ултравиолетова катастрофа". На практика, приближението на Рейли-Джинс е приложимо главно в радиообластта, докато това на Вин е удобно за използване в широк диапазон и около λ_{\max} . Впрочем, именно поради това обстоятелство Вин е извел закона за отместването, макар и не с много голяма точност.

5.3 Характеристики на чернотелното излъчване

От факта, че излъчването на абсолютно черно тяло зависи единствено от неговата температура, следват доста прости изрази за основните му характеристики. Поради изотропията средният интензитет, плътността и потокът на лъчението (срв. ур. 2.8-2.10) са:

$$\mathcal{J}_{\nu} = \int_{4\pi} \frac{I_{\nu}(\vec{n})}{4\pi} d\omega = B_{\nu} \tag{5.7}$$

$$u_{\nu} = \int_{4\pi} \frac{I_{\nu}(\vec{n})}{c} \, d\omega = \frac{4\pi}{c} \, B_{\nu} \tag{5.8}$$

$$F_{\nu} = \int_{4\pi} I_{\nu} \, \cos\theta \, d\omega = 0 , \qquad (5.9)$$

а съответно връзката между налягането и плътността на лъчението е:

$$P_{\nu} = \int_{4\pi} \frac{I_{\nu}}{c} \cos^2 \theta \, d\omega = \frac{4\pi}{3c} B_{\nu} = \frac{u_{\nu}}{3}$$
(5.10)

5.4 Ефективна температура на звездите

Както вече споменахме, в грубо приближение излъчването на звездите може да се приеме за чернотелно. Това е много близо до реалността, ако разглеждаме отделен слой в звездните недра или атмосфера. Веществото в слоя може да се приеме за силно непрозрачно спрямо падащото лъчение и, следователно, го преработва напълно. При условие за LTE и лъчисто равновесие, слоят ще излъчва като АЧТ. При пренебрегване на падащо отвън
лъчение, за лъчистия поток F_{ν} към наблюдателя получаваме от формула (2.11):

$$F_{\nu} = 2\pi \int_{0}^{\pi/2} I_{\nu} \cos\theta \sin\theta \, d\theta = 2\pi B_{\nu} \int_{0}^{1} \sin\theta \, d(\sin\theta) = \pi B_{\nu}$$

Интегралният поток F_{tot} по всички честоти ще бъде (при полагане $t := hc/kT\lambda$):

$$F_{\text{tot}} = \pi \int_{0}^{\infty} B_{\nu} \, d\nu = 2\pi \, hc^2 \frac{(kT)^4}{(hc)^4} \int_{0}^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} \, dx = \frac{2\pi^5}{15} \frac{k^4}{c^2 h^3} \, T^4 = \sigma \, T^4 \,, \tag{5.11}$$

където σ е константата на Стефан-Болцман (Stefan-Boltzmann). Това уравнение се нарича закон на Стефан-Болцман и чрез него можем да припишем температура на астрофизически обекти, които излъчват квазичернотелно. Вече споменахме, че в първо приближение излъчването на звездите може да се приеме за чернотелно. Тогава, ако $F_{\rm tot}$ е интегралният лъчист поток от една звезда, то нейната ефективна температура $T_{\rm eff}$ ще бъде:

$$T_{\rm eff} = \left(\frac{F_{\rm tot}}{\sigma}\right)^{1/4} \tag{5.12}$$

В повечето случаи и с достатъчна точност звездната повърхност може да се приеме за сферична, а повърхностната и яркост - за сферично-симетрична функция. Тогава пълната мощност на излъчване или *светимостта* на звездата L ще бъде функция на $T_{\rm eff}$ и на звездния радиус R:

$$L = 4\pi R^2 \,\sigma T_{\rm eff}^4 \tag{5.13}$$

С други думи, ефективната температура на една звезда е температура на АЧТ с размерите на звездата и с нейната светимост. Тя може да се приеме за характерна температура на звездната атмосфера и се дефинира по-стриктно в теорията на атмосферите. Сега ще се задоволим само да отбележим два факта:

- Непрекъснатият спектър на произволна звезда не може да се апроксимира с еднаединствена Планкова крива, включително тази, съответстваща на $T_{\rm eff}$. Това се обяснява с температурната стратификация на звездните атмосфери: наблюдаемият спектър е суперпозиция от излъчване, произхождащо от различни нива в атмосферата, с различни температури.
- Върху непрекъснатия спектър се наслагва линеен спектър от абсорбционни и емисионни линии, които също водят до отклонения от Планковите криви. С линейния спектър ще се занимаем по-подробно в Глава 8.

Глава 6

Пренос на космическото излъчване през веществена среда

6.1 Уравнение на лъчистия пренос

Електромагнитното лъчение е един от основните механизми на пренасяне на енергия в космоса. При преминаване през слой вещество, лъчението взаимодейства с него и протичат разнообразни процеси на абсорбция, разсейване или емисия. Така веществото не се явява прост "препредавател" на лъчистата енергия, а участва по сложен начин в преноса. Един фотон може да бъде погълнат от атом и молекула и веднага да бъде преизлъчен на същата честота (но в произволна посока!). Този процес се нарича *чисто (кохерентно) разсейване.* От друга страна, фотонът може да бъде преизлъчен на друга честота или "раздробен" на няколко кванта чрез каскадни преходи (*некохерентно разсейване*) и така става преразпределение на интензитета на излъчване по честоти. Най-сетне, енергията на фотона може да се трансформира напълно в топлинна енергия, чрез увеличаване на кинетичната енергия на поглъщащата частица. Такъв процес се нарича *същинска абсорбция.* Някои примери за същинска абсорбция са: а) фотойонизация на атом; б) удар от втори род (свръхеластичен удар): погълнатият фотон възбужда атома, а при последващия удар атомите увеличават кинетичната си енергия за сметка на енергията на възбуждане.

Величината, описваща всички процеси във веществото, които водят до отслабване на специфичния интензитет I_{ν} на падащото лъчение (разсейване и същинска абсорбция), се нарича коефициент на абсорбция или коефициент на непрозрачност κ_{ν} . В система CGS κ_{ν} се измерва в [cm²/g] и има смисъл на сумарното сечение на взаимодействие с лъчението на единица маса вещество. Той е обратно пропорционален на средния свободен пробег на фотона в даденото вещество. Ако в слой с дебелина ds няма източници на лъчение, то намаляването на I_{ν} поради непрозрачността ще бъде:

$$dI_{\nu}^{-} = -\kappa_{\nu}\rho I_{\nu}\,ds\tag{6.1}$$

От друга страна, спонтанната емисия на фотони от възбудени атоми или йони в слоя ще повиши специфичния интензитет или може да бъде единственият източник на лъчение. (Изключваме случаите, когато в слоя протичат термоядрени реакции - с тях ще се занимаваме в Част III.) Такива процеси се описват от *коефициента на излъчване* j_{ν} на единица маса вещество. Спонтанната емисия не зависи от падащото лъчение и тогава нарастването на I_{ν} в слоя ще бъде:

$$dI_{\nu}^{+} = j_{\nu}\rho\,ds\tag{6.2}$$

Така за промяната на I_{ν} при преминаване през слой вещество ds можем да напишем:

$$dI_{\nu} = dI_{\nu}^{-} + dI_{\nu}^{+} = -\kappa_{\nu}\rho I_{\nu} \, ds + j_{\nu}\rho \, ds$$
$$\frac{dI_{\nu}}{ds} = -\kappa_{\nu}\rho I_{\nu} + j_{\nu}\rho \tag{6.3}$$

Този израз се нарича **уравнение на преноса** или **уравнение на лъчистия пренос**. Като нехомогенно обикновено диференциално уравнение от първи ред, то може да се реши пряко, ако са ни познати функциите κ_{ν} и j_{ν} като функции на плътността, температурата и химичния състав на веществото и те не зависят от I_{ν}^{-1} . За решаването му ще въведем понятието *оптична дебелина* τ_{ν} и ще презапишем уравнението на преноса:

$$d\tau_{\nu} = \kappa_{\nu}\rho \, ds \qquad \tau_{\nu} = \int_{0}^{s} \kappa_{\nu}\rho \, ds'$$
$$\frac{dI_{\nu}}{d\tau} = -I_{\nu} + \frac{j_{\nu}}{\kappa_{\nu}} = -I_{\nu} + S_{\nu} \quad , \qquad (6.4)$$

където $S_{\nu} = j_{\nu}/\kappa_{\nu}$ се нарича функция на източника. След прегрупиране и умножаване на уравнението с $\exp(\tau_{\nu})$, стигаме до:

$$\left(\frac{dI_{\nu}}{d\tau_{\nu}} + I_{\nu}\right) \exp(\tau_{\nu}) = \frac{d}{d\tau_{\nu}} \left(I_{\nu} \exp(\tau_{\nu})\right) = S_{\nu} \exp(\tau_{\nu})$$

и след интегриране:

$$I_{\nu} \exp(\tau_{\nu}) - I_{\nu}(\tau_{\nu} = 0) = \int_{0}^{\tau_{\nu}} S_{\nu} \exp(\tau_{\nu}') d\tau_{\nu}'$$

Ако отбележим с $I_{\nu}^{0} := I_{\nu}(\tau_{\nu} = 0)$ интензитетът на лъчението, падащо върху слоя плазма с оптична дебелина τ_{ν} , то интегралният специфичен интензитет на слоя се описва от интегралното уравнение на лъчистия пренос:

$$I_{\nu} = I_{\nu}^{0} \exp(-\tau_{\nu}) + \int_{0}^{\tau_{\nu}} S_{\nu} \exp(-(\tau_{\nu} - \tau_{\nu}')) d\tau_{\nu}'$$
(6.5)

Първият член представлява поглъщането на падащото лъчение, а вторият - собственото излъчване (приносът) на слоя. Този принос намалява пропорционално на оставащата до края оптична дебелина $\tau_{\nu} - \tau'_{\nu}$. Условно се приема, че *оптично плътна* среда е такава с $\tau_{\nu} \approx 1$, защото при преминаване през нея интензитетът на лъчението намалява *е* пъти. От анализа на уравнението можем да направим няколко прости извода:

- Лъчението не прониква в оптично плътни области ($\tau_{\nu} \gg 1$).
- Ако наблюдаваме излъчващ обект (τ се измерва "навътре" от повърхността по лъча на зрение), няма да регистрираме емисии от области с $\tau_{\nu} \gg 1$.
- Ако лъчението преминава през няколко газови слоя с различни температури, регистрираният специфичен интензитет отговаря на температурата на слоя с τ ≈ 1,

¹ Това условие не е изпълнено при лазерно излъчване или при отсъствието на ЛТР

защото $\tau \approx 1$ отговаря на средния свободен пробег на фотоните. Този извод има важно приложение при изучаването на звездните атмосфери.

* * *

За външните области на звездите в повечето случаи може да се приеме, че е налице **лъ**чисто равновесие: за всеки произволно избран малък обем количеството на получената и отдадената лъчиста енергия са равни. В такъв случай $dI_{\nu}/ds = 0$, лъчението е изотропно и хомогенно и е изпълнен законът на Кирххоф (срв. (6.3)), т.е. слоят излъчва като АЧТ:

$$I_{\nu} = S_{\nu} = B_{\nu}(T)$$

Пълната локална функция на разпределение на фотоните обаче не се определя от локалната температура T ($I_{\nu} \neq B_{\nu}(T)$), а от локалното уравнение на лъчистия пренос:

$$0 \neq \frac{dI_{\nu}}{ds} = -\kappa_{\nu}\rho\Big(I_{\nu} - B_{\nu}(T(s))\Big)$$

Вторият член отчита приноса на слоеве с различна температура. При всякаква честота, в зависимост от разликата между падащото лъчение и локално излъченото чернотелно лъчение, специфичният интензитет нараства или намалява при преминаване през малък обем в ЛТР.

Уравнението на лъчистия пренос има важни приложения в астрофизиката, някои от които ще разгледаме по-надолу.

6.2 Възникване на емисионен и абсорбционен спектър

Нека обсъдим накратко условията за възникване на емисионен или абсорбционен спектър. Да разгледаме обем от горещ газ с температура T, разположен пред светлинен източник с интензитет I^0_{ν} . От интегралното уравнение на лъчистия пренос (6.5), при интегриране по лъча от източника през газовия слой с оптична дебелина τ_{ν} (път s) и функция на източника S_{ν} получаваме:

$$I_{\nu} = I_{\nu}^{0} \exp(-\tau_{\nu}) + S_{\nu}(T) \left(1 - \exp(-\tau_{\nu})\right)$$
(6.6)

Няколко важни частни случаи са следните:

• Газът е оптически тънък ($\tau_{\nu} \ll 1$), но е в ЛТР, а падащото лъчение е пренебрежимо ($I_{\nu}^{0} \rightarrow 0$):

$$I_{\nu} = B_{\nu}(T) \left(1 - \exp(-\tau_{\nu})\right) \approx \tau_{\nu} B_{\nu}(T) = \kappa_{\nu} \rho s B_{\nu}(T)$$

Наблюдава се силна (слаба) емисия в зависимост от стойността на κ_{ν} . При честоти ν , съответстващи на преходи между дискретните нива на газовите атоми или йони, κ_{ν} е голямо и се регистрира характерен емисионен спектър. Някои астрофизични примери: звездни ветрове, области на звездообразуване, активни галактични ядра (AGN).

• Газът е оптически дебел ($\tau_{\nu} \gg 1$), но е в ЛТР, а падащото лъчение е пренебрежимо ($I_{\nu}^{0} \rightarrow 0$):

$$I_{\nu} = S_{\nu}(T) = B_{\nu}(T)$$

Такъв газ излъчва **непрекъснат чернотелен спектър** без никакви особености. Астрофизичен пример: космическото фоново лъчение. • Газът е оптически тънък ($\tau_{\nu} \ll 1$) и е осветен от друг източник ($I_{\nu} \neq 0$):

$$I_{\nu} = I_{\nu}^{0} (1 - \tau_{\nu}) + S_{\nu}(T)\tau_{\nu} = I_{\nu}^{0} - \kappa_{\nu}\rho s(I_{\nu}^{0} - S_{\nu}(T))$$

Потокът през газа ще отслабва, ако $I_{\nu}^0 > S_{\nu}(T)$, и ще се усилва - в обратния случай. Ако κ_{ν} е голямо, защото съответства на преход между дискретни нива в газовите частици, ще наблюдаваме:

- При $I_{\nu}^0 > S_{\nu}(T)$, абсорбционна линия Астрофизични примери: звездни атмосфери, газов облак около звезда, междугалактичен газ пред квазар.
- При $I^0_{\nu} < S_{\nu}(T)$, емисионна линия върху фоновия спектър Астрофизични примери: звездни корони (в частност, слънчевата корона)
- Газът е оптически дебел ($\tau_{\nu} \gg 1$) и е осветен от друг източник ($I_{\nu}^{0} \neq 0$). Тогава, както във втория случай по-горе имаме чернотелен спектър без особености:

$$I_{\nu} = B_{\nu}(T)$$

6.3 Потъмняване на звездните дискове към лимба

Повърхностната яркост на слънчевия диск намалява от центъра към неговия край (т.нар. *лимб*). Този факт се обяснява лесно в светлината на теорията за пренос на лъчението. Да се върнем на интегралното уравнение на лъчистия пренос (6.5).

$$I_{\nu} = I_{\nu}^{0} \exp(-\tau_{\nu}) + \int_{0}^{\tau_{\nu}} S_{\nu} \exp(-(\tau_{\nu} - \tau_{\nu}')) d\tau_{\nu}'$$

Можем да пренебрегнем евентуален поток на падащо лъчение към слънчевата повърхност "отвън" и да приемем, че в долния край на фотосферата $\tau \to \infty$. Освен това, при малките линейни размери на фотосферата можем да прибегнем до плоскопаралелно приближение и изразът за оптичния път ($\tau_{\nu} - \tau'_{\nu}$) ще се коригира: ($\tau_{\nu} - \tau'_{\nu}$)/ соз θ (вж. Фиг. 6.1). При условията на лъчисто равновесие във всеки елементарен слой на фотосферата е изпълнен законът на Кирххоф и $S_{\nu} = B_{\nu}$. В крайна сметка от горното уравнение за излъчването на фотосферата получаваме израз за специфичния интензитет на излъчването от слънчевата повърхност ($\tau_{\nu} = 0$) под ъгъл θ спрямо нормалата:

$$I_{\nu}(0,\theta) = \int_{0}^{\infty} B_{\nu} \exp\left(-\tau_{\nu}'/\cos\theta\right) d(\tau_{\nu}'/\cos\theta)$$
(6.7)

Пресмятането на интеграла не би представлявало трудност, ако е известно стратификационното разпределение на температурата - в зависимост от геометричната или оптичната дебелина. (Във втория случай е необходимо и точно пресмятане на коефициента на непрозрачност.) Често (6.7) се разглежда като уравнение относно B_{ν} , доколкото $I_{\nu}(0,\theta)$ е наблюдаема величина. Познаването на $B_{\nu}(\tau_{\nu})$ дава възможност за определяне на T = T(r), а оттук, при налагането на изискване за хидродинамично равновесие, за определяне и на стратификационното разпределение на налягането. Така чрез тези зависимости се строи *модел на слънчевата атмосфера*, чийто главен параметър е непрозрачността κ_{ν} , зависеща на свой ред най-вече от химичния състав.

Законът за потъмняване на диска към края може обаче да бъде обоснован без по-нататъшни пресмятания. Понеже

$$\int_{0}^{\infty} \exp\left(-\tau_{\nu}'\right)/\cos\,\theta\right) d(\tau_{\nu}'/\cos\,\theta) = 1 \quad ,$$

то

$$I_{\nu}(0,\theta) = \frac{\int_{0}^{\infty} B_{\nu} \exp\left(-\tau_{\nu}^{\prime}/\cos\theta\right) d(\tau_{\nu}^{\prime}/\cos\theta)}{\int_{0}^{\infty} \exp\left(-\tau_{\nu}^{\prime}/\cos\theta\right) d(\tau_{\nu}^{\prime}/\cos\theta)}$$
(6.8)

Този израз показва, че $I_{\nu}(0,\theta)$ може да се разглежда като претеглена средна стойност от излъчванията $B_{\nu}(\tau'_{\nu})$, достигащи до наблюдателя от различни оптични дълбочини. Когато $\theta \to \pi/2$, $\tau'_{\nu}/\cos \theta \to \infty$ и $exp(-\tau'_{\nu}/\cos \theta) \to 0$. Следователно, излъчването от края на слънчевия диск произхожда от повърхностните слоеве на слънчевата фотосфера и е приблизително равно на излъчването на АЧТ със съответна температура T_0 :

$$I_{\nu}(0,\pi/2) \approx B_{\nu}(T_0)$$

От друга страна, излъчването от центъра на диска ($\theta = 0$) произхожда от сравнително дълбоки атмосферни слоеве. Ако температурата на Слънцето не зависеше от дълбочината, то и $I_{\nu}(0,0) = B_{\nu}(T_0)$ и не бихме наблюдавали потъмняване на диска към края. Наличието на такъв феномен обаче свидетелства за нарастването на температурата с оптичната дълбочина. По-детайлни изследвания показват, че при лъчисто равновесие функцията на източника може да се представи като линейна функция на оптичната дебелина:

$$B_{\nu} \approx S_{\nu} \approx a_{\nu} + b_{\nu} \tau_{\nu}$$





Като заместим този израз в (6.7) и положим $t_{\nu} := \tau'_{\nu} / \cos \theta$, лесно решаваме интеграла:

$$I_{\nu}(0,\theta) = \int_{0}^{\infty} (a_{\nu} + b_{\nu} t_{\nu} \cos \theta) \exp(-t_{\nu}) dt_{\nu} = a_{\nu} + b_{\nu} \cos \theta$$
(6.9)

Тогава отношението на специфичния интензитет от произволна точка на слънчевия диск към максималния интензитет ще бъде:

$$\frac{I(0,\theta)}{I(0,0)} = \frac{a_{\nu} + b_{\nu} \, \cos\theta}{a_{\nu} + b_{\nu}}$$

Отношението $K_{\nu} = b_{\nu}/(a_{\nu} + b_{\nu})$ се нарича коефициент на потъмняване към края. Той е монотонна функция на честотата; има много малки стойности във ФІR до големи в ултравиолетовия диапазон. Но при никаква честота K_{ν} не достига нулева стойност (дискът никога не потъмнява напълно) - стига да е изпълнено предположението за лъчисто равновесие. Тогава законът за потъмняване на диска към края се записва:

$$I_{\nu}(0,\theta) = I_{\nu}(0,0)(1 - K_{\nu} + K_{\nu} \cos \theta)$$
(6.10)

Глава 7

Практическа астрофизика I: Астрофотометрия

7.1 Звездни величини. Закон на Погсън

В продължение на много векове, единственият използван от човечеството фотометричен прибор е било окото. Затова и традиционните астрофотометрични понятия са свързани с възприятията на окото. Такова е понятието *блясък* на една звезда. Казано на съвременен научен език, блясъкът е осветеността, която звездата създава в точката на наблюдение върху единична площ, перпендикулярно на лъчението. За мярка на блясъка е въведена още от Хипарх (II в. пр.Хр.) скала на звездните величини. Тя е обратна и първоначално е била дискретна: най-ярките светила са били от първа звездна величина (1^m) , по-слабите от тях - от 2^m и т.н.; най-слабите, на границата на видимостта с просто око от 6^m . През XIX век назряват условията тази скала да се калибрира на физическа основа. Първо, тя е разпирена, защото с помощта на телескопи вече могат да се наблюдават и заснемат много по-слаби, невидими с просто око обекти. Второ, установена е връзката между възприятията на човешките сетива и физичните величини. Съгласно закона на Вебер-Фехнер (Weber - Fechner)¹, при нарастване на интензитета *I* на физическа величина) се усилва в аритметична прогресия;

$$dm = -K\frac{dI}{I}$$

Ако разстоянието до източника не е известно, формулата може да се обобщи с включване на осветеността *E*:

$$\Delta m = -K \frac{\Delta E}{E}$$

С други думи, човешките сетива се оказват логаритмични приемници и този факт е с огромно значение за всекидневния живот, защото позволява възприятията ни да имат широк обхват. Константата на пропорционалност K в случая с окото била уточнена въз основа на преглед на древните и средновековни каталози. Оказало се, че разлика от една звездна величина съответствала на ~ 2.5 пъти разлика в интензитетите на (осветеностите от) източниците. От друга страна, поради индивидуалните особености на окото, оценките на различни наблюдатели за звездната величина на една и съща звезда се различавали. Тази несигурност от субективен характер давала известна свобода при калибровка на скалата. Така, през 1856 г. англичанинът Норман Погсън (Pogson) предложил на $\Delta m = 5$

¹ Изведен за силата на звука и човешкия слух, но оказал се валиден и за зрителните възприятия.

да съответства стократно намаляване на осветеността, т.е. полага K = -2.5:

$$m_2 - m_1 = -2.5 \, \lg \frac{E_2}{E_1} \tag{7.1}$$

Това е т.нар. формула на Погсън, която става стандартен метод за приписване на звездна величина на излъчващ космически обект. Знакът "минус" отдясно показва, че скалата на звездните величини е обратна, както е въведена в древността, и това е един от нейните недостатъци. Тя няма естествен нулпункт; днес се използва разширена скала на Хипарх ($\Delta m = 50^m$), като за стандартни звезди при дефиниране на нулпункта се използва т.нар. *Северен полярен ред*: стотина звезди, намиращи се около Северния небесен полюс.

7.2 Фотометрични системи. Цветови индекси

Освен че е субективна, окомерната скала на звездните величини зависи от спектралната чувствителност на приемника. Окото е най-чувствително към зеления цвят на оптичния спектър ($\lambda = 5550$ Å), докато например въведените в употреба през XIX век фотоплаки - в синята област. Следователно, калибрирането на скалата на звездните величини и поставянето и́ на физическа основа изисква въвеждането на фотометрична система, с отчитане на спектралния обхват и спектралната чувствителност на приемниците и/или на използваните филтри. Основните характеристики на даден филтър (приемник) с крива на пропускане (спектрална чувствителност) T_{λ} са ефективната дължина на еблната $\lambda_{\rm eff}$ и ефективната ширина $\Delta \lambda$:

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\int_{0}^{\infty} \lambda T_{\lambda} \, d\lambda}{\int_{0}^{\infty} T_{\lambda} \, d\lambda}$$
$$\Delta \lambda = \frac{\int_{0}^{\infty} T_{\lambda} \, d\lambda}{T_{\lambda}(\lambda_{\text{eff}})}$$

И така, фотометричната система представлява добре дефиниран набор от филтри $T_{\lambda,x}$ (x = 1, 2, ...), снабден със списък на стандартни звезди за определяне на нулпункта. В зависимост от средната ефективна ширина на филтрите $\langle \Delta \lambda \rangle$ фотометричните системи се делят на три групи:

- широкоивични: $\langle \Delta \lambda \rangle > 300 \text{\AA}$
- средноивични: $100 \leq \langle \Delta \lambda \rangle \leq 300 \text{\AA}$
- тясноивични: $\langle \Delta \lambda \rangle < 100 \text{\AA}$

Използването на една или друга фотометрична система при астрономически наблюдения зависи от различни фактори като: инструмент за наблюдение, вид наблюдаван обект, особености на поставената научна задача. Някои от съвременните телескопи (напр. HST) работят със собствена фотометрична система, отразяваща техническите характеристики на техните прибори. Широкоивичните системи дават възможност за обхващане на пошироки ивици от спектъра на звездите и оттук за получаване на фундаменталните им параметри, докато средно- и тесноивичните са подходящи при изучаване на конкретен тесен спектрален диапазон или конкретни спектрални линии или групи от линии.

Най-широко използваната широкоивична система е тази на Johnson & Morgan (1953), наречена UBV по обозначенията на трите си основни филтъра: Ultraviolet ($\lambda_{\text{eff}} = 3580$ Å), Вlue ($\lambda_{\text{eff}} = 4390$ Å) и Visual ($\lambda_{\text{eff}} = 5450$ Å). По конвенция, звездната величина, измерена при наблюдение в даден филтър, се обозначава с неговата буква, т.е. $m_U := U, m_B := B, m_V := V$. По-късно, системата UBV е разширена с добавяне на червения филтър R и на инфрачервените IJKLMN. Апроксимации на някои от стандартните криви на пропускане на системата са приведени на Фиг. 7.1.

За стандартна звезда за привързване на нулпункта в повечето съвременни широкоивични системи е избрана Вега (α Lyr), която има звездна величина 0^m във всички филтри:

$$U_{\text{Vega}} = B_{\text{Vega}} = V_{\text{Vega}} = R_{\text{Vega}} = I_{\text{Vega}} = \dots = 0$$

Тогава видимата звездна величина на дадено светило във филтър x се дефинира по формулата на Погсън (7.1) чрез потока от Вега $f_{\lambda, \text{Vega}}$ и от светилото f_{λ} , регистрирани от Земята:

$$m_x = -2.5 \, \lg \left(\frac{\int f_\lambda T_{\lambda,x} \, d\lambda}{\int f_{\lambda, \text{Vega}} T_{\lambda,x} \, d\lambda} \right) \tag{7.2}$$



Фигура 7.1: Криви на пропускане на някои от стандартните филтри в система *UBVRIJKLM* според апроксимацията на Bessell (1990).

Разликите между звездните величини на един и същ обект в различни филтри се нарича *цветови индекс*². Както се вижда от Фиг. 7.2, физическият смисъл на цветовия индекс е в съотношението на излъчването в два диапазона от спектъра на обекта, което дава възможност да се получат оценки за различни негови параметри. Така например, цветовият индекс (B - V) е особено чувствителен към температурата на звездната атмосфера и за него от закона на Планк може да се изведе зависимостта:

$$B - V = \frac{7900}{T} - 0.72\tag{7.3}$$

Температурата T, определена чрез горната формула, се нарича *цветова температура*. За разлика от ефективната температура T_{eff} , тя съответства само на участъка от спектъра, покрит от ивиците B и V, който обикновено може да се апроксимира само от една

 $^{^2}$ На астрономически жаргон се казва прост
о $\mathit{uesm}.$

Планкова крива.



Фигура 7.2: Наблюдения на гореща (синьо) и хладна (червено) звезда в ивици В и R.

7.3 Абсолютна и болометрична звездна величина.

Различията между космическите обекти по видима звездна величина може да се дължи не на техните физически характеристики, а просто на различните разстояния до тях. За отстраняване на фактора "разстояние" се въвежда понятието **абсолютна звездна величина** M_x : звездната величина, която би имал обектът, ако се намира на фиксирано разстояние $D_0 = 10 \, pc$. Тогава от закона на Погсън получаваме връзката между m_x и M_x :

$$m_x - M_x = -2.5 \lg \frac{E}{E_0} = -2.5 \lg \frac{I/D^2}{I/D_0^2} = -2.5 \lg \frac{10^2}{D^2}$$
$$m_x - M_x = 5 \lg D - 5 \tag{7.4}$$

Това е връзката между видимата и абсолютна звездна величина на един обект в празно пространство, т.е. без поглъщане на лъчението между обекта и наблюдателя. Тя зависи единствено от D (измерено в pc) и затова се нарича *модул на разстоянието* (DM). Оценките за разстоянията до звездни купове и близки галактики обикновено се привеждат в единици DM (звездни величини).

Абсолютната звездна величина на даден обект M_x в определен филтър е мярка за излъчването му в съответния спектрален диапазон. Като мярка за *интегралната* мощност на излъчване се въвежда т. нар. **болометрична звездна величина** M_{bol} :

$$M_{\rm bol} = M_x + BC(x) \quad , \tag{7.5}$$

където BC(x) се нарича болометрична поправка и за почти всички звезди е отрицателна величина. Тя зависи от температурата на звездата и се пресмята от разликата между интегралния поток и потока в дадена ивица на пропускане. В научни публикации, посветени на ВС, тя най-често се привежда за филтъра V, като функция на ефективната температура (вж. Фиг. 7.3). В такива случаи можем да запишем (7.5) като:

$$M_{\rm bol} = M_V + BC(V)$$



Фигура 7.3: Болометрична поправка BC(V) като функция на T_{eff} . Апроксимацията е на Flower (1996) по данни от различни автори.

От болометричната звездна величина можем да пресметнем светимостта на звездата L, която въведохме в Глава 4. От наблюдателните данни се оказва, че звездите имат светимости в интервала $10^{-6} \leq (L/L_{\odot}) \leq 10^{6}$. Следователно слънчевата светимост е удобна "астрофизична константа"³, т.е. удобна единица за светимост в астрофизиката. От закона на Погсън следва връзката:

$$M_{\rm bol,\,\odot} = -2.5 \, \lg\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right); \qquad M_{\rm bol,\,\odot} = 4.74$$
(7.6)

7.4 Междузвездна екстинкция

Както вече уточнихме, законът на Погсън е изведен за разпространение на лъчението от източника към наблюдателя в празно пространство, т.е. без наличие на поглъщащо или разсейващо вещество. В действителност, такова вещество има както в междузвездното пространство, така и в земната атмосфера. (Понякога въздействието на първото може да се пренебрегне, но на второто - никога.) Тук ще се спрем накратко на отслабването на потока от източника в междузвездното пространство.

Сумарният ефект от всевъзможните процеси на разсейване и поглъщане на светлината от източника се обозначава с термина **екстинкция**. Агенти на екстинкцията са газовите атоми и молекули и праховите частици в газово-праховите облаци по зрителния лъч. За далечни звезди и извънгалактични обекти добър индикатор на екстинкцията е т.нар. Galactic Infrared Cirrus, породен от топлинната емисия на праха в Млечния път. Ефектът от класическото разсейване от прахови частици с типичен размер ~ 1 μm е, най-грубо казано, обратно пропорционален на дължината на вълната λ . Това води до видимо "почервеняване" (reddening) на космическите източници. Почервеняването може да се определи,

 $^{^{3}}$ Стойностите на различните астрофизични константи са приведени в Приложение Б

ако разполагаме с данни за цветовите индекси (U - B) и (B - V) на звездата и нейният спектрален клас е точно определен⁴. Тогава на т.нар. *двуцветна диаграма* (U-B)/(B-V) с помощта на вектора на почервеняване се пресмята разликата между видимия (B - V) и действителния $(B - V)_0$ цветови индекс на звездата (Фиг. 7.4), наречен *цветови ексцес* E(B - V):

$$E(B-V) = (B-V) - (B-V)_0$$
(7.7)



Фигура 7.4: Почервеняване и освобождаване от почервеняване на обект на двуцветна диаграма (B-V)/(U-B). Върху нулевата последователност са обозначени положенията на звезди от съответния спектрален клас.

Пълното поглъщане A_V в ивицата V е функция на ексцеса:

$$A_V = R_V E(B - V) \quad , \tag{7.8}$$

където коефициентът най-общо зависи от физическите характеристики на междузвездната среда и от спектралния клас на звездата, но за нашата Галактика може да се приеме за константа: $R_V = 3.1$.

Неотчитането на междузвездната екстинкция води до подценяване на светимостта на звездите. Когато познаваме екстинкцията в даден филтър (например, V), можем да запишем връзката между видима и абсолютната звездна величина (7.4), коригирана за екстинкцията:

$$V - M_V = 5 \lg D - 5 + A_V \tag{7.9}$$

Разбира се, стойността на A_V зависи от разпределението на междузвездното вещество, т.е. от направлението към обекта и разстоянието до него. За коректна оценка на екстинкцията от Млечния път са построени карти на екстинкцията в различни зони от небесната сфера. Най-актуална и подробна такава карта е получена от Schlegel *et al.* (1998) по наблюдения в FIR.

⁴ За спектралната класификация на звездите вж. Част IV, Глава 13.

Глава 8

Практическа астрофизика II: Основи на спектралния анализ

Съвременният спектрален анализ стъпва върху постиженията на теорията на атомните и молекулни спектри, разработена с апарата на квантовата механика. Спектърът на един космически обект може да бъде непрекъснат и/или дискретен (линеен). Непрекъснатият спектър възниква при преход от или към енергетични нива на свободни електрони (с енергия E > 0), а линейният - при преходи между свързани нива (E < 0) или т.нар. свързано-свързани преходи. Отговорните за това процеси на взаимодействие между фотони и електрони са абсорбцията, спонтанното и стимулираното излъчване.

Свързано-свободните (свободно-свързаните) преходи формират йонизационния (рекомбинационния) континуум. Свободно-свободните преходи възникват при взаимодействие на свободните електрони с йони от средата и обуславят възникването на спирачно лъчение¹.

8.1 Спектрални серии. Забранени линии

Преходите на електрони към (от) фиксирано енергетично ниво от (към) всички по-горни свързани нива образуват **спектрална серия**. Най-ясно изразени са спектралните серии в спектри на атоми и йони с един или два електрона във външната обвивка: водород и водородоподобни атоми, хелий и хелиоподобни атоми, атоми на алкалните метали и др. С най-голямо значение в астрофизиката са спектралните серии на водородоподобните атоми или йони; най-малко поради факта, че 90% от количеството вещество във Вселената се падат на водорода.

Дължините на вълните λ_k на линиите в една серия се обуславят от взаимното разположение на енергетичните нива, т.е. от собствените стойности на енергетичния спектър. За водородния атом и за водородоподобни йони те се пресмятат по формулата:

$$E_n = -\frac{e^2 Z^2}{2a_0 n^2} \quad .$$

където n = 1, 2, 3, ... е главното квантово число, $a_0 = 0.529$ Å е радиусът на Бор (Bohr), а Z е спектроскопичен коефициент, равен на единица за неутрални атоми. Оттук може да

¹ В международната специализирана литература се използва немският термин Bremsstrahlung.

се изведе общата формула за спектралните серии:

$$\frac{1}{\lambda_k} = R_M Z^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right) \tag{8.1}$$

където $k = n+1, n+2, ..., R_M = R_H/(1+m_e/M), m_e$ и M са съответно масите на електрона и на ядрото, а R_H е константата на Ридберг (Rydberg). За бързи пресмятания са удобни числените формули:

$$\varepsilon_{nk} = 13.56 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right) \text{ eV}$$
$$\frac{1}{\lambda_{nk}} = \frac{1}{912} \overset{\circ}{\text{A}} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right)$$

При n = 1 и $k \to \infty$ получаваме потенциалът на йонизация от основно ниво на водородния атом $\chi_1 = 13.56$ eV, което съответства на дължина на вълната $\lambda = 912$ Å - водородът може да бъде йонизиран само от фотони от FUV и с по-високи енергии. Линиите от дадена спектрална серия се бележат с нейно съкращение на латински (обикновено, само първата буква) и с гръцки букви като долни индекси, по реда на намаляване на λ_k : α за k = n+1, β за k = n+2 и т.н. Спектралната серия на водорода за n = 1 се нарича *главна* или серия на *Лайман* (Lyman) и е разположена изцяло във FUV. При n = 2 имаме серията на *Балмер* (Balmer). Нейните ярки линии са в оптичния диапазон: червената $H_{\alpha} = 6563$ Å, синята H_{β} и двете виолетови H_{γ} и H_{δ} , а останалите са в NUV. В NIR диапазона са разположени сериите на *Пашен* (Paschen, n = 3) и на *Брекет* (Brackett, n = 4). Основните спектрални серии на водорода са представени на Фиг. 8.1.



Фигура 8.1: Основни спектрални серии на водородния атом.

Интензивността на спектралните серии за даден атом зависи от населеността на съответното ниво n и при термодинамично равновесие се определя от формулата на Болцман (4.20, 4.21). Очевидно най-интензивна е главната серия (при водорода, серията на Лайман) и сериите за малки n. В междузведната среда обаче, където условията са твърде различни от състоянието на термодинамично равновесие, броят водородни атоми с ненулеви населености на високи нива е относително голям. Тези нива се населват чрез рекомбинации и "се изсветват" постепенно чрез преходи, от които най-вероятни са тези между две съседни нива $(n + 1 \rightarrow n)$. При $n \ge 27$ това съответства на радиоемисии с $\lambda \ge 1$ mm. Това дава възможност за радионаблюдения на междузвездните облаци, от които черпим сведения за разпределението на газа в Галактиката, неговите физически свойства и т.н. Кулоновите полета на газовите частици обаче водят до "размиване" на високите енергетични нива в атома и свързано-свободните преходи се осъществяват не при $n = \infty$, а при някакво критично, квазисвободно ниво n_* , което може да се оцени по формулата на Инглис-Телер (Inglis-Teller):

$$n_* = \frac{10^3}{(N/1 \text{ cm}^3)^{2/15}} \tag{8.2}$$

Концентрацията на атомите N в звездните атмосфери е от порядъка на 10^{15} cm⁻³, което означава, че реално съществуващите нива са едва 10, докато при типични за междузвездната среда концентрации 1 cm⁻³ имаме $n_* \approx 1000$, т.е. действително се осъществяват преходи между n = 101 и n = 100.

Времето на пребиваване на електрона в свободно състояние се определя от сумарния коефициент на рекомбинация на всички нива, който е функция на температурата и се пресмята в атомната теория:

$$C(T) = \sum_{i=1}^{\infty} C_i \approx 4 \times 10^{-13} \left(\frac{10^4}{T}\right)^{1/2} \text{ cm}^3/\text{s}$$

Ако си представим, че в началния момент водородът в даден обем е напълно йонизириран, то броят свободни електрони N_e ще намалее e пъти за време:

$$\tau_{\rm rec} = \frac{1}{C(T)N_e} \quad , \tag{8.3}$$

наречено *характерно време на рекомбинация*. При типичните условия за звездните атмосфери, $T \approx 10\,000$ К и при $N_e \sim 10^{14}$ cm⁻³, $\tau_{\rm rec}$ е едва 0.025 s. Теорията показва също, че към 40% от електроните рекомбинират директно на основно, а около 20% - на първо възбудено ниво.

Времето на пребиваване на атома във възбудено състояние може да се пресметне при познаване на вероятностите за преход от k-то към n-то ниво, които в квантовата механика се описват чрез коефициенти на Айнщайн A_{kn} [s⁻¹]. За водородния атом, например, $A_{21} \sim 10^8 \text{ s}^{-1}, A_{31}, A_{32} \sim 10^7 \text{ s}^{-1}$ и т.н. Сумата от вероятностите за преход от k-то към всички по-ниски нива се нарича константа на затихване на нивото и е обратно пропорционална на средното време на живот на атома в k-то възбудено състояние τ_k :

$$\Gamma_k = \sum_{n=1}^{k-1} A_{kn}$$

$$\tau_k = \frac{1}{\Gamma_k} \quad , \tag{8.4}$$

Например атомът прекарва в първо възбудено състояние (n = 2) средно 2×10^{-9} s,

докато за n = 100, поради малката вероятност за такива преходи, времето е значително по-голямо: ~ 0.01 s. Съществуват обаче и преходи с изключително малка вероятност, които противоречат на квантовомеханичните правила на отбор. Спектралните линии, съответстващи на такива преходи, се наричат забранени. Ако при преход от дадено ниво надолу възниква само забранена линия, то говорим за метастабилно ниво. Поради малката вероятност за преход на метастабилно ниво, на практика то може да се насели само без поглъщане на фотон, чрез удари от първи род. От друга страна, при достатъчно големи концентрации на средата, например в земни условия или в звездните фотосфери, метастабилните нива се изпразват без излъчване на фотон, чрез удари от втори род. В условията на междузвездната среда обаче и в слънчевата корона, концентрацията е достатъчно висока ($\leq 10^6 \text{ cm}^{-3}$), за да се населят метастабилните нива чрез удари от първи род, но достатъчно малка, та времето на пребиваване на електроните на тях да е по-кратко от средното време между два удара на частицата. Така възниква и се регистрира излъчване в забранените линии. По традиция те се бележат със знака и йонизационното състояние на дадения химичен елемент, поставени в квадратни скоби, например: [O III]. Характерни за спектрите на мъглявините са забранените линии на йонизирания кислород и азот: [О II] [O III], [N II], а за слънчевата корона - тези на желязото и никела: [Fe XIV], [Fe XIII], [Ni XV], [Ni XIII]. Всички те съответстват на преходи между нива с еднаква четност във външни електронни обвивки от тип $2p^2$, $2p^3$ или $3p^2$, $3p^4$, $3p^5$.

Една особено важна за астрофизиката забранена линия възниква обаче при преход в свръхтънката структура на основното ниво на водородния атом. Енергията на атома при паралелно разположение на спиновете на ядрото и на електрона е по-голяма, отколкото при антипаралелно. При спонтанна промяна на ориентацията на спина на електрона се излъчва фотон с $\lambda = 21.1$ ст ($\nu = 1420.4$ MHz). Радиоизлъчване на междузвездния водород на тази честота е открито през 1951 г. и се превръща в мощен инструмент за изучаване на неговото пространствено разпределение в галактиките.

8.2 Профил на спектрална линия. Ефекти на разшире-

ние

Строго погледнато, една спектрална линия би трябвало да е безкрайно тънка; класическата електродинамика предсказва стойности от порядъка 10^{-4} Å. В действителност, освен на лабораторната дължина на вълната λ_0 се поглъщат кванти и на близки дължини на вълните - получава се определен **профил на спектралната линия**. Удобно описание на профила става чрез т.нар. *остатъчен интензитет* r_{λ} :

$$r_{\lambda} = \frac{I_{\lambda}}{I_{\lambda}^0}$$

където I_{λ}^{0} е специфичният интензитет на непрекъснатия спектър, върху който е наложена абсорбционната линия. Алтернативно на r_{λ} се използва величината дълбочина на линията $R_{\lambda} = 1 - r_{\lambda}$. Вътрешната част на линията се нарича ядро, външната - крила, а ширината, която съответства на половината от дълбочината и $0.5 R_{\lambda_0}$, - полуширина (в англоезичната литература, FWHM). Но в непосредствена близост до линията може да са разположени други линии и затова интерполацията на нивото на непрекъснатия спектър, а оттук пресмятането на r_{λ} и FWHM се оказва доста трудна задача. За целта се въвежда друга характеристика на линията, наречена *еквивалентна ширина* W:

$$W = \int R_{\lambda} \, d\lambda = \int (1 - r_{\lambda}) \, d\lambda$$

От тази дефиниция следва, че W е равна на ширината на правоъгълник с площ, равна на ограничената от профила на линията, и височина I_{λ}^{0} (Фиг. 8.2).



Фигура 8.2: Профил и еквивалентна ширина на спектрална линия.

Разширението на спектралните линии на даден атом или йон се дължи на няколко основни физически ефекта: топлинно движение на атомите, квантово размиване на енергетичните нива, взаимодействие със съседни частици.

1. Разширението поради топлинно движение на атомите се дължи на Доплеровия ефект - на пътя на квантите с дължина λ_0 се оказват атоми, движещи се хаотично с различни скорости, според разпределението на Максуел. Ако даденият атом има радиална компонента на скоростта $\pm v$, той ще погълне квант с дължина $\lambda_0 \mp (v/c)\lambda_0$, като резултантното средно *топлинно разширение* на линията ще съответства на найвероятната скорост:

$$\Delta \lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

2. Разширението поради квантово размиване на нивата се нарича още *естествено разширение* и се дължи на принципа на неопределеността на Хайзенберг (Heisenberg):

$$\Delta \epsilon_k \tau_k \approx \frac{h}{2\pi} \tag{8.5}$$

Колкото по-малко е времето τ_k на пребиваване на атома в k-то възбудено състояние (вж. (8.4)), толкова по-голямо е размиването на нивото $\Delta \epsilon_k$. Поради това размиване се поглъщат и кванти с по-малки или по-големи дължини от λ_0 .

- 3. Различните ефекти на разширение поради взаимодействие със съседни частици се обобщават с термина *ефекти на налягането*. Към тях принадлежат:
 - Затихване поради удари: преки удари с неутрални частици или електрони, съкращаващи времето на пребиваване на атома в даденото състояние.
 - Ефект на Щарк (Stark): Изместване на нивата под действието на междуатомни електрични полета.



Фигура 8.3: Ефекти на разширение на спектрална линия: профил на Фойгт. Ядрото на линията се определя предимно от Доплеровия ефект, а крилата - от ефекти на налягането.

• Ефект на Зееман (Zeeman): Разширение и разцепване на спектралната линия под действието на магнитно поле върху излъчващия атом.

Ако с $\phi(\nu)$ отбележим вероятността за абсорбция на квант с честота ν , то пресмятанията показват, че при топлинно разширение на линията $\Delta \nu_D$:

$$\phi(\nu) = \frac{1}{\pi \Delta \nu_D} \exp\left(-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta \nu_D}\right)^2\right) \quad , \tag{8.6}$$

докато другите два ефекта на разширение могат да се обобщят с Лоренцов профил:

$$\phi(\nu) = \frac{1}{2\pi} \frac{\gamma/2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/2)^2}$$
(8.7)

$$\gamma = 1/\tau_{\text{natural}} + 1/\tau_{\text{pressure}}; \qquad \tau_{\text{pressure}} \propto 1/n$$

където *n* е концентрацията на частиците. Сумарният ефект на разширение на линията се описва чрез конволюция на (8.6) с (8.7), водеща до т.нар. *профил на Фойгт* (Voigt):

$$\phi(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \frac{\alpha}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-y)^2 \, dy}{\alpha^2 + (x-y)^2}$$

$$\alpha = \frac{1}{4\pi} \frac{\gamma}{\Delta\nu_D} \quad ; \qquad x = \frac{\nu - \nu_c}{\Delta\nu_D}$$
(8.8)

Характерният профил на Фойгт за дадена спектрална линия е показан на Фиг. 8.3. Ширината на ядрото на линията се определя предимно от Доплеровия ефект и е пропорционална на \sqrt{T} или на най-вероятната скорост на частиците, докато дължината на крилата е пропорционална на газовата концентрация.

Част III

Направления в астрофизиката

Глава 9

Физика на Слънцето I: Слънчева атмосфера

Слънцето е най-близката до нас звезда, което ни дава уникалната възможност да изучаваме с подробности процесите в звездните атмосфери, а също да коригираме и усъвършенстваме звездните модели. При това, то е типична звезда-джудже от Главната последователност и принадлежи към най-многобройното звездно население на Галактиката. В такъв случай изводите, които можем да направим от слънчевите изследвания, са представителни за широк клас космически обекти, а и за еволюцията на Галактиката като цяло. Най-сетне, физическите процеси, протичащи в Слънцето в значителна степен определят и физиката на планетите от Слънчевата система; особено на по-близките от тях.

9.1 Общи характеристики и строеж на Слънцето

За земния наблюдател Слънцето изглежда като идеално кръгъл диск с рязък край. В действителност, то е газов сфероид с лека сплеснатост при полюсите, която се дължи на околоосното въртене. Такова е установено още от Галилей (1610 г.) по наблюдение на слънчевите петна, преместващи се по диска от изток към запад. По-нататъшното внимателно наблюдение на петната с дълъг живот и уточняването на собствените им движения довежда до пресмятането на период на околоосно въртене $P_{\odot} \approx 25^{d}$ 4. Оказва се обаче, че ъгловата скорост ω зависи от хелиографската ширина ϕ : полярните области се въртят по-бавно от екваториалните:

$$\omega = 13.^{\circ}7 - 2.^{\circ}7 \sin^2 \phi \quad [d^{-1}]$$

Така на $\phi = 75^{\circ}$ периодът достига 32^{d} . Очевидно Слънцето не се върти като твърдо тяло, а има *диференциално въртене*, което съответства на представата ни за динамиката на газово кълбо. В геофизическите статистически изследвания на слънчево-земните връзки се използва стойност от 27.27 денонощия, която съответства на околоосната при $\phi = \pm 8^{\circ}$.

Наблюдаемото излъчване на Слънцето възниква в тънък повърхностен слой с отрицателен температурен градиент, който се нарича $\phi omoc\phi epa^1$. Както видяхме в темата за пренос на лъчението, за характерна оптична дебелина на температурно стратифициран слой можем да приемем $\tau \approx 1$. Пресмятанията за слънчевата атмосфера показват, че линейният размер на този слой (от $\tau = 0$ до $\tau \gg 1$) е едва около 300 km, което при средно

¹ На гръцки: "сфера на светлината".

разстояние между Земята и Слънцето $\sim 1.5 \times 10^8$ km отговаря на ъглов размер 0."4. Предвид разделителната способност на човешкото око ($\sim 1'$) и на голяма част от телескопите, ясно е защо слънчевият диск изглежда с рязък край.

Някои общи физически характеристики на Слънцето са приведени в Таблица 9.1. Химичният състав на слънчевото вещество се оказва близък до средния химичен състав на Вселената - масовите съдържания на водорода (X), хелия (Y) и на по-тежките елементи² (Z) са съответно: X = 0.70, Y = 0.28, Z = 0.02.

Величина	Обозначение и стойност
Радиус	$R_{\odot} = 6.9599 \times 10^8 \text{ m}$
Maca	$\mathcal{M}_{\odot} = 1.989 imes 10^{30} \ \mathrm{kg}$
Средна плътност	$ar{ ho} = 1.41~{ m g/cm^3}$
Грав. ускорение на повърхността	$g_\odot = 2.74 imes 10^4 ~{ m cm/s^2}$
Ефективна температура	$T_{eff,\odot} = 5785 \text{ K}$
Светимост	$L_{\odot} = 3.826 \times 10^{26} \text{ W}$
Абсолютна болометрична величина	$M_{ m bol,\odot} = 4.74$
Абсолютна величина в ивицата V	$M_{V,\odot} = 4.77$

Таблица 9.1: Общи физически характеристики на Слънцето

9.2 Модел и компоненти на слънчевата атмосфера

Наблюденията на Слънцето показват, че излъчването на фотосферата може да се опише с т.нар. *модел за сива атмосфера*, т.е. независимост на коефициента на поглъщане от честотата: $\kappa_{\nu} \approx \text{const}, \tau_{\nu} = \tau$. Причината за това е, че основен агент на непрозрачността във фотосферата са отрицателните йони на водорода H⁻. Оказва се, че протонът може да се свърже не с един, а с два електрона и тази комбинация е относително устойчива при типичните температура и електронна плътност на средата. Енергията на връзката между атома и допълнителния електрон е 1.2×10^{-12} егд и от формула (3.2) получаваме, че всеки фотон с $\lambda < 16650$ Å може да доведе до свързано-свободен преход. Затова близкото инфрачервено и оптично излъчване на Слънцето търпи приблизително еднакво поглъщане от H^- и моделът за сива атмосфера се оказва добро приближение. Той е разработен от Артър Едингтън (Eddington) и предсказва следната връзка между функцията на източника в атмосферата и нейния интегрален поток:

$$S(\tau) = \frac{3}{4\pi} \left(\tau + \frac{2}{3}\right) F_{\rm tot}$$

Ако приемем и предположението за ЛТР, което е в сила за повечето звездни атмосфери, то $S_{\nu}(\tau) = B_{\nu}(T(\tau))$ и $S(\tau) = \int B_{\nu} d\nu = \sigma T^4/\pi$. Като заместим и F_{tot} с равното му от закона на Стефан-Болцман (5.11), стигаме до зависимостта на температурата от оптичната дебелина:

 $^{^2}$ В астрофизиката сумарното масово съдържание на елементите, по-тежки от He, се нарича металичност.

$$T^{4} = \frac{T_{\text{eff}}^{4}}{2} \left(1 + \frac{3}{2}\tau \right) \tag{9.1}$$

Веднага се вижда, че ефективната температура за сива атмосфера съответства на оптична дебелина $\tau = 2/3$, а повърхностната температура (при $\tau = 0$) е $T_0 = 0.811 T_{\rm eff}$. От друга страна, разпределението на плътността ρ и на налягането P с дълбочината зависи от масата и размерите на Слънцето, определящи гравитационното ускорение в атмосферата g. Както ще видим по-късно, едно от стандартните предположения при звездните модели е това за *хидростатично равновесие*: гравитационната сила върху всеки елементарен обем се уравновесява от подемна сила, предизвикана от разликата в налягането между долната и горната му граница:

$$dP = -g\rho dr$$

Като се приеме също, че веществото в атмосферата се подчинява на уравнението на състоянието на идеалния газ (4.16), лесно се извеждат уравненията на **баротропната стратификация**:

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{\mu g}{\Re T}h\right) \tag{9.2}$$

$$\rho = \rho_0 \, \exp\left(-\frac{\mu g}{\Re T}h\right) \tag{9.3}$$

Величината

$$H = \frac{\Re T}{\mu q} \tag{9.4}$$

се нарича височина на еднородната атмосфера и се определя от налягането $P_0 = \rho_0 g H$ на атмосферен слой с постоянна плътност $\rho_0 = \text{const.}$ Чрез H се определя и скалата на височините в атмосферата, понеже при издигане на такава височина, налягането намалява e пъти. Уравненията на баротропната класификация, заедно с връзката между температурата и оптичната дебелина (9.1), ни дават достоверен модел на слънчевата атмосфера. Според физическите си свойства тя се разделя на фотосфера, хромосфера и корона.

Долната граница на атмосферата е въпрос на конвенция. В някои модели за такава се приема слой с оптична дебелина $\tau(\lambda) \approx 1$, който за дължина на вълната $\lambda = 5000$ Å, се бележи с τ_5 . В приближението за сива атмосфера, което е доста точно при Слънцето, за долна граница обикновено се използва нивото $\tau = 2/3$, на което $T = T_{\rm eff}$. Височините h под този слой се вземат с отрицателен знак, а над него – с положителен. Съгласно уравнения (9.2), (9.3) плътността и налягането намаляват с височината на фотосферата поради отрицателния температурен градиент (9.1). При ефективна температура на Слънцето $T_{\rm eff} = 5785 K$, височината на еднородната атмосфера е H = 175 km. Моделните пресмятания показват, че при h = 560 km $\approx 3H$ оптичната плътност $\tau \to 0$. Този слой се нарича *преходен* и от него започва слънчевата хромосфера.

Фотосферата не е нито еднородна по яркост, нито стационарна. Най-характерната и́ черта е нейната гранулация: тя е покрита с ярки гранули³, в които има непрекъснато движение на плазмата, и затова прилича на вряща оризова каша. Средните размери на гранулите са около 700-1500 km или 1-2'', като общият им брой е около милион. Времето на живот на една гранула е ~ 7 min, а яркостта и́ е с около 40 % по-голяма от средната яркост на фотосферата, което съответства на 350-400 K по-високи температури. Центърът на гранулата е по-ярък от нейните краища. Измерването на скоростта на газа в гранулите показва, че те са всъщност струи горещ газ, които се издигат с ~ 0.4 km/s нагоре (в центъра), а след радиативно охлаждане се оттичат надолу (в периферията). Екстраполацията на тази скорост показва, че скоростта на движение на плазмата е 1 km/s за фотосферата и 2 km/s - под фотосферата. Ядрото на спектралните линии от гранулите се образува над фотосферата. С други думи, гранулите представляват върховете на конвективни потоци, възникващи в конвективната зона под фотосферата, проникващи във фотосферата и раз-

³ От лат. "зрънца".

ливащи се хоризонтално със скорост v = 0.25 km/s. Супергранулите, с характерен размер 30 000 km и време на живот ~ 1^d са проява на гранулацията в по-голям мащаб. В даден момент във фотосферата се наблюдават около 5 000 супергранули. Те също са следствие от подфотосферната конвекция и движението на плазмата в тях е хоризонтално, насочено от центъра към краищата. Вследствие на хоризонталните движения по границите на свръхгранулите магнитният поток се повишава и се наблюдава т. нар. хромосферна мрежа. В монохроматична светлина на дължините на вълните на някои фраунхоферови линии се наблюдават ярки влакнисти структури, наречени фотосферна мрежа. Те са разположени по фотосферните магнитни полета с интензитет около 2 000 Gs извън слънчевите петна, с размери ~ 200 km и съвпадат с хромосферната мрежа, която се наблюдава в Са II. Близо до слънчевия лимб фотосферната мрежа е наблюдаема в оптичния диапазон като ярки верижки от точки и възелчета, наречени фотосферни факели.

Коефициентът на поглъщане в линиите значително превишава този в съседните участъци от непрекъснатия спектър и затова геометричната (и оптичната) дълбочина на слоевете, в които възниква линейния слънчев спектър е значително по-малка. По време на слънчеви затъмнения, когато фотосферата (дискът на Слънцето) е закрита, в рамките на 1 - 1.5 s в спектъра просветват линии, които до този момент са били тъмни, т.е. абсорбционни на фона на фотосферното излъчване. Вижда се т.нар. слой на обръщане, който свети като самостоятелен източник. Във видимия диапазон около затъмненото Слънце се наблюдава ярък оранжев пръстен с височина 10 - 12'' (~ $8\,000$ km), който заради различните цветове на "обърнатите" линии е получил името **хромосфера**⁴. Днес слоят на обръщане и хромосферата се разглеждат като едно цяло; всъщност "слоят на обръщане" е долната хромосфера (h < 1500 km). Още на $h \sim 100 - 200$ km над фотосферата оптичната дълбочина в континуума по тангентата към лимба става нищожно малка, но не е малка в линиите от Балмеровата серия на водорода, Са II, отделни хелиеви линии и др., като остава съществена почти до $h \approx 10\,000$ km. Това е оптичната хромосфера, като цветът и́ се определя от най-ярките оптични линии H_{α} , съчетана с някои по-слаби жълти линии. Разпределението на повърхностната яркост в средните и по-горните и слоеве е силно нееднородно в сравнение с фотосферата, като излъчващото вещество е съсредоточено в отделни сгъстявания или тръбички, в пространството между които прониква горещ коронален газ. Собственото излъчване на хромосферата е едва 0.1% от фотосферното, а градиентът на плътността с височината е по-малък. Характерните линии на йонизирани метали, съчетани с отслабване на нормалните линии, говорят за повишаване на температурата (средно ~ 10^4 K). От друга страна, ярката линия H_{α} свидетелства за сравнително ниска температура на излъчващия газ. Така наблюденията в тези линии очертават температурната стратификация на хромосферата. В лъч
и H_{α} наблюдаваме долната и средна хромосфера ($h \lesssim 4000$ km), в емисионните линии на неутралния и йонизиран Не (във FUV) - относително хладните средни слоеве⁵, а линиите на йонизираните метали - по-високите хромосферни области.

Изображение на Слънцето в линията K₂ на Са II изглежда по различен начин от фотосферното. Факелите се виждат вече не само към лимба, а се разрастват във факелни полета, които отчасти или напълно закриват лежащите под тях петна. Тези полета се наричат *хромосферни факели*, което трябва да подчертае, че са същото явление като фотосферните, но на друго атмосферно ниво. Същевременно се наблюдава по-груба, с характерни размери ~ 10", но и по-отчетлива гранулация. Хромосферните гранули се наричат *флокули*⁶ и при по-устойчиви изображения се разделят на гранули, съответстващи на фотосферните. Появяват се и тънки тъмни нишки, *фибрили*, с краища на границите между супергранулите и простиращи се над няколко от тях. Виждат се и дълги, дебели *влакна*, които всъщност са проекции на протуберанси върху диска. На височина $h \approx 2000$ km в хромосферата възникват т.нар. *спикули*, плътни струи от газ с $T \sim 20\,000$ K, които се движат с висока скорост (20 km/s) в първоначално по-хладната, а после по-горещата околна среда. В екваториалната област на Слънцето те са наклонени към екватора, явно

⁴ От гръцки: "сфера на цветовете".

⁵ В този диапазон коефициентът на поглъщане в континуума при Слънцето е голям.

⁶ От лат. floccus: пухче, вълмо.

повлияни от магнитното поле. Спикулите не могат да се разглеждат като продължение на гранулите, защото средното разстояние между тях е 7". Произходът им явно не е конвективен и се обяснява със сложната структура на фотосферното магнитно поле. При издигане до височини $\sim 10 - 12\,000$ km, спикулите постепенно се разтварят в короната.

Слънчевата корона е най-външната част на атмосферата и в крайните си зони преминава постепенно в междузвездната среда. Разпростира се от 2-3 до 10 R_{\odot} , в зависимост от направлението и периода на слънчева активност, и при пълно слънчево затъмнение се наблюдава като сребристо сияние. Яркостта и намалява бавно от граничната зона с хромосферата, докато се слее с яркостта на фона на небето. Интегралният и блясък е едва 10^{-6} от слънчевата светимост. В спектрално отношение короната се разделя на три компоненти:

- *L-корона*: Емисионен спектър от няколко десетки ярки линии, подсказващи високи йонизационни температури, например: [Fe XI] (червена), [Ca XV] (жълта) и [Fe XIV] (зелена). Простира се до височина около 9' (~ 400 000 km), която се приема за граница на **вътрешната** корона.
- *К-корона*: Континуум без абсорбция и със съществена поляризация, на чийто фон се вижда L-короната. Образува се чрез разсейване на фотосферното излъчване върху свободни електрони, които имат големи скорости и това обуславя размазване на линиите.
- *F-корона*: Абсорбционен (Фраунхоферов) спектър, който качествено не се отличава от фотосферния и започва да се смесва с К-спектъра на височини около 3'. Дължи се на разсейване и отражение на фотосферното излъчване от прахови частици, които се изпаряват на по-големи дълбочини в атмосферата. На височини над 20' спектърът на короната се състои предимно от F-компонента, а степента на поляризация вече е много малка.

Дори само огромните размери на короната могат да ни наведат на мисълта за високата и температура (срв. (9.4). Потвърждение на тази идея дава обяснението на спектъра на К-короната. Ако той възпроизвежда фотосферния спектър, но без абсорбционни линии, то тяхното изчезване може да се обясни само с Доплеров ефект, водещ до размазване на спектралните линии поради хаотичното движение на електроните - толкова по-ефективно, колкото по-голяма е средната скорост на електроните. Наистина, в спектъра на К-короната на местата на линиите Н и К на Са II могат да се открият малки, но много широки понижения на интензитета (депресии): с ширина, съответстваща на радиална скорост $\sim 7500 \text{ km/s}$. От израза за средноквадратичната скорост при разпределение на Максуел можем да пресметнем, че водородните атоми имат подобни скорости при температури до 10⁷ К, т.е. в състояние на пълна йонизация. От двете компоненти на йонизирания Н атом електроните имат особено голямо сечение на разсейване спрямо светлината (Томстново разсейване) и поради по-малката им маса това означава температури от порядъка на няколко милиона келвина. До подобни кинетични температури води и анализът на емисионния спектър на L-короната. Много линии в него дълго време не са се поддавали на отъждествяване и дори са били свързвани с неизвестен лек газ, наричан "короний". Впоследствие се оказва, че става дума за забранени линии на многократно йонизирани метали [Fe XIII], [Fe XIV], [Ca XV], [Ni XV] и др., които могат да възникнат само при изключително ниски концентрации. Ударите между йоните, а също между йони и електрони са изключително редки, което прави възможно натрупването на йони на метастабилно ниво в достатъчно количество. Плътността на фотоните във вътрешната корона е достатъчно голяма, но няма достатъчно високоенергетични фотони, които да прехвърлят електрона от метастабилното ниво на съседно ниво⁷. Тези факти, заедно с различните оценки за температурата по линиите на различни елементи, показва, че короната представлява силно разреден, сравнително изотермичен ансамбъл от газове със средна температура около 1.5×10^{6} K.

⁷ Високите нива на разглежданите метални йони са с високи потенциали на възбуждане.

Наблюдателно е установено, че светимостта на хромосферата и короната не се изменят с времето. Според закона за запазване на енергията, това означава за единица време те да получават количество енергия, равно на излъченото. Хромосферата и короната са прозрачни за фотосферното излъчване в оптическия диапазон, поради което то не може да служи като източник за поддържане на светимостта им. Механизмът на нагряване на тези слоеве е друг. При сблъсък с устойчивите зони на лъчисто равновесие във фотосферата, конвективните потоци в гранулите и супергранулите възбуждат различни типове вълни. Това са най-вече звукови волни, разпространяващи се със скорост с_в:

$$c_{\rm s} = \sqrt{\gamma \frac{\Re T}{\mu}} \quad , \tag{9.5}$$

където $\gamma = c_P/c_V$ е отношението между специфичните капацитети при постоянно налягане и при постоянен обем и понякога се нарича показател на адиабатата. В звуковата вълна работата за свиване на даден елементарен обем се преобразува в кинетична енергия на частиците; те трепят около равновесното си положение със скорост u, значително помалки от c_s . Потокът на енергията, пренасяна от звуковата вълна, зависи от плътността на средата ρ и е относително постоянен поради нищожната оптична плътност:

$$F = \rho u^2 c_{\rm s} \approx {\rm const}$$

Тогава:

$$u \propto \sqrt{\frac{1}{\rho c_{\rm s}}}$$

С височината плътността на атмосферата намалява, u нараства и ако надмине c_s , областите с голямо свиване "догонват" тези с малко - образува се **ударна вълна**. Тя дисипира бързо и така енергията на звуковите вълни се превръща в топлинна енергия. Такъв е механизмът на нагряване на хромосферата и короната.

Глава 10

Физика на Слънцето II: Слънчева активност

Въпросът за слънчевата активност трудно може да бъде отделен от разглеждането на слънчевата атмосфера. Във всяка компонента на атмосферата се наблюдават нестационарни явления, които са типични за нея. Характерна особеност на фотосферата са слънчевите петна, в хромосферата и короната виждаме факели и протуберанси, а така също протичат т.нар. слънчеви избухвания. Това са актове на енергоотделяне при умерено нарушаване на устойчивостта на разглеждания слой¹. Първопричина за всички тези явления са конвективните движения под фотосферата, които моделират магнитните полета в газа. Затова теорията на слънчевата активност се изгражда с инструментариума на магнитохидродинамиката (MHD).

10.1 Слънчеви петна. Цикъл на слънчевата активност

Най-известната проява на слънчевата активност, наблюдаема във фотосферата са слънчевите петна. Такива има почти винаги по диска на Слънцето, а в някои години са особено многобройни. Средният им размер е под 1' (~ 43 000 km), но не са редки и петна или групи петна, които достигат до 60 000 km и могат да се наблюдават и с невъоръжено око (защитено от филтър, разбира се). По-големите петна са с неправилна форма и притежават безструктурно ядро, сянка и полусянка, в която се различават радиално опънати влакна (деформирани гранули). Тъмнината на петната подсказва значително пониска температура: около 4500 K. Това се обяснява с вида на магнитното поле в тях и в съседните области от фотосферата.

Установено е, че магнитното поле на Слънцето (с интензитет 1 ерстед) сменя периодично полярността си и, следователно, обхваща неговите повърхностни слоеве, с дебелина до $0.1 \ R_{\odot}$. Силовите линии на това поле са разположени в меридионални равнини, т.е. имаме полоидално поле. Поради диференциалното околоосно въртене на Слънцето, те постепенно се разтягат и засукват в екваториалните зони; стават успоредни на екватора и полето се превръща в тороидално. В определен момент настъпва неустойчивост и разпад на отделни силови тръби. Пълното налягане в такава тръба, равно на сумата от налягането на полето и на газа, се уравновесява от външното налягане. И тъй като температурата във и извън тръбата е еднаква, то плътността в нея трябва да е по-малка. Възниква подемна сила, насочена нагоре, и при определена дължина на тръбата тя "изплува", на повърхността; явление, познато като *магнитна плаваемост.* Образуват се петна с противоположна полянита енергии

¹ Това отличава Слънцето от пулсиращите променливи звезди, например.

 $\varepsilon_{\rm mag}$ в петната показват, че $\varepsilon_{\rm kin} \ll \varepsilon_{\rm mag}$. С други думи, движението на плазмата в петната се определя предимно от магнитното поле, което потиска конвекцията, докато в близка околност на петната то я подпомага. (Така възникват ярките фотосферни факели, наблюдавани около петната.) Това се обяснява със закона за запазване на енергията в петното (индекс s) и в негова околност (индекс ph), съгласно който:

$$\frac{B_{\rm s}^2}{8\pi} + nkT_{\rm s} = \frac{B_{\rm ph}^2}{8\pi} + nkT_{\rm ph} = {\rm const}$$

Тогава повишаването на магнитната индукция *B* в определена област (в частност, в петната) води до увеличаване на ε_{mag} , до понижаване на ε_{kin} и на локалната температура. Разликата в температурите на петното и околната фотосфера е:

$$\Delta T_{\rm s} \approx \frac{B_{\rm s}^2 - B_{\rm ph}^2}{8\pi nk}$$

Проследяването на развитието на слънчевите петна и на техния брой е основен наблюдателен подход за описание на слънчевата активност. Обикновено петната се наблюдават на групи, като в групата доминират две петна с противоположна магнитна полярност. Такава биполярна двойка е ориентирана успоредно на слънчевия екватор, като първото петно по посока на околоосното въртене се нарича *водещо* (preceeding) и се бележи с p, а следващото след него се нарича *вторично* (following) и се бележи с f. Водещите и вторичните петна в северната и южната хелиосфера са също с противоположна полярност, като магнитният полюс на всяка хелиосфера има полярност, еднаква с тази на водещото петно. Магнитната ос на биполярната група сключва със слънчевия екватор ъгъл около 10° , като водещото петно е по-близо до екватора.

По традиция слънчевата активност се определя с относителното число на $Bon\phi$ (Wolf):

$$W = k(10g + f) \quad , \tag{10.1}$$

където f - броят на слънчевите петна, g е броят на техните групи², а k е коефициент, въведен за да отчита субективността на наблюдателя и инструмента му. Днес по конвенция обикновено се полага k := 1. По стойностите на W е определена продължителността на **цикъла на слънчевата активност**: около 11 години (Фиг. 10.1). В началото на всеки 11 г. цикъл петната се появяват на хелиографски ширини $b \approx \pm 30 - 40^{\circ}$ и са малко на брой, докато в максимума на цикъла, когато W достига максимални стойности, хелиографската им ширина намалява до $b \approx \pm 15^{\circ}$. Това явление е известно като закон на Шпьопер (Spoerer) или "пеперуди на Маундър" (Mounder). Магнитната полярност на двойките петна се променя през около 22 години, което е равно на два единадесетгодишни цикъла. Всъщност 22-годишният магнитен цикъл е физичният цикъл на слънчевата активност. От физична гледна точка, Слънцето е променлива звезда с период около 22 години.

Между числото на Волф W и общата площ на слънчевите петна F (в единици 10^{-6} от слънчевата полусфера) съществува ясно изразена зависимост, която се описва от средната формула:

$$F = 16.7W$$
 (10.2)

10.2 Слънчеви избухвания и протуберанси

Още по-силен израз на активността на Слънцето са слънчевите избухвания. От наблюдателна гледна точка, това са внезапни нараствания на яркостта на части от факелните полета в хромосферата, наблюдавани в линиите H_{α} и K, а понякога и в целия оптичен

² Едно "самотно" петно също представлява група.



Фигура 10.1: Активност на Слънцето, описвана чрез числото на Волф.

диапазон ("бели избухвания"). Оптичното избухване в долната хромосфера има характер на топлинен взрив в линията H_{α} , вследствие на който се образуват ударни вълни. Електроните се ускоряват до релативистични скорости ($v \leq 0.5c$), което съответства на енергии около 100 keV. Зоната на избухването е с характерни размери около 10 000 km. Общата отделена енергия е $\approx 10^{22} - 10^{25}$ J, а мощността на излъчването достига до 0.1 L_{\odot} . Спирачното излъчване на електроните в долната хромосфера се наблюдава в твърдия рентген (HX), докато в горната хромосфера и в преходната област хромосфера - корона

възниква синхротронно излъчване на електрони със скорости $v_e \approx 0.3c$. Честотата на плазмените вълни от хромосферното избухване се определя от концентрацията на електроните n_e . И тъй като в короната n_e намалява, енергията на плазмените вълни се превръща в електромагнитни вълни, известни като радиоизбухване от III тип. Но само малка част от енергията на слънчевото избухване (около 10^{-4}) се превръща в спирачно и синхротронно излъчване; по-голямата част се превръща в кинетична енергия на слънчевата плазма, която в хромосферата причинява ултравиолетово излъчване, а във вътрешната корона, където кинетичната температура достига до 10^6 K, се наблюдава меко рентгеново излъчване (SX). Така в активната област на короната магнитната енергия взривообразно се превръща в топлинна, а ускорените частици пораждат вторични явления в целия електромагнитен диапазон. Ударните вълни от слънчевото избухване изхвърлят около 10^{13} kg плазма, която носи магнитно поле, а също така деутерий и тритий, които са се образували от термоядрените реакции по време на слънчевото избухване.

Непосредствено над хромосферата, на височини от десетки хиляди километри и найвече в лъчи H_{α} , Са II К и в линии на метали се наблюдават образувания, наречени **проту**беранси: студени области от плазма с $T \sim 10^4$ K с плътност, около стократно по-голяма от тази на заобикалящата ги корона. Те се делят на спокойни и активни, като първите са отъждествени с хромосферните влакна, а вторите са едно от отчетливите проявления на слънчевата активност. Спокойните протуберанси се срещат и на големи хелиографски ширини ($\phi > 60^{\circ}$), т.е. не са задължително свързани с активните зони. Те имат типични размери около R_{\odot} и форма на дъги или арки, като времето им на живот достига 100-150 денонощия, а понякога до 1 година. Появяват се след хромосферните избухвания и се придвижват много бавно по слънчевия диск. Активните протуберанси се развиват и изчезват значително по-бързо. По-малката част от тях представляват издигане на хромосферно вещество в короната - по-голямата се образуват при локални газови кондензации³ и при тях имаме бавно спускане на вещество към хромосферата. Характерно за активните протуберанси е високата скорост от порядъка на 10^2 km/s; ако тя надмине 500 km/s се говори за epynmuenu протуберанси. Те достигат големи височини (над 2 R_{\odot}) и имат не само линеен, но и непрекъснат спектър, породен от разсейване на фотосферното излъчване от свободни електрони.

Протуберансите се поддържат от магнитните силови линии между петната, за което подсказва тънката им влакнеста структура. Прости пресмятания сочат, че магнитното поле на петната има напълно достатъчна енергия, за да регулира движенията в протуберансите - още повече, веществото в тях е с много висока степен на йонизация: 99.8 % при водорода и 30 % при хелия.

10.3 Слънчев вятър и слънчево-земни връзки

Почти всяко природно явление, протичащо на Земята, има в пряк или косвен смисъл за свой първоизточник Слънцето. Изключение правят единствено сеизмичните явления, топлинният поток от земните недра (който в повечето случаи е пренебрежим), нищожните лъчисти потоци от други космически източници, падането на метеорити и лунните приливи. От решаващо значение за живота на Земята са гравитационното и енергетичното влияние на Слънцето, макар че нашата планета получава едва ~ 10^{-9} част от неговото пълно излъчване. Изменението на хелиоцентричното разстояние при орбиталното движение на Земята няма съществен ефект върху физическите и биологическите процеси - например, отношението на светлинните потоци в перихелия (с индекс q) и афелия (с индекс Q) на земната орбита е:

$$\frac{F_Q}{F_q} = \frac{(1-e)^2}{(1+e)^2} \approx 0.94 \quad ,$$

където *е* е ексцентрицитетът на земната орбита. Затова особен интерес представляват *нестационарните процеси* в Слънцето, доколкото могат да предизвикат отклонения от

³ Резултат от сложни магнитохидродинамични процеси на топлинна неустойчивост в короната.

Феномен	Време	Частици	Ефекти	
		радиофотони $(0.1 - 10 \text{ m})$	Едновременни:	
Вълново из-	8^{m} .3	оптически фотони	- Избухвания и шумови бури в	
лъчване			радиодиапазона	
		UV и X фотони	- Избухвания в линиите H_{lpha} и	
			Ca II K	
Космически	$< 1^{d}$	Предимно протони	Закъсняващи:	
ЛЪЧИ				
Причинители	$17-48^{\rm h}$	Йони и електрони	- Частици с високи енергии	
на магнитни			- Полярни сияния, магнитни бу-	
бури			ри, йоносферни бури	
Слънчев вя-	_	Предимно йони	Полярни сияния	
тър				

Таблица 10.1: Въздействия на слънчевата активност върху Земята.

всекидневните условия и ритъм на живот.

Зависимостта на геофизичните явления и параметри от слънчевата активност е известна като слънчево-земни връзки. Тя се осъществява най-вече посредством повишеното ултравиолетово и рентгеново излъчване, слънчевия вятър и слънчевата компонента на космическите лъчи, причинени от слънчевите избухвания. Ултравиолетовото и рентгеновото излъчване от слънчевите избухвания достигат до Земята за около 8 min, като причиняват допълнителна йонизация и увеличават концентрацията на електроните и йоните в йоносферата, което води до моделиране на земното магнитно поле, до радиосмущения и дори прекъсвания на предаването в метровия диапазон (10 - 60 m) и до възникването на полярни сияния. Ясната корелация между промените в земното магнитно поле с цикъла на слънчевата активност показва, че то може да се разглежда като сума от две компоненти: постоянна, свързвана с магнитните свойства на планетата Земя, и променлива, дължаща се на магнитна индукция в проводящата горна атмосфера. При слабите колебания на магнитната стрелка, наречени магнитни смущения, се различават 11-годишен (основен), годишен и 27-дневен цикъл. Последният очевидно се дължи на околоосното въртене на Слънцето, докато годишният е свързан с положението на Земята относно равнината на слънчевия екватор. Смущенията са най-силни през март и през септември, когато планетата има най-голяма хелиографска ширина (±7°2) и видимият от нас център на слънчевия диск е максимално близо до зоните на най-многобройните петна. Бързи смущения на магнитната стрелка с големи амплитуди се наричат магнитни бури. С 11-годишна периодичност варират и полярните сияния.

Слънчевите космически лъчи представляват насочени потоци от високоенергетични заредени частици и неутрони, изпускани по време на избухвания. Частици с енергия $\varepsilon \approx 10^9$ eV достигат до Земята за около 10 min, а тези - с $\varepsilon \approx 10^8$ eV - след 10 часа. С изключение на неутроните, те срещат противодействие от страна на земното магнитно поле и в поголямата си част се отичат към земните магнитни полюси. В полярните зони те достигат до долната атмосфера и причиняват повишена йонизация на слоя. В Таблица 10.1 са обобщени въздействията на слънчевата активност върху Земята.

Един постоянен процес на въздействие на слънчевите частици върху Земята е т.нар. слънчев вятър. Той се състои предимно от йони на различни елементи, изтичащи от Слънцето непрекъснато със скорости 250 - 500 km/s. Плътността му на разстояние 1 AU е около 2×10^8 cm⁻².s⁻¹. Причината за възникването на слънчев вятър е топлинна неустойчивост на слънчевата корона, която не се разширява изотропно. На места се проявяват незатворени магнитни линии ("коронални дупки"), които са по-ефективни агенти на охлаждане от лъчението. На достатъчно големи хелиоцентрични разстояния огромната скорост на частиците превишава скоростта на звука в разредената междупланетна среда възниква ударна вълна, която носи със себе си магнитно поле. В резултат земната магнитосфера се свива от подслънчевата страна, а в междинната зона между нея и оттичащата се ударна вълна (*магнитопауза*) се намират неутрални точки, през които въшни частици могат да нахлуят в земната атмосфера. Същевременно, слънчевият вятър "замита" линиите от нощната страна на Земята, които стават нейна своеобразна магнитна опашка.

Открити са статистически зависимости между цикъла на слънчевата активност и ритмичността в ширината на годишните пръстени на дървесните разрези. В периодите на повишена слънчева активност ширината на пръстените е най-голяма, което предполага, че растежът на растенията е по-интензивен в сравнение с периодите на ниска слънчева активност. В миналото, когато медицината не се е справяла успешно с вирусните заболявания, големите епидемии са съвпадали с максимумите на слънчевата активност. Съвременните проучвания показват, че сърдечно-съдовите заболявания са от 3 - 5 пъти по-високи в периоди след слънчеви избухвания. Медицинските изследвания свидетелстват, че в епохите на повишена слънчева активност кръвният серум има по-ниска способност за разтваряне на чужди тела. Имунитетът на организма спрямо вирусите е понижен. Вероятно снижените защитни сили на организма се дължат на смущенията в магнитното поле на Земята.

Глава 11

Планетна астрофизика I: Структура на Слънчевата система

11.1 Понятия за планета и планетезимал. Класифика-

ция на планетите и обектите.

Понятието **планета**¹ има древен произход и е свързано с разграничението на телата от Слънчевата система от звездите, които били смятани за неподвижни. Но дори и до днес то подлежи на уточняване. Според съвременната дефиниция, възприета от Международния астрономически съюз² през 2006 год., планетата е небесно тяло, което:

- е достатъчно масивно, за да достигне хидростатично равновесие и оттук *квазисферична форма*.
- не е достатъчно масивно, за да не започнат термоядрени реакции в ядрото му.
- е "очистило" близката околност на орбиталната си зона от планетезимали.

Думата планетезимал означава буквално "безкрайно малка планета" и обикновено се отнася до малки твърди тела, съставляващи протопланетните дискове. Някои специалисти обаче настояват терминът да се използва и по отношение на малки тела от Слънчевата система (вж. Глава 14) като астероидите и кометите, които представляват остатъци от процеса на планетообразуване. Според дефиницията, предложена на конференция, посветена на тези проблеми³, планетезималът е "твърд обект, възникващ при акумулиране на планетна маса, под преобладаващото въздействие на самогравитацията и при пренебрежимо влияние на газовия поток върху орбиталната му динамика. Това съответства на обекти от слънчевата мъглявина, по-големи от ~ 1 km".

Космическо тяло, което не е спътник на по-масивна планета и изпълнява първите два критерия за планета, се класифицира като планета-джудже, докато обект, удовлетворяващ само втория критерий, но в орбита около Слънцето, получава названието малко тяло от Слънчевата система⁴. Тези дефиниции остават предмет на дебати в специализираните среди. Когато през 1930 год. е открит Плутон, той е обявен за деветата планета от Слънчевата система и се оценява като по-масивен от Меркурий. Но през 1978 год.,

 $^{^1}$ От гръцкото $\pi\lambda\alpha\nu\eta\theta\eta\varsigma,$ блуждаещ.

 $^{^2}$ International Astronomical Union, съкратено IAU.

³ From dust to planetesimals, Workshop at Ringberg Castle, Germany, September 2006.

⁴ Small solar system body, съкратено SSSB.

след откриването на спътника му Харон, се оказва, че Плутон отстъпва по маса дори на Луната, макар и на порядък по-голяма от тази на най-големия астероид, Церера. През 90-те години на XX век се редуват открития на други обекти от пояса на Кайпер, с хелиоцентрични разстояния и орбитни елементи, близки до тези на Плутон. От своя страна, орбитните елементи на Плутон отчетливо се различават от тези на планетите. След 2000 година са открити още няколко обекта, сравними с Плутон по размери и орбитни елементи: Коауар, Седна и Ерида, а след тях и други по-малки. При това Ерида се оказва малко по-масивна от Плутон (вж. Таблица 11.3). Повдига се и въпросът за класификацията на откритите *екзопланети*. Така алтернативите са: а) да се увеличи драстично, с тенденция към по-нататъшно нарастване, броят на планетите в Слънчевата система; или б) Плутон да бъде класифициран по друг начин. Така се стига до горните дефиниции от 2006 год. Има редица предложения за алтернативни дефиниции, по критерии като динамика или химичен състав.

И така, понастоящем съставът на Слънчевата система е следният: осем планети, техните спътници (към момента, общо 205), пет планети-джуджета⁵ (Церера, Плутон, Ерида, Хаумеа, Макемаке; с техните общо 9 спътника), четири кандидати за планети-джуджета (Оркус, Куауар, Гонггонг и Седна) и милиарди малки тела: астероиди, обекти от т.нар. пояс на Кайпер (Kuiper), метеороиди и междупланетен прах. Пространствената структура се дели на няколко части, в зависимост от обектите в тях и средното хелиоцентрично разстояние *a*:

- Планети от земната група ($a \leq 1.5$ AU): Меркурий, Венера, Земя и Марс
- Астероиден пояс (2.3 $\lesssim a \lesssim$ 3.3 AU): една планета-джудже (Церера) и хиляди до милиони малки тела
- Външни планети или планети-гиганти (5 $\lesssim a \lesssim 30$ AU): Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун
- Транснептунова зона (a > 30 AU), която се разделя на следните компоненти:
 - * Пояс на Кайпер (30 ≤ a ≤ 50 AU): състои се главно от ледени частици, планетезимали, малки тела, три планети-джуджета (Плутон, Хаумеа и Макемаке) и двама кандидати за такива (Оркус и Куауар).
 - * Дифузен диск (scattered disc): обектите от диска имат перихелии в пояса на Кайпер, но афелиите им достигат до 150 AU. Типичен пример е планетатаджудже Ерида и кандидадът за планета-джудже Гонггонг.
 - * Облак на Оорт (Oort) (a ~ 50 000 AU): хипотетичен ансамбъл от ледени обекти, смятан за източник на дългопериодичните комети, изпращани към вътрешните части на Слънчевата система чрез взаимодействия с планетите-гиганти. Като представител се сочи подобният на Плутон обект Седна, който бе открит през 2003 год. и е класифициран като кандидат за планета-джудже.

11.2 Правило на Тициус-Боде

Бегъл преглед на средните хелиоцентрични разстояния a_i на планетите показва, че - с малки изключения и в грубо приближение, - a_i е пропорционално на $a_i - a_{i-1}$. Това е установено още през XVIII век, преди откриването на Уран и Нептун. Сравнително успешен, но изцяло емпиричен опит за описание на тази зависимост е т.нар. **правило на Тициус-Боде** (Titius-Bode), публикувано през 1772 година:

$$a = 0.4 + 0.3 \times 2^{n} , n = -\infty, 0, 1, 2, ..., 8$$
(11.1)

⁵Официално признати за такива от IAU.

Познатите хелиоцентрични разстояния до Сатурн включително отговарят сравнително точно на предсказанията на горната формула. Откриването на Уран от Хершел през 1781 год. на първо време потвърдило достоверността на правилото и стимулирало понататъшни търсения на липсващата планета между Марс и Юпитер (n = 3). Така през XIX век били открити много астероиди - като се започне от планетата-джудже Церера (1801 год.), на астероида Палада (1802 г.) и се стигне до 228-те обекта, открити от Волф до 1891 год. Изказана била хипотезата, че предполагаемата планета се е разрушила под приливните въздействия на Марс и Юпитер. Американският астроном Даниел Киркууд (Kirkwood) изучава разпределението на астероидите по хелиоцентрични разстояния и през 1866 г. установява празнини в него, които по третия закон на Кеплер съответстват на периоди 1/3, 2/5, 3/7 и 1/2 от периода на Юпитер. Това се обяснява с гравитационната пертурбация от страна на Юпитер, при което малките тела са изведени на определени, резонансни разстояния. Делението на Касини в пръстена на Сатурн е също резултат от такъв ефект от страна на неговите спътници. Лагранжевите точки около масивните планети също своеобразни "капани" за малките тела. Например, триъгълните Лагранжеви точки на Юпитер определят разположението на астероидите от групите на "гърците" и "троянците".

В по-глобален план, правени са много опити да се обоснове правилото на Тициус-Боде изобщо като комбинация на орбитални резонанси и степени на свобода. Тогава всяка устойчива планетна система би трябвало да удовлетворява подобно правило; с различни стойности на коефициентите. Грешката при Нептун обаче вече е твърде голяма, а откриването на Плутон и, впоследствие, на пояса на Кайпер повдигат допълнителни трудности и до голяма степен дискредитират формулата (11.1) в съвременните професионални кръгове. Познати са и твърде малко системи, върху които правилото може да бъде наблюдателно проверено. Две от планетите-гиганти имат множество спътници, които вероятно са възникнали чрез процеси, довели до образуването на самите планети. Четирите големи (Галилееви) спътници на Юпитер заедно с най-вътрешния, Амалтея, имат регулярно, резонансно разположение, но различно от правилото на Тициус-Боде⁶. Последните открития на екзопланетни системи все още не предлагат достатъчно данни за проверка дали подобно правило е приложимо извън Слънчевата система.

11.3 Спътници на планетите

Понастоящем са известни общо 214 естествени спътника на планетите и на планетитеджуджета в Слънчевата система и над 80 спътника на малките тела. По отношение на спътниците има ясна разлика между земната група и външните планети: Меркурий и Венера нямат спътници, Земята има само един, Марс - два малки (Фобос и Деймос), докато външните планети "събират" огромното мнозинство спътници, с отчетлив максимум при Юпитер (79) и Сатурн (82). Сред планетите-джуджета интересна е конфигурацията при Плутон: общо 5 спътника, като центърът на масите на двойката Плутон - Харон е в пространството между повърхностите им ("двойна планета"). Според някои съвременни изследвания до 15 % от всички транснептунови обекти могат да притежават спътници.

Регулярните спътници, въртящи се в права посока на относително близки орбити до планетата, вероятно са се образували от същия колапсиращ обем на протопланетния диск. За нерегулярните спътници със силно наклонени, ексцентрични и/или ретроградни орбити се смята, че са прихванати от планетата астероиди, част от които са загубили допълнителен обем чрез сблъсъци. Възможни отклонения от този модел са двойките Земя - Луна и Плутон - Харон, които навярно са възникнали при сблъсък между два големи протопланетни обекта, а разпръснатият в орбита около централното тяло материал е акрецирал допълнително с оформянето на един или няколко спътника.

Повечето регулярни спътници са *приливно заковани* към своята планета, т.е. едната им страна винаги е обърната към нея. Типичен пример е Луната, чийто период на околоосно

⁶ Орбиталният период на всеки от тях е два пъти по-голям от този на предишния по близост до планетата.

Планета	Гол. полуос	Орбит. период	Ексцен-	Maca	Екв. радиус	Ср. плътност			
	[AU]	[yr]	трицитет	$[M_{\oplus}]$	[km]	$[g/cm^3]$			
Планети									
Меркурий	0.387	0.241	0.206	0.056	2430	5.44			
Венера	0.723	0.615	0.007	0.815	6052	5.22			
Земя	1.000	1.000	0.017	1.000	6378	5.52			
Mapc	1.524	1.881	0.093	0.108	3395	3.97			
Юпитер	5.203	11.86	0.048	317.800	70850	1.30			
Сатурн	9.539	29.46	0.056	95.110	60400	0.71			
Уран	19.18	84.02	0.047	14.520	24600	1.47			
Нептун	30.06	164.8	0.009	17.230	23500	2.27			
Планети-джуджета									
Церера	2.8	4.6	0.008	0.00016	476	2.16			
Плутон	39.5	247.9	0.249	0.00218	1151	1.85			
Хаумеа	45.1	281.9	0.195	0.00066	718	2.02			
Макемаке	45.3	305.3	0.161	0.00052	710	2.10			
Ерида	68.0	561.4	0.436	0.00280	1163	2.52			

Таблица 11.1: Орбитални и физични характеристики на планетите и планетите-джуджета от Слънчевата система.

въртене е равен на орбиталния и́ около Земята. Причината за това явление е приливното въздействие, в резултат на което средното разстояние на спътника се увеличава (респективно, орбиталният му период нараства), докато околоосното въртене на планетата се забавя поради възникване на допълнителен въртящ момент по оста "планета - спътник". Ако съотношението между масите не е голямо, в крайна сметка планетата също ще бъде приливно закована към спътника си. От друга страна, ако орбитата на спътника е ексцентрична и приливното въздействие е относително слабо, спътникът не е приливно закован, а се постига орбитален резонанс със съотношение "ротационен период - орбитален период"⁷, различно от 1:1. Например, ротационният период на Меркурий е закован към орбиталния около Слънцето в резонанс 2:3.

Външните спътници на планетите-гиганти обаче са далеч от такова състояние. Например, спътникът на Юпитер Хималия, спътникът на Сатурн Феба и спътникът на Нептун Нереида имат ротационни периоди от порядъка на 10 часа и орбитални периоди от стотици дни.

 $^{^7}$ Т.
нар. "спин-орбитален резонанс".
Планетна астрофизика II: Планетите от Земната група

Планетите от Земната група, наричани понякога и *телурични*, имат висока средна плътност (4-5 пъти по-голяма от тази на водата) и се състоят предимно от силикатни скали¹, минерали с високи температури на топене. Те се различават съществено от планетите-гиганти, които нямат твърди повърхности, а химичният им състав е смес от водород, хелий и вода в различни агрегатни състояния. Освен това, всички телурични планети имат сходен вътрешен строеж: метално ядро, най-вече от желязо и никел, обвито от силикатна полутечна мантия, покрита от твърда кора². Повърхността им е осеяна с тектонични образувания като каньони, разломи, кратери, планини и вулкани. Вулканичната дейност или взаимодействието с комети са обусловили възникването на вторични атмосфери, които са съществени при Венера, Земята и Марс. Само Земята има активна хидросфера. Предполага се, че в ранната епоха от съществуването на Слънчевата система в зоната на телуричните планети са съществували множество планетезимали, които са се слели с или са били разрушени от сега съществуващите планети.

12.1 Меркурий

Меркурий е най-малката планета от земната група, подобна по размери на Луната, а по средна плътност - на Земята. Ротационният и период е равен на 2/3 от орбиталния период - т.е. слънчевото денонощие продължава две меркуриански години или 176^d (в началото на всяка втора меркурианска година, една и съща полусфера е обърната към Слънцето). Наблюдавано от Меркурий, Слънцето изгрява от изток и залязва на запад, докато планетата достигне по своята орбита до перихелия, където орбиталната скорост нараства до 59 km/s и Слънцето за няколко часа се премества в обратна посока. В този момент се реализират два залеза за един меркуриански ден (!). Поради голямата продължителност на денонощието, дневната страна на планетата се нагрява силно (610 - 670 K), докато нощната изстива до ~ 150 K. Орбитата на Меркурий се характеризира с най-големия ексцентрицитет в сравнение с тези на другите планети. Понастоящем той е почти 1/5, но в продължение на милиони години е варирал хаотично между 0 и 0.47.

Въз основа на високата плътност $\bar{\rho}$ на Меркурий (1.7 пъти по-голяма от тази на Луната) могат да се направят някои предположения за вътрешния му строеж. За разлика от

¹ Теоретично могат да съществуват и карбонатни планети от земен тип, подобни по състав на астероидите от карбонатни хондрити.

² Подобен е строежът и на Луната, с изключение на липсата на желязно ядро.

Земята, масата на планетата е недостатъчна за мощна гравитационна компресия на ядрото. Следователно, за да се обясни стойността на $\bar{\rho} \approx 5.3 \text{ g/cm}^3$, ядрото трябва да е голямо (около 42% от обема на планетата) и богато на желязо. Последните изследвания сочат, че ядрото е течно. То е обкръжено от мантия, дебела 600 km. Предполага се, че съществена част от първоначалния материал на мантията е разпръснат в пространството в резултат на удар с планетезимал с маса 1/6 от тази на Меркурий. Над мантията е разположена кората (100 – 200 km). Смята се, че изстиването и свиването на ядрото и мантията са станали след втвърдяването на кората.

По фотометрични свойства Меркурий наподобява Луната: ниска отражателна способност (албедо) и неравна повърхност с кратери, циркуси и светли гладки равнини. През 1974-75 год. космическата станция Mariner-10 минава три пъти край планетата и получава няколко хиляди снимки. За разлика от Луната, налице са обширни равнинни области с размери от стотици до хиляди km, а също дълги и тесни планински ридове. Стационарна атмосфера липсва напълно. Съществува силно разредена газова обвивка от Не и малко О, Na, Ca, с плътност около 500 милиарда пъти по-ниска от земната атмосфера, но всеки атом се задържа около планетата средно около 200 дни.

Подобно на Луната, на Меркурий има тънка литосфера със структури, а също много ударни кратери с изстинала лава на възраст $3.5 - 4.5 \times 10^9$ години³. Установени са следи на тектонична активност, по-висока отколкото на Луната. Вулканична активност на планетата е имало в далечното минало, когато и тя е била интензивно "бомбардирана" от комети и астероиди. За нея свидетелстват например огромните басейни Калорис (диаметър 1300 km) и Скинакас (диаметър 1600 km). Басейнът Калорис е запълнен с магма от вътрешността на Меркурий, а ударният кратер в него е обкръжен от 2 km висок концентричен кръг от застинала лава.

Магнитното поле е слабо⁴ (около 1/2000 от земното), а магнитната ос е наклонена на 7° спрямо ротационната. Наличието на магнитно поле е още едно указание, че планетата има течно желязно ядро. Хипотетичният механизъм за запазване на ядрото в течно състояние са относително силните приливни въздействия в периоди на голям орбитален ексцентрицитет.

12.2 Венера

Планетата **Венера** е сходна със Земята по размери, маса и средна плътност; нерядко е била наричана "сестра на Земята". Околоосното и́ въртене е много бавно, с период от 243^d и в обратно направление на орбиталното⁵, което води до продължителност на слънчевото денонощие 116.^d8. При долно съединение, планетата е винаги обърната към нас с една и съща страна, което говори за приливно въздействие от страна на Земята.

Гъстият облачен слой на Венера е открит още през 1761 година от Ломоносов и притежава жълт или жълто-оранжев цвят, поради повишеното съдържание на сяра⁶. Облаците обикалят около планетата само за 4^d със скорост ≤ 100 m/s, която постепенно спада към повърхността. Измерванията на изходящия топлинен поток водят до температури, сходни с тези над земния облачен слой: около 240 К. Поради голямото албедо на планетата не се очаквало и повърхностната температура да бъде особено по-висока от земната. Оценките за яркостната температура обаче по радиоастрономични методи дават 600 К в долната атмосфера и около 350 К в горните слоеве. Обяснението на тези данни идва от анализа на химичния състав на венерианската атмосфера: 97 % CO₂, 2% N, O и 0.1 % H₂O и NH₃. Въглеродният двуокис има ивици на поглъщане в NIR и MIR (вж. Таблица 3.1), където -

³ Може би малко по-млади от лунните скали, според оценките на пробите, донесени от астронавтите от космическите кораби Аполо.

⁴ Поради много бавното околоосно въртене.

⁵ Според една хипотеза, обръщането на посоката на околосното въртене е станало в резултат от сблъсък с огромен планетезимал.

⁶ Всъщност, облаците с висока отражателна способност се състоят от капчици сярна киселина.

съгласно закона на Вин за отместването, - се пада максимумът на излъчването на нагретите от слънчевото лъчение вътрешни планети. Това води до мощен парников ефект и до по-ефективно нагряване на повърхността и на долната атмосфера. Предполага се, че атмосферата на Венера се е образувала при бавното отделяне на газове от повърхността, като високата температура е обусловила дисоциация на водните молекули и активно образуване на CO₂. Преди милиони години Венера вероятно е била богата не само на CO₂, но и на вода, сравнима по количество със земните океани. Постепенното изпарение на водата под действие на слънчевото лъчение довело до първите прояви на парников ефект, повишаване на температурата до 1800 К и топене на скалите на дълбочини до 450 km. Освен това, ултравиолетовото излъчване е разрушавало водните молекули - леките водородни атоми напуснали атмосферата на Венера, докато химично активният кислород влязал в химични реакции с другите елементи от разтопените скали и се е образувал CO₂ в съвременните количества.

Плътната облачна покривка се простира на височина 48 - 68 km. Под h = 20 km има лека мъгла, подобна на мараня, докато на самата повърхност видимостта е доста добра. Атмосферното налягане на повърхността е огромно: 92 атмосфери. Затова на Венера няма дъждове, а аерозоли. Атмосферата е наситена с капки от сярна киселина. Поради химичните реакции със скалите, съдържащи F и Cl, се получават солна и други киселини, които силно рушат скалите на Венера. Температурата на повърхността е на практика постояна и не зависи от момента на денонощието или от географската ширина - наклонът на ротационната ос спрямо орбиталната равнина е над 87° . Единствената вариация на температурата е с височината. На изображение от станцията Магелан, получено през 1995 год., се вижда, че върховете на най-високата венерианска планина са покрити с отразяващо вещество, подобно на сняг. Вероятно то се образува при подобен процес на кондензация на големи височини, макар и при далеч по-висока температура.

Венерианският релеф е по-гладък от този на другите телурични планети, макар че се отличава с високи плата. Има два "континента" над средното ниво на планетата. Ищар е континент в северната полусфера: високо плато, оградено с млада планинска верига. Найвисоката планина е Максуел (11 km). Афродита е най-големият континент, представляващ огромна светла повърхност с размери 16000 × 2000 km и подобен по размери на Южна Америка. Няма доказателства за съществуването на тектонични платформи като земните. Средната възраст на скалните породи на венерианската повърхност се оценява на 400 милиона години.

Предполагаемият строеж на планетата е: желязно ядро, дебела силикатна мантия (3200 km) и кора. Подобно на земното ядро, ядрото на Венера е поне отчасти течно, докато налягането в дълбочина е по-малко поради по-малкия размер на планетата. Наличието на равномерно разпространени кратери (над 1000 на брой) и циркуси като резултат от сблъсъци с малки тела свидетелства, че в миналото атмосферата е била по-разредена. Близо 85% от кратерите не са засегнати от ерозия - изглежда, че преди около 500 милиона години се е случило събитие, което напълно е обновило повърхността на планетата. Предвид липсата на тектонични движения и оттук липсата на дисипация на топлинната енергия от мантията, може да се изгради следната еволюционна картина: в мантията се задържа топлина; тя се нагрява, докато достигне някаква критична температура; кората потъва и повърхността се обновява напълно.

Ако се съди по огромните количества SO₂, открити от мисията Pioneer-Venus Orbiter през 1978 год., и от съдържанието на пепел в атмосферата, на Венера има мощна вулканична дейност. През 80-те години на XX век космическата станция Магелан направи тримерна радарна карта на повърхността, на която личат вулканични кратери (значително по-малобройни от земните вулкани). Въз основа на отражателната способост на неговата лава, възрастта на най-младия вулкан е оценена на 10 милиона години. Околността му е богата на сярна киселина.

Pioneer Venus Orbiter установява също през 1980 год., че магнитното поле на Венера е едновременно по-слабо и по-компактно (в по-голяма близост до планетната повърхност), отколкото земното. Затова венерианската магнитосфера е твърде слаба, за да екранира планетата от космическото лъчение. Магнитното поле се индуцира от взаимодействието между йоносферата и слънчевия вятър, а не от вътрешно динамо в ядрото⁷, както е при Земята.

12.3 Mapc

Марс е с приблизително двойно по-малък размер от Земята, а масата му е около 1/9 от земната. Периодът на околоосно въртене е почти колкото земното денонощие: $24^{d}37^{m}22$.^s7. Екваториалната равнина е наклонена спрямо орбиталната под ъгъл 25°, което обуславя редовна смяна на сезоните - около съответния полюс през есента се образуват полярни шапки, изчезващи в началото на лятото. Температурата на екватора се мени от -80° С в полунощ до $+30^{\circ}$ С на пладне, а на полюсите достига -143° С. Около 2/3 от повърхността заемат светли "континенти", а 1/3 - тъмни "морета". Албедото на "моретата" е около 3 пъти по-малко, като цветът по принцип не зависи от релефа.

Кратерите са многобройни и с най-разнообразни размери. Възрастта им се оценява на 3.8 милиарда години, колкото и тази на лунните кратери, но за разлика от тях марсианските кратери са плоски, защото дъната им са запълнени с прах от марсианските бури. Те са основен критерий за дефиниране на три типа ареографски ландшафт:

- области, почти лишени от кратери (например, Елада)
- области, гъсто населени с кратери
- области с хаотична морфология (Pyrrae Regio)

Понастоящем на Марс няма активни вулкани. Космическия апарат Mariner-9, изведен в орбита около Марс през 1971 год., открива най-големия връх от вулканичен произход с кратер Olympus, на височина над околните равнини около 24 км (почти три пъти по-висок от Еверест). Срещат се и т.нар. *калдери*: големи пръстеновидни кратери, образувани при потъване на разположения в центъра им вулкан с околностите му. Тектонични платформи, подобни на земните, също няма. Очевидно Марс е планета, която е изстинала много бързо. Литосферата е останала дебела и здрава.

Повърхностният слой на марсианската почва съдържа 21% Si, около 13% Fe и помалко Mg, Ca, Al, S. Основната съставка са силикати и железни окиси, на което се дължи и червеният цвят на планетата. Атмосферата е силно разредена, с налягане едва 1/160 от земното (6.1 mbars). Състои се предимно от CO₂ (95%), който в смес с H₂O "подхранва" полярните шапки, и малки количества азот (2.7%) и аргон (1.6%). Бели облаци възникват от ледени кристалчета, а жълтите, които силно променят вида на повърхността при наблюдения около противостоянието, са резултат от прашни бури. Местните ветрове достигат скорости от 100 – 120 km/s и са в състояние да преместват праховите частици на хиляди километри.

Полярните шапки се отличават с ниска отражателна способност в NIR и в оптичния диапазон. Съществуването им, както и ниската средна температура на Марс, говори в подкрепа на хипотезата за наличието на значителни количества вода във форма на лед и под покритие от лимонит, която на отделни места би могла да се втечнява. Още едно свидетелство са повърхностните бразди, напомнящи речни русла, покрити от по-късни метеоритни кратери. Тези следи от водна ерозия датират отпреди 4 милиарда години. Възниква въпросът: как е изчезнала водата на Марс? Парниковият ефект е играл значителна роля в еволюцията на марсианската атмосфера. Ако протоатмосферата на Марс е образувана поради вулканична дейност, тя се е състояла предимно от CO_2 и водни пари и е била с плътност и налягане, приблизително като на съвременната земна атмосфера. Но процесите, протичащи на Земята и на Марс са различни. На Земята водата е съсредоточена в океаните, а N не е бил химически активен (реактивен) и се запазва в атмосферата, докато CO_2 се ратваря в океаните и преминава в скалите. Чрез тектоничните платформи

⁷ Отново поради много бавното околоосно въртене, както при Меркурий.

 CO_2 се връща в атмосферата. Дъждовете биха го отмили за 1000 години, но чрез фотосинтезата на растенията той се превръща в O_2 . На Марс CO_2 също е преминавал в скалите, но там няма тектонични платформи и този газ не се рециклира в атмосферата чрез действуващи вулкани. Изчерпването на CO_2 става непрекъснато - и това отслабва парниковия ефект. Ултравиолетовата радиация прониква в тънката атмосфера на Марс и дисоциира молекулите на азота, водата и въглеродния двуокис. Поради малката маса на Марс и неголямата втора космическа скорост от ~ 5 km/s, средната кинетична скорост на водородните атоми позволява голяма част от тях да напусне атмосферата.

През зимата на полюса става много студено, при което част от CO₂ в атмосферата се кондензира и покрива повърхността със сух лед. Налягането спада. Няколко месеца покъсно сухият лед сублимира и налягането на атмосферата възстановява предишната си стойност. През марсианското лято южният полюс е най-близо до Слънцето. На границата на оттеглящата се полярна шапка ледът се топи, а повърхността се нагрява от слънчевите лъчи. Температурният градиент между топящия се сух лед и затоплената повърхност причинява силни ветрове и прашни бури.

Поради ниското атмосферно налягане, течна вода не може да съществува на повърхността на Марс - освен в дълбоки кратери и за кратко време. Съдържанието на вода в южната полярна шапка обаче е достатъчно голямо, за да покрие планетата, при хипотетично разтапяне, със слой от 11 m. Много по-големи количества вода се крият вероятно под замръзналата част от кората и могат да бъдат освободени при разпукването и́ поради вулканична дейност. Следи от такива събития в ранната история на Марс са огромният каньон Vallis Marineris и замръзналото море във вулканичния район Elysium Planitia.

Магнитно поле на Марс не е регистрирано. Това вероятно подсказва, че планетата не притежава чисто желязно ядро, а Fe е разпределено равномерно в обема и́. Според съвременните модели ядрото е с радиус около 1480 km и се състои от желязо и сяра ($\sim 15-17\%$). Ядрото е отчасти течно и с двойно по-голяма концентрация на леки елементи, в сравнение със земното. Обкръжено е от силикатна мантия, която е породила тектоничните и вулканични образувания на планетата, но сега не е активна. Средната дебелина на планетата, която е около 50 km, относително (спрямо радиуса) 3 пъти по-дебела от земната.

Планетна астрофизика III: Външни планети (планети-гиганти)

Средната зона на Слънчевата система е населена от планетите-гиганти и техните спътници с планетни размери. Тук са разположени и траекториите на много късопериодични комети, а също на ледени планетоиди, наречени *кентаври*. Без да има традиционно име, областта понякога се определя като "външна Слънчева система", но понастоящем това понятие обикновено се отнася към Транснептуновата зона. Средната плътност на външните планети е близка до плътността на водата: за разлика от планетите от земната група, те се състоят най-вече от замръзнали газове като вода, амоняк (NH₃) и метан (CH₄). Докато планетите от Земната група имат вторични атмосфери, възникнали чрез вулканична дейност или сблъсъци с астероиди или комети, планетите-гиганти притежават първични атмосфери, пряко произлизащи от протослънчевата мъглявина. Освен това, всички външни планети притежават система от пръстени.

13.1 Юпитер

Юпитер е планетата гигант на Слънчевата система, с маса около 2.5 пъти по-голяма от масата на всички останали планети, взети заедно. Околосното му въртене е много бързо и диференциално: от $9^{h}50^{m}$ в екваториалната до $9^{h}55^{m}$ в полярната област. Това обяснява видимата сплеснатост на планетата при полюсите - екваториалният радиус е с 2500 km по-голям от полярния. Атмосферата е изследвана с методите на спектроскопията и има химичен състав: ~ 80% водород, ~ 20% хелий, с малки примеси на метан, амоняк¹ и амонячни полисулфиди (NH₄SH). Структурата и лачетора, и характерното *Голямо червено петно*, стабилно образувание с размери 13 000 × 40 000 km, наблюдаващо се в южната тропична зона поне през последните 250 години. То се върти обратно на часовниковата стрелка (както и планетата), с период около 6 часа, и е разположено между две противоположно въртящи се ивици. Всъщност, Голямото червено петно представлява гигантски антициклонален вихър с високо налягане в центъра. Под него се намира и голямо бяло петно.

Инфрачервените наблюдения на космическите апарати Pioneer (1973), Voyager-1 и Voyager-2 (1979) потвърждават известния факт от наземните наблюдения, че Юпитер излъчва два пъти повече енергия, отколкото получава от Слънцето. Допълнителното топлинно излъчване се дължи на адиабатна контракция, започнала вероятно още при образуването на планетата. Тогава Юпитер е бил много по-горещ и с близо 2 пъти по-големи размери. Днес той продължава да се свива със скорост около 2 ст на година. Въпреки това, плане-

¹ Тези молекули обуславят най-ясно изразените абсорбционни линии в спектъра на Юпитер.

тата се нуждае от почти 75 пъти по-голяма маса, за да се стигне до термоядрени реакции в недрата и и до превръщането и в звезда. По-голямата част от интегралното лъчение на Юпитер обаче е нетоплинно по характер, излъчва се в дециметровия и метровия радиодиапазон и се дължи на силни токове в атмосферата и на електричното взаимодействие на йоносферата със спътника на планетата Йо. Механизмът на това излъчване е найвече синхротронно излъчване на релативистични електрони в магнитно поле. (Такова се наблюдава и при пулсарите, квазарите и радиогалактиките.)

Изследванията и моделите показват следния предполагаем вътрешен строеж на Юпитер:

- Вероятно скалисто ядро с диаметър 20000 km, маса 3-15 % от масата на планетата и смесен химичен състав.
- Дебел слой (40 000 km или 78% от радиуса на Юпитер) от течен металичен водород. Металичният водород е типичен пример за израждане на веществото при голямо налягане и респ. плътност: средното разстояние между частиците е близо до дължината на вълната на дьо Бройл (de Broglie). Представлява кристална решетка от протони, между които електроните се движат като свободни заряди. През този слой надолу се просмукват капки от хелий и неон, с което количеството на тези елементи в по-горната атмосфера намалява.
- Тънък слой (1000 km) от молекулен водород H₂, наречен още вътрешна атмосфера. Веществото постепенно преминава от течна към газообразна фаза с височината.
- Облачен слой с дебелина ~ 50 km над вътрешната атмосфера.

Масата на слоя с течен металичен водород е много по-голяма от тази на земното желязно ядро и затова магнитното поле на Юпитер е много по-силно от земното: около 19000 пъти. То създава около планетата огромна магнитосфера с дебелина 3×10^7 km, която може да нарасне двойно в зависимост от слънчевата активност. Магнитното поле на Юпитер е с обратна полярна орентация и се върти като твърдо тяло заедно с планетата. Този факт показва връзката му с вътрешния строеж - устойчивостта му се обяснява с много бавната конвекция в силно вискозното ядро. В магнитосферата заредените частици се ускоряват до високи скорости, съответстващи на кинетична температура $3-4 \times 10^8$ К. Това е най-горещата плазма в Слънчевата система, с високо налягане, задържащо плазмата на слънчевия вятър, но с твърде ниска концентрация на частиците ($n \approx 100$ сm⁻³). Космическите станции Voyager регистрираха няколко взрива на горещата плазма, свързано с разширяването на магнитосферата, след като слънчевият вятър отнася част от магнитосферата и в нея възникват области на понижена плътност. Тези празнини се запълват от нови заредени частици, ускорени от въртящото се магнитно поле.

Горният облачен слой се състои от кристалчета от замръзнал амоняк и амонячен полисулфид NH₄SH, които на дълбочина под 25 km се превръщат в снежинки. Под амонячния слой вероятно има и тънък слой от водни облаци, за което свидетелстват и регистрираните светкавици в атмосферата. Оранжевите и кафяви окраски на облаците се дължат на сложни химични съединения на фосфор, сяра и хидрокарбонати, наречени *хромофори*, които си променят цвета под действието на ултравиолетовите слънчеви лъчи. Тъмните, кафяви образувания в атмосферата на Юпитер са най-дълбоките и горещи слоеве от атмосферата. Червените облаци изграждат следващия по-горен слой. Поради бързото околоосно въртене атмосферните течения се разтеглят в ивици, успоредни на екватора, движещи се против часовниковата стрелка в северната полусфера на планетата и по-часовниковата в южната. Подобни течения в земната атмосфера, поради по-бавното околоосно въртене, се превръщат в циклони и антициклони.

Юпитер притежава слаба система от пръстени, състояща се от три основни компоненти: вътрешен тор от частици (*хало*), относително ярък главен пръстен и външен "ефирен" пръстен. За разлика от пръстените на Сатурн, съставени от ледени частици, пръстените на Юпитер се състоят най-вече от прах. Материалът на главния пръстен вероятно е бил изхвърлен от спътниците Адрастея и Метис и привлечен в орбита около планетатагигант. Аналогично, двете компоненти на "ефирния пръстен" навярно водят произхода си от спътниците Тива и Амалтея.

13.2 Сатурн

Средната плътност на Сатурн е два пъти по-ниска от тази на Юпитер и това подсказва какъв е химичният му състав: предимно водород, неголям процент хелий и много малко количество по-тежки елементи. Поради съчетанието на ниска плътност, бързо околоосно въртене ($P \gtrsim 10^{\rm h}32^{\rm m}$) и течно агрегатно състояние, Сатурн е сплеснат сфероид, като екваториалният му радиус е с почти 10 % по-голям от полярния. Ротационният период P обаче е по-голям, отколкото при Юпитер и оттук центробежната сила е по-малка. Следователно, по-голямата сплеснатост на Сатурн не може да се обясни с центробежна сила, а се дължи на по-високата масова концентрация към центъра на планетата. Ядрото на Сатурн съдържа 25 % от общата маса на планетата, докато ядрото на Юпитер - едва 4 %.

Въпреки масивното си ядро Сатурн има по-ниска средна плътност, понеже плътността в недрата на планетата намалява по-бързо към повърхността. Иначе вътрешният му строеж е сходен с този на Юпитер: малко скалисто ядро, по-плътно от земното; мантия от течен металичен водород; слой от течен молекулен водород и външна газова атмосфера с дебелина 1 000 km. Масата на ядрото се оценява на 9 до 22 пъти по-голяма от тази на земното ядро, а температурата е много висока и достига 11 500 K в центъра. Собственото излъчване на планетата е 2.5 пъти по-голямо от получаваната от Слънцето енергия и се обяснява най-вече с бавна гравитационна компресия² плюс отделена топлина при триенето между хелиеви капки, потъващи през слоевете от водород.

Поради малката дебелина на мантията от металичен водород и по-бавното околосно въртене, магнитното поле на Сатурн е по-слабо от това на Юпитер, с по-ниска концентрация на йони и електрони в магнитосферата. Вторият факт се обяснява и с липсата на източник на заредени частици (отсъствие на вулкани на спътниците на Сатурн) и поглъщането на такива частици от скалните и ледени късове на пръстените. Атмосферата на Сатурн е с химичен състав 96 % водород, 3 % хелий и малки количества метан и амоняк. Най-долният и слой от воден лед е с дебелина 10 km и температура -23 °C. Над него е разположен слой от замръзнал амониев хидросулфид с дебелина 50 km и температура -93 °C. Следват още 80 km амонячни ледени облаци, при температура около -153 °C. Най-горната атмосфера от водород и хелий е прозрачна и през нея се виждат върховете на облаците. От време на време, в атмосферата се наблюдават вихри, подобни на устойчивите образувания при Юпитер. Голямо бяло петно възниква всяка сатурнова година (т. е. през 30 земни години) около момента на лятното слънцестоене в северното полукълбо. Ветровете на Сатурн са от най-мощните в Слънчевата система и по данни на сондите Voyager достигат 500 m/s (1,800 km/h).

Най-отличителната външна характеристика на Сатурн са неговите пръстени. През 1655 г. Кристиян Хюйгенс (Huygens) наблюдава два "визуални издатъка" и чрез дедуктивни разсъждения стига до извода, че това е проекция на пръстен около планетата, който към дадения момент е копланарен със зрителния лъч. През 1675 г. Касини (Cassini) открива тъмна ивица с ширина 5000 km, разделяща пръстена на по-ярък вътрешен (В) и външен (А); в негова чест тя е наречена "деление на Касини". През 1800 г. е открит слаб, повътрешен от В пръстен (С), наречен условно "хълмист" поради нееднородната си яркост. През 1980-81 гг. космическите апарати Voyager-1 и Voyager-2 потвърждават делението на *Енке*³ на външния пръстен А. Поради ексцентрицитета на орбитата на Сатурн, планетата и пръстените са с 1 AU по-близо до Земята в перихелно противостояние и могат да се наблюдават по-добре. Най-ясно се вижда пръстенът С. Пръстените лежат в екваториалната равнина на Сатурн и имат наклон спрямо еклиптиката $\sim 28^{\circ}$, поради което ги наблюдаваме под различен ъгъл. В продължение на половин орбитален период на Сатурн зрителният лъч на наблюдателя попада над равнината на пръстените, а сетне - под нея. Дебелината на пръстените е изключително малка - едва 2 km, докато общата им ширина е над 100 000 km: от 6 630 до 120 700 km над екватора на планетата.

През 1857 г. Максуел доказва теоретично, че пръстените на Сатурн не са твърдо тяло, а се състоят от отделни частици, обикалящи по Кеплерови орбити. Това се потвърждава

² Т.нар. механизъм на Келвин-Хелмхолц.

 $^{^{3}}$ В чест на германския астроном Енке (Encke), който твърдял, че го е наблюдавал визуално през 1838

наблюдателно (по Доплеровия ефект) през 1895 год. Материалът на пръстените представлява скални отломки, покрити с лед; размерите им варират от 1 mm до 10 m, с типичен среден размер от 10 cm. Смята се, че от същия материал са съставени и спътниците на Сатурн, но пръстените са разположени по-близо от граничното разстояние на Рош (Roche) за планетата и приливните сили на Сатурн не позволяват слепването на частиците в спътници. При мисиите на Voyager-1 и Voyager-2 бяха открити още три пръстена: D, E и G. Пръстенът D е най-вътрешният от всички и е разположен между пръстен C и атмосферата на Сатурн. Пръстените E и G⁺ са най-отдалечените; те са слаби и дифузни. Пръстенът E съвпада с орбитата на спътника Енцелад и се предполага, че източникът на изграждащите го ледени частици са гейзери на планетата⁴. По-късно Pioneer 11 открива още един пръстен F, по-външен от A и състоящ се от две преплетени ивици, подобно на шнур. Наблюденията от Voyager-1 показват, че всяка ивица се състои от по 5 нишки, всяка с дебелина 10 km.

Анализът на насъбрания наблюдателен материал свързва повърхностната яркост на пръстените с физическите характеристики на веществото им. Пръстенът В е ярък, А - средно ярък, С - едва забележим, докато делението на Касини е тъмно. Пръстенът В се състои от ледени късове и скални фрагменти с размери около 10 сm, с особено висока концентрация, докато в делението на Касини концентрацията на фрагментите е ниска. Освен това в делението на Касини и в пръстена С преобладава прахът. Размерът на частиците, съставляващи пръстена F, вече е типичен за междузвездната среда: 1 µm.

13.3 Уран и Нептун

Двете най-външни планети-гиганти са близки по-размери, но Нептун е с по-голяма плътност и оттук - и по-масивен. Откриването на Уран е триумф на систематичните наблюдения с телескоп, докато това на Нептун - на теоретичното разработване на небесната механика. Уран е открит от сър Уилям Хершел (Herschel) през 1781 година. По-късните наблюдения обаче показват, че орбитните елементи са определени неточно, а опитите на други астрономи да ги уточнят са неуспешни. През 1843-1846 гг. пресмятанията на Адамс (Adams) и Льоверие (Le Verrier) доказват, че неправилностите в движението на Уран се дължат на неизвестна дотогава планета и по пертурбациите на орбитата на Уран предсказват положението и́. Нептун е открит от Гале (Galle) въз основа на тези пресмятания на 23.IX.1846 год.

Уран и Нептун имат различен химичен състав на недрата и атмосферата в сравнение с Юпитер и Сатурн. Затова някои астрономи ги поставят в отделна категория: "ледени гиганти". И двете притежават малки скалисти ядра, обширни мантии от леден материал (вода, амоняк, метан и летливи газове) и водородни атмосфери, с примес на хелий. Съдържанието на тежки елементи е по-голямо; факт, който все още не е намерил убедително обяснение. Температурите им са вече доста ниски, по порядък 90 – 50 K, поради голямото средно хелиоцентрично разстояние, а също благодарение на високата отражателна способност на атмосферите. Атмосферата на Уран, състояща се предимно от водород и хелий, съдържа и съществени количества "ледове": вода, амоняк и метан, както и следи от въглеводороди. Тя е най-студената атмосфера в Слънчевата система и има сложен строеж от облачни слоеве: долният слой е от водни, а най-горният - от метанови облаци. Атмосферата на Нептун е най-вече водородна, с малък примес на хелий и следи от метан. Поглъщането на червената част на спектъра над 6000 Å от метановите молекули обуславя синия цвят на планетата.

Оста на околоосно въртене на Уран лежи почти в равнината на нейната орбита⁵, поради което летният и зимният сезон в полярните зони продължават по половин орбитален период, т.е. 42 години. Подобно на Юпитер и Сатурн, Уран има диференциално околоосно въртене: периодът на екватора е 14.2 часа, а около полюсите - 16.5 часа. Данните от Voyager-2 сочат, че в дълбочина ротационният период е 17.24 часа, което се обяснява

⁴ Подобно явлението се наблюдава при спътника на Юпитер Йо.

 $^{^5}$ Наклонът на оста спрямо нормалата към орбитал
ната равнина е 97°.

с наличието на магнитно поле, свързано с планетното ядро. Аномалният наклон на ротационната ос, както и ниският собствен топлинен поток повдигат различни хипотези за миналото на Уран. Една от тях е катастрофична и твърди, че планетата е претърпяла удар от масивно тяло, довел до завъртане на оста и и изтичане на голяма част от първичния нагорещен материал, с последващо изстиване на ядрото.

Всички спътници на Уран имат орбити в неговата екваториална равнина. Те са тъмни, като че ли са покрити със сажди; на повърхността на Миранда има следи от метеоритни удари. По време на окултация на звезда бяха открити и пръстените на Уран - първоначално девет, след мисията на Voyager-2 (1986) броят им нарасна на 11, а през 2005 г. наблюдения на HST показаха наличието на още една двойка пръстени. За разлика от пръстените на Сатурн, те са тесни, с дебелина едва около 10 km. Състоят се от фрагменти от лед и твърд метан с размери около 1 m и имат ниска отражателна способност (едва 1%), поради което изглеждат тъмни. Цветовете им варират от сиво при вътрешните пръстени до червено и синьо при външните.

Изображенията, получени от Voyager-1 и Voyager-2, показват, че по външен вид Нептун наподобява Юпитер, като се изключи споменатия вече характерен син цвят. На снимките от 1986 г. се вижда голямо тъмно петно с размери 12 000 × 8 000 km: циклонална депресия с ветрове в периферията, достигащи скорост от 2400 km/h - най-мощните в Слънчевата система. На изображенията от HST, получени през 1994 година, голямото тъмно петно е изчезнало по неизвестни причини. Смята се, че представлява дупка в метановия атмосферен слой, подобна на озоновата дупка в земната атмосфера над Антарктика. Както при Юпитер, на Нептун се наблюдават и ивици, успоредни на екватора. Облаците се въртят по-бързо от по-дълбоките слоеве, които се движат синхронно с магнитното поле, свързано с планетните недра. Пръстените на Нептун са подобни на тези на Уран. Състоят се от лед и метан, който дисоциира под действие на слънчевата радиация в С и Н. От въглерода метановия лед потъмнява. Последните изследвания показват, че пръстеновата система на Нептун е доста по-неустойчива, отколкото се предполага. Една част от външния пръстен вероятно ще се разруши напълно в рамките на следващите 100 години.

За разлика от останалите планети в Слънчевата система, магнитните оси на Уран и Нептун са наклонени под големи ъгли спрямо ротационните оси - съответно, 59° и 47°. При това, те не запазват постоянно положение спрямо слънчевия вятър; при Нептун, например, за половин ротационен период магнитната ос от перпендикулярна става успоредна на слънчевия вятър! Едновременно с това "се люлее" и цялата магнитосфера. Краткото преминаване на Voyager-2 край Нептун не е позволило продължително изследване на тези промени и физическите причини за тях остават неясни. Източникът на магнитното поле на Уран и Нептун също е неизвестен. Нито една от двете планети не е достатъчно масивна, за да формира ядро от металичен водород. Предполага се, че магнитното поле се поражда на относително малки дълбочини, от електричните токове на движещия се флуид във водно-амонячния океан.

Планетна астрофизика IV: Малки тела в Слънчевата система

Понятието "малки тела от Слънчевата система" (SSSB) е възприето през 2006 година от IAU, за да опише всички обекти от системата, които не са нито планети, нито планетиджуджета. Долната граница на размерите на едно SSSB предстои да бъде уточнена. Главните групи от такива обекти са:

- По-малки планетни тела:
 - Класическите астероиди с изключение на Церера, която вече е класифицирана като планета-джудже.
 - "Кентаврите" и Нептуновите "троянци".
 - Транснептуновите обекти с изключение на планетите-джуджета Плутон, Ерида, Хаумеа и Макемаке и на кандидатите за такива (Оркус, Куауар, Гонггонг и Седна).
- Комети
- Метеороиди

14.1 Астероиди

Към настоящия момент в Слънчевата система са открити стотици хиляди астероиди, като скоростта на откриване е достигнала около 5000 на месец! Около 160 000 от тях са с добре известни орбити и затова са получили цифрено обозначение, като почти 14 000 имат вече официално собствено име. Оценките сочат, че пълният брой астероиди с диаметър над 1 km е между 1.1 и 1.9 милиона. Основният астероиден пояс е разположен между орбитите на Марс и Юпитер и в него се различават няколко подпояса. Следват групите на "троянците" и "гърците", центрирани около Лагранжевите точки L_4 и L_5 по орбитата на Юпитер (на 60° преди и след планетата), и на "семейството на (астероида) Хилда" (Hildas). Отвъд орбитата на Юпитер изпъкват "кентаврите" и Нептуновите "троянци" и транснептунови малки тела от пояса на Кайпер, дифузния диск и облака на Оорт.

Естествено, най-добре изследвани са астероидите от основния пояс. Различното албедо и различните резултати от поляризационни измервания сочат различен минералогичен състав. Така, въз основа на физични характеристики като цвят, албедо и форма на спектъра, астероидите се разделят на три типа:

- *Tun C (карбонатни):* 75 % от известните астероиди; близки по химичен състав до Слънцето и протослънчевата мъглявина; не съдържат водород, хелий и летливи газове.
- *Tun S (силикатни):* 17 % от известните астероиди; преобладават във вътрешната част на основния пояс и се състоят главно от железни и магнезиеви силикати.
- *Tun L (металични):* 8 % от известните астероиди; с червен оптичен и плосък инфрачервен спектър; повърхността им е наситена с примеси на желязо и никел.

Масите на астероидите са твърде малки, за да могат да удържат атмосфера. Температурите им се определят обикновено при предположение за чернотелно излъчване и предвид високата чувствителност на отношението на потоците при $\lambda = 10 \ \mu m$ и $\lambda = 20 \ \mu m$ към температурата:

$$\frac{F_{10}}{F_{20}} = \frac{\pi B_{\lambda=10}(T)}{\pi B_{\lambda=20}(T)}$$

Средните температури на астероидите от основния пояс са в интервала 200 - 250 К. Характерно за повечето от тях е и бързото околоосно въртене, за което говорят измененията на видимия им блясък (до 2^m). Цветът на повечето астероиди е жълт и близък до този на Луната и на Меркурий.

14.2 Метеороиди, метеори и метеорити

Метеороидът е твърдо тяло, с размери от песъчинка до скален блок, в орбита около Слънцето. Според съвременната дефиниция на IAU, "метеороидът... е съществено помалък по размер от астероид и съществено по-голям от атом или молекула". Така, условно се приема, че метеороидите са с размери между 100 μ m и ~ 10 m. Видимото явление, протичащо на височини 130-80 km при навлизане на метеороид в земната атмосфера, се нарича **метеор**. Съгласно закона за запазване на енергията, скоростта на навлизане в атмосферата на метеорното тяло v_G е свързана със скоростта му спрямо Земята v_{∞} (преди пространственото им сближаване) посредством:

$$v_G^2 = v_\infty^2 + \frac{2GM_\oplus}{R_\oplus}$$

където M_{\oplus} и R_{\oplus} са съответно масата и радиуса на Земята. Вторият член представлява потенциалната енергия в гравитационното поле на Земята и е равен на квадрата на втората космическа скорост. Това е минималната скорост на падане на метеора към повърхността. Тела от Слънчевата система не могат да имат близо до земната орбита скорости, поголеми от третата космическа (42 km/s) и, следователно, максималната скорост спрямо Земята, движеща се с линейна скорост спрямо Слънцето ~ 30 km/s на метеорно тяло е около 72 km/s, a $v_{G,max} \approx 73$ km/s. По-високи скорости говорят за междузвезден произход на метеора, но такъв метеор много рядко е ярък. Тъй като v_G е много по-голяма от локалната скорост на звука, около метеороида се образува ударна вълна. Вследствие на ударната вълна и резкия скок на локалното налягане, въздухът и тялото се нагряват до висока температура, отделят се атоми, а веществото зад метеора частично се йонизира. По небето остава ярка следа, чиято светлина е съчетание от линейния спектър на метеорното тяло и излъчването на атмосферния азот N₂. *Абсолютна звездна величина* на метеора се нарича видимата му звездна величина *m* при разстояние R = 100 km:

$$M = m - 5 \log(R/100 \text{ km}) - K$$
,

където K е поправка за атмосферна екстинкция. По-ярки метеори, които имат звездна величина от -4 до -12^m и се виждат понякога и денем като огнено кълбо, се наричат

болиди. Метеорите излъчват по-силно във виолетовата част на спектъра. Очертаването на видимия път на метеор, наблюдаван от различни точки на земната повърхност, позволява определянето на траекторията му в пространството. Средният брой метеори за денонощие достига 2×10^{10} . Известни са обаче и около 30 метеорни потока, които се наблюдават на определени дати - т.е. съответстват на определени орбити със съществен ексцентрицитет, пресичащи орбитата на Земята. Ако метеороидите не са равномерно разпределени по такива орбити, периодично се наблюдават т.нар. "метеорни дъждове".

Остатък от метеороид, който достигне земната повърхност, се нарича **метеорит**. Досега са открити около 3000 метеорити и според химичния им състав е възприето разделянето им на три типа: каменни (аеролити), каменно-железни (сидеролити) и железни (сидерити).

- * Aeponumume съставляват около 95 % от всички намерени метеорити и са със средна плътност 3.5 g/cm³. Те притежават тъмна обвивка, образувана в резултат на топенето на метеороида при преминаването му през атмосферата. Поради ударната вълна каменните метеорити обикновено се натрошават. Така в някои от тях, т.нар. хондриmu, се откриват зрънца (хондри) от FeMgSiO₄. Хондрите достигат по размер 1 сm, не се срещат в земни руди и явно се образуват при бързо застиване на разтопено вещество. Ако престоят продължително време на открито, аеролитите не се отличават от земните скали. Това показва, че вероятно са сходни по състав със земното ядро.
- * Cudeponumume са едва 1 % от намерените метеорити и имат средна плътност 4.7 5.6 $\rm g/cm^3.$
- * *Сидеритите* съставляват около 4 % от намерените метеорити и имат висока плътност ~ 7.7 g/cm³. Те са често обогатени и със сплави на никела (от 10 % до 20 %). Притежават кристална структура, която се образува от стопен метал чрез много бавно охлаждане: около един милион години.

14.3 Комети

Кометите са ледено-прахови топки, които стават видими едва при приближаването си към Слънцето. Орбитите им се отличават с голям ексцентрицитет и лежат в равнини с произволен наклон към еклиптиката. Поради гравитационно взаимодействие с планетите, в близост до перихелия те са с почти хиперболична форма. В зависимост от своите орбитални периоди *P*, кометите обикновено се разделят на три групи:

- *Краткопериодични*: с период под 20 години, най-често между 3 и 10 години, като афелият се пада в зоната около орбитата на Юпитер, а наклонът на орбитата е под 30°. Общият брой на такива обекти към момента възлиза на 88.
- Среднопериодични: малобройна група от 25 члена, с период между 20 и 200 години.
- Дългопериодични: най-многобройната група (~650 члена), с афелии в пояса на Кайпер или в дифузния диск, орбитални периоди над 200 години и изотропно разпределение по наклони. Последното вероятно е показателно за динамичния произход на тези обекти. Срещат се и такива с параболични или хиперболични орбити, т.е. които са се появили еднократно в близост до Слънцето. Максимумът на тяхното разпределение по големи полуоси е ~ 10⁴ AU, около вътрешния радиус на облака на Оорт. Така самият Оорт (1950) издига хипотезата, че облакът служи като резервоар за дългопериодични комети, които биват "засилени" към централната зона на Слънчевата система поради пертурбация от планета-гигант или преминаваща наблизо друга звезда.

Слабото гравитационно влияние на кометите върху планетите говори за нищожните им маси: $10^{-11} \div 10^{-8} M_{\oplus}$. Формите, които придобиват при изпарението им в близост до Слънцето, са разнообразни и бързо променящи се. Обикновено около *ядрото* се образува

голяма сфероидална кометна глава (кома), а от нея излизат една или няколко опашки. Опашката нараства много около перихелия, а после постепенно "угасва", докато кометата се превърне в слабо мъгляво петно на небето. Понякога главата достига над 1 R_{\odot} , а опашката - до 1 AU, което свидетелства за твърде ниската концентрация на кометното вещество. Съгласно модела на Уипъл (Whipple), кометното ядро е с размери на малък астероид (1 – 10 km) и с неправилна форма, а по химичен състав прилича на въглеродно-кислородни хондрити. Обвито е от замърсен лед (H₂O, CO₂, CH₄, CO, NH₃) и тънка кора, която постепенно се разрушава. Нагряването от страна на Слънцето води до възникване на неустойчивата кома, състояща се от газова и прахова компоненти, като втората свети изцяло с отразена слънчева светлина. Лъчистото налягане $P_{\rm rad}$ и слънчевият вятър отблъскват отделените от ядрото газове в противоположна на Слънцето посока. Ако обозначим с $F_{\rm rad}$ силата на отблъскване, а с $|F_{\rm grav}|$ – гравитационната сила, оказвана от Слънцето върху прахова кометна частица с линеен размер (радиус) a, то ефективното ускорение на последната ще се определя от величината:

$$1 - \mu = \frac{F_{\rm rad}}{|F_{\rm grav}|} = \frac{P_{\rm rad}.\pi a^2}{(GM_{\odot}/D_{\rm h}^2).(4\pi a^3\rho/3)} \propto \frac{C(a,\lambda)}{a\rho} \ ,$$

където $D_{\rm h}$ е хелиоцентричното разстояние на кометата, а ρ е плътността на частицата. Величината $C(a, \lambda)$, която определя ефективността на лъчистото налягане, е много малка за диелектрични частици с размери под 0.05 µm, докато за метални частици намалява по-бавно с отношението a/λ . Следователно, под въздействие на слънчевия поток се ускоряват най-вече частици с високо метално съдържание. Интересно е да се отбележи, че величината $1 - \mu$ не зависи от хелиоцентричното разстояние; но максималният размер на частиците, които могат да бъдат от повърхността на сублимирали газове, зависи. Ето защо големи частици се изхвърлят по-трудно, отколкото малки (членът 1/a).

При $0 < \mu < 1$ частицата се движи по хипербола или елипса спрямо Слънцето; при $\mu = 0$ се движи праволинейно по инерция, а при $\mu < 0$ по хипербола с изпъкнала страна към Слънцето. Така, в зависимост от стойностите на μ се образуват кометни опашки с различна форма. Частици, изхвърлени от комата с фиксирано $1-\mu$, се разполагат по крива, наречена синдинама, като опашката е толкова по-тясна, колкото по-малък е интервалът от стойности на 1-µ. Съвкупността от частици, изхвърлени от комата в един и същ момент, но с различно 1 – μ , се нарича *синхрона*. Синхроните са приблизително прави ивици с пресечна точка в ядрото. Ако 1 – μ варира от нула до някаква стойност, синхроната започва от самото ядро. На тази основа е разработена механичната теория на кометните опашки. Опашките от типове I и I₀ са прави, разположени по или близо до радиус-вектора на кометата в обратна на Слънцето посока и съответстват на големи 1 — μ . Те са синдинамни образувания и по състав са газови (йонни). Лъчистото налягане оказва по-слабо влияние на праховите частици. Затова праховите опашки от типове II и II_0 , съответстващи на $1 - \mu < 2.2$, силно се отклоняват от радиус-вектора на кометата. Те са синхронни образувания, като тип II₀ представлява една пълна синхрона, докато тип II има вид на силно извита дъга. В редки случаи се наблюдават и аномални, също прахови опашки, насочени към Слънцето.

Звездна астрофизика I: Спектри, температури и светимости на звездите

15.1 Спектрална класификация на звездите

Приложението на спектроскопичните методи към звездите е мощно средство за изучаване на техните физически характеристики, особено на физиката на техните атмосфери. Ако излъчването на звездите е в първо приближение чернотелно, то непрекъснатият им спектър е функция на тяхната ефективна температура $T_{\rm eff}$. Върху него се наслагват абсорбционни линии, чиято интензивност също зависи – в условията на LTE и съгласно формулата на Болцман (4.20) за населеностите на атомните нива, – от температурата. Затова възприетата за звездите **Харвардска спектрална класификация** е преди всичко температурна по характер. И понеже е основана на наличието и интензивността на линиите на елементи в различни стадии на йонизация, тя представлява и йонизационна класификация. Исторически погледнато, тя се налага чрез използването и́ в каталога на Хенри Дрепър (Draper) HD, съставен през 1918-1924 г. и съдържащ спектралните класификации на 225 330 звезди. Основен критерий за класификация е била интензивността на линиите от Балмеровата серия на водорода. Класът с най-силно изявена Балмерова серия бил наречен А, а с най-слабата – Q. Оттук и странните обозначения, запазили се до днес.

Характеристиките на всеки спектрален клас са обобщени в Таблица 15.1. По-късно всеки (буквен) клас е разделен на подкласове, обозначени чрез арабски цифри: 0–9. Например, звездите A0 са най-горещите, а A9 - най-хладните от спектрален клас A. Понякога звездите от класове O, B, A се наричат звезди "от ранен тип", а от K и M - "от късен тип"¹. Впоследствие класификацията е разширена с още три класа: N и R (въглеродни звезди) и S (лантаноидни звезди). Допълнителни малки букви от латинската азбука, добавени към спектралния клас, обозначават особености на спектралните линии, например:

- An: дифузни линии.
- Ann: силно размити линии.
- As: остри, резки линии.
- Av: линии с променлив интензитет.
- Ат: изявени метални линии.

¹ Тези названия произхождат от първите опити за изграждане на теория на звездната еволюция (в началото на XX век).

- Ар: засилено магнитно поле (магнитно пекулярни линии).

В спектрите на хладните звезди M, N, R, S се наблюдават многобройни *ивици на* молекулни линии - TiO (за M), ZrO (за S), C₂ (за N) и CH (за R). Такива молекули могат да съществуват само при температури под 3 200 К. (Евентуално могат да възникнат и при по-горещи звезди, но с нееднородни атмосфери /хладни горни слоеве/.) При преход към класове K, G, F се появяват линии на леко йонизуеми елементи, най-вече метали: Fe I, Fe II, Ca I, Ca II. При клас F линиите на йонизирани метали вече доминират над тези на неутралните, а постепенно се засилват и линиите от Балмеровата серия на водорода. Най-мощна е Балмеровата серия при спектрален клас A - линиите на желязото изчезват в техните мощни крила. С нарастването на температурата при преход към ранните класове В и O се засилват линиите на трудно йонизуеми атоми, а линиите на метали отслабват и постепенно изчезват. Поради високия си потенциал на възбуждане, линиите на неутралния хелий се появяват едва при В звездите. А наблюдаваните оптични линии на йонизирания хелий, силиций, въглерод и азот (He II, Si IV, C III, N III) изискват вече температури, поголеми от 25 000 К. Такива са налице в атмосферите на най-горещите звезди от спектрален клас O.

Съгласно формулата на Саха (4.22), степента на йонизация зависи не само от температурата, но и от електронното налягане P_e (посредством n_e), което при други еднакви условия е пропорционално на общото газово налягане P. Ниското налягане в атмосферата благоприятства йонизацията. (Що се отнася до температурата, отношението n^+/n се променя по-бързо с T при по-трудно йонизуемите елементи, т.е. с по-висок потенциал на йонизация χ .) Ако две звезди имат приблизително еднаква температура, но доста различни размери, то разликата в светимостите им ще бъде още по-голяма: вж. (5.13). Малката и слаба звезда ще наречем $d \varkappa cyd \varkappa c$, а голямата и ярка – susahm. Джуджето ще има голямо ускорение на повърхността g и, оттук, малка височина на еднородната атмосфера H (срв. формула 9.4). С други думи, то ще притежава тънка и плътна атмосфера с високо газово налягане, а гигантът - общирна и разредена с ниско налягане. Благодарение на ниското P_e степента на йонизация при гиганта ще е по-голяма и температурата му ще е по-ниска от тази на джуджето, гигантът ще принадлежи към по-ранен спектрален клас.

На тази основа дори при окомерна класификация на звездите по спектри гигантите могат да се разграничат от джуджетата. За целта още Херцшпрунг през 1905 година въвел допълнителни означения g(iant) и d(warf), които започнали да поставят преди спектралния клас, например dG2 или gK0. Постепенно се откроила необходимостта от въвеждане на *двумерна* спектрална класификация, отчитаща не само ефективната температура, но и светимостта.

15.2 Определяне на разстоянието и светимостта

Прякото определяне на светимостта изисква точно познаване на разстоянието D до нея, при пренебрегване на междузвездната екстинкция:

$$M = m - 5 \lg D + 5$$

За близки звезди D може да бъде получено с достатъчна точност по паралакса на звездата:

$$\pi[''] = \frac{1}{D \, [\text{pc}]} \tag{15.1}$$

От наземни наблюдения разстояния до 10 pc могат да се определят с точност около 10 %, докато по данни на сателита Hipparcos бяха получени разстояния в Слънчевата

Таблица	15.1: Харвардси	ка спектрална	класификация:	общи х	арактеристики	и на отдел	ните
класове.	"Фотометричен	цвят"е цвят	г в стандарна с	истема	UBV, спрямо	звездата	Вега,
докато в	идимият цвят о	тговаря на сп	ектралната чув	ствителі	ност на окото.		

Клас	$T_{\rm eff}$	Фотометр.	Видим	Особености	Интензитет на
	[K]	ЦВЯТ	ЦВЯТ	на спектъра	Балмер. серия
0	> 25 000	СИНИ	СИНИ	Силен UV контину- ум; линии на HeII: емисионни или аб- сорбционни	слаба
В	11000 - 25000	сини до синкави	синкави до бели	абсорбционни линии на HeI	средна
А	7 500 - 11 000	бели	бели	Максимална интен- зивност на Балмеро- вата серия при клас А0; после постепенно отслабва	голяма
F	6000 - 7500	жълтени- каво-бели	бели	Появяват се линии на метали	средна
G	5000-6000	ЖЪЛТИ	ЖЪЛТИ	Абсорбционен спек- тър от слънчев тип. Засилват се линиите на метални атоми и йони (напр. Ca II)	слаба
Κ	3500-5000	оранжеви	жълто- оранжеви	Преобладават лини- ите на метали; слаб син континуум	много слаба
М	< 3 500	червени	оранжево- червени	Наблюдават се ивици на молекули	много слаба

околност до 1 kpc, поради липсата на пречупване и размиване на изображенията от атмосферата.

По-далечни разстояния, до ~ 10 kpc, се определят чрез обратната задача, по светимостта, от анализ на спектъра на дадената звезда. Щом при определена температура степента на йонизация на конкретен химичен елемент е по-голям при гиганта, то отношението между интензивността на избрани линии - например на йонизиран и неутрален метал, - може да се калибрира като функция на светимостта. Например, при звезди от спектрален клас К, G и F се избира съотношението между линиите FeI λ 4063 към Sr II λ 4077. При погорещи звезди от класове A и B добър показател за абсолютната звездна величина M се явява ефективната ширина на линиите от Балмеровата серия; при джуджетата те са съществено по-широки поради ефектите на налягането. Подобни процедури за определяне на разстоянието до звездите се наричат спектроскопични паралакси.

15.3 Диаграма на Hertzsprung-Russell. Класове свети-

MOCT.

След като познаваме разстоянията и оттук абсолютните звездни величини, можем да построим фундаменталната диаграма на звездната астрофизика, свързваща светимостта със спектралния клас: диаграмата на Херцшпрунг-Ръсел² (Hertzsprung-Russell). Тя е получена за пръв път във вариант " m_V -цветови индекс" през 1911 г. за звезден куп от Херцшпрунг, който показва, че сините звезди от купа са с най-висока светимост, а червените разделя на джуджета и гиганти. (Типична диаграма на кълбовиден звезден куп е показана на Фиг. 15.1) През 1914 год. Ръсел публикува първата диаграма " M_V -спектрален клас". В чисто теоретичен план диаграмата съпоставя два фундаментални параметъра на звездите: $T_{\rm eff}$ и L, но е свързана пряко с фотометричните наблюдения, понеже повечето цветови индекси са монотонни функции на ефективната температура. НR диаграмата е важно диагностично средство за проверка и прилагане на теорията на звездната еволюция и за определяне на възрастта и металичността на звездни купове.

Въз основа на HR диаграма се изгражда двумерната **Йеркска спектрална класификация**, чрез изследване на спектрални линии, които са по-чувствителни към гравитационното ускорение в атмосферата. По-късно, след известни ревизии на списъка от стандартни звезди и на критериите, тя е прекръстена на *МКК класификация*³. Освен спектралния клас, тук се разграничават следните класове светимост, по ред на намаляване на *L* (Фиг. 15.2):

- Свръхгиганти (I)
- Ярки гиганти (II)
- Гиганти (III)
- Субгиганти (IV)
- Джуджета (V)
- Субджуджета (VI)
- Бели джуджета (VII; WD)

Както и при Харвардската класификация, и тук се въвеждат подкласове на класовете светимост, обозначени чрез малки латински букви по реда на намаляване на L: a, ab, b. Промеждутъчни класове се означават с тире между основните съседни класове, а при

² Оттук нататък ще използваме съкращението *HR диаграма*.

³ По инициалите на създателите си W. Morgan, P. Keenan и E. Kellman.



Фигура 15.1: НК диаграма на кълбовиден звезден куп. Ясно личат хоризонтален клон на сините звезди и клоновете на червените джуджета и на червените гиганти.

несигурна класификация се използва знак "/". Например: G2 I-II (спектрален клас G2, между свръхгигантите и ярките гиганти), M3 IV/V (спектрален клас M3, субджудже или джудже).

Съгласно данните на сателита Hipparcos за околност на Слънцето от 1 kpc, огромното мнозинство от звездите са джуджета (V) и се разполагат на HR диаграма по т.нар. Главна последователност (ГП), като дисперсията е едва около ~ 1^m (Фиг. 15.3). Втората по численост група е клонът на червените гиганти (K,M III), със светимости от един до над три порядъка по-големи от тези на джуджетата от същия спектрален клас. Различават се и малките групи на сините и червените свръхгиганти (I) и на белите джуджета (V). Обяснение на това силно нехомогенно разпределение на звездите на HR диаграма дава по-късно разработената теория на звездната еволюция. По ГП се разполагат звезди, намиращи се в най-продължителния стадий на своята еволюция: термоядрен синтез на хелий от водород в ядрата им. Точното им място върху ГП се определя от масата им - в горния ляв ъгъл на диаграмата са масивните звезди с малко време на живот, а към долния десен са дълго живеещите звезди с малки маси. След изчерпване на водорода в техните ядра, те разпширяват обвивките си (с намаляване на $T_{\rm eff}$ и еволюцията на маломасивните звезди. Наблюдаваният им брой е значително по-малък от реалния поради много ниските им светимости.



Фигура 15.2: Класове светимост на HR диаграма.



Фигура 15.3: Н
R диаграма за Слънчевата околност ($\lesssim 1~{\rm kpc})$ по данни на сателита Hipp
arcos.

Звездна астрофизика II: Маси и радиуси на звездите

С фотометрични и спектроскопични методи могат да се определят три **фундаментални** параметъра на една звезда: светимост L (абсолютна болометрична величина), ефективна температура T_{eff} (спектрален клас) и химичен състав (от спектрален анализ). Величините L и T_{eff} са свързани с радиуса R посредством съотношението (5.13), а масата \mathcal{M} е основен фактор за еволюцията на звездата. Следователно, за проверка на оценките за L и T_{eff} , а също на построените звездни модели, е от критично значение да определим другите два фундаментални параметъра на звездата: R и \mathcal{M} .

16.1 Определяне на звездните радиуси

Пряко измерване на звездните радиуси доскоро бе възможно само за много малък брой звезди по две главни причини:

1. Ограничена разделителна способност на телескопа поради дифракцията:

$$\phi = 1.2 \frac{\lambda}{D} \approx 0$$
. "1 $\frac{\lambda/400 \,\mathrm{nm}}{D/1 \,\mathrm{m}}$

2. Турбулентност в атмосферата и малки разлики в показателя на пречупване, които обуславят размиване на точковите източници (т.нар. atmospheric seeing). Типичните стойности за планинска обсерватория са:

$$\phi_{\text{seeing}} = 0.5 \div 1^{\prime\prime}$$

Един технически далеч по-лесен метод за определяне на радиуса е *чрез затъмнителнодвойни звезди*. За радост, повечето звезди са членове на двойни или кратни системи, като поне част от двойните звезди са затъмнителни. Нека имаме затъмнителна двойка звезди с радиуси R_1 и $R_2 < R_1$ с орбитална равнина, съдържаща лъча на зрение, и обозначим с t_1 и t_4 съответно началния и крайния моменти на затъмнението, а с t_2 и t_3 съответно началния и крайния моменти на пълното затъмнение (Фиг. 16.1). Периодът T можем да определим по кривата на блясъка, а линейната скорост по орбитата v (която в първо приближение приемаме за постоянна) - от Доплеровото отместване на спектралните линии. Оттук получаваме дължината на орбитата на втората звезда около първата (l = vT) и съответно радиусите R_1 и R_2 от съотношенията:

$$\frac{t_4 - t_1}{T} = \frac{2R_1 + 2R_2}{l}$$
$$\frac{t_3 - t_2}{T} = \frac{2R_1 - 2R_2}{l}$$

Ако ни е известна и ефективната температура на някоя от двете звезди, от (5.13) можем да получим и независима оценка за разстоянието. Тогава, от максималното ъглово отстояние между звездите може да се пресметне и максималното разстояние между тях.



Фигура 16.1: Определяне на звездния радиус по затъмнителнодвойни звезди.

Друг модерен метод за определяне на радиуса е *чрез звезден интерферометър*. Нека дадена звезда се наблюдава с един телескоп, чиято апертура е покрита с изключение на две тесни отверстия, или пък с едновременно с два телескопа от една и съща обсерватория. Изображенията на звездата от двете отверстия (телескопа) се сумират посредством оптична система. Тогава, ако D_0 е разстоянието между отверстията (между оптичните оси на телескопите), ще възникне интерференчна картина с максимуми и минимуми при:

$$\phi_{\max, n} = n \frac{\lambda}{D_0}$$
$$\phi_{\min, n} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{D_0}$$

където $n = 0, \pm 1, \pm 2..., a \lambda$ е дължината на вълната. Втори точков източник, разположен на близко ъглово отстояние α , ще поражда същата картина, но отместена с α ($\phi'_{max} =$

,

 $\phi_{\max} - \alpha$). Ако D_0 е малко, отстоянието между максимумите $\Delta \phi = \phi_{\max, 0} - \phi_{\max, 1}$ е по-голямо от α и двете картини се припокриват. Чрез увеличаване на D_0 , $\Delta \phi$ намалява и при $\alpha = \lambda/(2D_0)$ максимумът на втория източник съвпада с минимума на първия - интерференчната картина изчезва. За дисков източник важат същите разглеждания, с подобен резултат: диск с диаметър α може да се разглежда като два точкови източника, разположени на 0.41α . Тогава ъгловият размер на диска се определя при изчезване на интерференчната картина, т.е. при $0.41\alpha = \lambda/2D_0$:

$$\alpha = 1.22 \frac{\lambda}{2D_0} \tag{16.1}$$

Ако наблюдението се провежда с обикновен телескоп, размерът на интерференчните картини е голям и методът е приложим до долна граница разделителната способност на телескопа. Но с два или повече телескопа, като телескопите на ESO VLT (четири, с диаметър на огледалото 8.2 m, разположени на до 200 m един от друг), може да се постигне доста голяма ъглова разделителна способност. В Таблица 16.1 са приведени радиусите на звезди-джуджета и гиганти от различни спектрални класове, определени с помощта на звезден интерферометър.

Таблица 16.1: Радиуси на звезди-джуджета (V) и звезди-гиганти (III), определени от наблюдения. При джуджетата R нараства с T_{eff} , а при гигантите - намалява.

Класификация	$T_{\rm eff}$	R/R_{\odot}
M5V	3100	0.3
M0V	3800	0.6
G0V	6000	1.1
A0V	10000	2.6
B0V	30000	7
O5V	45000	18
M0Ia	3700	500
G0Ia	5800	200
A0Ia	9400	100
B0Ia	27000	30
O5Ia	40000	25

16.2 Определяне на звездните маси. Двойни звезди

Както звездните радиуси, така и звездните маси могат да бъдат определени *непряко*, чрез спектрален анализ. Ако вече е получена оценка на R, масата може да се пресметне въз основа на изведеното по спектрални данни гравитационно ускорение на повърхността $g = GM/R^2$, с 50 % точност.

Значително по-точно и надеждно масата на звездите се определя *пряко* по орбиталните характеристики на двойни звезди. По дефиниция, **двойна звезда** е гравитационносвързана система, чиито компоненти са в орбита около общ център на масите. Двойни звезди, които се виждат като такива с просто око или могат да се разделят на компоненти при наблюдения с телескоп, се наричат визуално-двойни. По-широките двойни системи, с разстояние между компонентите $d \sim 10^3 \div 10^4$ AU имат бавно орбитално движение и се откриват по признаци като подобие на физическите параметри или сходно пространствено движение. Ако спътникът е с ниска светимост и не може да се наблюдава пряко, а с открива по гравитационното смущение, което оказва на главната звезда, говорим за *астрометрично-двойни*¹. При спектроскопично-двойните ъгловото разстояние между компонентите е толкова малко, че наличието на две звезди може да се установи само по регулярните промени в Доплеровото "трептене" на спектралните линии около техните средни положения Периодът на това трептене е равен на орбиталния, като линиите на по-ярката звезда са по-силни и с по-малки отклонения поради по-близкото и положение до центъра на масите. Най-лесно се откриват такива звезди, ако зрителният лъч се намира или е близо до орбиталната равнина, т.е. сключва с нейната нормала ъгъл $i \approx 90^{\circ}$.

Прекият метод за определяне на масите се оказва широко приложим, понеже над 50 % от звездите в Галактиката са членове на кратни системи (Duquennoy & Mayor 1991, Leinert *et al.* 1997). До момента от наблюдения са известни орбиталните елементи на около 100 двойни звезди. Така движението на компонентите може да се опише с приложение на законите на Кеплер.

1. Ако са известни разстоянието до двойната система $D = 1/\pi''$ и големите полуоси a_1 и a_2 на *двете* компоненти в ъглови единици. Тогава съгласно Третия закон на Кеплер:

$$\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2 = \frac{4\,\pi^2}{G} \frac{a^3}{T^2} \quad , \tag{16.2}$$

където \mathcal{M}_1 и \mathcal{M}_2 са масите на компонентите, T - общият орбитален период, а $a = a_1 + a_2$. Като използваме и уравнението за положението на центъра на масите:

$$a_1 \mathcal{M}_1 = a_2 \mathcal{M}_2 \quad , \tag{16.3}$$

можем да пресметнем индивидуалните маси на компонентите.

2. Ако е известна орбита само на едната компонента a_2 , а отношението между масите $\mathcal{M}_1/\mathcal{M}_2$ е голямо, можем да положим $a \approx a_2$ и да получим оценка за пълната маса на системата.

16.3 Съотношение маса - светимост - радиус

Наличието на съотношение "маса - светимост" при звездите е предсказано още през 1921 год. от сър Артър Едингтън въз основа на теоретични съображения за кълба от идеален газ, намиращи се в хидростатично, енергетично и лъчисто равновесие. Най-грубо казано, светимостта L е пропорционална на градиента на температурата $\nabla_r T$ (при лъчисто равновесие), който от своя страна е пропорционален на градиента на налягането $\nabla_r P$ (от уравнението на идеалния газ). При хидростатично равновесие гравитационната сила във всяка точка се уравновесява от подемната, пропорционална на $\nabla_r P$. Следователно, при нарастване на звездната маса \mathcal{M} светимостта трябва да нараства пропорционално, за да се запази статичното състояние на звездата. За хомологични звезди с еднакъв химичен състав и еднакво радиално разпределение на основните величини зависимостта се записва най-общо:

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \left(\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_{\odot}}\right)^Q \quad , \tag{16.4}$$

¹ Така са открити първите бели джуджета: компактни обекти със значима маса, но с твърде ниска светимост.

където $1.5 \le Q \le 4$ и зависи от коефициента на непрозрачност на звездното вещество κ , а оттук - силно от \mathcal{M} . Наистина, наблюдателните данни показват различни стойности на Q като функция от масата:

$$Q = 2, \qquad \mathcal{M} < 0.6 \ \mathcal{M}_{\odot}$$
$$Q = 4, \qquad \mathcal{M} > 0.6 \ \mathcal{M}_{\odot}$$
$$Q \approx 2.8, \qquad \mathcal{M} \gtrsim 10. \ \mathcal{M}_{\odot}$$

Тъй като за определен клас светимост L е доста еднозначно свързана със спектралния клас, респ. $T_{\rm eff}$, то могат да се получат зависимости "маса - светимост - радиус", "маса светимост - $T_{\rm eff}$ " или "светимост - $T_{\rm eff}$ - радиус". Така например на HR диаграма могат да се прекарат линии на еднакъв радиус, които пресичат ГП под съществено ненулеви ъгли и определят следното съотношение "светимост - радиус" за звездите-джуджета:

$$\frac{L}{L_{\odot}} \approx \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^{5.2} \tag{16.5}$$

От формулите (16.4) и (16.5) стигаме до съотношение "маса - радиус", а от (5.13) до съотношение "маса - ефективна температура" за ГП звезди:

$$\frac{R}{R_{\odot}} \approx \left(\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_{\odot}}\right)^{0.75} \tag{16.6}$$

$$\frac{T_{\rm eff}}{T_{\rm eff,\,\odot}} = \left(\frac{L/L_{\odot}}{R^2/R_{\odot}^2}\right)^{0.25} \approx \left(\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_{\odot}}\right)^{0.6} \tag{16.7}$$

Именно масата определя положението на една звезда върху ГП. А щом звездитеджуджета са най-разпространените и, следователно, представляват най-продължителният стадий от живота на една звезда, то именно масата има решаващо значение за нейната еволюция.

Звездна астрофизика III: Вътрешен строеж на звездите

17.1 Звездите като равновесни конфигурации

В първо и грубо приближение звездите могат да се приемат като обекти в равновесие. Наблюденията показват, че една значителна част от тях не променят своите размери и светимост за интервали от време, много по-малки от характерното време за дадения етап от еволюцията на звездата. Едно голямо изключение са променливите звезди от пулсиращ или еруптивен тип, които всъщност се намират в специфичен еволюционен стадий.

Ето какви типове равновесие характеризират звездата като цяло:

- Хидростатично равновесие: гравитационната сила във всеки слой се уравновесява от подемна (Архимедова) сила, пропорционална на градиента на газовото налягане.
- Вириално равновесие: баланс между средната сумарна кинетична енергия K и усреднената във времето потенциална енергия U на затворена и ограничена система от частици:

$$U + 2K = 0 (17.1)$$

Това твърдение се нарича *теорема на вириала* и е изведено в общ вид още от Клаузиус през 1870 г. В астрофизиката то има приложение най-вече за гравитационно свързани механични системи и, в частност, за звездите.

• *Енергийно равновесие:* баланс между генерираната от звездата енергия и излъчената/пренесена енергия за единица време. По същество това е условие за стационарност на звездното излъчване.

Всяко едно от тези условия може да се нарушава локално и в определен момент. Но за стационарни звезди то се приема като изпълнено в усреднен смисъл за определен период, достатъчно малък спрямо еволюционния стадий на звездата. Приближенията за хидростатично, вириално и енергийно равновесие дават възможност да направим първи стъпки към изграждане на звезден модел.

17.2 Аналитични оценки на физическите условия

Друго предварително условие за успешно звездно моделиране е да се оценят в първо приближение физическите условия в звездните недра. Възможност за това ни дават на-

деждно определените звездни радиуси и маси, получени от наблюдения (вж. предната глава). Интервалите, в които варират масите и радиусите на звездите са: $10^{-2} \leq M/M_{\odot} \leq 10^2$, $10^{-2} \leq R/R_{\odot} \leq 10^3$. Оттук можем да получим оценки за:

• Средна плътност $\bar{\rho}$:

$$\bar{\rho} = \frac{3\,\mathcal{M}}{4\pi\,R^3} = \bar{\rho_{\odot}}\,\frac{\mathcal{M}/\mathcal{M}_{\odot}}{(R/R_{\odot})^3} \quad , \tag{17.2}$$

където $\bar{\rho_{\odot}}=1.41~{\rm g/cm^3}$ и, следователно, $10^{-7}\lesssim\bar{\rho}\lesssim 10^6~{\rm g/cm^3}.$

• Средна температура \bar{T} : За тази оценка изхождаме от теоремата на вириала (17.1). Средната потенциална енергия на звездата е $U = C G \mathcal{M}^2 / R$ (където C е параметър на разпределение на масата), а $K = 3Nk\bar{T}/2$ (вж. Глава 4.4), като $\mathcal{M} = Nm_H\bar{\mu}$. Тогава за средната температура получаваме:

$$\bar{T} = C \, \frac{Gm_H \bar{\mu}}{3k} \, \frac{\mathcal{M}}{R} \tag{17.3}$$

В първо приближение можем да приемем, че звездното вещество се състои изцяло от водород, т.е. $\bar{\mu} = 1$, откъдето $\bar{T} \sim 10^7$ К. При такива температури веществото е изцяло в йонизирано състояние и $\bar{\mu}$ се приписва формално, с отчитане на масовите съдържания на водород (X), хелий (Y) и на всички по-тежки елементи (Z):

$$\bar{\mu} = \frac{4}{6X + Y + 2} \tag{17.4}$$

За слънчев химичен състав, типичен за звездите в околност от 2 kpc, $X_{\odot} = 0.715$, $Y_{\odot} = 0.265$, се получава средна температура $\bar{T}_{\odot} \approx 7 \times 10^6$ К. Понеже Слънцето е звезда-джудже, можем да обобщим формулата за всички ГП звезди, предполагайки еднакво разпределение на масата:

$$\bar{T} \simeq 7 \times 10^6 \, \frac{\mathcal{M}/\mathcal{M}_{\odot}}{R/R_{\odot}}$$

• Средно налягане \bar{P} : Можем да го получим от уравнението за състоянието на идеалния газ (4.16), от изведената вече средна температура \bar{T} .

$$\bar{P} = \bar{n}k\bar{T} = \frac{CG}{4\pi}\frac{\mathcal{M}^2}{R^4} \tag{17.5}$$

Идеалният газ е правдоподобен модел при невисоки плътности $(nr^3 \ll 1; r - paзмер на частиците); с повишаване на плътността електронното налягане играе все по$ голяма роля и се стига до момент, когато трябва да се отчитат квантовомеханичните ефекти и прибегне до описание на*изроден газ* $чрез Ферми-статистика. При <math>kT \gg m_ec^2$ имаме релативистичен изроден електронен газ, а при особено високи плътности се стига до неутронизация на веществото (изроден неутронен газ). Такива изродени звездни конфигурации ще разгледаме в Глава 21.1. При звезди с достатъчно високи температури и с достатъчно ниска средна плътност (клас светимост, по-висок от III) трябва да се отчита и приносът на лъчистото налягане. Чрез интегриране по пълния диапазон честоти от (5.10) получаваме:

$$P_{\rm rad} = \frac{4\sigma}{3c} T^4 = \frac{aT^4}{3} , \quad \sigma = \frac{ac}{4}$$
 (17.6)

,

Условието за отчитане на лъчистото налягане се определя от отношението:

$$\frac{P_{\rm rad}}{P_{\rm gas}} = \frac{aT^4}{3} : \frac{\Re}{\bar{\mu}}\rho T = \frac{a\bar{\mu}}{3\Re}\frac{T^3}{\rho}$$

откъдето за критичната плътност, под която P_{rad} преобладава, получаваме:

$$\rho_{\rm crit} = {\rm const.}\bar{\mu}T^3 \tag{17.7}$$

17.3 Енергоотделяне и термоядрени реакции

Получените оценки за светимостите и масите на много звезди дава възможност да оценим тяхното средно енергоотделяне на единица маса. За Слънцето то е $\mathcal{E}_{\odot} = 20$ erg/g.s, а за останалите звезди варира в граници $\mathcal{E} \sim 10^{-2} \div 10^5$ erg/g.s. Това повдига въпроса за източника на енергия. Ако при всички звезди той е един и същ, той трябва да е чувствителен към разликите във физическите условия (ρ , T) и химичния състав (X, Y, Z). До 40-те години на XX век са търсени обяснения като:

- Химически реакции: но при тях \mathcal{E} може да достигне едва $\mathcal{E} \sim 5 \times 10^{-6}$ erg/g.s.
- Естествена радиоактивност: $\mathcal{E} \approx 50 \text{ erg/g.s.}$ но такова обяснение противоречи с получените звездни спектри и е независимо от физическите условия.

Остават други двама сериозни "кандидати":

• Гравитационно свиване: Светимостта на звездата се поддържа от превръщането на потенциалната гравитационна енергия U в кинетична K, като половината се изсветва $(L = \frac{dK}{dt})$, а другата отива за нагряване на звездата. Съгласно теоремата на вириала:

$$\frac{dU}{dt} = CG \frac{\mathcal{M}^2}{R^2} \frac{dR}{dt} = -2 \frac{dK}{dt}$$
$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} = \frac{2RL}{CG\mathcal{M}^2}$$

Времето $\Delta t = \tau_{\rm KH}$, за което звездата колапсира до точка ($\Delta R = R$) и през което може да свети за сметка на гравитационната си потенциална енергия, се нарича гравитационно характерно време или характерно време на Келвин-Хелмоли (Kelvin - Helmholtz). За Слънцето се получава $\tau_{\rm KH} \simeq 2 \times 10^7$ уг. Това е значително помалко от възрастта му τ , а за по-масивни ГП звезди, предвид съотношенията "маса - светимост" и "маса - радиус" ((16.4), (16.6)), това е изпълнено в още по-голяма степен. Следователно, гравитационното свиване може да поддържа светимостта на звездата за кратки етапи от нейната еволюция.

• Термоядрени реакции: Още Едингтън (1920 г.) показва, че термоядреният синтез на едно хелиево ядро от 4 протона може да осигури общото енергоотделяне на звездите. Енергията, съответстваща на масовия дефект при такъв процес е:

$$\Delta E = \Delta mc^2 = 26.72 \text{ MeV} = 4.288 \times 10^{-5} \text{ erg}$$

Оттук получаваме сумарната термоядрена енергия на звездата $E_{\rm nuc} = (\Delta mc^2/4) N_p$ и с оценка на общия брой на протоните N_p стигаме до *ядреното характерно време* $\tau_{\rm nuc}$, което за звезда с една слънчева маса и със слънчев химичен състав е ~ 10^{11} уг. Освен това термоядрените реакции осигуряват запазването на висока $\bar{T} \sim 10^7$ К в звездните недра (срв. (17.3)). Тогава средната кинетична енергия на протоните е $\bar{\varepsilon} = 3k\bar{T}/2 \approx 1$ keV, докато Кулоновият бариер е много по-висок! Класическата вероятност за сливане на два протона е едва 10^{-434} , при общ брой на нуклоните в звезда със слънчева маса 10^{57} - т.е. такъв процес е на практика невъзможен. Той все пак протича благодарение на квантовомеханични **тунелни преходи** с вероятност $P = \exp(-b/\sqrt{\varepsilon})$, където

$$b = 31.28 Z_1 Z_2 \left(\frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}\right)^{1/2} (\text{keV})^{1/2}$$

- 10

Тогава протон-протонна реакция в недрата на Слънцето ($T = 10^7$ K, $Z_1 = Z_2 = 1$, $A_1 = A_2 = 1$) има вероятност 10^{-10} и такъв механизъм за осигуряване на светимостта е напълно възможен! Освен това се вижда, че подобни процеси са по-лесно осъществими за леки нуклони - сливането на по-масивни нуклони изисква повишаване на температурата.

И така, звездите излъчват за сметка на термоядрени реакции, протичащи в недрата им, при високи температури и налягане. На астрофизически жаргон, те се наричат "горене" на съответния химичен елемент. Основните от тях са:

* Горене на водорода: Протича при около 90% от звездите, при T > 4 × 10⁶ К и по две вериги - протон-протонен цикъл (pp) и СNO-цикъл. Протон-протонният цикъл е най-бавната реакция (~ 10⁹ yr), което се дължи на малката вероятност за сливане на два протона:

$${}^{1}\mathrm{H}(p, e^{+}\nu_{e}){}^{2}\mathrm{D}(p, \gamma){}^{3}\mathrm{He}({}^{3}\mathrm{He}, 2p){}^{4}\mathrm{He} + 26.21 \mathrm{MeV}$$
 (17.8)

Сумарното енергоотделяне е малко по-голямо от това при CNO-цикъла, тъй като при последния възникват повече неутрино, които отнасят енергия без следващи реакции с веществото¹:

$${}^{12}C(p, \gamma) {}^{13}N(e^+\nu_e) {}^{13}C(p, \gamma) {}^{14}N(p, \gamma) {}^{15}O(e^+\nu_e) {}^{15}N(p, \alpha) {}^{12}C + 25.0 \text{ MeV}$$
(17.9)

Както се вижда, ядрата на въглерода, азота и кислорода (междинни продукти в цикъла) служат само като катализатори на процеса, а крайният продукт е едно хелиево ядро (α -частица). При звезди с маси $\leq 1.2 M_{\odot}$ над 90 % от термоядрената енергия се отделя при рр-цикъл, докато при по-масивни звезди преобладава СNO-цикълът. Това се дължи на значително по-силната температурна зависимост на CNO-цикълъд, при повишаването на централната температура със звездната маса (вж. 17.3). За двете вериги на синтез на хелия енергоотделянето като функция на температурата е съответно:

$$\mathcal{E}_{pp} \propto \rho X^2 T^4$$

 $\mathcal{E}_{CNO} \propto \rho X Z_{CN} T^{17}$

¹ Неутриното участва само в слаби взаимодействия, има свободен пробег (за Слънцето) около 10¹⁵ m и регистрирането му може да се използва като наблюдателен тест за верността на слънчевите модели.

 корене на хелия: То започва в центъра на звезди, чието водородно гориво вече се е изчерпало. Налягането спада, звездното ядро се свива и при T ~ 10⁸ K започват реакциите от т.нар. 3α-цикъл:

$$3^{4}\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C} + 7.28 \text{ MeV}$$
 (17.10)

Освен висока температура, горенето на хелия изисква достатъчно висока плътност на ядрата ⁴He (> 100 g/cm³) и затова такъв процес не е бил възможен при космологичния нуклеосинтез. Температурната зависимост на 3α -цикъла е:

$$\mathcal{E}_{3\alpha} \propto \rho^2 T^{30}$$

По време на горене на хелия протичат и следните допълнителни реакции:

$$^{12}C(\alpha, \gamma)^{16}O(\alpha, \gamma)^{20}Ne(\alpha, \gamma)^{24}Mg(\alpha, \gamma)^{28}Si$$
,

като първата от тях е честа, докато останалите - редки. Това обяснява защо космическите количества на С и О са най-големи след тези на Н и Не и защо всички следващи стадии на термоядрено горене са основани на сливането на С и О ядра.

* Горене на въглерода: Започва при $T > 6 \times 10^8$ К с температурна зависимост $\mathcal{E}_{\rm CC} \propto \rho Z_{\rm CC}^2 T^{32}$ и със следните крайни продукти:

$$2^{12}C \rightarrow {}^{20}Ne + \alpha; \quad 2^{12}C \rightarrow {}^{24}Mg + \gamma; \quad 2^{12}C \rightarrow {}^{23}Na + {}^{1}H$$

* Горене на кислорода: Започва при $T \sim 2 \times 10^9$ К с температурна зависимост $\mathcal{E}_{\rm OO} \propto \rho Z_{\rm OO}^2 T^{43}$ и със следните крайни продукти:

$$2^{16}O \rightarrow {}^{32}S + \gamma; \quad 2^{16}O \rightarrow {}^{31}P + {}^{1}H; \quad 2^{16}O \rightarrow {}^{28}Si + \alpha$$

* Горене на силиция: Последен стадий на термоядрено горене, който започва при $T \sim 4 \times 10^9$ K и има за продукти всички елементи до желязото включително:

$$^{28}\text{Si} \rightarrow {}^{56}\text{Ni} \rightarrow {}^{56}\text{Co} \rightarrow {}^{56}\text{Fe}$$

При железните ядра, енергията на свързване², падаща се на едно ядро, достига максимум и по-нататъшни термоядрени реакции са *ендотермични*. Тук се изчерпват възможностите на звездите да поддържат хидростатично равновесие чрез термоядрени реакции - следва гравитационен колапс на тяхното ядро. По-тежки елементи могат да бъдат произведени при избухване на свръхнови чрез прихващане и разпад на неутрони.

17.4 Механизми на пренос на енергия в звездите

Произведената при термоядрените реакции в звездното ядро енергия трябва да бъде пренесена към повърхността, за да се съхрани глобалното енергетично равновесие на звездата. Най-общо казано, недостатъчно ефективният пренос на енергия води до стръмен температурен градиент и съответно бавно охлаждане и обратно. Основните механизми на пренос

² Енергията, необходима за разделяне на нуклоните, или енергията, която се освобождава при сближаване на нуклоните от безкрайност.

на енергия при звездите е чрез лъчението и чрез конвекция. Третият възможен механизъм, посредством топлопроводност, се осъществява само при доста големи плътности и температури, в т.нар. изродени звездни конфигурации.

17.4.1 Пренос на енергия чрез лъчението

Този процес се описва от уравнението на лъчистия пренос, което изведохме в Глава 4.3. След записването му в сферични координати³ и след известни трансформации се стига до уравнение за лъчистия градиент на температурата:

$$\left(\frac{dT_r}{dr}\right)_{\rm rad} = -\frac{3}{16\pi} \frac{\rho_r \hat{\kappa_r}}{\sigma T_r^3} \frac{L_r}{r^2} \quad , \tag{17.11}$$

където $\hat{\kappa_r}$ е т.нар. Роселандово средно на непрозрачността κ_r по всички честоти. Тази величина обикновено се задава таблично и се пресмята сложно като функция на ρ_r и T_r , поради приноса на различни процеси за непрозрачността на звездното вещество. Във вътрешността на звездите определящият от тях е най-вече Томсъновото разсейване върху свободни електрони, а в повърхностите слоеве – и свързано-свободни и свързано-свързано преходи. Както може да се очаква, формула (17.11) показва, че температурният градиент нараства (по модул) при нарастване на L_r/r^2 или на $\hat{\kappa}$. При твърде голям dT_r/dr лъчистият пренос става недостатъчно ефективен механизъм и това довежда до възникването на конвекция.

17.4.2 Пренос на енергия чрез конвекция

Наблюдателно доказателство за наличието на конвекция при звездите е гранулацията в слънчевата атмосфера. Поради високата радиална скорост в гранулите можем да приемем конвекцията за адиабатен процес. Да разгледаме издигането на обемен елемент с начални плътност и температура (ρ' , T') от слой с радиус r до такъв с r+dr. Ако на новото ниво ρ' е по-голяма от плътността на околната среда, имаме устойчива стратификация и обемният елемент потъва обратно надолу - в противен случай ($\rho' < \rho$), продължава да се издига под действието на подемна сила. И така, условието за конвекция е $|d\rho'/dr| > |d\rho/dr|$. Ако приемем, че елементът се издига достатъчно бавно ($v \ll c_s$), външното и вътрешното налягане ще се уравновесяват: P = P'. Тогава от уравнението на състоянието на идеалния газ $\rho T = \rho' T'$ и условието за конвекция може да се изрази чрез температурния градиент:

$$\left|\frac{dT'}{dr}\right| < \left|\frac{dT}{dr}\right| \quad , \tag{17.12}$$

което може да се приведе в безразмерен вид чрез умножаване с $\frac{P}{T} \frac{dr}{dP}$ и се нарича *критерий* за възникване на конвекция на Шварцшилд (Schwarzschild):

$$\left|\frac{d\,\ln T'}{d\,\ln P}\right| < \left|\frac{d\,\ln T}{d\,\ln P}\right| \quad , \tag{17.13}$$

или, с други думи, адиабатният градиент не надминава по модул лъчистия.

³ Тъй като в звездните недра плоскопаралелното приближение е неприложимо.

Сега вземаме предвид предположението за адиабатност на процеса:

$$P \propto \rho^{\gamma}$$
, $T \propto \rho^{\gamma-1}$
 $\ln P \propto \gamma \ln \rho$, $\ln T \propto (\gamma - 1) \ln \rho \propto \ln P - \frac{1}{\gamma} \ln P$

и получаваме за адиабатния градиент:

$$\left|\frac{d\ln T}{d\ln P}\right|_{\rm ad} = 1 - \frac{1}{\gamma} \tag{17.14}$$

За едноатомен газ показателят на адиабатата $\gamma = c_P/c_V = 5/3$, откъдето $|\frac{d \ln T}{d \ln P}|_{ad} = 0.4$. Когато $|\frac{d \ln T}{d \ln P}|_{rad} > 0.4$ се включва конвективният механизъм на пренасяне на енергия. От термодинамиката е известно, че $c_P - c_V = k/\mu m_p$ или $1 - 1/\gamma = k/\mu m_p c_P$, т.е. по-високият специфичен топлинен капацитет прави конвекцията по-вероятна. Такъв именно е случаят в зоните на йонизация и рекомбинация, където броят на частиците нараства рязко при приблизително постоянна температура. Температурата на издигащия се в рекомбинационна зона газов елемент се изменя слабо поради отделените фотони, които отслабват охлаждането чрез адиабатно разширение. Затова характерните конвективни области при по-маломасивните звезди са *външни*, където са налице условия за йонизация и рекомбинация на водорода и хелия.

17.5 Основни уравнения на звездния модел

Познаването на механизмите на генериране и пренос на енергията в звездните недра, заедно с условието за хидростатично и енергетично равновесие, позволяват построяването на модел на звездата. Това означава да се намерят радиалните разпределения на основните физически характеристики m_r , L_r , T_r , ρ_r , P_r , като r пробягва стойности от нула (в центъра) до R (на повърхността⁴). Съгласно споменатите условия за равновесие звездата е статичен обект с постоянна мощност на излъчването. Другото опростяващо предположение е, че тя е идеално сферично тяло, т.е. пренебрегват се влиянието на околоосното въртене и на магнитното поле. (През последното десетилетие сериозни успехи вече бележи и моделирането на въртящи се звезди.) Тогава системата от уравнения, описващи вътрешния строеж на звездата, са:

1. за хидростатично равновесие: Във всеки елементарен обем гравитационната сила се уравновесява от подемна, определена от градиента на налягането между долната и горната стена $(dF_{grav}(r) = -dP_r = g\rho dr)$:

$$\frac{dP_r}{dr} = -G\rho_r \frac{m_r}{r^2} \tag{17.15}$$

2. за масата (масата и плътността не са взаимно независими величини):

$$\frac{dm_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho_r \tag{17.16}$$

⁴ Под "повърхност" обикновено се разбира долната граница на фотосферата, $\tau = 1$.

3. за енергийно равновесие: произведената енергия в слоя се изсветва напълно:

$$\frac{dL_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho_r \mathcal{E}(\rho_r, T_r) \tag{17.17}$$

4. за пренос на енергията (два алтернативни механизма):

$$\frac{dT_r}{dr} = -\frac{3}{16\pi} \frac{\rho_r \,\hat{\kappa}(\rho_r, T_r)}{\sigma T_r^3} \frac{L_r}{r^2}$$
(17.18)

$$\frac{dT_r}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma(\rho_r, T_r)}\right) \frac{T_r}{P_r} \frac{dP_r}{dr} = -\frac{\bar{\mu}m_p}{k} \left(1 - \frac{1}{\gamma(\rho, T)}\right) G \frac{m_r}{r^2}$$
(17.19)

Това е нелинейна система от диференциални уравнения, която може да се реши само с числени методи. Към нея се добавят таблици за непрозрачност $\hat{\kappa} = \hat{\kappa}(\rho_r, T_r)$ и уравненията, описващи състоянието на звездното вещество и енергоотделянето:

$$P_r = \frac{k}{\bar{\mu}m_p}\rho_r T_r \tag{17.20}$$

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \,\rho_r \, f_1(X_r, \, Y_r, \, Z_r) \, f_2(T_r) \quad , \tag{17.21}$$

като функциите $f_1(X, Y, Z)$ и $f_2(T)$ се избират в зависимост от протичащите термоядрени реакции (вж. по-горе). Граничните условия се налагат от естествени физични съображения:

$$r = 0: \qquad m_r = 0, \quad L_r = 0, \quad \rho_r = \rho_c, \quad T_r = T_c$$

$$r = R: \qquad m(R) = \mathcal{M}, \quad L(R) = L, \quad \rho(R) \simeq 0, \quad T(R) \simeq 0$$

В общия случай ние не знаем ρ_c , T_c , L и R. Те могат да се изключат от граничните условия, ако се премине в Лагранжеви координати, т.е. избере се масата m_r като независима променлива и r = r(m). Тогава системата се преобразува, като граничните условия са:

$$m = 0: \qquad r = 0, \quad L = 0$$
$$m = \mathcal{M}: \qquad P = 0, \quad T = 0$$

Математически погледнато, нелинейната система от уравнения на звездния строеж, с гранични условия, наложени в две различни точки, *не е задължително* да има единствено решение. Все пак, в повечето случаи на фиксирани маса и химичен състав на звездата съответства точно една равновесна конфигурация. Това твърдение се нарича **теорема на Фогт-Ръсел** (Vogt-Russell), макар че не е теорема в строгия смисъл на думата. Изказано с други думи, то гласи, че масата и химичният състав на еднородна звезда определят еднозначно останалите ѝ фундаментални параметри и нейния вътрешен строеж.

Разбира се, поради протичащите термоядрени реакции в ядрото, процесите на конвективно смесване на звездното вещество в различни зони, а и загубите на маса през звездната атмосфера, химичният състав и масата са функции на времето. В следващ момент от времето, равновесната конфигурация е вече друга. Така пълното описание на съществуването на една звезда с (\mathcal{M}, X, Y, Z) става чрез еволюционна последователност от модели. Представена на HR диаграма, такава последователност се нарича еволюционен *трек*.

Звездна астрофизика IV: Звездообразуване

Наличието на звезди и звездни групировки с различни възрасти, оценени по HR диаграма, говори за един продължителен и продължаващ процес на звездообразуване в нашата Галактика. Обобщените сведения за процесите на звездообразуване в наблюдаемата Вселена показват следното:

- Звездите винаги възникват в галактики или протогалактики: Наблюдава се корелация между областите на звездообразуване и динамиката на големи скали. В дисковите галактики звездообразуването е съсредоточено в спиралните ръкави. В редица случаи то изглежда е обусловено от приливна пертурбация от близка галактика.
- На глобален мащаб, в галактиките, *наличието на звездообразуване корелира добре с разпределението на молекулния водород* (H₂) и не толкова добре с разпределението на атомния водород (H I).
- Локално, звездите възникват в т.нар. молекулярни облаци: видимо обособени сгъстявания от H₂ с T ~ 10 ÷ 50 K и n ~ 10³ ÷ 10⁶ ст⁻³. Обикновено това става в групи/купове; раждането на изолирани звезди е по-рядко явление. Физичното моделиране показва, че процесът на възникване на звезди е бърз, от порядъка на динамичното време на средата.

18.1 Условие за колапс: теория на Jeans

В светлината на наблюдаваните феномени, логично е да се предположи, че звездообразуването започва с колапс и фрагментация на молекулярни облаци. Пресмятанията показват, че първоначално колапсът може да се приеме за изотермен процес ($T \simeq \text{const}$) – плътността на средата е ниска и отделената енергия бързо "се изсветва". Груби оценки за минималните размер R и маса \mathcal{M} на самогравитиращ, сферичен газов обем от междузвездната среда могат да се получат от уравнението за хидростатично равновесие. Ако приемем, че колапсът започва при нищожно налягане и завършва при свиване на обема до точка ($R \simeq 0$) и налягане P, то:

$$dP = -g\rho \, dr \to \Delta P = P = |-g\rho \Delta R|$$

$$\rightarrow \frac{\Re}{\mu} \rho T = \frac{G\mathcal{M}}{R^2} \rho R = \frac{G.4\pi R^3 \rho}{3R^2} \rho R$$

Оттук за R и \mathcal{M} получаваме:

$$R = \left(\frac{3\Re}{4\pi G\mu}\right)^{1/2} \left(\frac{T}{\rho}\right)^{1/2}$$
(18.1)

$$\mathcal{M} = \frac{4\pi}{3}\rho R^3 = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{\Re}{G\mu}\right)^{3/2} \frac{T^{3/2}}{\rho^{1/2}}$$
(18.2)

Точните стойности на тези величини са изведени от Джеймс Джинс от хидродинамично разглеждане на малка пертурбация ρ' в изотермен и хомогенен ($\rho_0 = \text{const}$) флуид, чийто гравитационен потенциал се описва от уравнението на Поасон (Poisson). След известни математически операции се стига до вълново диференциално уравнение с решение и дисперсионно съотношение съответно:

$$\rho' = A \exp\left(i(\vec{k}_{\lambda}.\vec{r} - \omega.t)\right)$$
$$\omega^2 = k_{\lambda}^2 c_{\rm s}^2 - 4\pi G \rho_0 \quad ,$$

където $c_{\rm s} = \sqrt{kT/\mu}$ е скоростта на звука в средата, а k_{λ} е вълновото число. Преходът между реална и имагинерна стойност на ω се осъществява при критичната *дължина на Джинс*:

$$\lambda_J = \frac{2\pi}{k_{\lambda,J}} = \left(\frac{\pi}{G\rho_0}\right)^{1/2} c_{\rm s} \tag{18.3}$$

При $\lambda < \lambda_J$ пертурбацията осцилира, но не нараства по амплитуда, докато в обратния случай амплитудата нараства експоненциално във времето. С други думи, ако областта е достатъчно голяма (и масивна), ще започне колапс. Съответстващата на λ_J критична маса се нарича маса на Джинс:

$$\mathcal{M}_{J} = \left(\frac{\pi k}{G\mu}\right)^{3/2} T^{3/2} \rho^{-1/2}$$
(18.4)

$$\mathcal{M}_J = 1.2 \times 10^5 \,\mathcal{M}_\odot \left(\frac{T}{10^2 \text{ K}}\right)^{3/2} \left(\frac{\rho}{10^{-24} \text{ g/cm}^3}\right)^{-1/2} \mu^{-3/2}$$
(18.5)

Гигантските молекулярни облаци в междузвездната среда имат маси, достатъчно поголеми от \mathcal{M}_J . Но температурата на газа не отразява точно (подценява) вътрешната му енергия - голяма част от тази енергия се пада на относителните движения на отделни зони в облака със скорости до 10 km/s, а магнитните полета са допълнителен фактор за устойчивостта. Сблъсъците между облаци обаче или приливни въздействия благоприятстват колапса. Характерното време за колапс при изпълняване на критерия $\lambda > \lambda_J$ е:

$$\tau_{\rm col} \approx \frac{\lambda_J}{c_s} = \left(\frac{\pi}{G\rho_0}\right)^{1/2} \approx 10^8 \left(\frac{\rho}{10^{-24} \text{ g/cm}^3}\right)^{-1/2} \text{ yr}$$

Действително, това време се оказва доста по-голямо от времето за достигане на топлинно равновесие, т.е. на изсветване на освободената при гравитационното свиване енергия. Затова първоначално колапсът остава изотермен и води до по-нататъшна *фрагментация* на облака.

Пионерската работа на Джинс вдъхновява множество следващи опити да се изведат решения на задачата за протозвезден колапс. Но дори и в усъвършенстван вариант, с

отчитане на външното налягане на средата, тази динамична теория се натъква на редица проблеми, например:

- Молекулярните облаци са силно неустойчиви според критерия на Джинс, но се оказва, че те *не образуват звезди с висока скорост и с голяма ефективност*. Наблюдателните оценки сочат глобална SFE в облаците едва ~ 5 %. Следователно са налице фактори, които възпрепятстват колапс на големи скали.
- Не е отчетено запазването на момента на импулса.
- Молекулярните облаци са *магнетизирани*, а класическата теория не отчита запазването на магнитния поток в хода на колапса.

Налага се ревизия на първоначалния модел, което води до изграждане на т.нар. "стандартна теория на звездообразуване". Ще направим обобщен преглед на нейните предсказания (по Shu, Adams & Lizano 1987).

18.2 Фази на протозвездната еволюция

Още през 50-те години на XX век е изказано съображението, че магнитните полета могат да предотвратят гравитационния колапс, ако масата на дадената област надминава определена критична стойност $M_{\rm cr} \propto n^{-2}B^3$. Според развитата по-късно стандартна теория, звездите възникват от първоначално устойчиви в магнитостатичен смисъл (магнитно субкритични) облачни ядра. "Магнитната поддръжка" спрямо колапса се преодолява благодарение на процес, наречен амбилолярна дифузия. Силата на Лоренц действа единствено на йоните и обуславя техния дрейф спрямо неутралните частици, като средната дрейфова скорост се определя от баланса между силата на Лоренц и силата на триене поради сблъсъци между йони и неутрални частици. Неутралният газ се сгъстява напречно спрямо линиите на полето, като локалната плътност нараства, докато В остава постоянно. Тогава *M*_{cr} намалява и това е благоприятно за гравитационния колапс. Оценките показват, че при типичните нива на йонизация и размери на облаци, характерното време на амбиполярна дифузия е $\tau_{\rm AD} \sim 10^7$ години, т.е. на порядък и повече по-голямо от динамичното време $\tau_{\rm ff}$ на системата. Това може да обясни защо звездообразуването протича на много по-бавни скорости, съгласно наблюденията на нормални галактики. От друга страна, $\tau_{\rm AD}$ е достатъчно малко, за да си отговорим на въпроса защо магнитните полета не могат напълно да предотвратят колапса и фрагментацията на облаците.

Главните фази на протозвездната еволюция съгласно стандартната теория са следните:

- Предзвездна фаза: Магнитно субкритични сгъстявания започват да се свиват бавно поради загуба на магнитна поддръжка, обусловена от амбиполярна дифузия. От такива ядра се образуват единични звезди. Магнитно свръхкритичните ядра еволюират много бързо и могат да фрагментират с образуване на многокомпонентни звездни системи. След края на процеса на фрагментация, колапсът на протозвездните ядра остава изотермен.
- Обект от клас 0: При достигане на концентрации n ~ 10¹¹ cm⁻³, ядрото е вече оптично плътно дори в IR диапазон. Свиването продължава в адиабатен режим, със силно повишаване на налягането (T^γP^{1-γ} = const), което почти осигурява хидростатично равновесие на ядрото (квазистационарен колапс). Така то достига сингулярно състояние, т.е. превръща се в протозвезда. При температура около 1000 К и концентрации n ~ 10¹⁶ cm⁻³ започва дисоциация на H₂ в ядрото. Част от освободената гравитационна енергия се трансформира в енергия на дисоциацията, хидростатичното равновесие в ядрото се нарушава и ядрото отново колапсира. От оптически плътната обвивка върху ядрото "вали" газ със свръхзвукова скорост и се оформя ударен акреционен фронт, който обуславя допълнителното му загряване. При постоянна скорост на акреция M протича колапс отвътре навън. Средната непрозрачност и средната температура растат.
• Обект от клас I: Развиват се мощни изтичания (outflows) от протозвездата, които издухват нейната обвивка по протежение на ротационната ос. Системата се наблюдава в IR и в оптичния диапазон, а $M_{\rm env} \ll M_*$. При лъч на зрение по направление на изтичането, протозвездата е пряко наблюдаема. Тя навлиза в контракционна фаза с продължителност от порядъка на характерното време на Келвин-Хелмхолц $\tau_{\rm KH}$ ($10^4 \div 10^7$ yr). Външните и́ слоеве вече не се нагряват от падащ газ, непрозрачността е висока и е налице огромен температурен градиент между ядрото и повърхността. Съгласно критерия на Шварцшилд, възниква мощна конвекция. Това е зоната на напълно конвективните звезди на HR диаграма, определена от т.нар. еволюционни трекове на Хаяши (Hayashi). Несложни пресмятания, отчитащи адиабатното отношение между налягане и температура в ядрото, оценките за P_c и T_c и $\kappa = \kappa(\rho, T_{\rm eff})$ в повърхностните слоеве, показват местоположението на трека на Хаяши за дадена маса:

$$T_{\rm eff} = 2.2 \times 10^3 \ K \left(\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_{\odot}}\right)^{0.2} \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^{0.06} \mu^{0.45} \tag{18.6}$$

Това уравнение дава почти вертикална линия на HR диаграма, която зависи слабо от фундаменталните параметри и съответства на $T_{\rm eff}\sim 2000$ К. Тя задава дясната граница на звездни обекти в хидростатично равновесие. В началото на контракционната си фаза протозвездите се движат по трековете на Хаяши. Поради голямото κ "активният диск" преработва UV излъчване на протозвездата и свети като IR източник.

- Обект от клас II: Изтичането окончателно издухва обвивката. Това слага край на акрецията на маса и протозвездата навлиза в класическия стадий на свиване преди Главната последователност. Тя все още е окръжена от газово-прахов ("пасивен") диск с много малка маса, който обуславя инфрачервен излишък към близо чернотелното SED на системата във видимия диапазон. Когато дискът стане оптически тънък, протозвездата "просветва" и в оптическия диапазон. Наблюдавани са маломасивни звезди на този стадий, които проявяват магнитна активност и могат да бъдат Х-източници (звезди от тип T Tauri). При по-масивните звезди обвивката се запазва до запалването на термоядрени реакции в ядрото. Някои от тях са отъждествени с емисионните звезди на Хербиг-Аро (Herbig-Haro).
- Обект от клас III: Това е млада звезда (тип Т Таи със слаби линии) с разсейващ се или оптически тънък диск с малки размери и с малък IR излишък. Дискът е предимно газов, тъй като праховите частици са се разсеяли или са коагулирали в малки тела.

Глава 19

Звездна астрофизика V: Звездна еволюция

19.1 Главна последователност и продължителност на ГП стадия

В края на протозвездната еволюция температурата и плътността в ядрото достигат съответно ~ 10⁷ К и 10²⁶ сm⁻³ и започват реакциите от pp- и/или CNO-цикъл. Звездата застава върху т.нар *Начална главна последователност* (НГП) на НR диаграма и навлиза в своя ГП стадий. Това е най-продължителният етап от нейната еволюция. Тъй като $\bar{\mu}_c$ се променя бавно, Главната последователност не представлява линия, а ивица. Горящият в ядрото водород постепенно се превръща в хелий и се утаява към центъра. С нарастване на количеството Не расте $\bar{\mu}$, а оттук $P_c = (\Re/\bar{\mu}) \rho_c T_c$ намалява – ядрото бавно се свива с повишаване на T_c и \mathcal{E}_{pp} (респ. \mathcal{E}_{CNO}). Звездата повишава светимостта си и леко се изкачва над НГП, докато достигне т.нар. "точка на обръщане" (turn-off point). През 1967 г. Съндейдж (Sandage) оценява продължителността на ГП стадия като интервала време между запалването на Н в ядрото до точката на обръщане:

$$\tau_{\rm MS} \simeq 1.1 \times 10^{10} \, \frac{\mathcal{M}/\mathcal{M}_{\odot}}{L/L_{\odot}} \quad [\,\rm{yr}\,] \tag{19.1}$$

Като се има предвид, че звездните маси варират между 0.08 и ~ 70 \mathcal{M}_{\odot} , ГП стадият има доста различна продължителност в зависимост от масата: например, за $1 \mathcal{M}_{\odot}$, $\tau_{\rm MS} =$ 9×10^9 yr, а за $15 \mathcal{M}_{\odot}$ – едва 10^7 yr. Освен това, вътрешният строеж на ГП звезди е различен в зависимост от химичния състав и T_c (т.е. масата). Пресмятанията сочат, че при $\mathcal{M} >$ $1.4 \mathcal{M}_{\odot}$ енергоотделянето се определя най-вече от СNO-цикъла, а при по-малки маси от рр-цикъла. Температурната зависимост на двата процеса е доста различна и при звездите от първата група критерият на Шварцшилд се оказва изпълнен: ядрото е конвективно. При по-маломасивните звезди лъчението се оказва достатъчен механизъм за пренос на отделената термоядрена енергия и те имат ядра в лъчисто равновесие. От друга страна, в областите между ядрото и повърхността може да има зони на рекомбинация на хелия и водорода, в които също е изпълнен критерият за конвекция. При по-маломасивните звезди тези зони слизат все по-надълбоко, докато цялата обвивка стане конвективна. От друга страна, масивните им ГП събратя имат лъчисти обвивки.

19.2 Еволюция след ГП: Звезди с малка маса

Началната маса на една звезда има решаващо значение не само за еволюцията и́ върху ГП, но и след това. Съгласно формула (19.1) следващите стадии настъпват значително по-рано при масивните звезди, а предвид значителната гравитация на тези обекти и ефективното смесване на веществото в конвективните им ядра, протичат при съществено различни физически условия и химическа структура. Затова е уместно да разгледаме отделно еволюцията след ГП стадия на звездите с малка и голяма маса. За "масивни" (с голяма маса) ще смятаме звезди с маси над ~ 3 \mathcal{M}_{\odot} , които имат добре развити конвективни околоядрени области.

Около точката на обръщане водородът в ядрото е изчерпан почти изцяло и горенето му продължава в слоев източник. Ядрото е почти 100 % хелиево и продължава да се свива, като освободената гравитационна енергия се пренася нагоре чрез лъчението. Така температурата в слоевия източник достига 2×10^7 K, което води до повишаване на налягането и разширяване на водородната обвивка. Звездата увеличава размерите си, но преносът на енергия към външните слоеве не е достатъчно ефективен. Затова тя се придвижва върху HR диаграма към по-ниски $T_{\rm eff}$ с приблизително постоянна светимост към клона на субгигантите. Този процес е сравнително бърз, защото протича с характерно време на Келвин-Хелмхолц $\tau_{\rm KH} \sim 10^7$ yr.

Хелиевото ядро нараства по маса и обем, като T_c не е достатъчна за започване на 3α -процес, а горящият слоев източник се издига все по-нагоре. Но звездата не може да се разширява и охлажда до безкрайност. Когато температурата в обвивката спадне до ~ 5000 K, се включва конвективният механизъм на пренос и все по-голяма част от генерираната енергия в източника се излъчва през атмосферата. Обвивката бързо става напълно конвективна - достигната е линията на Хаяши, по която звездата се изкачва с рязко повишаване на светимостта: тя се превръща в червен гигант. Слънцето, например, ще достигне през тази фаза радиус около 1 AU и светимост $300 L_{\odot}$. Температурата в ядрото обаче остава недостатъчна за горене на хелия и то продължава да се свива, докато електронният газ в него стане напълно изроден. Огромното електронно налягане P_e предотвратява колапса. Продължителността на стадия на червените гиганти е средно 9-10 пъти по-малка от тази на ГП звездите, което обяснява и наблюдаваната относителна населеност на HR диаграма за Слънчевата околност (вж. Фиг. 15.3).

Еволюцията след клона на гигантите (RGB) също зависи от масата. При маси $< 0.5 \, \mathcal{M}_{\odot}$ се постига равновесие между градиента на P_e и самогравитацията при централни температури T_c под 10⁸ К. Така горене на хелия никога не започва; слоевият източник постепенно изчерпва запасите си от водород и загасва, а звездата бавно започва да изстива. При по-големи маси при продължаващото свиване на ядрото T_c достига ~ 10⁸ К. Поради силната зависимост на енергоотделянето от температурата ($\propto T_c^{30}$) 3α -процесът започва изведнъж, енергоотделянето нараства драматично и се стига до истинска термоядрена експлозия (т.нар. "хелиево избухване"): голямо количество Не се превръща в С и О. Рязко нараства и температурата, а оттук и налягането – израждането на газа се снема. Ядрото се разширява и се установява нова равновесна конфигурация на звездата: с разширено неизродено ядро, в което гори хелий. Слоевият източник с горене на водорода също се е разширил, но има по-ниска температура и съответно енергоотделяне. Звездата застава на т.нар. хоризонтален клон или – ако има по-висока металичност, – в зоната на Red clumps на HR диаграма. В самия и́ център се отлагат С и О в съотношение 50:50, а около ядрото се образува и постепенно нараства горяща хелиева обвивка, т.е. хелиев слоев източник. Двата слоеви източника обуславят ново разширение на обвивката. Звездата отново се придвижва към линията на Хаяши и после повишава светимостта си по т.нар. асимптотичен клон на гигантите, AGB.

Във фазата на AGB C/O ядрото на свой ред се свива, което повишава ефективността на горенето на Не в слоевия източник. По-външните слоеве се разширяват, температурата им спада и горенето на Н спира. После зоната на горене на Не се придвижва навън, постепенно изчерпва горивото си. Водородната обвивка се свива повторно и отново се запалва. Това повишава запасите на Не и неговият слоев източник се активизира пак. Тези *термични пулсации* се повтарят няколко пъти. При всяко повторно запалване на Не, обвивката се разширява съществено. По силата на все още недостатъчно изучен механизъм звездата започва да осцилира и изхвърля обвивката си. Това явление се нарича *свръхвятър*¹ и протича преди С/О ядрото да достигне максималната си маса – на върха на AGB масата му е около 0.6 \mathcal{M}_{\odot} . Изхвърлената обвивка се разширява в пространството като *планетарна мъглявина*, а оголеното ядро постепенно се превръща в бяло джудже. Характерните времена на отделните еволюционни стадии за звезда с една слънчева маса са приведени в Таблица 19.2.

Таблица 19.1: Продължителност на еволюционните стадии на звезда с маса 1 \mathcal{M}_{\odot} . По данни на Vassiliadis & Wood (1993).

Стадий	τ [yr]
ГП	9×10^9
Субгигант	3×10^9
RGB	3×10^9
Red Clump	1×10^8
AGB	$\sim 5\times 10^6$
Планетарна мъглявина	$\sim 1\times 10^5$
Бяло джудже (охлаждане)	$> 8 \times 10^9$

19.3 Еволюция след ГП: Масивни звезди

Всички масивни ГП звезди с маса $\geq 3 M_{\odot}$ имат добре развити конвективни околоядрени области и благодарение на смесването ядрото остава хомогенно до определен стадий на еволюция. С изчерпването на водородното гориво, то се свива и става по-горещо. Но за разлика от звездите с малка маса, тук не се стига до израждане поради значително помалката средна плътност – преходът към запалване на хелия е плавен. Последното се осъществява в зоната на Хаяши; температурата в основата на слоевия Н източник е твърде висока за удържане на равновесие – обвивката се разширява и охлажда, а звездата се превръща в червен свръхгигант. Развитието на слоевите източници обуславя "възли" в еволюционния трек на звездата при почти постоянна светимост. За особено масивни звезди с $\geq 20 M_{\odot}$ такива възли липсват и звездата достига зоната към края на стадия на горене на Не в ядрото. Поради стръмния температурен градиент във външните зони критерият за конвекция се изпълнява и се развива конвективна зона, която се спуска в дълбочина.

Вече обърнахме внимание, че при звезди от III клас светимост и нагоре налягането на лъчението е значително, а под определена, силно зависима от температурата, критична плътност – преобладава (17.7). Затова едно коректно описание на еволюцията на масивните звезди след ГП стадия трябва да отчита загубите на маса поради звезден вятър. Той възниква най-вече при поглъщане на UV фотони от оптично дебелите въшни атмосферни слоеве чрез резонансни преходи в атомите на Fe, C, O, Si. Погълнатата енергия на лъчението се разпределя между газовите частици и голяма част от тях изтича от звездата. Наблюденията на О и В звезди сочат скорости на вятъра до 4000 km/s и загуби на маса до $5 \times 10^{-5} \mathcal{M}_{\odot}/yr$. С отчитане на загубите на маса еволюционните трекове на масивните звезди са почти хоризонтални: светимостта им почти не се променя, въпреки промените във вътрешния строеж. Звезди с над 40 \mathcal{M}_{\odot} изобщо не достигат зоната на Хаящи и остават в синята част на HR диаграма, без да се превърнат в червени свръхгиганти. При маси

¹ За да се отличи от "нормалните" звездни ветрове.

над $25 \mathcal{M}_{\odot}$ и при висока металичност Z, звездата губи обвивката си още във фазата на горене на водорода. Това са т.нар. *звезди на Волф-Райе* (Wolf-Rayet) с широки емисионни линии в техните спектри и аномални количества С или N.

Накрая въглеродното ядро се свива и при маси $\leq 10 \ \mathcal{M}_{\odot}$ се изражда. Когато температурата в него се повиши до $T \sim 6 \times 10^8$ K, израждането се снема и въглеродът се запалва експлозивно. (При по-масивни звезди няма израждане и запалването е спокойно.) За такива маси особено съществени са неутринните загуби поради позитрон-електронна анихилация ($e^+ e^- \rightarrow \nu \tilde{\nu}$), които могат да надминат дори оптичната светимост! Този механизъм на охлаждане е много мощен и съкращава следващите фази от термоядрената еволюция. Ядрените характерни времена за типична масивна звезда са приведени в Таблица 19.3.

Горене в ядрото на:	au [yr]	Крайна маса на ядрото [\mathcal{M}_{\odot}]
Водород	10×10^6	10
Хелий	1×10^6	6
Въглерод	4×10^2	5
Кислород	1	2
Силиций	10^{-4}	1.5

Таблица 19.2: Ядрени характерни времена на звезда с маса $20 \mathcal{M}_{\odot}$. По данни на Heger & Langer (2000).

Глава 20

Звездна астрофизика VI: Променливи звезди

20.1 Обща класификация на променливите звезди

Феноменът "променливи звезди" е свързан с характерни етапи от звездната еволюция. В общия случай, моделирането на вътрешния строеж на една звезда се осъществява при предположения за хидростатично и енергийно равновесие във всеки елементарен слой. Когато едното или двете условия се нарушава за характерно време, значително по-малко от еволюционното, протичат различни нестационарни процеси и звездата се нарича *нестационарна*. Ако нестационарните процеси се отразяват само на промени в спектъра, говорим за *спектрално-променливи* звезди, а когато са налице промени във видимия блясък (Δm) - просто за **променливи звезди**. Променливите се обозначават с главни букви от латинската азбука: R, S, T, ..., Z, RR, RS, ..., SS, ST, ..., ZZ, AA, ..., AZ, QQ, ..., QZ и евентуално V335, V336 и т.н., допълнени от латинското наименование на съзвездието, в което се намира обектът.

В зависимост от причините за измененията, променливите се делят на две основни групи:

- *Несобствено променливи* двойни звезди, чийто блясък се променя при пресичане на лъча на зрение от едната или от другата звезда.
 - Затъмнителни променливи: двойни звезди, чийто блясък се променя при пресичане на лъча на зрение от едната или от другата звезда.
 - Ротационно-променливи: променливостта се дължи на ефекти от околоосното въртене на звездата: пресичане на полезрението от големи тъмни петна или от по-ярки петна около полюсите на магнитно пекулярни звезди, елипсоидна форма на звездата и породените от нея вариации в потока.
- Физически променливи
 - Пулсиращи променливи: периодични изменения в определени зони, обуславящи трептения на слоеве (пулсации) около някакво равновесно положение.
 - Еруптивни променливи: нарушаване на хидростатичното равновесие във външни слоеве, водещи до изхвърляне на вещество.
 - Катаклизмични променливи: окончателни (свръхнови) или нерегулярни (нови) катаклизми, водещи до резки промени на фундаменталните параметри на звездата.

20.2 Пулсиращи звезди и механизъм на пулсации

При попадане в т.нар. Ивица на неустойчивост върху НR диаграма, звездата изпитва радиални пулсации. Тогава уравнението за хидростатично равновесие (17.15) се модифицира с инерциален член:

$$\frac{\partial P}{\partial r} = -G\frac{\mathcal{M}\rho}{r^2} - \rho\frac{\partial^2 r}{\partial t^2}$$
(20.1)

Да предположим, че сме получили стационарно (но не задължително устойчиво) решение на уравненията на звездния строеж и изследваме ефекта на малка пертурбация във времето, която е еднаква за всеки радиус:

$$r_0 \to r(t) = r_0(1 + \Delta(t))$$

От условието за запазване на масата в движещия се слой имаме:

$$\rho 4\pi r^2 \partial r = \rho_0 4\pi r_0^2 \partial r_0 \quad \to \quad \rho = \rho_0 (1+\Delta)^{-3} \quad ,$$

а от предположението за адиабатичност на пулсациите:

$$P = P_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma} \Longrightarrow P = P_0 (1 + \Delta)^{-3\gamma}$$

С пренебрегване на членове от втори порядък за Δ ($\Delta \ll 1$) получаваме релациите:

$$\rho = \rho_0(1 - 3\Delta)$$
, $P = P_0(1 - 3\gamma\Delta)$, $r^{-2} = r_0^{-2}(1 - 2\Delta)$

След заместване в (20.1), пренебрегване на всички членове от втори порядък и съкращаване на членовете, удовлетворяващи уравнението за хидростатично равновесие, стигаме до:

$$\frac{G\mathcal{M}_{r_0}}{r_0^3} \left(4 - 3\gamma\right) \Delta = \frac{\partial^2 \Delta}{\partial t^2}$$

За повърхностен слой от звездата $r_0 = R$, а $\bar{\rho} = \mathcal{M}/(4/3)\pi R^3$. Получаваме хомогенно диференциално уравнение за $\Delta(t)$, което се решава със стандартно полагане $\Delta(t) = \Delta_0 \exp(i\omega t)$:

$$\frac{\partial^2 \Delta}{\partial t^2} + (3\gamma - 4) \frac{3G\bar{\rho}}{4\pi} \Delta = 0$$

Тогава честотата и периодът на пулсациите съответно са:

$$\omega^2 = (3\gamma - 4) \frac{3G\bar{\rho}}{4\pi}$$
$$\Pi \propto (G\bar{\rho})^{-1/2} \tag{20.2}$$

Ивицата на неустойчивост върху HR диаграма е с голям наклон, т.е. това са звезди с приблизително еднаква $T_{\rm eff}$ и, следователно, за светимостите им е изпълнено съотношението $L \propto R^2$ (Фиг. 20.1). Светимостите в ивицата варират в границите на три порядъка, а радиусите – около 30 пъти. За сметка на това масите се изменят едва около 10 пъти ($L \propto \mathcal{M}^3$). Тогава:

$$\Pi \propto \mathcal{M}^{-1/2} R^{3/2} \propto R^{3/2} \propto L^{3/4}$$



Фигура 20.1: Ивица на неустойчивост върху HR диаграма.

Ако преминем към абсолютни звездни величини с използване на (7.6), получаваме известното **съотношение "период-светимост"**, като стойността на коефициентите е уточнена след дългогодишни и многобройни наблюдения:

$$M \approx -3 \, \lg \Pi + \text{const}$$

 $M_V \approx -2.7 \, \lg \Pi_{\text{days}} - 1.6$ (20.3)

Това съотношение е особено стриктно изпълнено и калибрирано при дългопериодичните променливи ($\Pi = 1 \div 70^{d}$) от тип δ Сер, наричани още *класически цефеиди*. Това превръща цефеидите в един от най-важните и точни индикатори на разстоянието в близката Вселена. Високата им светимост $M_V > -6^m$ позволява определянето на разстояния по цефеиди до ~ 20 Мрс.

Макар че получихме точна зависимост въз основа на прости предположения, не можем да очакваме, че предположението за адиабатичност на пулсациите ще се изпълнява точно. При компресията на един слой част от топлината все пак се губи чрез лъчението, което обуславя намаляване на налягането, необходимо за поддържане на пулсациите. Така пулсациите могат да се окажат потиснати и, наистина, такива не се наблюдават при мнозинството звезди. Необходим е механизъм за привнасяне на енергия в слоя в подходящия момент. Такъв може да бъде периодичното запалване на термоядрени реакции в слоя, задвижващ пулсациите (" ϵ -механизъм"). Но тъй като пулсациите като правило не проникват дълбоко в звездата, такъв механизъм в повечето случаи е неефективен.

Подходящ механизъм се реализира именно в Ивицата на неустойчивост. Той е свързан с факта, че Роселандовото средно на непрозрачността $\hat{\kappa}$ рязко се променя в зоната на преход от двукратно към еднократно йонизиран Не, при $T \leq 10^{4.5}$ (Фиг. 20.2). При нарушаване на хидростатичното равновесие и свиване на звездата плътността расте, но температурата в

¹ Открито от Хенриета Ливит през 1917 г. и използвано от Едуин Хъбъл през 1925 г., за да покаже, че мъглявината Андромеда всъщност е друга галактика.

зоната не се променя съществено, тъй като част от отделената енергия се изразходва за йонизиране на He⁺. Така $\hat{\kappa}$ зависи предимно от плътността и съответно нараства драстично. което води до задържане на енергия в слоя. Съответно намаляват радиусът и ефективната температура на звездата. Свиването ѝ продължава, докато температурата в зоната на йонизация на Не нарасне достатъчно, че да се стигне до намаляване на непрозрачността и натрупаната енергия започва да се изсветва, със съответно нарастване на светимостта. По този начин зоната на йонизация на хелия служи като своеобразна "клапа" за регулиране на подаването на енергия, подобна на клапите в двигатели с вътрешно горене. Поради водещата роля на непрозрачността κ , този механизъм на поддържането им се нарича "к-механизъм". Процесът продължава циклично, а решаващо значение за неговото поддържане има дълбочината на зоната на йонизация на хелия. При звезди с ниска T_{eff}, тя е разположена твърде дълбоко и генерираните в нея пулсации затихват в повърхностните области от звездата, където к-механизмът е неефективен. Ако пък зоната се намира твърде близо до повърхността (горещи звезди), приближението за адиабатност вече не е приложимо и тя не допринася за възбуждането на пулсации. Тези съображения обясняват защо Ивицата на неустойчивост се определя от доста тесен диапазон от T_{eff}. При звезди, попаднали в нея по своя еволюционен трек, всяка малка пертурбация предизвиква появата на пулсации.



Фигура 20.2: Коефициент на непрозрачност $\hat{\kappa}$ като функция на температурата за различни плътности (в единици lg ρ (g/cm³)) и слънчев химичен състав. По Iglesias & Rogers (1996)

Глава 21

Звездна астрофизика VII: Последни стадии на звездна еволюция

Както вече видяхме, по-късните еволюционни стадии са почти винаги придружени от сериозни загуби на маса: при маломасивните звезди чрез термични пулсации, а при масивните – чрез мощни звездни ветрове и, впоследствие, често чрез избухване на свръхнова. По този начин голяма част от масата \mathcal{M}_{ZAMS} , която звездата има върху НГП, се изхвърля в междузвездното пространство. Крайната съдба на звездата, при маса \mathcal{M}_{final} се определя от следните условия:

 $\mathcal{M}_{ZAMS} \leq 8\mathcal{M}_{\odot} \rightarrow \mathcal{M}_{final} \leq 1.4\mathcal{M}_{\odot}$ (бяло джудже) $\mathcal{M}_{ZAMS} \geq 8\mathcal{M}_{\odot} \rightarrow \mathcal{M}_{final} \leq 2.8\mathcal{M}_{\odot}$ (неутронна звезда) $\mathcal{M}_{final} \geq 2.8\mathcal{M}_{\odot}$ (черна дупка)

Тези условия могат да претърпят съществени модификации, ако звездата е част от двойна система, позволяваща обмен на маса. Както се вижда, при $\mathcal{M}_{\text{final}} \leq 3\mathcal{M}_{\odot}$ и независимо от началната маса, се постига равновесие и звездата избягва пълния колапс. Това става благодарение на израждането на електронния газ и затова тези обекти се наричат изродени звездни конфигурации. Ще ги разгледаме накратко.

21.1 Изродени звездни конфигурации

21.1.1 Бели джуджета

Общи сведения

Белите джуджета (white dwarfs; WDs) са вторите по разпространеност звезди в Галактиката, след тези от Главната последователност. Те представляват последния еволюционен стадий на около 97 % от звездите; всички звезди с начални маси под ~ 8 \mathcal{M}_{\odot} ще се превърнат в WDs, след изхвърляне на обвивката като планетарна мъглявина. Понастоящем са само известни няколко хиляди бели джуджета – всичките на близки разстояния (до няколкостотин pc), което е обяснимо предвид изключително ниската им светимост: $M_{\rm bol} \sim 7^m \div 15^m$. Същевременно техните спектрални класове (B-F) свидетелстват за високи $T_{\rm eff}$, което означава малки размери на тези обекти. Масите на WDs обаче са сравними със слънчевата. Например, звездата Sirius B, една от първите две открити бели джуджета, има маса 1.05 \mathcal{M}_{\odot} , радиус 0.0084 R_{\odot} и ефективна температура ~ 25 000 K. При такава маса и планетни размери плътността е изключително висока: 2.5×10^6 g/cm³. Оттук може да се пресметне, при предположение за чисто въглеродно ядро, че средното разстояния между два йона C¹¹⁺ е 4 пъти по-малко от Боровия им радиус – т.е. веществото е изцяло йонизирано поради високото налягане. Бялото джудже излъчва тъкмо за сметка на топлинната енергия на йонизираното вещество.

Компактността на белите джуджета обуславя голямо гравитационното ускорение във фотосферата и съответно нищожната и́ дебелина: от порядъка на метри. Спектрите им силно се различават от тези на ГП звездите. Характеризират се с много разширени абсорбционни линии и говорят за необичаен химичен състав: чисто водородни или хелиеви атмосфери с доста ниско съдържание на останалите елементи. Силната поляризация на излъчването и наблюдаваното Зееманово разцепване на линиите показват, че белите джуджета имат силни магнитни полета: $10^6 \div 10^8$ Gs.

Съпоставянето на електронната плътност в недрата на WDs с квантовата плътност при определените $T_{\rm eff}$ (срв. формула 4.3) показва, че класическият режим е неприложим – необходимо ни е квантовомеханично описание. От друга страна, *ансамбълът от йони* все още може да се разглежда като идеален газ.

Уравнение на състоянието на изроден електронен газ

Това уравнение може да се изведе отново от израза за голям каноничен ансамбъл (вж. формула 4.2). Отчитаме, че електроните са фермиони, със спин-фактор $\alpha = 2$ (описващ две възможни направления на спина), и приемаме изотропно разпределение по импулси. Тогава по аналогичен начин може да се изведе разпределението им по импулси в сферични координати и на единица обем:

$$dn(p) = \frac{1}{\exp(-\eta + E(p)/kT) + 1} \frac{8\pi}{h^3} p^2 dp , \qquad (21.1)$$

а чрез интегриране по всички координати за сумарния поток на импулса (електронното налягане) съответно се получав:

$$P_{e} = \int_{4\pi} \int_{0}^{\infty} \frac{8\pi p^{3}}{h^{3}} \frac{1}{\exp(-\eta + E(p)/kT) + 1} \cos^{2}\theta v(p) dp d\left(\frac{d\omega}{4\pi}\right)$$
$$= \frac{4\pi}{3h^{3}} \int_{0}^{\infty} \frac{p^{3}}{\exp(-\eta + E(p)/kT) + 1} v(p) dp = \frac{4\pi}{3h^{3}} \int_{0}^{\infty} p^{3}v(p) f(E) dp \quad , \qquad (21.2)$$

където v(p) и E(p) са (в общия случай) релативистични изрази за скоростта и енергията на електрона в интервал по импулси (p, p + dp), а η отразява степента на израждане на газа. Формулата няма аналитично решение за разнообразните физически условия в бялото джудже. Възможни са решения в крайни случаи, които могат да бъдат разширени с известни уговорки.

Силната гравитационна компресия на ядрото на бялото джудже води до пълно израждане на електронния газ: всички квантови състояния под определена гранична стойност на импулса p_f се оказват заети. Съответната гранична енергия $\varepsilon_f \propto n^{2/3}$ се нарича *енергия на Ферми*. Това води до доста различно разпределение по скорости – немалка част от електроните имат скорости, значително над средноквадратичната¹.

В действителност, недрата на едно бяло джудже съдържат частично изроден газ, а хидростатичното равновесие се поддържа от налягането на изроден газ, с малък принос от топлинното налягане. В първо приближение обаче можем да приемем, че газът е напълно

¹ Дори при T = 0 К ще има високоскоростни електрони!

изроден. Тогава разпределението по енергии се опростява силно:

$$f(E) = \frac{1}{\exp(-\eta + E(p)/kT) + 1} = 1 , \quad E \le \varepsilon_f$$

$$f(E) = 0 , \qquad \qquad E > \varepsilon_f , \qquad (21.3)$$

а изразът за електронното налягане (ур. 21.2) добива вида:

$$P_e = \frac{4\pi}{3h^3} \int_0^{p_f} p^3 v(p) \,\mathrm{d}p$$

като v(p) трябва да изразим с използване на релативистичната формула за импулса $p = \gamma m v$. Получава се сложен израз за налягането като функция от т.нар. *релативистичен параметър* $x \equiv p_f/(m_e c)$, който е мярка за импулса на електроните на най-високо енергийно ниво. От друга страна, чрез интегриране на ур. (21.1) в граници от 0 до p_f можем да пресметнем и концентрацията на изродения електронен газ като функция на x. С комбиниране на двата резултата се стига до уравнение на състоянието P = P(n) на напълно изродения електронен в двата гранични случая на нерелативистично $(x \to 0)$ и на релативистично $(x \to \infty)$ израждане:

• Нерелативистично израждане:

$$P_e = \frac{1}{40} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{2/3} \frac{h^2}{m_e} n_e^{5/3}$$
(21.4)

• Релативистично израждане:

$$P_e = \frac{1}{16} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} hc \, n_e^{4/3} \tag{21.5}$$

Така се оказва, че налягането на изродения електронен газ не зависи от температурата и химичния състав, а единствено от плътността.

Съотношение "маса - радиус"

Като заместим оценките за централните налягане P_c (17.5) и плътност ρ_c (17.2) в полученото уравнение на състоянието за нерелативистичен изроден газ стигаме до следното стотношение маса-радиус за бялото джудже:

$$\rho_c^{5/3} \propto n_c^{5/3} \propto \frac{\mathcal{M}^{5/3}}{R^5} \propto \frac{\mathcal{M}^2}{R^4} \implies$$

$$R \propto \mathcal{M}^{-1/3} \qquad (21.6)$$

Така, за разлика от ГП звездите, белите джуджета се подчиняват на съвсем друго съотношение "маса - радиус" – по-масивните от тях са по-компактни. На този еволюционен стадий те вече не губят маса, а се охлаждат, като излъчват за сметка на топлинната енергия на йоните. Поради постоянната си маса, белите джуджета се охлаждат по линии на постоянен радиус върху HR диаграма (Фиг. 21.1). Основният механизъм на пренос на енергия от недрата към повърхността им е *топлопроводността на изродените електрони*. Процесът на охлаждане е доста бавен: оценките сочат характерно време > 8 × 10⁹ години за бяло джудже с една слънчева маса. Това превръща белите джуджета в добър показател за историята на звездообразуването в Галактиката.



Фигура 21.1: Линии на белите джуджета на HR диаграма, съпоставени с наличните наблюдателни данни.

Зависимостта на ε_F от концентрацията показва, че при по-нататъшно нарастване на плътността $\varepsilon_F \ge m_e c^2$ и трябва да прибегнем към релативистичното уравнение на състоянието. Отново с използване на връзките P_c (17.5) и плътност ρ_c (17.2), можем да потърсим съотношение "маса-радиус" за релативистично изроден електронен газ:

$$\rho_c^{4/3} \propto n_c^{4/3} \propto \frac{\mathcal{M}^{4/3}}{R^4} \propto \frac{\mathcal{M}^2}{R^4}$$

Зависимостите от радиуса се съкращават, което означава съществуването на единствена маса на напълно изродени релативистични WDs, над която е невъзможно поддържането на хидростатично равновесие. Тя е пресметната през 1939 г. от Чандрасекар (Chandrasekhar) и е наречена в негова чест *маса на Чандрасекар*:

$$\mathcal{M}_{\rm Ch} = \frac{5.75}{\bar{\mu}^2} \mathcal{M}_{\odot} , \qquad (21.7)$$

което дава 1.44 \mathcal{M}_{\odot} за чисто въглеродно звездно ядро, преобразувано в бяло джудже. При по-големи маси устойчива конфигурация е невъзможна; бялото джудже колапсира и **избухва свръхнова от тип Ia** (SN Ia). Такива маси могат да се постигнат: а) ако звездата е член на тясна двойна система и акрецира вещество от спътника си; или б) при сливане на две бели джуджета. Колапсът води до експлозивни реакции на термоядрен синтез и около 50 % от масата се превръща в желязо. Свръхновите от тип SN Ia са найважният източник на желязо в една галактика! Съотношението "маса-радиус" при белите джуджета е онагледено на Фиг. 21.2.



Фигура 21.2: Съотношение "маса-радиус" при белите джуджета. С вертикална пунктирна линия е обозначена масата на Чандрасекар \mathcal{M}_{Ch} .

21.1.2 Неутронни звезди

Неутронната звезда (neutron star; NS) е последен стадий на еволюция на звезда с начална маса между 8 и ~ 30 \mathcal{M}_{\odot} . След изгарянето на Si в ядрото, предшественикът на NS е изчерпал всичките си термоядрени източници на енергия в желязното ядро. Неутринните загуби водят до свиване и повишаване на температурата, което обуславя още по-големи неутринни загуби. Върху компактното ядро продължава да се трупа вещество от горящ слоев източник и масата му надминава $\mathcal{M}_{\rm Ch}$. Освен това, обратният β -разпад ($p + e^- \rightarrow n + \nu_e$) става енергийно изгоден и повишаващ ентропията. Така се стига до прогресивна неутронизация, която обуславя още по-голямо спадане на налягането. При $T \sim 10^{11}$ K фотоните имат толкова високи енергии, че са в състояние да дезинтегрират ядрата на Fe и He. Тези реакции са ендотермични, налягането пада драматично и ядрото колапсира в свободно падане. При плътности $\simeq 10^{12}$ g/cm³ неутронизацията е пълна, а при $\rho \sim 10^{14}$ g/cm³ се достигат ядрени плътности и степента на компресия е практически безкрайна.

Описанието на изроденото вещество в неутронните звезди е значително по-сложно, отколкото при белите джуджета. При плътности от порядъка на ядрените и при гравитационно поле на повърхността около 2 × 10¹¹ пъти по-силно от земното, трябва да се отчитат както ядрените сили, така и гравитационни релативистични ефекти. Допълнителното усложение произхожда от неяснотата какви частици, освен неутрони и протони, дават принос към уравнението на състоянието. То задава свободни параметри на модела, водещ до различни уравнения на състоянието на NS от общ вид:

$$P_n \propto \rho^{\alpha}$$
, $1 < \alpha(\rho) \lesssim 3$

Някои от тези уравнения са онагледени на Фиг. 21.3 (вляво). Както и при белите джуджета, при неутронните звезди съществува аналогична зависимост "маса-радиус" (Фиг. 21.3, вдясно). Радиусите съответно варират от 16 km (около минималните маси) до ~ 8 km (около максималните маси). С отчитане на някои ефекти на ОТО и на уравнението на състоянието при свръхядрени плътности се определя максималната маса за една неутронна звезда, наречена граница на Толман-Опенхаймер-Волков (Tolman-OppenheimerVolkov) \mathcal{M}_{TOV} . Тази граница е преоценявана неколкократно. Пресмятанията в по-ранни теоретични разработки дава ~ 2.8 – 3 \mathcal{M}_{\odot} , което съответства на начална маса на звездата-предшественик 15–20 \mathcal{M}_{\odot} . Регистрирането на сигнала от гравитационни вълни GW170817, възникнал при сливане на две неутронни звезди, води до оценка ~ 2.17 \mathcal{M}_{\odot} . Други оценки, получени въз основа на наблюдения на двойни обекти, са в сравнително тесните граници между 2.15 и 2.30 \mathcal{M}_{\odot} . Понастоящем са известни десетина NS с маси под 2.3 \mathcal{M}_{\odot} и само три – с маси между 2.4 и 2.74 \mathcal{M}_{\odot} .



Фигура 21.3: Неутронни звезди: уравнения на състоянието (вляво) и съотношение "маса-радиус" (вдясно). (Заимствано от Lattimer & Prakash 2001.)

При колапса на остатъчното звездно ядро радиусът намалява около 100 пъти и по закона за запазване на момента на импулса и на магнитния момент скоростта на околоосно въртене и магнитното поле на новообразувалата се неутронна звезда силно нарастват. Това е доказано наблюдателно чрез откриването на пулсарите от Хюиш (Hewish) и сътрудници през 1967 година – тези неутронни звезди имат периоди от порядъка на секунда, а в някои случаи и под 100 ms. "Пулсациите" се обясняват с предимно синхротронно излъчване на ускорени електрони около магнитните полюси на NS, наблюдавано когато последните са отместени спрямо ротационните полюси. Все пак магнитните и центробежните сили не влияят съществено на общата структура на пулсарите, а играят роля в различните процеси на енергийни загуби.

След образуването си неутронните звезди остават вероятно за дълго горещи ($T_{\rm eff} > 10^6$ K за ~ 10^4 K), което се потвърждава от рентгенови наблюдения на останки от свръхнови. Съществуват различни модели за вътрешния строеж на неутронните звезди, различаващи се по-скоро в детайлите. Техни наблюдателни тестове са т.нар. *астросеизмологични изследвания* на наблюдаемите спектри. В центъра на неутронната звезда стои вътрешно ядро с радиус до 3 km, състоящо се вероятно от кварк-глюонна плазма. По-голямата част от обема се пада на външното ядро ($R \approx 9$ km) от изроден неутронен флуид, с малки примеси на електрони и протони. Над него е разположена вътрешната кора от електрони и протони, обогатена с неутронен флуид. Повърхността е покрита от тънка (~ 300 - 500 m) външна кора от кристализирало ⁵⁶Fe и изродени електрони.

наклонът е положителен.

* * *



Фигура 21.4: Диаграма "централна плътност - маса" за изродени конфигурации. Със стрелка е показана областта на неутронните звезди, които биха могли да се превърнат в черни дупки при акреция на маса. (Заимствано от A. Saakian, *The Physics of Neutron Stars*, Moscow 1998.)

21.2 Свръхнови

И така, избухванията на свръхнови от тип SN Ia се предизвикват от акреция на вещество върху бяло джудже от звезда-спътник (джудже или червен гигант) или от сливане на бели джуджета. Първите индикации за това идват от наблюдателни обзори, сочещи че такива обекти са засечени само в елиптични галактики, със стари (>1 Gyr) звездни населения. Това насочва търсенето на предшественици на SN Ia към населенията на звезди с малка маса. Кривата на блясък на SN Ia има следните характерни особености: a) стръмна възходяща част преди експлозията (~ 18^{d} , скорост на нарастване: $0^{m}5/d$); б) първоначален спад с около 3^m със скорост, корелираща с максималния блясък; в) сравнително плоска опашка, с много бавно спадане на блясъка. Експлозията на бялото джудже в двойната система настъпва, когато масата му надмине \mathcal{M}_{Ch} . Налягането на изродения електронен газ повече не е в състояние да поддържа хидростатичното равновесие, звездата се свива и въглеродът се запалва при изродено състояние на веществото, т.е. с повишаване на температурата, но не и на налягането. Това води до експлозивно изгаряне на голяма част от веществото за много кратко време, а огромното енергоотделяне обуславя разрушаването на звездата. За протичането на такъв бърз термоядрен синтез при SN Ia вече са налице солидни наблюдателни свидетелства: наличието на линии на продукти от горенето на С (O, Si, S, Ca), появата на линии на елементи от Fe групата на по-късен етап и сегрегацията им в по-разредените зони.

Останалите типове свръхнови са свързани с колапс на ядрата на масивни звезди (corecollapse SNe) и превръщането им в неутронни. Класификацията им по основен тип (обозначаван с латинска цифра) се определя от кривата на блясъка, а по подтип е въз основа на спектрални особености: на първо място, според наличието на водородни линии от Балмеровата серия. При тип I Балмерови линии липсват и преобладават линии на метали с големи еквивалентни ширини. При тип II Балмеровата серия е представена в емисия, а доста профили съчетават емисионна и абсорбционна компонента (т.нар. *профили P Cygni*). Тези разлики се обясняват с разликите в масата на звездата-предшественик. Ако по време на избухването тя все още притежава богата на водород обвивка, свръхновата е от тип SN II. Ако предшественикът е Волф-Райе звезда (без водородна обвивка), обектът се класифицира като тип SN Ib,с.

Характерните криви на блясък на двата основни типа свръхнови са показани на Фиг. 21.5. При тип II-Р блясъкът спада отначало плавно, достига се платообразен участък, а след него се наблюдава рязък, но не драстичен спад, последван отново от постепенно и много бавно намаляване на блясъка. Например свръхновата от 1054 г. се е виждала през деня цял месец, а с просто око – около 2 години. Тип II-L се характеризира с доста по-стремителен първоначален спад на блясъка, а после кривата преминава в дълъг линеен участък.



Фигура 21.5: Характерни криви на блясък на свръхнови от I и II тип. Нормировката е спрямо деня и звездната величина на максимума. По Doggett & Branch (1985).

Предшественици на SN II са масивни звезди с $\mathcal{M}_{\rm ZAMS} > 8 \mathcal{M}_{\odot}$. В последния стадий на термоядрената си еволюция те притежават желязно ядро, обкръжено от богати на по-леки елементи слоеве. Ядрото постепенно се свива и се достига висока степен на израждане. Поради този факт T нараства неограничено и достига стойности, достатъчни за фотодезинтеграция на ядрата на желязото: ⁵⁶Fe $\rightarrow 13^{4}$ He + 4 n – 100 MeV. Реакцията е силно ендотермична и обуславя колапс в режим на свободно падане – той трае милисекунди! Външното вещество продължава да пада върху звездното ядро, което се нагрява още повече, докато започне фотодезинтеграция на хелиевите ядра: ⁴He $\rightarrow 2p + 2n - 25$ MeV. При по-нататъшно нарастване на плътността става възможна слабото взаимодействие, наречено *електронно прихващане*: $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$. Така се стига до бърза неутронизация на веществото при плътности 10¹⁵ g/cm³. Падащото върху нововъзникналана неутронна

звезда вещество се компресира ударно и се нагрява мощно, което довежда до експлозивно разширяване на обвивката. През външните слоеве се разпространява ударната вълна и настъпва същинското избухване на свръхнова. Светимостта на звездата нараства с 8 порядъка и достига $10^{10} L_{\odot}$, което я прави сравнима с интегралната светимост на цяла галактика. И все пак, тази светимост представлява едва 1 % от пълната отделена енергия. Огромният дял се пада на енергията, отнесена от неутриното в продължение на едва една секунда. Неутринната светимост на една свръхнова в тази секунда се равнява на сумарната оптична светимост на всички звезди във видимата част на Вселената!

21.3 Черни дупки

Последните десетилетия донесоха първите преки и убедителни наблюдателни потвърждения за съществуването на черни дупки (BH). Според своята маса, тези обекти са разделени на три групи: черни дупки от звезден произход (с маса до 20 \mathcal{M}_{\odot} и радиуси около 30 km), черни дупки с междинна маса (~ $10^3 \mathcal{M}_{\odot}$ и радиуси 10^3 km; IMBH) и свръхмасивни черни дупки ($10^5 - 10^{10} \mathcal{M}_{\odot}$ и радиуси от 10^{-3} до 400 AU; SMBH). (Въведено е и понятието *микроскопична черна дупка*, обозначаващо хипотетични обекти с маса до няколко лунни маси, които са възникнали в ранната Вселена и са източници на т.нар. "лъчение на Хокинг".) Черни дупки от звезден произход са открити като компактни обекти в рентгенови двойни системи, с маси между 4 и 18 \mathcal{M}_{\odot} . Съществуването на SMBH беше доказано от наблюдения на галактични ядра: косвено, чрез орбиталните елементи на близки звездиспътници, или пряко, чрез детектиране на "сянката" на черната дупка от телескопичната мрежа ЕНТ. Развитието на гравитационно-вълновата астрономия със сигурност ще добави нов канал за наблюдения на черни дупки в двойни системи, които са в процес на сливане; това показва анализът на първата детекция на гравитационни вълни от LIGO на 14 септември 2015 г.

По дефиниция, черната дупка е област от пространството, в която параболичната скорост надминава светлинната. Равенството между двете се постига върху сфера с т.нар. *радиус на Шварцшилд*:

$$r_S = \frac{2GM}{c^2} \approx 2.95 \frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_{\odot}} \quad , \tag{21.8}$$

която се нарича още хоризонт на събитията на черната дупка. Центърът на сферата на Шварцшилд се нарича сингулярност и представлява точка с безкрайна кривина на пространство-времето. Общата теория на относителността (ОТО) предсказва, че найвътрешната устойчива орбита на тяло около черната дупка е с радиус $3r_S$; тела, долитаци от безкрайност до точка под повърхността на тази сфера неминуемо падат върху черната дупка. В зависимост от разстоянието има и конкретен критичен ъгъл, под който трябва да бъде насочена скоростта на тялото, за да избегне падането.

Светлината, излъчена на разстояние *r* от центъра на черната дупка, претърпява гравитационно червено отместване:

$$\lambda' = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \frac{r_S}{r}}} \quad ,$$

а връзката между интервала време $d\tau$, измерен на това разстояние, и измерения на безкрайност интервал време, е:

$$dt = \frac{d\tau}{\sqrt{1 - \frac{r_S}{r}}}$$

Това означава, че тела, намиращи се в близост до черната дупка, изпитват забавяне на времето. За далечен наблюдател тяхното падане ще става все по-бавно и те ще доближават хоризонта на събитията, но никога няма да го прекосят. Границата, от която все още е възможно да бъде излъчен фотон към отдалечения наблюдател, се дефинира като фотонна сфера; за невъртяща се черна дупка нейният радиус е $3r_S/2$.



Фигура 21.6: Строеж на въртяща се черна дупка. Обозначени са характерните повърхнини.

Ако черната дупка възниква при колапс на невъртящо се тяло, външното гравитационно поле е строго сферично-симетрично и е функция само на масата. В общия случай обаче, звездата-предшественик има околоосно въртене. През 1963 г. Рой Патрик Кър (Kerr) показва, че ОТО допуска точно решение, описващи въртяща се черна дупка с максимален интегрален ъглов момент $J_{\text{max}} = GM^2/c$. (Две години по-късно метриката на Кър е разширена за описание на въртяща се и заредена черна дупка – това е метриката на Кър е разширена за описание на въртяща се и заредена черна дупка – това е метриката на Кър-Нюмън /Kerr-Newman/.) Този обект е наречен в негова чест черна дупка на Кър и има вихрово гравитационно поле, което увлича в орбитално движение близки тела. Тя прихваща по-лесно тела, въртящи се в противоположна посока, и по-трудно – коротативни обекти. Решението за черна дупка с ъглов момент a = J/Mc води до следните характерни повърхнини:

• Външен и вътрешен хоризонт (където чисто радиалната, т.е. пространствено-подобна част на метриката $g_{rr} \to \infty$):

$$r_H^{\pm} = \frac{r_S \pm \sqrt{r_S^2 - 4a^2}}{2} \tag{21.9}$$

• Външна и вътрешна ергосфера (където време-подобната част на метриката g_{tt} сменя знака си):

$$r_E^{\pm} = \frac{r_S \pm \sqrt{r_S^2 - 4a^2 \cos^2 \theta}}{2} , \quad 0 \le \theta \le \pi$$
 (21.10)

Сингулярностите върху тези повърхнини са от координатен характер, т.е. зависят от избора на отправна система. Строежът на въртящата се черна дупка е онагледен на Фиг. 21.6. Точковата сингулярност от невъртящата се черна дупка се разтегля в пръстеновидна структура с нулева дебелина, но ненулев радиус. В т.нар. *ергосфера*, разположена между r_E^- и r_E^+ , $g_{tt} < 0$ и всяка частица, попаднала в нея, трябва да коротира с увеличена скорост заедно с черната дупка, за да запази време-подобния си характер. (Можем

да мислим този феномен като засукване на пространство-времето.) Във външната ергосфера, над хоризонта на събитията, тази придобита от частиците енергия може да бъде излъчена навън. Така черната дупка губи ротационна енергия посредством разсейване на електромагнитни вълни и раждане на двойки неутрино-антинеутрино – т.нар. *процес на Пенроуз*, предсказан от Нобеловия лауреат за 2020 г. през 1969 година. Въртящите се черни дупки са потенциални източници на мощно електромагнитно излъчване и могат да обяснят, например, избухванията на гама-лъчи.

Глава 22

Физика на междузвездната среда I: Компоненти

Под междузвездна среда (ISM) се разбира дифузното вещество в една галактика, което не е съсредоточено в звездите или в техни планетни системи. Пространственото разпределение на ISM обаче се определя от звездното население, тъй като на звездите се пада огромният дял от масата на галактиката и те определят интегралното гравитационно поле. В случая с Млечния път, дялът на ISM от масата на Галактичния диск е приблизително 10-15%. МС има няколко взаимодействащи си компоненти: междузвезден газ, прах, лъчение и магнитно поле, което пронизва останалите компоненти и им оказва силно влияние.

22.1 Междузвезден газ

Междузвездният газ е съсредоточен предимно в галактичните дискове. Той представлява основната компонента на ISM и затова под "компоненти на ISM" често се разбират само газовите фази:

- *Неутрален водород* (H I): отличава се съществено от другите компоненти по разпределението си в пространството. Н I-областите заемат по-голям обем от Галактиката, отколкото зоните на видимо звездообразуване, като обхващат диска и част от халото. Неутралният газ е разпределен относително хомогенно в диска, като в него са потопени по-хладни и сгъстени облаци, нерядко включващи сгъстявания с висока непрозрачност.
- Молекулен водород (H₂): Съсредоточен е предимно в облачни структури, където концентрацията варира в широки граници, но най-типичните стойности са $10^2 - 10^4$ cm⁻³. Анализът на наличните данни показва, че молекулярните облаци имат маси ~ $10^3 - 10^4 \mathcal{M}_{\odot}$, а най-големите от тях¹ – съответно ~ $10^4 - 10^6 \mathcal{M}_{\odot}$. Те са разположени предимно на малки галактични ширини, приблизително до галактоцентрични разстояния ~ 12 kpc. Интересна подгрупа на молекулярните облаци са т.нар. *тъмни инфрачервени облаци*, наблюдавани като силуети на фона на дифузно излъчване в MIR. Общият дял на атомния и молекулния водород от масата на ISM е около 60 %.
- Области от йонизиран водород (Н II области): Те обкръжават ярки звезди от спектрални класове О-ВЗ или млади звездни купове. Звездните източници имат достатъчно мощно UV излъчване в Лаймановия континуум. Типичните температури в Н II областите са 10⁴ ÷ 10⁵ K, а излъчването им е предимно във видимия диапазон

¹ Т.нар. "гигантски молекулярни облаци" (GMCs).

и най-вече в линията H_{α} . Яркостното им разпределение в Галактиката има максимална плътност в пръстена $4 < r_{\rm gc} < 8$ kpc. И в Млечния път, и в други галактики, Н II-областите очертават добре спиралната структура. На йонизирания газ се пада голяма част от обема на ISM, но едва около 10 % от масата на газа.

22.2 Междузвезден прах

Видимото почервеняване на светлината от звездите при преминаването ѝ през ISM и фактът, че този ефект ясно корелира с колонковата плътност на водорода, а не с разстоянието, говорят за наличието на допълнителна компонента на средата, обуславяща абсорбцията в широки честотни диапазони. Характерните особености на абсорбционната крива, например изпъкналостта на 217.5 nm, са като правило доста широки и следователно не могат да се дължат на поглъщането от атоми и отделни молекули. Освен това, измерените количества на елементи в локалната ISM показват, че някои от тях (например, Si и Fe) са значително по-малки, отколкото слънчевите. И най-сетне, декомпозираните спектри в MIR и FIR показват повсеместно наличие на непрекъснато, квазичернотелно излъчване, отново в добра корелация с колонковата плътност на водорода. Като вземем предвид всичко казано, налага се изводът, че освен газ в йонизирана, неутрална и молекулна форма, междузвездната среда има още една компонента, обикновено наричана *прах*.

Прахът е добре смесен с газа, при съотношение на средните плътности 1:100. Огромната част от него се съсредоточава в Галактичната равнина, където се проявява чрез поглъщане и разсейване на звездната светлина. Този ефект е особено голям, ако праховите частици са с типичен размер $a \approx 1 \,\mu\text{m}$ - сумарната площ на частици с обща маса от 1 g е достатъчна да покрие 1000 пъти сечение от 1 сm²! Ефективността на разсейването всъщност е още по-висока, защото при $a \gg \lambda$ пълното сечение нараства двойно поради дифракция по краищата. Екстинкцията е сложна функция на дължината на вълната (Фиг. 22.1), която може да се изрази чрез общата формула:

$$A_{\lambda} = K_0 + K_1 \lambda^{-\beta} , \qquad \beta = \beta(\alpha), \ \alpha = 2\pi a/\lambda$$
(22.1)

Средната екстинкция от газово-прахов облак е под 0.2^m на 15 pc, но при т.нар. глобули може да достигне до $1.5-5^m$. Глобулите (на Бок /Bok/) са относително малки ($d \simeq 0.5$ pc), но сгъстени ($\rho \sim 10^{-21}$ g/cm³) облаци, които се виждат като тъмни петна на фона на звездно поле. Те са най-малките и типични елементи на МС и имат маси 20-100 \mathcal{M}_{\odot} . Лишени от вътрешни източници на енергия, глобулите са сред най-хладните природни обекти: с температури от едва няколко келвина. Общоприетото схващане е, че те са ядра или фрагменти от колапсиращи протозвездни молекулярни облаци, но статутът им все още не е уточнен поради неизяснените ефекти от вътрешното им магнитно и турбулентно налягане.

По-голямата част от междузвездния прах произхожда от звезди в стадия на червените гиганти (RGB-звезди). Техните разширени атмосфери са обогатени със Si, O и C посредством мощните конвективни потоци. Ако звездата е въглеродна, оформя се гъст "покров" от карбонатни частици (графитни люспи или аморфни частички) със среден диаметър 0.01 μ m. При обогатени с кислород звезди се образуват силикатни частици (O+Si и други метали) с размер около 1 μ m. Под действие на лъчистото налягане, праховите ядра се движат навън, в зони с по-ниски температури, и по тях полепват допълнителни атоми H, O, C, N, S. Така възникват ледени "мантии" от воден лед, амоняк, метан и въглероден диоксид. Чрез разнообразни и сложни химични процеси в мантията се вграждат и други съединения като CO и H₂S. Въздействието на излъчването в UV от близки горещи звезди предизвиква реакции между химичните елементи в мантията и води до образуването на прости органични съединения.



Фигура 22.1: Закон за междузвездната екстинкция като функция от дължината на вълната. По Savage & Mathis (1979)

22.3 Радиационно поле

Химичното и термодинамичното състояние на газа в ISM се определят най-вече от взаимодействието на газа и праха с междузвездното радиационно поле (ISRF). Последното покрива пълния електромагнитен спектър, като в различни диапазони преобладават различни източници. ISRF в Слънчевата околност има шест компоненти: (1) Галактично синхротронно излъчване от релативистични електрони, (2) космически микровълнов фон (CMB), (3) инфрачервено и FIR емисия от нагрети от звездите прашинки, (4) свързаносвързани (bb), свързано-свободни (bf) и свободно-свободни (ff) преходи в йонизираната плазма² с $T \sim 10^4$ K, (5) излъчване на звездите и (6) рентгеново излъчване от горещата плазма ($T \sim 10^5 - 10^8$ K).

В микровълновия диапазон основен принос има космическият микровълнов фон (СМВ), излъчен в космологичната епоха на рекомбинация и претърпял червено отместване поради разширяването на Вселената. Спектърът на СМВ е много близък до този на абсолютно черно тяло с температура $T_{\rm CMB} = 2.73$ К. Тази температура е значително по-ниска от типичните температури на газа и праха в локалната ISM. Затова, въпреки високата плътност на енергията на СМВ, обменът на енергия между него и тези компоненти на средата не се отразява особено на температурата им. (В галактиките на голямо z обаче температурата рата и енергийната плътност на СМВ са доста по-високи; там то има голямо значение за регулирането на термодинамичната еволюция на газа и праха.) В инфрачервената област преобладава топлинното излъчване на междузвездния прах: около 2/3 от енергията му се падат на MIR и FIR ($\lambda > 50$ µm), с модифициран чернотелен спектър. Оставащата 1/3 най-вече се излъчва в последователност на отличителни максимуми на дължини на вълните $\lambda = 3.3$, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3, 12.7 µm. Последните съответства на вибрационни преходи на т.нар. *полициклични ароматни възлеводороди* (polycyclic aromatic hydrocarbons,

²Понякога това се нарича *небулярно лъчение*.

PAHs): големи органични молекули, съдържащи един или повече бензолови пръстени. В най-близката инфрачервена област, както и във видима и ултравиолетова светлина преобладава излъчването на звездите, като приносът на по-масивните звезди е значителен в ултравиолета.

Най-значимо въздействие върху междузвездния газ оказва радиационното поле в UV. Високоенергийните UV фотони причиняват фотойонизация и така влияят на химията и структурата на молекулярните облаци. Тъй като потенциалът на йонизация на водородния атом съответства на фотон с дължина на вълната от 912 Å, фотоните с енергии над тази граница (т.е. от Лаймановия континуум) бързо се абсорбират в MC и са в нищожни количества в зоните с неутрален водород. Ето защо само атоми с по-нисък йонизационен потенциал могат да бъдат йонизирани в неутралната среда. Такъв атом е например въглеродният: основен източник на електрони в неутралната среда. Освен фотойонизационни процеси, UV фотони обуславят и фотоелектричен ефект, отделяне на електрон от прахова частица. Освободените при двата типа процеси електрони получават част от излишната енергия на фотона, която предават чрез сблъсъци на газовите частици. Така фотойонизацията (в зоните с йонизиран газ) и фотоефектът (в зоните с неутрален газ) чрез UV-фотони са преобладаващ механизъм за нагряване на газа.

22.4 Космически лъчи

Това е традиционното наименование на релативистични протони и α -частици (~ 99 %) и малки количества електрони (~ 1 %). Можем ги разглеждаме като силно разреден релативистичен газ, чийто частици не си взаимодействат, а търпят редки удари с частиците от междузвездния газ или прах и изпитват влиянието на магнитните полета в ISM (с интензитет от порядъка на μ Gs). Енергиите варират в широк диапазон: от 100 MeV до над 1 TeV, като огромната част от космическите лъчи с най-високи енергии са свързани с магнитното поле на Галактиката и затова претърпяват постоянно разсейване в нейния диск. Пълната енергийна плътност е близо 2 eV.cm⁻³, което е сравнимо със сумарната плътност на звездното излъчване и само няколко пъти по-малко от средната плътност на топлинната енергия в ISM. Ето защо космическите лъчи играят важна роля в пълния енергиен баланс на газа.

Спектърът на космическите лъчи рязко спада към големите енергии. Затова основен принос за нагряването и йонизацията на газа имат частиците с най-ниски енергии: 100 MeV. За съжаление тази част от спектъра на космическите лъчи е известна с наймалки подробности. Частици с такива енергии не могат да проникнат в хелиосферата, поради взаимодействието им със слънчевия вятър.

По-голямата част от космическите лъчи възникват около въртящи се неутронни звезди, при взривове на свръхнови или около черни дупки. Свръхвисоките енергии на част от тях ($\epsilon > 10^{14}$ eV) изискват обаче извънгалактичен произход (напр. радио-галактики и квазари).

* * *

Всички компоненти на ISM са в тясна взаимовръзка. Газът се йонизира (в по-малка или по-голяма степен) от космически лъчи или твърдо електромагнитно лъчение. Електромагнитното поле оказва влияние на движението на йоните и на праховите частици, а участието на газа в диференциалното въртене на Галактиката увлича силовите линии на магнитното поле и го усилва.

Глава 23

Физика на междузвездната среда II: фазови модели

23.1 Фазови модели и енергиен баланс

В много отношения ISM е твърде далеч от състоянието на термодинамично равновесие. Затова не можем да приемем равновесни разпределения на Болцман или на Саха. Ударите между водородните и хелиеви атоми при ниски енергии ($\leq 10 \text{ eV}$) са обаче квазиеластични и постепенно се получава равновесно разпределение по кинетични енергии, т.е. можем да работим с разпределение на Максуел по скорости.

Термодинамичното и химичното състояние на газовата ISM обикновено се описват чрез броя на нейните фази. Температурата на различните компоненти на средата се изменя от 10 - 80 K в хладните молекулярни облаци през ~ 10^4 K в H II-областите до $10^5 - 10^6$ K в останките от свръхнови (SNR). Концентрациите също варират в широки граници: от $10^2 - 10^7$ cm⁻³ в молекулярни и H II-облаци до 1 - 50 cm⁻³ (H I-облаци) до ~ 10^{-4} cm⁻³ в SNR (газ от коронален тип). Проблемът за устойчивостта на такива обекти или състояния се разглежда във фазовите теоретични модели. Съществуването на многофазова среда е възможно само при приток или отток на енергия от системата. В изолирана система в равновесие може да се развие само еднофазова среда. Главният източник на енергия за ISM са взривовете на свръхнови, като горещият газ изпълва съществена част от близкото междузвездно пространство.

Един ранен и широкоизползван модел на ISM е двуфазовият модел. Основно предположение е, че атомният газ е в термодинамично равновесие, като съществуват широки диапазони на налягането, за които са възможни устойчиви решения. Моделът описва хладни плътни облаци с $T \sim 100$ K, наречени студена неутрална среда (Cold Neutral Medium, CNM), потопени в гореща и дифузна топла неутрална среда (Warm Neutral Medium, WNM) с $T \sim 10^4$ K. Двете фази са в относително равновесие по налягания и преходът между тях може да бъде доста рязък. Равновесието се установява при баланс между нагряването от свръхнови или от млади звезди и охлаждането чрез лъчението¹. Ако средата е изотермична и в нея има флуктуации на плътността, то се оказва, че по-плътните облаци се охлаждат по-бързо и стават още по-плътни поради падането на налягането в тях. За да избегнем предположението за хидродинамични флуктуации, трябва да приемем квазистационарно състояние. Тогава, при постоянно налягане имаме $n \propto 1/T$. Но концентрацията на свободни частици зависи силно от локалната температура. Затова към характеристиките на стационарното състояние трябва да се прибавят и скоростите на образуване и разрушаване, на възбуждане и деактивация на отделните частици и така да се получи условие за детайлно равновесие.

¹ Магнитните полета също могат да допринесат за устойчивостта на облака.



Фигура 23.1: Налягане на междузвездния газ като функция от концентрацията при двуфазов модел. Равновесните конфигурации са обозначени с плътна линия.

При отчитане на всички тези фактори може да се получи отношението между налягането и плътността в ISM. Равновесие между фазите се наблюдава при дискретни температури и плътности. Предсказанието на двуфазовия модел е онагледено на Фиг. 23.1. При ниски налягания под някаква критична стойност P_W или при високи, над P_C, съществува само една фаза: топла в първия, и студена във втория случай. При налягане $P_W < P < P_C$ са налице три равновесни конфигурации. Две от тях съответстват на интервалите на положителен наклон на кривата и са устойчиви – при повишаване на концентрацията има и повишаване на налягането. Междинната фаза е неустойчива, понеже при флуктуация на обема към по-висока концентрация налягането спада спрямо това на обкръжаващата среда и разглежданият обем от средата колапсира, докато стане част от CNM. И обратно, ако отклонението е към по-ниски концентрации, налягането нараства спрямо това на средата и обемът се разширява и разрежда, като се разтваря в WNM. При типично налягане в ISM $P/k \simeq 10^3 \text{ K/cm}^3$ получаваме оценки за характерните параметри на двете фази: T = 9000 K, n = 0.1 cm⁻³ (топла междуоблачна среда) и T = 35 K, n = 30 cm⁻³ (хладни облаци). Междинното състояние с типични температури от няколко хиляди К е неустойчиво.

В *трифазовия модел* на ISM се отчита и наличието на много горещ газ от коронален тип, каквото се потвърждава при ред наблюдения от мекото рентгеново излъчване, генерирано в голям обем разреден газ, и абсорбционни линии на О VI. Такъв газ се изхвърля при взривове на свръхнови. Моделът се разширява с отчитане на вида на частиците: молекули, атоми или йони. Физичните характеристики на фазите на ISM са обобщени в Таблица 23.1. Отворен остава въпросът доколко изброените пет фази могат да се разграничат една от друга. В двуфазовия модел CNM и WNM са напълно разграничими фази в равновесие по налягания, като целият атомен водород принадлежи на някоя от тях. Наблюдателните данни за H I обаче говорят, че реалната картина е далеч по-сложна. Вече разполагаме с надежни свидетелства, че немалка част от атомния газ е в топлинно неустойчиво състояние, с междинна температура между CNM и WNM. Освен това, самият факт, че ISM е силно турбулентна, подсказва, че двуфазният модел представлява прекалено опростяване. А турбулентността се задвижда от разнообразни физични процеси, сред които топлинна неустойчивост, обратно въздействие от свръхнови и приток на газ към галактичния диск. Ефектът от нея е постоянно размесване на газа и размиване на границите между отделните фази на средата.

Фаза	Т	$n_{ m H}$	Дял от	Дял от
	[K]	$[cm^{-3}]$	обема [%]	масата [%]
Молекулна	10 - 20	$10^2 - 10^6$	1	20
Студена неутрална (атомна)	20 - 100	20 - 50	4	40
Топла неутрална	$6 \times 10^3 - 10^4$	0.2 - 0.5	30	30
Топла йонизирана	8×10^3	0.2 - 0.5	15	10
Гореща йонизирана (коронална)	10^{6}	0.0065	50	<1

Таблица 23.1: Физични свойства на фазите на ISM (обобщение от различни източници).

23.2 Наблюдения на различните фази

23.2.1 Студена междузвездна среда

Емисии на атоми и молекули

Водородът се наблюдава лесно, когато е в атомна форма. Особено удобен е преходът в свръхтънката структура на атома с $\lambda = 21$ cm (1.4 GHz), от състояние с паралелни към такова с антипаралелни спинове на протона и електрона:

$$p \uparrow e^- \uparrow \rightarrow p \uparrow e^- \downarrow + \gamma (6 \times 10^{-6} \text{ eV})$$

Този преход е забранен, с време на живот на метастабилното ниво 11×10^6 уг. Но тъй като пълният брой водородни атоми в стълб със сечение 1 сm² и височина 1 рс е поголям от 10^{18} , преходът се реализира в достатъчно много случаи. Освен това, енергията на прехода е 1 К, т.е. съответното ниво може да бъде възбудено дори в много студени среди. Така емисия в линията λ 21 сm се наблюдава в Млечния Път и в много близки галактики линията λ 21 сm. Това дава възможност да се строят карти на разпределението на неутралния водород, а също кривите на въртене на спирални и неправилни галактики.

При високи плътности на газа (> 10^3 cm⁻³), водородът е в преобладаващо молекулна форма, преки наблюдения на която са изключително трудни. Двуатомните молекули имат три типа възбудени нива: електронни (възбуждане на един или повече електронни), вибрационни (съответстващи на вибрации на двете ядра) и ротационни (съответстващи на въртенето на двете ядра около общия център на масите). В общия случай електронните нива са с най-висока енергия, а ротационните – с най-ниска. Първото възбудено ниво на H₂ е ротационно, с енергия 175 К по-голяма от тази на основното. Поради ниските температури в сгъстената молекулярна ISM ($T \sim 10$ K), там почти няма молекули в това възбудено състояние. Следователно, наблюденията на молекулния водород трябва да се осъществяват косвено, чрез корелиращ с него индикатор. Само в много редки случаи са възможни преки наблюдения – например, при наличието на ярък UV източник на заден фон, върху чийто спектър се наслагват UV абсорбционни линии.

Излъчване на праха

Първият индикатор на молекулен газ в звездообразуващите облаци, който изниква в ума, е топлинното излъчване на прашинките. Газовите облаци са винаги примесени с прах, като газът е твърде далеч от локално термодинамично равновесие и не излъчва топлинно. Обаче *прахът*, нагрят от UV излъчването на близки горещи масивни звезди, излъчване топлинно в MIR поради по-високата му непрозрачност. При тези условия може да се пресметне и температурата на праха T_0 . Ако приемем, че праховата частица е сферична и се намира на разстояние D от звезда с температура T_* и радиус R_* , то от равенството на погълнатата и излъчената енергии за единица време и от предполагаемото равенство на поглъщателната и излъчвателната способност на частицата можем да получим:

$$T_0 = 0.7 T_* \left(\frac{R_*}{D}\right)^{1/2} \tag{23.1}$$

Предвид параметрите на масивните звезди и размерите на гигантските молекулярни облаци, типичните температури на праха се оказват между няколко десетки до няколкостотин келвина. Нека отбележим, че в израза (23.1) не фигурира размера на частицата. Със същата формула можем да оценим температурата на Земята, нагряна от Слънцето, и да получим 280 К.

Сега да разгледаме облак с плътност ρ и дебелина *s*, примесен с прашинки с температура *T*. Сместа има непрозрачност κ_{ν} , която се дължи главно на прашинките, освен за честоти ν , съответстващи на резонансни абсорбции в газовите атоми и молекули. При sub-mm наблюдения, типичните стойности на κ_{ν} са ~ 0.01 cm².g⁻¹, а облакът можем да приемем за оптично тънък. При предположение за локално термодинамично равновесие, характеризиращо се с температура *T*, ще бъде изпълнен законът на Кирххоф $j_{\nu}/\kappa_{\nu} = B_{\nu}(T)$ и тогава уравнението на лъчистия пренос за оптически тънкия прах ($\tau_{\nu} \ll 1$) се опростява:

$$I_{\nu} = B_{\nu}(T) \left(1 - \exp(-\tau_{\nu}) \right) \approx \tau_{\nu} B_{\nu}(T) = \kappa_{\nu} \rho s B_{\nu}(T) = \kappa_{\nu} \Sigma B_{\nu}(T) , \qquad (23.2)$$

където Σ е повърхностната плътност на облака. Така от измерване на специфичния интензитет на излъчването I_{ν} от прашинките в облака и при познаване на температурата и свойствата на прашинките, можем да определим колонковата плътност на газа $N_{\rm H} = \Sigma/\bar{\mu}m_{\rm H}$ за всяка насоченост (beam) на телескопа.

При предположение за степенна зависимост на непрозрачността от честотата $\kappa_{\nu} \propto (\nu/\nu_0)^{\beta}$, което е оправдано във FIR и субмилиметровия диапазон, емисията на праха се моделира с т.н. "модифицирано чернотелно" или "сивотелно" излъчване със среден специфичен интензитет:

$$J_{\nu} \propto B_{\nu}(T_0) \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\beta} . \tag{23.3}$$

Обикновено се приема, че средната температура на праховите частици е $T_0 \approx 20$ K, нормировъчната честота е $\nu_0 = 1000$ GHz ($\lambda = 300 \ \mu m$), а спектралният показател е $\beta \approx 2$, като остава спорно дали той зависи от температурата. Така при наблюдения в sub-mm или в радиодиапазона емисията на праха е по-слаба ("сивотелна"), отколкото на абсолютно черно тяло с температура T. Карта на излъчването на праха в един молекулярен облак, свързан със зоната на звездообразуване Rosette, е показана на Фиг. 23.2.

Екстинкция на праха

Друг възможен подход за наблюдения на хладната ISM е измерването на абсорбцията на фонови звезди, причинена от праха; обикновено в IR диапазон. В сравнение с топлинното излъчване на праха, тук има ред предимства:

- 1. Звездите имат много по-мощно излъчване спрямо прашинките и могат да се наблюдават в NIR, вместо в sub-mm. Затова може да постигне *многократно по-добра ре*золюция на картите.
- 2. Тъй като непрозрачността не зависи от температурата, несигурността при конвертирането към колонкова плътност е съществено по-малка.
- 3. Още повече, кривата на непрозрачност в инфрачервената област е позната с доста по-добра точност, отколкото в sub-mm. Това води до още по-надеждно определяне на колонковата плътност.



Фигура 23.2: Карта на излъчване на праха в молекулярния облак Rosette. Изображение, получено от наблюдения на 250, 350 и 500 μ m с инструмента SPIRE на космическия телескоп *Herschel* (http://sky.esa.int).

Същевременно трябва да се посочат и два недостатъка на този подход. Относително високата непрозрачност в IR ограничава приложимостта му като цяло до дифузни области; в сгъстените зони светлината на фоновите звезди е напълно екранирана. Също така, за да се построи добра карта е необходимо богато и ясно видимо поле от фонови звезди, а само няколко облаци имат геометрия, позволяваща това. Вероятно най-добрият пример за приложимостта на подхода е мъглявината Pipe (Фиг. 23.3).



Фигура 23.3: Карта на екстинкция на праха в мъглявината Pipe (Lombardi et al. 2006).

Понеже междузвездният прах е с практически същото пространствено разпределение,

съществува добра корелация между $N_{\rm H}$ и екстинкцията A_V . В Млечния път наблюденията дават следната релация:

$$N_{\rm H} = 1.9 \times 10^{21} A_V \ {\rm cm}^{-2} \ {\rm mag}^{-1}$$

23.2.2 Топла междузвездна среда

Типичните представители на топлата междузвездна среда са Н II-областите, които обаче са трифазови конфигурации, съдържащи също студена и гореща компонента. В съседство с тях винаги се откриват молекулярни облаци, част от чиито сгъстени зони са претърпели колапс с образуване на звезди. Най-масивните звезди (от клас О) имат мощно UV лъчение, способно да йонизира водорода и по-тежки елементи като О, N, S. Газът се нагрява до температури > 5000 К. В характерния спектър на една Н II-област изпъкват силни емисионни линии, които се възбуждат чрез следните механизми:

- Рекомбинация в оптичната област: Балмерова серия, линии на Не II.
- Флуоресценция: В условията на силно разредено йонизиращо лъчение от горещата звезда (звезди) каскадната рекомбинация е много по-вероятна от каскадната йонизация (теорема на Роселанд). Така UV йонизиращи кванти "се дробят" в газовата мъглявина на оптични кванти, които могат да възбудят и нива на О III, N III и др.
- Удари между електрони и йони, възбуждащи метастабилни нива на някои йони и водещи до излъчване на забранени линии като например [O III] λ 4363, 4959, 5007Å.

Потоците в отделни линии и отношенията между тях могат да се използват като диагностични инструменти за определяне на плътностите, температурите и количествата на отделните елементи в Н II-областите. Например анализът на линиите на [S II] λ 6716, 6731 позволява да се получи оценка на електронната плътност, а на споменатите по-горе линии на [O III] - на температурата.

А размерът на една Н II-област може да се оцени въз основа на изискването за йонизационнорекомбинационно равновесие. Всички фотони от Лаймановия континуум в крайна сметка се поглъщат в областта - тя нараства, докато се достигне равновесие между скоростите на йонизация и на рекомбинация. С пресмятане на коефициента на рекомбинация α и на броя йонизиращи фотони от OB-звездите \dot{N}_{OB} се получава радиуса на областта, наречен *радиус на Стрьомгрен* (Strömgren):

$$r_S \approx \left(\frac{3\dot{N}_{\rm OB}}{4\pi\alpha}\right) n_H^{-2/3} \tag{23.4}$$

Една Об звезда например излъчва $\dot{N}_{\rm OB} = 10^{49}$ фотона от Лаймановия континуум в секунда. Тогава за $n_H \approx 5000 \text{ cm}^{-3}$ размерите на областта са $r_S = 0.3$ рс.

23.2.3 Гореща междузвездна среда

Разширението на обвивката на една свръхнова протича със скоростта на експлозията приблизително до момента, когато масата на изтласканото междузвездно вещество достигне масата на изхвърлената обвивка. Към този момент размерът на останките от свръхновата достига 1 рс. Оттук насетне движението на ударния фронт се забавя и температурата в средата се повишава до $\approx 10^7~{\rm K}$. При такива температури охлаждането става предимно чрез спирачно лъчение, а този процес е с малка ефективност. Затова SN обвивката продължава да се разширява почти адиабатно.

Един добре известен пример за останки от свръхнова е Ракообразната мъглявина (Crab nebula). Възрастта и е около 1000 години, а скоростта на разширение - ~ 1100 km/s. Излъчва в широк диапазон: от рентгенови лъчи до радиообластта, като радиосветимостта и



Фигура 23.4: Оптични спектри на останки от свръхнови от различен тип.

е по-висока от интегралната светимост на Слънцето: 5×10^{26} W. Около 20% от видимата светлина се излъчва от газови нишки с емисионен спектър; останалите 80% се падат на спектър без особености, като лъчението е дифузно и поляризирано. Радиоизлъчването е синхротронно: на високоенергийни частици ($\epsilon \leq 10^{11}$ eV) в магнитно поле. Те губят енергията си с характерно време от около 50 години и следователно трябва да са били ускорени значително след експлозията. Вероятната причина за ускорението им е магнитосферата на пулсара в центъра на мъглявината: неутронна звезда, възникнала след взрива от 1054 година. Характерни оптични оптични спектри на SN остатъци са показани на Фиг. 23.4.

Приложение А: Използвани съкращения

Ha 1	кирилица
------	----------

АЧТ	Абсолютно Черно Тяло
ГП	Главна Последователност
ЛТР	Локално Термодинамично Равновесие
MC	Междузвездна Среда

На латиница

2MASS	Two Micron All Sky Survey
AGB	Asymptotic Giant Branch
AGN	Active Galactic Nuclei
ALMA	Atacama Large Millimeter/submillimeter Array
BATSE	Burst and Transient Source Explorer
CCD	Charge-Coupled Device
CM	Colour–Magnitude (диаграма)
CMB	Cosmic Microwave Background
COBE	COsmic Background Explorer
DM	Distance Modulus
ESO	European Southern Observatory
FWHM	Full Width on Half Maximum
FIR	Far InfraRed
FUSE	Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer
FUV	Far UltraViolet
GALEX	GALaxy Evolution eXplorer
GRB	Gamma-Ray Bursts
HH	Herbig-Haro (обект)
HR	Hertzsprung–Russell (диаграма на)
HSO	Herschel Space Observatory
HST	Hubble Space Telescope
IAU	International Astronomical Union
IRAS	InfraRed Astronomical Satellite
LAT	(Fermi) Large Area Telescope
MIR	MidInfraRed
MHD	MagnetoHydroDynamics
NED	NASA/IPAC Extragalactic Database
NIR	Near InfraRed
NUV	Near UltraViolet
RGB	Red Giant Branch
ROSAT	RÖntgenSATellit

RXTE	Rossi X-ray Timing Explorer Mission
SNR	SuperNova Remnant
SSSB	Small Solar System Body
SST	Spitzer Space Telescope
Swift GRBM	Swift Gamma-Ray Burst Mission
UIT	Ultraviolet Imaging Telescope
VLA	Very Large Array
VLT	Very Large Telescope
WR	Wolf-Rayet (звезди)

Приложение Б: Фундаментални и астрофизични константи

В съвременната физика се предпочита използването на системата SI (MKS), докато в астрофизиката, от съображения за удобство в ред случаи, по-широко приложение намира системата CGS с основни единици [L] = cm, [M] = g и [T] = s. Единиците за сила и енергия в CGS съответно са:

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

 $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$

Широко използваната единица за дължина на вълната е *ангстрьом*: $1 \text{\AA} = 10^{-10}$ m, а енергиите на фотоните, особено когато са високи, обикновено се привеждат в електронволти:

$$1 \text{eV} = 1.6022 \times 10^{-12} \text{ erg}$$

Фундаментални константи

$$\begin{split} &G = 6.672041 \times 10^{-8} \ \mathrm{cm^3/g.s^2} \\ &c = 2.997925 \times 10^{10} \ \mathrm{cm/s} \\ &h = 6.626176 \times 10^{-27} \ \mathrm{erg.s} \\ &m_p = 1.672649 \times 10^{-24} \ \mathrm{g} \\ &m_e \approx (1/1836) \ m_p \\ &k = 1.380662 \times 10^{-16} \ \mathrm{erg/K} \\ &R_H = 1.097 \times 10^5 \ \mathrm{cm^{-1}} \\ &\sigma = 5.670327 \times 10^{-5} \ \mathrm{erg/cm^2.s.K^4} \\ &q_e = 4.80325 \times 10^{-10} \ \mathrm{CGSEq} \\ &\Re = 8.314 \times 10^3 \ \mathrm{J/K.kmol} \end{split}$$

Астрофизични константи

Единица за време

• Звездна година: yr = 365^d2564

Единици за дължина/разстояние

- Земен радиус: $R_{\oplus} = 6.378 \times 10^8$ cm
- Слънчев радиус: $R_{\odot} = 6.9599 \times 10^{10}$ cm
- Астрономическа единица: $AU = 1.495979 \times 10^{13}$ cm
- Парсек: $pc = 3.085678 \times 10^{18}$ cm

Единици за маса

- Земна маса: $M_\oplus = 5.9764 \times 10^{27} \ {\rm g}$
- Маса на Юпитер: $M_{\rm J}=317.8\,M_\oplus$
- Слънчева маса: $M_{\odot} = 1.989 \times 10^{33}$ g

Единици за мощност на излъчването

• Слънчева светимост: $L_{\odot} = 3.8269 \times 10^{33} \text{ erg/s}$
Приложение В: Кратка хронология на астрофизиката

От Първата до Втората научна революция

- 1609-1619 Кеплер излага трите закона на планетното движение в книгите си Нова астрономия (Astronomia Nova) и Хармониките на света (Harmonices Mundi). Първи опити за физично обяснение на движението на космически тела.
- 1687 Нютон публикува революционната си монография Mamemamuчecки принципи на натуралната философия (Philosophiae Naturalis Principia Mathematica), в която излага теорията на универсалното гравитационно привличане.
- 1755 Кант (Immanuel Kant) издига хипотеза за произхода на телата в Слънчевата система.
- 1781 В търсене на комети Шарл Месие (Charles Messier), открива десетки слаби далечни обекти (оказали се впоследствие галактики, мъглявини и звездни купове), които включва в каталога си под името "мъглявини".

Хершел (Herschel) открива Уран, първата "нова" планета от Слънчевата система.

- 1785 Хершел построява първия модел на Галактиката.
- 1796 Лаплас (Laplace) издига т.нар. "мъглявинна хипотеза" за възникването на Слънчевата система.
- 1814 Фраунхофер (Fraunhofer) прави детайлно описание на слънчевия спектър.
- 1838 Бесел (Friedrich Bessell) определя точния паралакс на близката звезда
 61 Cyg. Това е първата надеждна оценка на разстояние до звезда, с
 което започват да се уточняват мащабите на слънчевата околност.
- 1856 Погсън (Norman Pogson, 1829–1891) предлага калибровка на скалата на звездните величини.
- 1859 Кирхоф (Kirchoff) предлага интерпретация на тъмните (абсорбционни) линии в звездните спектри.
- 1860-1863 Начало на спектралния анализ на звездите: Huggins идентифицира линии на познати химични елементи в спектрите на Бетелгейзе (α Ori) и Алдебаран (α Tau).
- 1905 Айнщайн (Albert Einstein) полага основите на Специалната теория на относителността в работата си On the Electrodynamics of Moving Bodies.

От Втората научна революция до наши дни

1908	Херцшпрунг (Ejnar Hertzsprung, 1873 - 1967) разграничава звездите-
	гиганти от звездите-джуджета.
	Хенриета Ливит (Leavitt) открива зависимостта "период-светимост"
	при цефеидите.
1911-1914	Херцшпрунг и Ръсел (Russell) откриват връзка между спектралния
	клас на звездата и нейната абсолютна величина (HR диаграма)
1916	Едингтън (Eddington) полага основите на теорията на вътрешния
	строеж на звездите
	Айнщайн издига Общата теория на относителността, в която описва
	гравитационното взаимодействие като влияние на масивните обекти
	върху геометрията на пространство-времето
1920	Слайфер (Slipher) установява червени отмествания в галактичните
	спектри.
	Първо пряко измерване на звезден диаметър (чрез интерферометър)
1923	Едуин Хъбъл (Hubble) доказва, че галактиките не са обекти от Млеч-
	НИЯ ПЪТ.
1929	Хъбъл открива линейна зависимост между разстоянието до дадена
	галактика и радиалната и́ скорост (закон на Hubble).
1937-40	Гамов (Gamow) разработва първата теория на звездната еволюция.
1947	Амбарцумян открива звездните асоциации.
1957 - 1958	Пускане на първите изкуствени спътници на Земята. Начало на ерата
	на космонавтиката.
12.04.1961	Първи полет на човек в космоса (Ю. Гагарин)
1965	Пензиас (Penzias) и Уилсън (Wilson) откриват реликтовото косми-
	ческо лъчение, което се явява пряко доказателство на Теорията за
	Големия взрив.
1967	Откриване на първия пулсар: наблюдателно доказателство за същес-
	твуването на неутронни звезди.
21.VII.1969	Първо кацане на човек на друга планета Армстронг (Armstrong) и
	Олдрин (Aldrin) на Луната.