



ASTRONOMIA e ASTROFÍSICA

W. J. MACIEL
(Editor)

IAG / USP

ASTRONOMIA E ASTROFISICA

Universidade de São Paulo
Instituto Astronômico e Geofísico

ASTRONOMIA E ASTROFÍSICA

Curso de extensão universitária
Departamento de Astronomia – IAG/USP

W. J. Maciel (Editor)

São Paulo

1 9 9 1

Universidade de São Paulo
Instituto Astronômico e Geofísico
Av. Miguel Stefano 4200
04301 São Paulo SP

Originals produzidos em impressora laser com utilização do programa TEX
no computador VAX 8530 do Departamento de Astronomia do IAG/USP.

Impresso em offset no setor gráfico do IAG/USP.
São Paulo, 1991 ISBN 85-85047-05-4

FICHA CATALOGRÁFICA

Biblioteca do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas

ASS1

Astronomia e astrofísica: curso de extensão universitária do Departamento de
Astronomia – IAG/USP / ed. por Walter Junqueira Maciel, ed. rev. 1991. São Paulo:
IAG/USP, 2022.

E-book, PDF, 123 MB)

ISBN 978-65-88233-05-4

1. Astronomia 2. Astrofísica I. Maciel, Walter Junqueira II. Título

CDD: 520.071

acesso em:

<https://www.iag.usp.br/astrofísica/livros-e-apostilas>

CREDITOS DAS FIGURAS

Capa: NGC 4565, Lick Observatory;

Figuras 5.3–5.7: NASA; 5.8: Hale Observatories; 5.9: U.S. Geological Survey;

5.10, 5.11, 5.13: NASA; 6.2: Field Museum of National History;

6.4, 6.5: Smithsonian Astrophysical Observatory; 6.6: American Museum of

Natural History; 9.1: Carnegie Institution of Washington; 9.11: Kitt Peak

National Observatory; 13.1: Observatoire du Pic du Midi; 13.2: Observatoire de

Meudon; 13.4: Observatoire du Pic du Midi; 13.5: Mount Wilson/Palomar

Observatories; 13.6: Big Bear Solar Observatory; 13.7: Observatoire de Meudon;

13.8: E. Tandberg-Hanssen; 13.9: McMath-Hulbert Observatory; 13.10: Institut

d'Astrophysique de Paris; 13.11: Skylab; 13.13, 13.14: The Cambridge Atlas of

Astronomy; 13.15: Royal Greenwich Observatory; 15.1: Rodrigo P. Campos/LNA;

16.2: Kitt Peak National Observatory; 16.3–16.5: Carnegie Institution of

Washington.

P R E F A C I O

Desde 1977, o Departamento de Astronomia do Instituto Astronômico e Geofísico da USP tem oferecido um curso introdutório de extensão universitária de Astronomia e Astrofísica. Com duração média de 40 horas, este curso é realizado anualmente, nos meses de janeiro ou fevereiro. A partir de 1989, o curso foi dividido em dois: o primeiro, "Astronomia - uma visão geral", destina-se principalmente a professores de Ciências e outros profissionais interessados em obter conhecimentos astronômicos atualizados com um enfoque não matemático; o segundo, "Astronomia e Astrofísica", é destinado a profissionais e estudantes de Física e áreas relacionadas, proporcionando um conhecimento quantitativo dos principais campos de pesquisa em Astronomia.

Nos 15 anos decorridos desde o seu início, o curso de extensão foi concluído com proveito por cerca de 1.000 estudantes vindos de diversos estados, o que é um resultado significativo, considerando-se as escassas oportunidades de aperfeiçoamento em Astronomia existentes no país. Além disto, muitos destes jovens ingressaram posteriormente na carreira astronômica, obtendo o mestrado ou doutoramento e contribuindo para o aumento do número de profissionais da área no país, que inclui atualmente apenas uma centena de astrônomos profissionais com qualificação de Doutor ou equivalente.

Ainda em 1977, foi publicado um texto para ser usado no curso de extensão, o qual está há muito esgotado. Em anos mais recentes, têm sido usadas apostilas que, embora constantemente revisadas, não compensavam adequadamente a ausência de textos em Português que fossem ao mesmo tempo rigorosos, atualizados e suficientemente completos.

O objetivo do presente trabalho é, justamente, contribuir para o preenchimento desta lacuna. Escritos por professores do Departamento de Astronomia com longa experiência em ensino e pesquisa, os 17 capítulos procuram sintetizar em um único volume e de forma acessível as principais áreas de pesquisa da Astronomia contemporânea.

O texto é dividido em 4 partes: I. Astronomia de Posição, II. Sistema Solar, III. Astrofísica, e IV. Cosmologia. Embora sejam frequentes as superposições, pode-se dizer que a parte III tem sido objeto de um maior número de pesquisas nas últimas décadas, inclusive no Brasil, o que explica o maior espaço a ela devotado neste trabalho. Não obstante, foi feito um esforço de dar um tratamento mais detalhado à parte II, não apenas por sua importância para a Astronomia, como também pela ausência de material didático disponível no país.

O tratamento matemático utilizado e os conceitos físicos envolvidos tornam este trabalho mais adequado ao segundo curso, "Astronomia e Astrofísica". Apesar disto, sua utilização no primeiro curso, "Astronomia – uma visão geral", ou por leitores interessados em Astronomia será certamente proveitosa.

Em textos desta natureza, são comuns – e mesmo inevitáveis – os erros, equívocos e inconsistências, a despeito da cuidadosa revisão feita. Correções, críticas e sugestões serão evidências de que o trabalho alcançou seus objetivos, sendo, por isto mesmo, bem-vindas.

São Paulo, julho de 1991

W. J. Maciel

Este livro foi publicado em 1991 como livro texto do curso de extensão de Astronomia e Astrofísica oferecido pelo Departamento de Astronomia do IAG/USP. A edição original está esgotada há muitos anos e jamais foi reeditada, apesar de ainda haver alguma procura pelo livro, o que pode ser confirmado por alguns exemplares eventualmente encontrados em sites de vendas de livros usados. Esta versão aqui apresentada reproduz totalmente o livro original e está sendo disponibilizada gratuitamente a todos os interessados.

São Paulo, Agosto de 2022

W. J. Maciel

*Este trabalho é dedicado à memória
do colega e amigo*

Luiz Bernardo Ferreira Clauzet

INDICE

PARTE I - ASTRONOMIA DE POSIÇÃO

Capítulo 1 - Astrometria (<i>Roberto Boczko</i>).....	3
1.1 Esfera celeste	5
1.2 Sistemas de coordenadas	8
1.3 Relações entre coordenadas celestes	17
1.4 Modificações nas coordenadas de uma estrela	18
1.5 Medidas de tempo	21

PARTE II - SISTEMA SOLAR

Capítulo 2 - Estrutura do Sistema Solar (<i>Roberto Boczko</i>).....	27
2.1 Sistemas do mundo	29
2.2 Fases da Lua	32
2.3 Eclipses	34
2.4 Determinação de distâncias no Sistema Solar	37
Capítulo 3 - Mecânica celeste (<i>Massae Sato</i>)..	43
3.1 Introdução histórica	45
3.2 O problema de dois corpos	47
3.3 Elementos orbitais clássicos	52
3.4 Anomalias excêntrica e média	54
3.5 Satélites artificiais e trajetórias interplanetárias	56
Capítulo 4 - Dinâmica do Sistema Solar (<i>Massae Sato</i>).....	59
4.1 O Sistema Solar	61
4.2 Perturbações	63
4.3 O problema dos três corpos	64
4.4 Teorias planetárias	67
4.5 Ressonâncias no Sistema Solar	68
4.6 Falhas de Kirkwood	71
4.7 Potencial devido à forma do planeta	71

Capítulo 5 – Física dos planetas (<i>Oscar T. Matsuura</i>)	75
5.1 Estrutura interna	77
5.2 Superfícies	80
5.3 Atmosferas	92
Capítulo 6 – Corpos menores (<i>Oscar T. Matsuura</i>)	105
6.1 Asteróides	107
6.2 Cometas	109
6.3 Meteoritos	111
6.4 Meteoros	116
6.5 Poeira Zodiacal	118
Capítulo 7 – Origem do Sistema Solar e da vida (<i>Oscar T. Matsuura</i>)	121
7.1 Formação do Sistema Solar	123
7.2 Origem da vida	128

PARTE III - ASTROFISICA

Capítulo 8 – Radiação eletromagnética (<i>Walter J. Maciel</i>)	135
8.1 Radiação eletromagnética	137
8.2 Conceitos de fotometria	142
8.3 Radiação de corpo negro	149
Capítulo 9 – Espectros e estrutura atômica (<i>Walter J. Maciel</i>)	155
9.1 As leis de Kirchhoff	157
9.2 Estrutura atômica	158
9.3 Linhas espectrais: intensidade e alargamento	164
9.4 Interpretação de espectros	166
Capítulo 10 – Instrumentação em Astrofísica (<i>Ruth B. Gruenwald</i>)	169
10.1 Atmosfera terrestre e sítios astronômicos	171
10.2 Telescópios	173
10.3 Montagens	179
10.4 Detetores	179
10.5 Espectroscopia	182
10.6 Polarimetria	185
Capítulo 11 – Atmosferas e interiores estelares (<i>José Alberto Marcondes Machado</i>) ...	187
11.1 Características observacionais	189
11.2 Atmosferas estelares	194
11.3 Estrutura interna das estrelas	200

Capítulo 12 – Evolução estelar (<i>José Alberto Marcondes Machado</i>).....	205
12.1 Formação de estrelas	207
12.2 Trajetórias evolutivas	209
12.3 Aglomerados estelares	211
12.4 Fases finais da evolução estelar	213
12.5 Estrelas variáveis	215
Capítulo 13 – O Sol (<i>Oscar T. Matsuura</i>).....	217
13.1 Fotosfera	219
13.2 Cromosfera	223
13.3 Coroa	227
13.4 Vento solar	229
13.5 Atividade solar	231
13.6 Problemas, Hélio-sismologia	234
Capítulo 14 – Meio interestelar (<i>Jacques R. D. Lépine</i>).....	237
14.1 Nuvens interestelares	239
14.2 Poeira interestelar	240
14.3 Regiões H II	243
14.4 Nebulosas planetárias	245
14.5 Restos de supernovas	246
14.6 O campo magnético galáctico	246
14.7 Raios cósmicos	247
Capítulo 15 – Estrutura da Galáxia (<i>Jacques R. D. Lépine</i>).....	249
15.1 A distribuição dos aglomerados globulares	251
15.2 A Galáxia e as outras galáxias	253
15.3 Os constituintes da Galáxia e sua distribuição espacial	254
15.4 Coordenadas galácticas	256
15.5 A curva de rotação e as distâncias cinemáticas	257
15.6 Os braços espirais da Galáxia	259
15.7 O centro da Galáxia	260
Capítulo 16 – Astronomia extragaláctica (<i>Ruth B. Gruenwald</i>).....	263
16.1 Catálogos	265
16.2 Sistemas de classificação	266
16.3 Galáxias: propriedades integradas	271
16.4 Galáxias ativas e objetos quasi-estelares	275
16.5 Aglomerados de galáxias	278
16.6 Distribuição em grande escala	281

PARTE IV - COSMOLOGIA

Capítulo 17 – Cosmologia (<i>Sueli M. M. Viegas</i>)	285
17.1 Expansão do Universo	288
17.2 Princípio cosmológico	289
17.3 Modelos cosmológicos	290
17.4 Testes cosmológicos	292
17.5 O Big Bang	297
17.6 Modelo inflacionário	300
Bibliografia	303

PARTE I - ASTRONOMIA DE POSIÇÃO

Capítulo 1

ASTROMETRIA

Roberto Boczo

1.1 Esfera celeste

A *Astronomia* é a ciência que se ocupa em estudar os *Astros*, à luz dos conhecimentos disponíveis. Esse estudo pode, em regra geral, ser feito de duas maneiras:

- (i) Analisando e medindo a direção de onde vem a luz,
- (ii) Analisando e medindo a quantidade e o tipo de luz recebida.

A parte da Astronomia concernente à medida de direções é estudada pela *Astrometria* e pela *Mecânica Celeste*. Já a parte relativa à quantidade e ao tipo de luz fica a cargo da *Astrofísica*. Nesse capítulo vamos estudar a *Astrometria*.

Desde a antiguidade, qualquer pessoa que olhe para o céu tem a impressão de que este é um enorme hemisfério, com o observador situado no centro da esfera correspondente. Em outras palavras, tem-se uma visão *Egocêntrica* do céu; em Astronomia ela é chamada de *Observação Topocêntrica*.

Durante o dia, o observador tem a impressão de que o Sol nasce de um lado, chamado *Nascente* ou *Oriente*, move-se pela *Abóbada Celeste* e finalmente se põe do outro lado, chamado *Poente* ou *Ocidente*. A esse movimento chamamos *Movimento Diurno Aparente do Sol*. Ao intervalo de tempo decorrido entre o nascer e o pôr do Sol chamamos *Dia Claro*. Desde o instante em que o Sol se põe até que nasça novamente, o céu parece completamente diferente, e em lugar do Sol surgem as estrelas, a Lua, os planetas etc; temos o período chamado *Noite*.

Observações feitas noite após noite durante milênios mostraram que as estrelas parecem não modificar suas posições umas com relação às outras; isso levou os antigos a denominarem-nas *Estrelas Fixas*, nome que veremos não representar exatamente a verdade. Mas, essa aparente fixidez das estrelas fez com que elas fossem, para efeito de reconhecimento, associadas em grupos puramente subjetivos chamados *Constelações*. Hoje adota-se a existência de 88 constelações.

Uma importante diferença entre estrela e planeta é que numa estrela está havendo geração de energia por fusão nuclear, enquanto que num planeta isso não ocorre (esses conceitos serão vistos em *Astrofísica*); na antiguidade, no entanto, quando esses conceitos não eram disponíveis, a distinção entre planeta e estrela foi feita de outra forma: as estrelas eram fixas nas constelações, enquanto que os planetas (palavra de origem grega significando "errante") se moviam por "entre" as estrelas fixas. Foi assim que os antigos conseguiram reconhecer os 5 planetas visíveis a olho nu: Mercúrio, Vênus, Marte, Júpiter e Saturno.

Da mesma maneira como o Sol, as estrelas parecem "nascer" no lado do Oriente e durante a noite se deslocam pela abóbada celeste até se porem do lado do Ocidente. Existe pois, um *Movimento Noturno Aparente* (figura 1.1).

Tendo verificado o movimento diurno e o movimento noturno aparentes, e notado que eles ocorriam sucessivamente dia após dia, convencionou-se chamar de *Movimento Diário Aparente* ao movimento que os astros parecem realizar no céu num período de cerca de um dia.

Os habitantes do hemisfério Norte da Terra verificaram que as estrelas pareciam nascer no Oriente e se pôr no Ocidente. Mas logo perceberam que nem todas as estrelas tinham nascer e pôr; algumas delas, que estavam à frente do observador quando o Oriente estava à sua direita, pareciam nunca nascer nem se pôr; eram estrelas sempre visíveis, desde

que estivesse suficientemente escuro para tal. A essas estrelas chamaram *Circumpolares*, e como elas parecem descrever circunferências concêntricas com um ponto único, a esse ponto chamaram *Pólo Celeste Norte*. As estrelas parecem girar em torno do Pólo Norte em movimentos circulares de sentido anti-horário (figura 1.1).

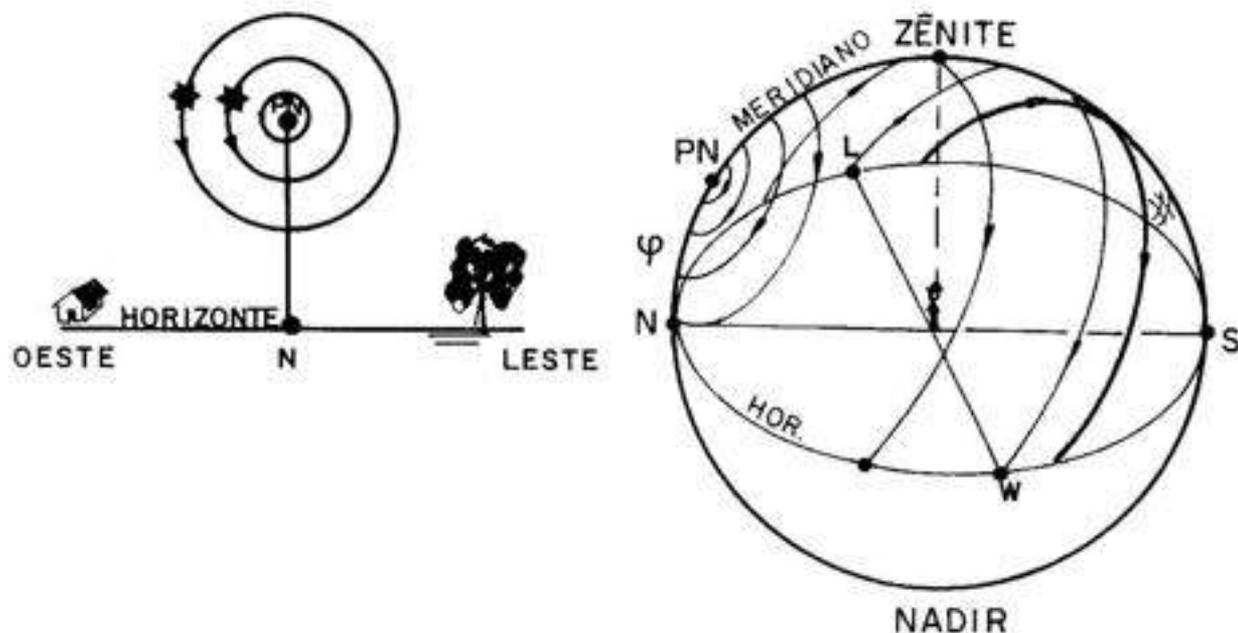


Figura 1.1

O mesmo fenômeno ocorria para os observadores do hemisfério Sul da Terra, com a diferença de que as estrelas que pareciam não nascer nem se pôr estavam agora à frente de observadores para os quais o Oriente estava à esquerda. Também diferente era o sentido do movimento circular aparente dessas estrelas em torno do *Pólo Celeste Sul*: era no sentido horário (figura 1.2).

Ora, como as estrelas do hemisfério Norte parecem girar no sentido de Leste para Oeste em torno do Pólo Norte e as estrelas do hemisfério Sul parecem girar em torno do Pólo Sul no sentido horário, isso pode ser interpretado como se o céu todo fosse uma imensa *Esfera Celeste* que girasse em torno de um *Eixo de Rotação* que passasse pelos dois Pólos; o movimento tem período de cerca de um dia.

A *Linha Vertical* (que pode ser materializada pelo fio de prumo) que passa pelo observador “fura” a *Esfera Celeste* exatamente acima de sua cabeça num ponto que se chama *Zênite*. O ponto diametralmente oposto (antípoda) recebe o nome de *Nadir* (figura 1.1).

O plano perpendicular à linha vertical, denominado *Plano do Horizonte*, intercepta a *Esfera Celeste* numa circunferência chamada *Linha do Horizonte* (figura 1.3). O Plano do Horizonte pode ser materializado pela superfície livre de um líquido em equilíbrio.

Qualquer semi-plano, contendo a *Linha Vertical* do observador, intercepta a *Esfera Celeste* numa semi-circunferência chamada *Circunferência Vertical* (plano hachurado na figura 1.3), da qual a metade é vista acima do Horizonte (no chamado *Hemisfério Zenital*)

enquanto que a outra metade está abaixo do Horizonte (no chamado *Hemisfério Nadiral*) e por isso não é visível para aquele observador. Circunferências Verticais começam no Zênite e acabam no Nadir.

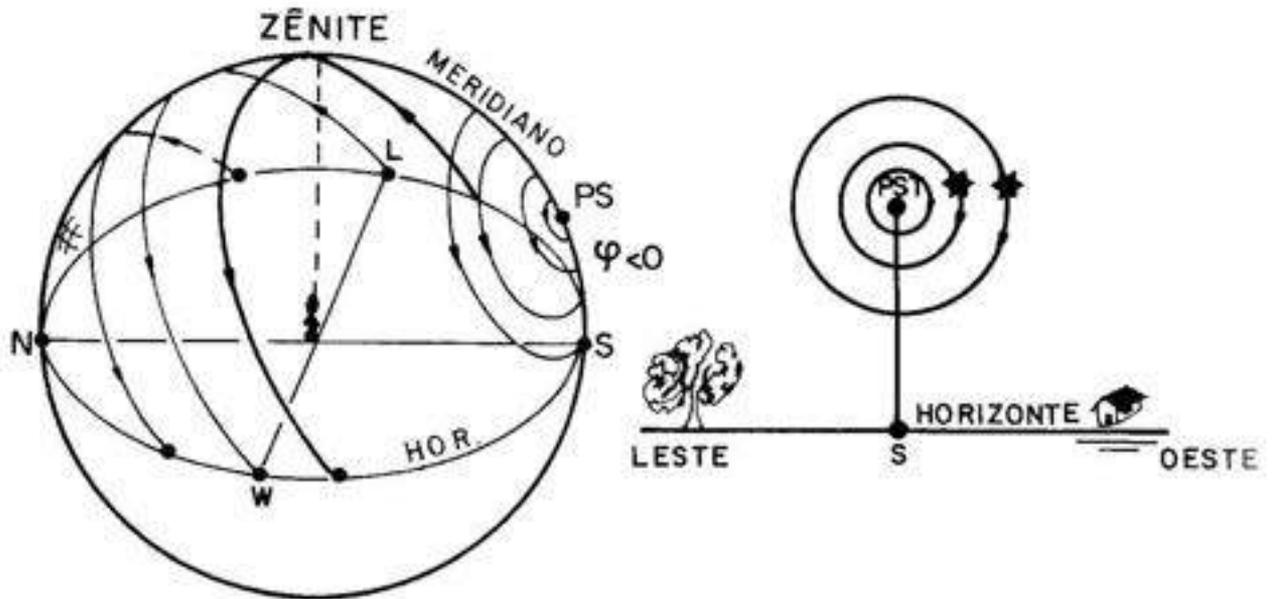


Figura 1.2

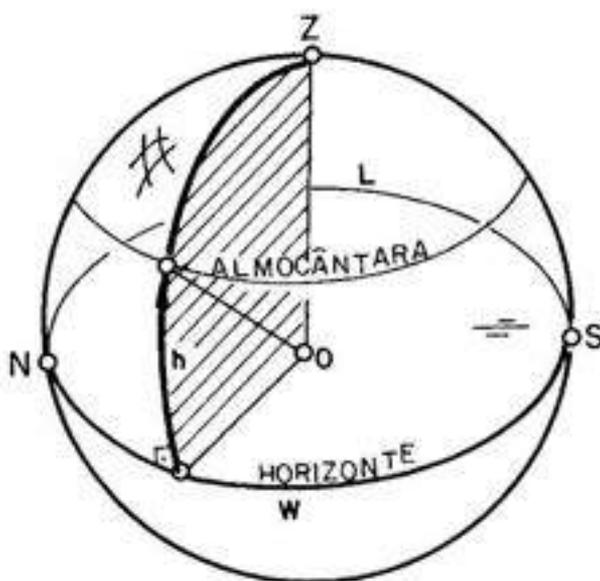


Figura 1.3

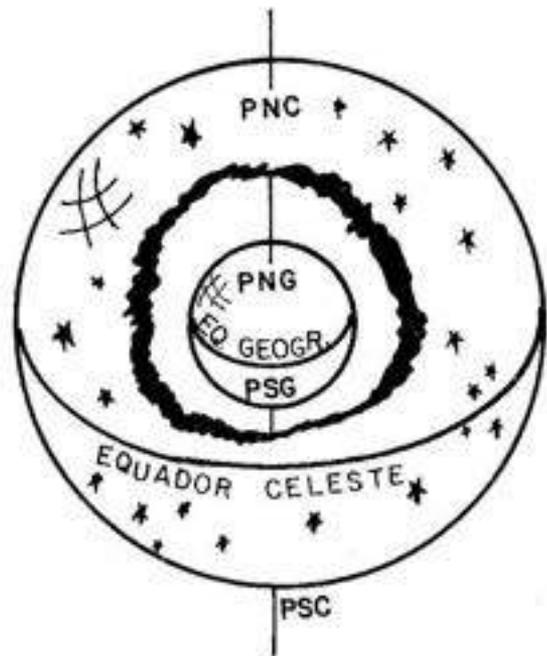


Figura 1.4

A Circunferência Vertical que passa pelo Pólo Norte intercepta a Linha do Horizonte num ponto chamado *Ponto Norte Geográfico* (N). Já a Circunferência Vertical que passa pelo Pólo Sul intercepta a Linha do Horizonte no *Ponto Sul Geográfico* (S). A reta, no plano do Horizonte, que passa pelos pontos Norte e Sul e pelo Observador recebe o nome de *Linha Norte-Sul*. Traçando-se, pelo Plano do Horizonte, a linha perpendicular à Linha Norte-Sul, teremos a *Linha Leste-Oeste*. Onde essa linha cruza com a Linha do Horizonte Oriental teremos o Ponto Leste (E) e no lado Ocidental o Ponto Oeste (W).

Os pontos Norte, Sul, Leste e Oeste definem os chamados *Pontos Cardeais*. Se um observador, com os braços esticados, apontar o braço direito para o Leste (lado onde o Sol nasce), do lado esquerdo estará o Oeste, à sua frente o Norte e às suas costas o Sul.

1.2 Sistemas de coordenadas

Sendo um dos objetivos da Astrometria a determinação de posições, vamos definir um *Sistema de Coordenadas* que permita a realização de tal tarefa. Sabemos que os diferentes astros se encontram a diferentes distâncias da Terra; essas distâncias são enormes, de modo que não somos capazes de distingui-las; assim, para definir a posição de um astro na Esfera Celeste, basta determinarmos sua posição angular, não precisando nos preocupar com sua distância. Portanto, será suficiente que forneçamos para cada astro apenas dois ângulos de posição.

(a) Sistema de Coordenadas Horizontais Locais

No caso do *Sistema de Coordenadas Horizontais Locais* os dois ângulos geralmente utilizados são (figura 1.3):

Azimute (A): ângulo medido a partir do Norte, para o Leste, sobre o Horizonte, até a Circunferência Vertical que passa pelo astro cuja posição se deseja definir; o campo de definição dos Azimutes está limitado entre 0° e 360° .

Altura (h): ângulo medido desde o Plano do Horizonte, ao longo da Circunferência Vertical do astro, até o astro. Quando o astro está acima do Horizonte sua Altura é positiva; quando abaixo do Horizonte (não visível, portanto) sua Altura é negativa. Assim, o campo de definição das Alturas está entre -90° (no Nadir) até $+90^\circ$ (no Zênite).

Muitas vezes pode se substituir a Altura pelo seu complemento, que passa a se chamar *Distância Zenital (z)*: é o ângulo desde o Zênite, medido ao longo da Circunferência Vertical do astro, até o astro. O campo de definição da Distância Zenital está entre 0° e 180° .

Pela própria definição de Distância Zenital podemos inferir que:

$$h + z = 90^\circ \quad (1.1)$$

Notar que não estão definidos os Azimutes do Zênite e do Nadir. Já os dos pontos N, L, S, e W valem respectivamente 0, 90, 180 e 270° .

Chamamos *Almocântara* aos pontos da Esfera Celeste que num dado instante possuam a mesma Altura. Eles se encontram numa circunferência que é paralela ao Horizonte e por isso pode ser chamada *Paralelo de Altura*.

(b) Sistema de Coordenadas Geográficas

Antes de definir um outro sistema de coordenadas celestes vamos definir o Sistema de Coordenadas Geográficas. Admitamos por enquanto que a Terra possa ser considerada esférica. Admitamos que o Eixo de Rotação da Terra passe pelo seu centro. Pelo centro da Terra tracemos o plano que é perpendicular ao Eixo de Rotação. Obteremos o *Plano do Equador da Terra*. A interseção desse plano com a superfície esférica da Terra define o Equador da Terra. Os pontos da superfície da Terra que correspondem à sua interseção com o Eixo de Rotação serão os Pólos da Terra (figura 1.4). Vamos usar o Plano do Equador da Terra como plano fundamental e o Pólo Norte como pólo fundamental de um sistema de coordenadas. Cada semi-circunferência que vai de pólo a pólo passará a se chamar *Meridiano Geográfico*. Geralmente adota-se como *Meridiano Geográfico de Referência* aquele que passa por um ponto definido da cidade de Greenwich, na Inglaterra. Qualquer ponto da superfície da Terra será definido por dois ângulos (figura 1.5):

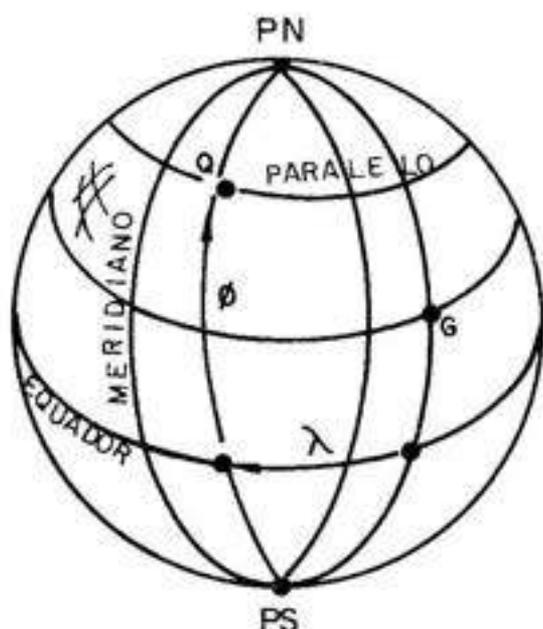


Figura 1.5

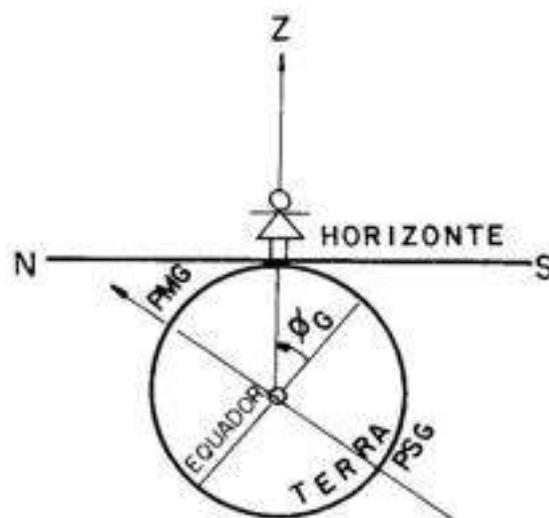


Figura 1.6

Longitude Geográfica (λ): é o ângulo medido a partir do Meridiano de Referência, ao longo do Equador, até o Meridiano que passa pelo ponto em questão. Geralmente adota-se como sentido positivo de contagem das longitudes aquele que vai para o Oeste de Greenwich. O campo de definição das Longitudes vai de -180° até $+180^\circ$. É comum definir-se uma nova unidade de medida de ângulos: cada 15° passam a receber o nome de 1 Hora (1h). Assim, $-12h \leq \lambda \leq +12h$.

Latitude Geográfica (φ): é o ângulo medido desde o Equador, ao longo do Meridiano do Ponto, até o Ponto em questão. Se for medida em direção ao Pólo Norte, a Latitude é positiva; para o Pólo Sul será negativa. Os limites da Latitude Geográfica são -90° (PS)

e $+90^\circ$ (PN). No Equador $\varphi = 0$ (figuras 1.5, 1.6). O complemento ($90 - \varphi$) da Latitude recebe o nome de *Co-latitude*.

Definimos *Latitude Astronômica* (ϕ) de um Local como sendo a Altura do Pólo Norte para um dado Observador (figura 1.7, 1.8). Notar que se o Pólo visível for o Sul, então o Pólo Norte está abaixo do Horizonte e portanto a Latitude Astronômica será negativa.

Como as dimensões da Terra são muito pequenas quando comparadas com as distâncias dos astros observados, podemos admitir que a Terra seja puntiforme e que o Plano do Horizonte passe pelo centro da Terra (figura 1.7). Pela figura podemos ver que a Latitude Geográfica φ e a Astronômica ϕ são complementos do mesmo ângulo χ , logo φ e ϕ são iguais, ou seja as Latitudes Geográfica e Astronômica são iguais (isso só vale no caso de Terra suposta esférica).

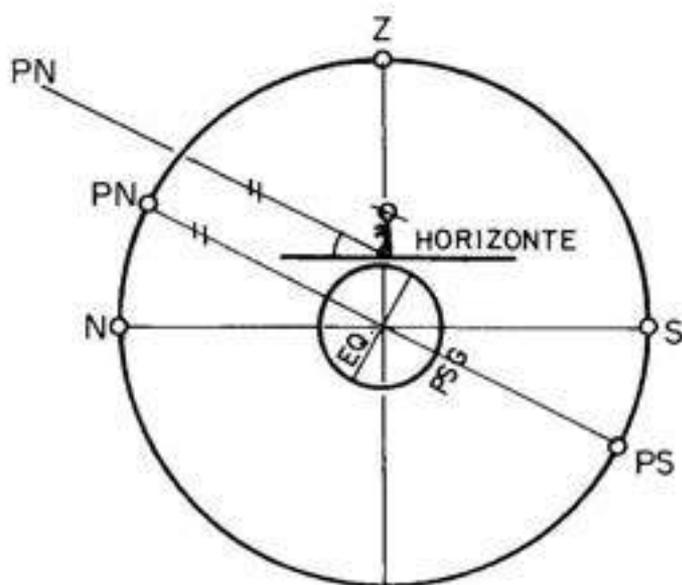


Figura 1.7

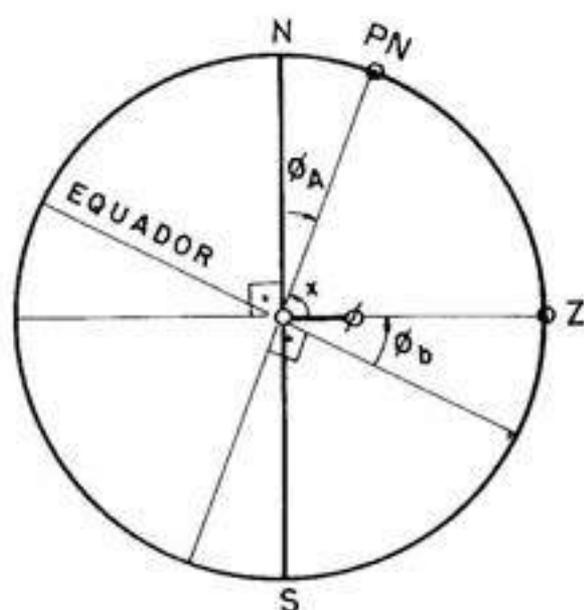


Figura 1.8

(c) Sistema Equatorial de Coordenadas

Da mesma forma como definimos um sistema de coordenadas que permitia associar a cada local da Terra um par de valores (λ, φ) , vamos definir, sobre a Esfera Celeste, o *Sistema Equatorial de Coordenadas*, que associará um par (α, δ) a cada ponto dessa esfera. Chamaremos *Equador Celeste* ao plano que, passando pelo centro da Terra, for perpendicular ao Eixo de Rotação da Terra (ou da Esfera Celeste). Esse plano cortará a Esfera Celeste ao longo de uma circunferência que também é chamada *Equador Celeste* (figura 1.9).

Cada uma das infinitas semi-circunferências que se iniciam no Pólo Celeste Norte e findam no Pólo Celeste Sul recebe o nome de *Meridiano Celeste*. Escolhamos um desses meridianos como sendo o *Meridiano Celeste de Referência* (veremos mais tarde como ele é

definido). A interseção desse meridiano com o Equador Celeste é o chamado *Ponto Vernal* ou *Ponto Gama* (γ) ou *Equinócio da Primavera Boreal* (relativo ao Hemisfério Norte). O sistema Equatorial de Referências é definido então por (figura 1.9):

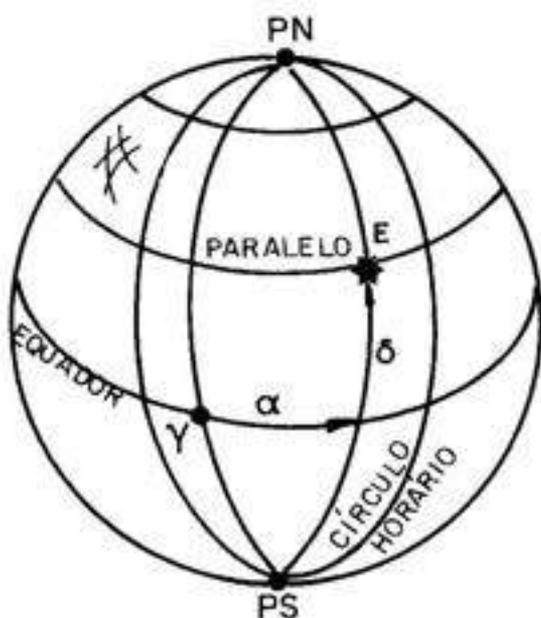


Figura 1.9

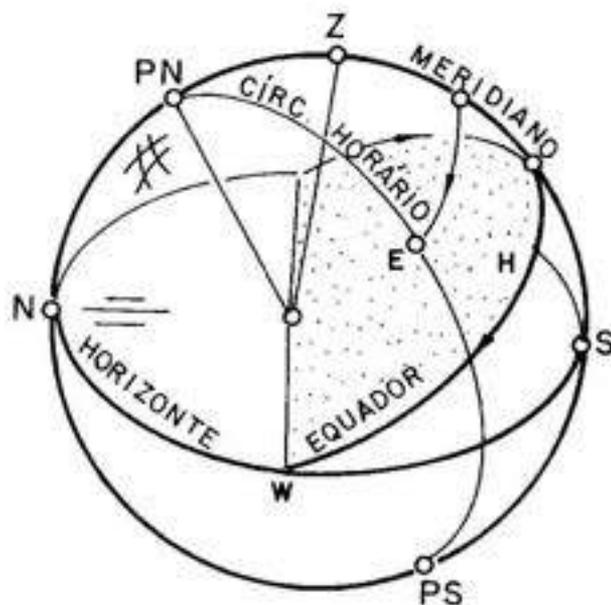


Figura 1.10

Ascensão Reta (α): é o ângulo medido sobre o Equador Celeste, desde o Meridiano de Referência, no sentido anti-horário quando visto do Pólo Celeste Norte, até o Meridiano Celeste que passa pelo astro em questão. Seu campo de definição vai de 0h até 24h.

Declinação (δ): é o ângulo medido ao longo do Meridiano Celeste do astro, desde o Equador Celeste até o astro. Astros do hemisfério Norte Celeste têm declinações positivas e astros do Hemisfério Sul Celeste as têm negativas. Seu campo de definição está entre -90° e $+90^\circ$. Algumas vezes prefere-se usar em lugar da Declinação o seu complemento angular, que passa a ser chamado *Distância Polar* (p). É imediato que

$$p + \delta = 90^\circ \quad (1.2)$$

Todas as estrelas que têm a mesma Declinação estão sobre um mesmo *Paralelo de Declinação*, que é uma circunferência paralela ao Equador Celeste.

(d) Sistema Horário de Coordenadas

O sistema de coordenadas Horizontais Locais é um sistema fixo à Terra, de modo que tanto o Azimute como a Altura dos astros variam ao longo do Movimento Diário Aparente da Esfera Celeste. No caso do sistema de Coordenadas Equatoriais, ao contrário, nem a Ascensão Reta nem a Declinação variam, já que o sistema é fixo à Esfera Celeste. Definamos

agora um sistema híbrido, onde uma coordenada (Ângulo Horário) é fixa à Terra e a outra (Declinação) é fixa à Esfera Celeste.

Definamos o *Meridiano Celeste Superior* (também chamado Meridiano Local) como o meridiano Celeste que contém o Zênite do Observador. O *Meridiano Celeste Inferior* (também conhecido como Anti-meridiano) será aquele Meridiano Celeste que contiver o Nadir do Observador.

As coordenadas que definem a posição de um astro nesse novo sistema de coordenadas serão (figura 1.10):

Ângulo Horário (H): é o ângulo medido sobre o Equador Celeste, desde o Meridiano Superior, no sentido para o Oeste, até o Meridiano Celeste que passa pelo astro em estudo. No sentido oposto o ângulo Horário é negativo. Seu campo de definição vai de $-12h$ até $+12h$.

Declinação (δ): tem a mesma definição já dada. Notar que nesse sistema de coordenadas o ângulo horário dos astros vai crescendo conforme o tempo vai passando. Com o tempo, astros de Ascensão Reta crescente vão passando pelo Meridiano Celeste Superior.

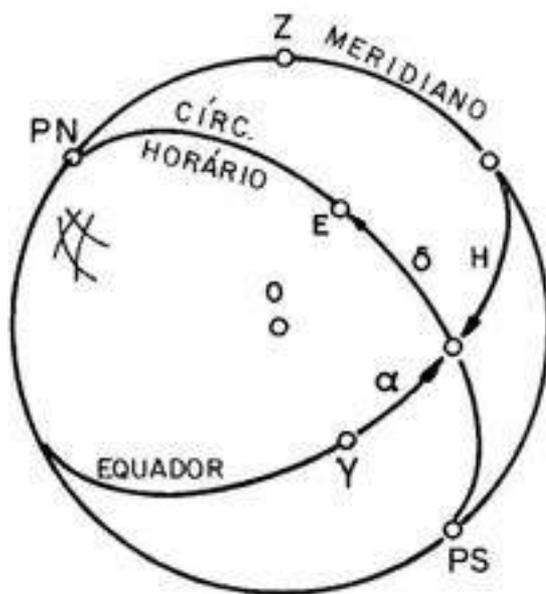


Figura 1.11

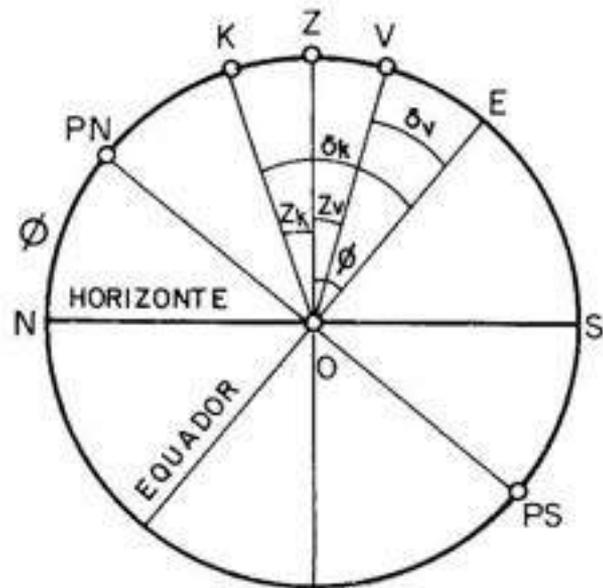


Figura 1.12

Utilizando a propriedade de que o Ângulo Horário cresce com o passar do tempo, podemos medir o tempo utilizando o Ângulo Horário de algum astro ou ponto da Esfera Celeste. Escolhamos o Ponto Vernal (γ). Definamos *Tempo Sideral* (TS) como o Ângulo Horário do Ponto γ :

$$TS = H_{\gamma} \quad (1.3)$$

Pela figura 1.11 podemos ver que:

$$TS = \alpha_* + H_* \quad (1.4)$$

Chamamos *Dia Solar* ao intervalo de tempo entre duas *Culminações Superiores* do Sol num mesmo Meridiano Celeste. Convencionamos que sua duração seja de 24h00m00s de Tempo Solar. Denominamos *Dia Sideral* ao interregno entre duas Passagens Superiores do Ponto γ pelo mesmo Meridiano Celeste. Sua duração convencionou-se ser de 24h(S)00m(S)00s(S) de Tempo Sideral.

Observações astronômicas mostram que um Dia Sideral é cerca de 3m56s mais curto que o Dia Solar:

$$1 \text{ Dia Sideral} \cong 23\text{h}56\text{m}04\text{s} \quad (1.5)$$

Conforme visto, se um astro estiver cruzando o Meridiano Celeste Superior de um Observador, seu Ângulo Horário será nulo. Então, podemos escrever que:

$$TS = \alpha \quad (H = 0) \quad (1.6)$$

Na *Culminação Inferior* (passagem pelo Meridiano Celeste Inferior) o Ângulo Horário é de 12h. Então,

$$TS = \alpha + 12^{\text{h}} \quad (1.7)$$

Na figura 1.12, admitamos que K seja uma estrela que culmina superiormente entre o Pólo visível e o Zênite do local; seja V uma estrela que culmina entre o Zênite e o ponto cardeal de nome oposto ao do Pólo visível. Com simples somas e subtrações de ângulos podemos demonstrar que (A = Azimute da culminação):

$$\text{se } A = 0^\circ, \quad z = \delta - \varphi \quad (1.8)$$

$$\text{se } A = 180^\circ, \quad z = \varphi - \delta \quad (1.9)$$

(e) Movimento Anual Aparente do Sol

Conforme vimos, o movimento diário aparente do Sol o faz movimentar-se na abóbada celeste nascendo no Leste e pondo-se no Oeste. Será que o Sol faz esse movimento sempre na mesma posição do Céu? E, será que ele possui algum movimento com relação às estrelas fixas?

Definamos um *Gnômon* (figura 1.13) como uma haste colocada verticalmente no solo. Passemos a observar sua sombra projetada no solo horizontal. Conforme o tempo passa, vemos que uma sombra que de manhã era muito longa, perto do meio-dia é bem mais curta, e ao entardecer volta a ser bem longa. Verificamos também que, quando a sombra tem o menor comprimento, é o instante do dia que divide sua parte clara em duas partes iguais; isto é, é o *Meio-dia*. A linha no plano horizontal que passa pelo pé do gnômon e tem a direção da sombra de menor comprimento se chama *Linha do Meridiano*; ela passa pelas direções Norte e Sul.

Passemos a observar o Sol todo dia ao Meio-dia medindo sua distância zenital. Se soubermos a Latitude Geográfica do lugar, podemos, através da fórmula

$$z = \delta - \varphi \quad (1.10)$$

determinar a declinação do Sol para cada dia do ano. Verificamos que essa declinação varia diariamente. Isso significa que o Sol se movimenta com relação às estrelas, já que essas possuem coordenadas equatoriais constantes.

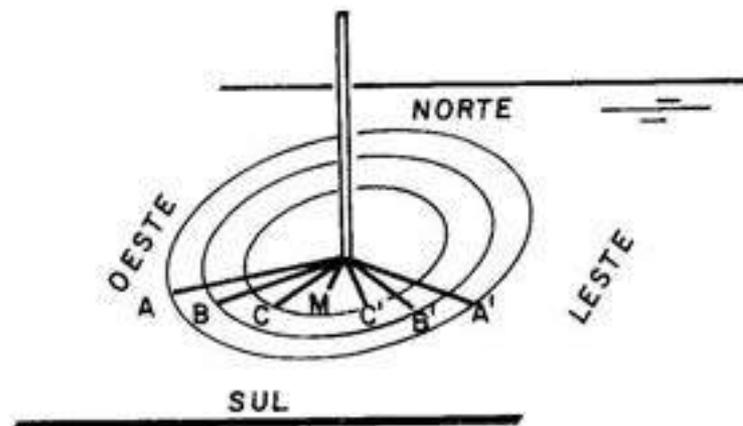


Figura 1.13

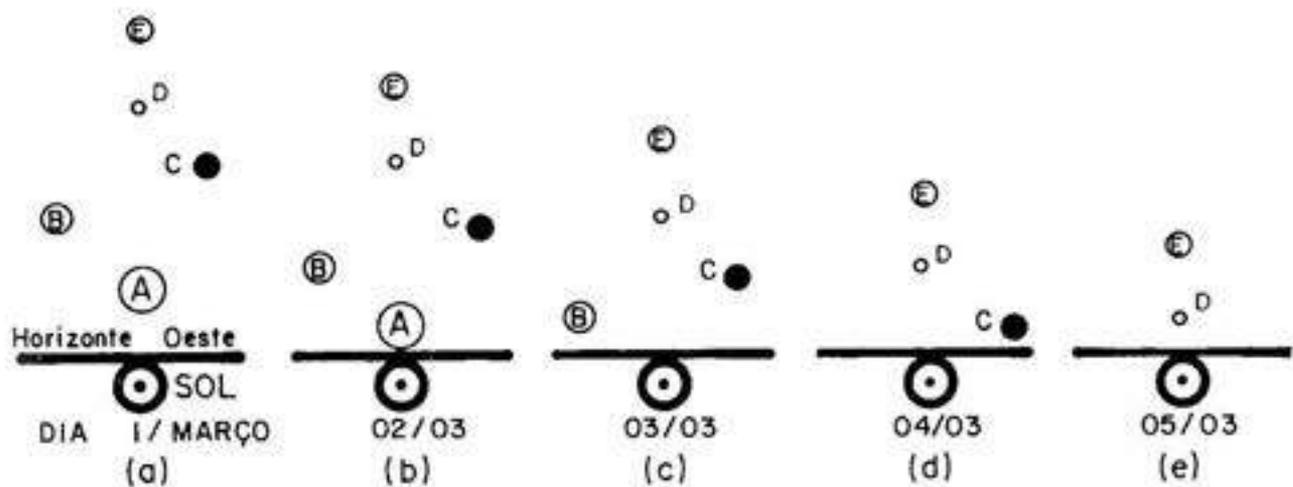


Figura 1.14

Uma outra maneira de ver que o Sol muda de posição com relação às estrelas é observá-lo com relação a elas. Mas como fazê-lo, se estrelas e Sol não podem ser vistos simultaneamente? Basta observar a posição em que o Sol se põe diariamente (figura 1.14). Logo depois do ocaso, começam a aparecer as estrelas. Observemos as estrelas que aparecem na região em que o Sol se pôs. Verificaremos que dia após dia as estrelas dessa região vão mudando de posição na hora do ocaso; além disso, depois de alguns dias, novas estrelas vão aí aparecendo no lugar das anteriormente existentes. Isso significa que a posição do Sol vai mudando com relação às estrelas. Constatamos que depois de cerca de 365 dias a posição do Sol com relação às estrelas volta a ser a mesma. Esse intervalo de tempo passou

a se chamar *Ano*, mais especificamente, *Ano Trópico*.

Outra averiguação feita ao longo de observações de muitos anos, foi a de que, quando a sombra do gnômon ao meio dia era mínima (figura 1.15), correspondia sempre a época mais quente do ano; esse instante passou a se chamar *Início do Verão Boreal*, ou *Solstício do Verão Boreal*. Quando a sombra era máxima, era a época mais fria do ano; definiu-se esse instante como o início do *Inverno Boreal*, ou *Solstício do Inverno Boreal*.

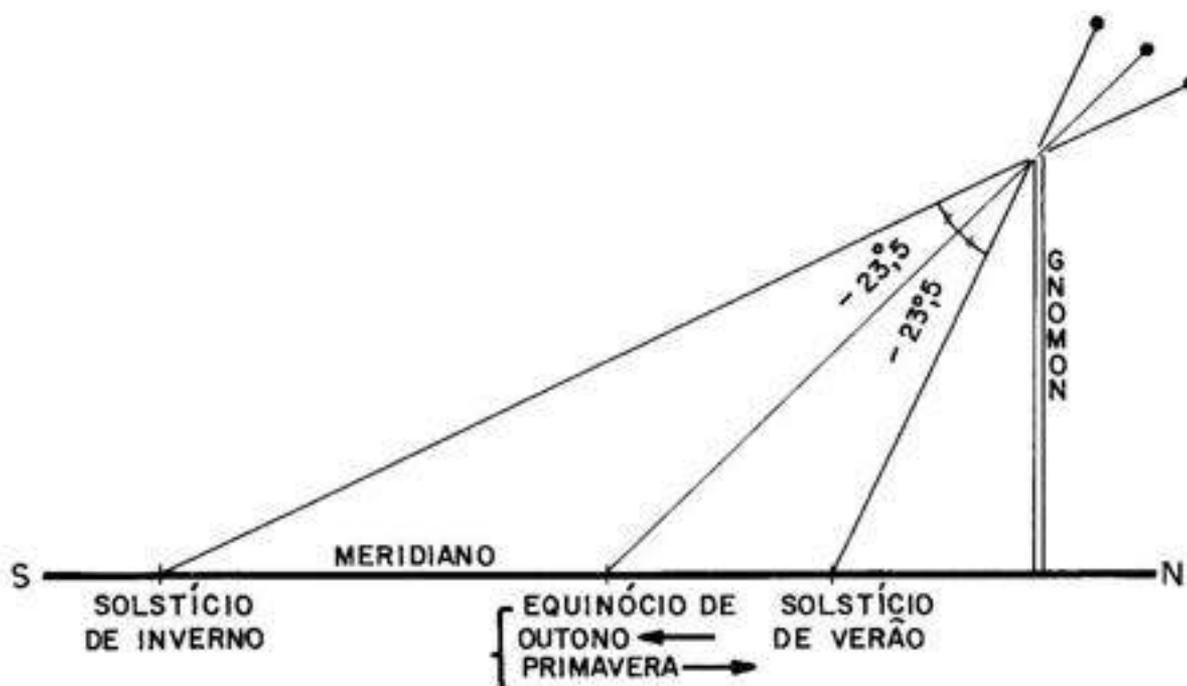


Figura 1.15

Quando a sombra do gnômon coincidia com a interseção da bissetriz do ângulo formado pelas direções meridianas do Sol nos solstícios, dizia-se que ele estava nos *Equinócios*; caso o inverno já tivesse passado, o Equinócio seria o da *Primavera*, também chamado Ponto Vernal ou Ponto Gama (γ); caso o verão tenha findado, o ponto passa a se denominar *Equinócio do Outono Boreal*. Notar que no hemisfério Sul, as estações são as de nome oposto ao da estação vigente no hemisfério Norte.

Foi observando a sombra do gnômon ao meio-dia que os antigos astrônomos conseguiram medir a duração do *Ano das Estações* ou Ano Trópico: cerca de 365,242199 dias. Como a duração do ano não é um número inteiro de dias, cada povo da antiguidade procurou meios de definir regras para que em média o Ano tivesse uma duração próxima da do Ano Trópico. Uma dessas regras, que passou a se chamar *Ano Juliano*, impunha

que a cada 4 anos um ano deveria ter 366 dias ao invés de 365. Com isso, em média, a duração do Ano Juliano teria 365,25 dias, bem próximo do valor real. Por convenção, serão *bissextos* (366 dias) os anos divisíveis por 4.

Outra regra surgida em 1582 instituiu o *Ano Gregoriano*, no qual os anos Julianos que terminassem em 00 deixariam de ser bissextos, exceto se fossem divisíveis por 400. Com isso a duração média do Ano Gregoriano ficou sendo de 365,2425 dias, bastante próximo do valor real do Ano Trópico. Esse é o calendário atualmente adotado.

(f) Sistema de Coordenadas Eclípticas

Chamamos *Eclíptica* à linha que o Sol parece descrever por entre as estrelas durante seu movimento anual aparente. Verificamos que essa linha cruza o Equador Celeste em dois pontos, que são os *Pontos Equinociais*: *Ponto Gama* (ou *Ponto Áries*) quando passa do Hemisfério Sul para o Norte e *Ponto Libra* quando no sentido oposto. Definimos as coordenadas do *Sistema Eclíptico de Coordenadas* (figura 1.16):

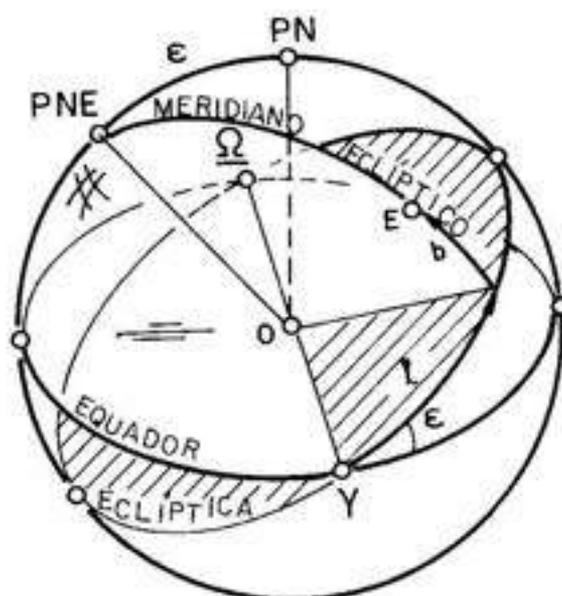


Figura 1.16

Longitude Eclíptica (ℓ): é o ângulo medido desde o Ponto Gama, sobre a Eclíptica, até o meridiano Eclíptico que passa pelo astro em questão;

Latitude Eclíptica (b): é o ângulo desde a Eclíptica, medido sobre o meridiano Eclíptico que passa pelo astro, até o astro.

O ângulo entre o plano do Equador e o plano da Eclíptica se chama *Obliquidade da Eclíptica* (ϵ) e vale aproximadamente $23^{\circ}27'08''$.

1.3 Relações entre coordenadas celestes

Muitas vezes são conhecidas as coordenadas de um astro num determinado sistema de coordenadas e deseja-se obter suas coordenadas num outro sistema. Uma das maneiras de se fazer tal mudança de sistemas de coordenadas é por meio de *Triângulos Esféricos*.

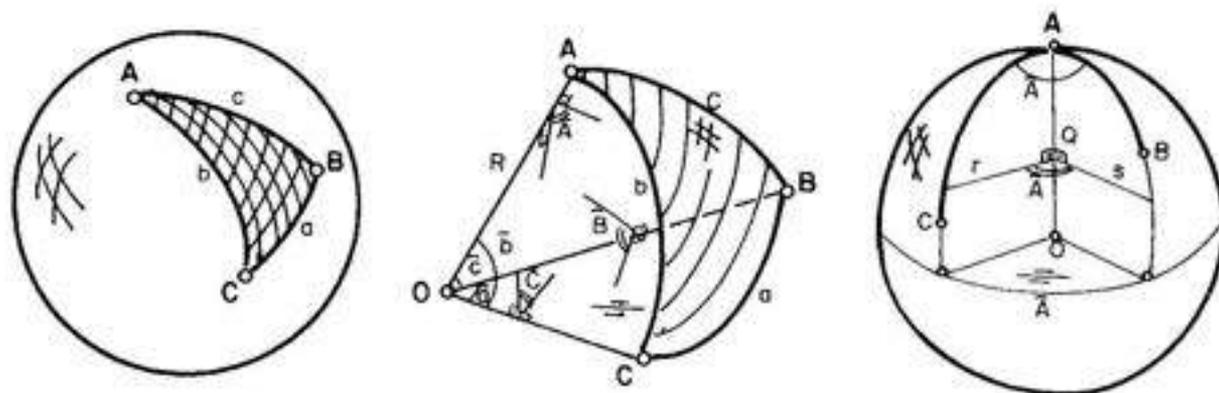


Figura 1.17

Triângulo Esférico é a parte da esfera definida pela interseção de três planos, dois a dois, que obrigatoriamente passam pelo centro da esfera (figura 1.17a). Os arcos de circunferência que ficam definidos na superfície da esfera se chamam lados a, b, c do Triângulo Esférico (figura 1.17b). Suas interseções são os vértices do Triângulo (figura 1.17b, 1.17c). Os ângulos diedros das interseções são os ângulos A, B, C do Triângulo Esférico. Com a geometria e trigonometria planas pode-se demonstrar que:

$$\cos a = \cos b \cos c + \sin b \sin c \cos A \quad (1.11)$$

$$\frac{\sin a}{\sin A} = \frac{\sin b}{\sin B} = \frac{\sin c}{\sin C} \quad (1.12)$$

$$\sin a \cos B = \cos b \sin c - \sin b \cos c \cos A \quad (1.13)$$

A aplicação conveniente dessas fórmulas nos triângulos que os diversos sistemas de coordenadas definem, permite a mudança de coordenadas de um astro.

Horizontais-Horárias

$$\sin \delta = \cos z \sin \varphi + \sin z \cos \varphi \cos A \quad (1.14)$$

$$\sin H \cos \delta = -\sin z \sin A \quad (1.15)$$

$$\cos \delta \cos H = \cos z \cos \varphi - \sin z \sin \varphi \cos A \quad (1.16)$$

Horárias-Horizontais

$$\cos z = \operatorname{sen} \varphi \operatorname{sen} \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos H \quad (1.17)$$

$$\operatorname{sen} z \operatorname{sen} A = -\operatorname{sen} H \cos \delta \quad (1.18)$$

$$\operatorname{sen} z \cos A = \cos \varphi \operatorname{sen} \delta - \operatorname{sen} \varphi \cos \delta \cos H \quad (1.19)$$

Horárias-Equatoriais e vice-versa

$$TS = \alpha + H \quad (1.20)$$

Equatoriais-Eclípticas

$$\operatorname{sen} b = \cos \varepsilon \operatorname{sen} \delta - \operatorname{sen} \varepsilon \cos \delta \operatorname{sen} \alpha \quad (1.21)$$

$$\cos b \cos l = \cos \delta \cos \alpha \quad (1.22)$$

$$\cos b \operatorname{sen} l = \operatorname{sen} \varepsilon \operatorname{sen} \delta + \cos \varepsilon \cos \delta \operatorname{sen} \alpha \quad (1.23)$$

Eclípticas-Equatoriais

$$\operatorname{sen} \delta = \cos \varepsilon \operatorname{sen} b + \operatorname{sen} \varepsilon \cos b \operatorname{sen} l \quad (1.24)$$

$$\cos \delta \cos \alpha = \cos b \cos l \quad (1.25)$$

$$\cos \delta \operatorname{sen} \alpha = -\operatorname{sen} \varepsilon \operatorname{sen} b + \cos \varepsilon \cos b \operatorname{sen} l \quad (1.26)$$

Achemos relações existentes entre coordenadas no nascer e ocaso de um astro. Dizemos que um astro está nascendo ou se pondo quando sua altura é nula (ou o que é o mesmo, sua distância zenital é 90°). O ângulo horário do pôr de um astro recebe o nome de *Arco Semi-diurno* e representa a metade do intervalo de tempo sideral durante o qual o astro está acima do horizonte. O azimute e o arco semi-diurno de um astro podem ser obtidos por :

$$H(n) = -H(p) \quad (1.27)$$

$$\cos A = \operatorname{sen} \delta \operatorname{sec} \varphi \quad (1.28)$$

$$\cos H = -\tan \varphi \tan \delta \quad (1.29)$$

1.4 Modificações nas coordenadas de uma estrela**(a) Precessão e nutação**

Hiparcos, no século II a.C., repetindo procedimento feito por Timocharis 144 anos antes, determinou a longitude eclíptica da estrela Spica, a mais brilhante da constelação

da Virgem. Ele achou o valor de 174° , que era de 2° a mais que o valor achado por Timocharis. Como a noção de estrela fixa era muito arraigada na época, ao invés de admitir que a estrela tivesse se deslocado de 2° , ele preferiu admitir que o sistema de referências se deslocou dos mesmos 2° , só que no sentido oposto. Daí surgiu o termo *Precessão* ou *Retrogradação dos Equinócios*, já que o Ponto Gama (γ) deslocava-se para o sentido oposto ao do movimento anual aparente do Sol.

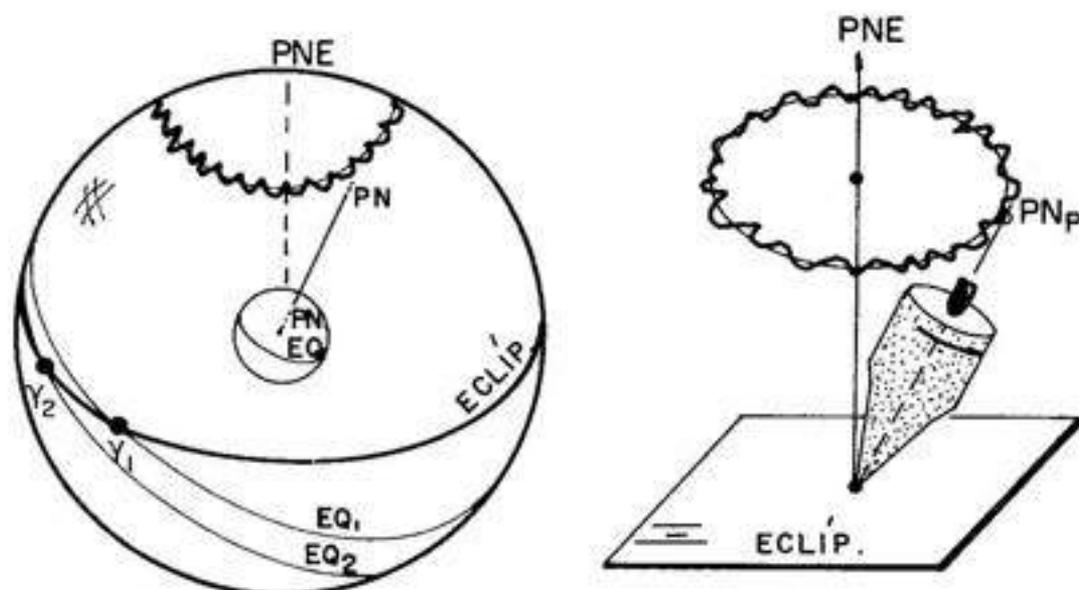


Figura 1.18

Sabe-se hoje que o fenômeno é real, e que advém do movimento do plano do Equador, causado por torques aplicados pela Lua e pelo Sol nas partes da Terra que a diferenciam de uma esfera perfeita. O período da precessão é de aproximadamente 26 mil anos. Ora, como o eixo de rotação é perpendicular ao plano do Equador, se esse muda de direção então o eixo também mudará. O movimento da Terra pode ser comparado com o de um pião (figura 1.18) que não gira com seu eixo perpendicularmente ao chão. Isso acarreta que o pólo Norte na Esfera Celeste não está sempre na direção das mesmas estrelas. Na verdade, o Pólo Norte Celeste descreve, a cada 26 mil anos, aproximadamente uma circunferência de raio de cerca de 23° centrado no Pólo Norte da Eclíptica. Isso significa que a Estrela Polar, a mais próxima do Pólo Celeste Norte, muda com o tempo. A precessão ocasiona uma lenta, mas gradual mudança nas coordenadas de todas as estrelas.

Enquanto que a precessão é um movimento monotônico, a *Nutação* é um movimento periódico do eixo de rotação que o faz oscilar em torno de um eixo médio. As causas da nutação e da precessão são as mesmas, diferindo apenas nas amplitudes e nos períodos. Quando a Nutação é desprezada, a posição de uma estrela em relação ao sistema de re-

ferência afetada apenas da precessão é chamada de *Posição Média*. Quando a Nutação também é levada em conta, a posição é dita *Aparente*.

(b) Paralaxe

Um Sistema de Referência é dito *Inercial* quando não está sujeito a nenhuma aceleração. Uma das metas da Astrometria é a de procurar um Sistema de Referências que melhor se adapte a essa definição. Sabemos que a Terra gira em torno do Sol. Isso significa que ela não é uma boa origem para um sistema inercial, pois possui aceleração centrípeta. Um sistema mais inercial seria obtido se se centrasse o sistema no Sol.

As posições das estrelas baseadas num sistema centrado no Sol seriam chamadas *Posições Heliocêntricas*. Claro está que elas diferem das posições vistas da Terra (Sistema Geocêntrico). A diferença de posição gerada pela mudança da origem do referencial chama-se *Paralaxe*. A paralaxe causada pela passagem da origem do sistema desde o centro do Sol para o centro da Terra recebe o nome de *Paralaxe Anual*. A paralaxe gerada pela passagem da origem do referencial desde o centro da Terra até o ponto da sua superfície onde está o observador (Sistema Topocêntrico) é denominada *Paralaxe Diurna*.

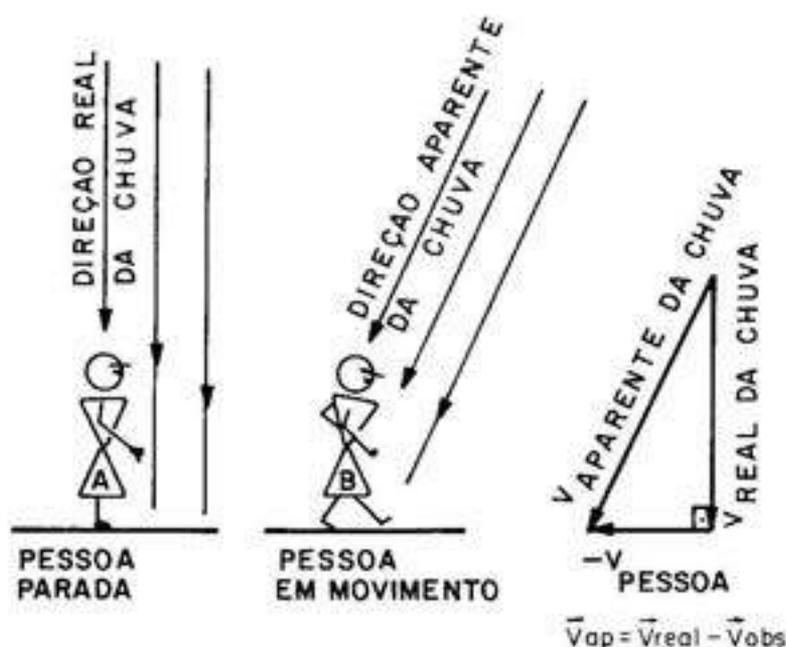


Figura 1.19

(c) Aberração

Imagine pingos de chuva caindo na vertical (figura 1.19). Se alguém permanecer parado sob ela, molhará principalmente os ombros. Caso a pessoa resolva correr na chuva, ficará bastante molhada também na sua região frontal. Para uma segunda pessoa que não presenciou a chuva mas apenas seus efeitos sobre a primeira pessoa, fica impossível concluir se a chuva estava caindo de forma inclinada e a pessoa ficou parada sob ela, ou se a chuva

caia na vertical e a pessoa correu sob ela. Ao efeito combinado da velocidade e direção de deslocamento da pessoa com a velocidade e deslocamento da chuva chamamos *Composição de Movimentos* da pessoa e da chuva. Se substituirmos a chuva pela Luz, a composição de movimentos entre o Observador e a Luz recebe o nome de *Aberração da Luz*. Ela faz com que se tenha a impressão de que a luz vem de uma direção ligeiramente mais à frente (no sentido do movimento do observador) do que a fonte emissora realmente se encontra. Caso a velocidade considerada do observador seja aquela resultante do seu movimento anual em torno do Sol, a aberração se chama *Aberração Anual*. Caso se considere apenas a velocidade decorrente do movimento de rotação da Terra, teremos a *Aberração Diurna*.

(d) Movimento próprio das estrelas

Até aqui nos referimos às estrelas como astros fixos na Esfera Celeste. Tal fato não é no entanto verdadeiro: as estrelas possuem, cada uma, um movimento intrínseco que as faz moverem-se umas com relação às outras, ocasionando lentas modificações nas formas das constelações. A essa velocidade de cada estrela chamamos *Movimento Próprio da Estrela*. É costume dividir o movimento próprio em duas componentes: movimento próprio em ascensão reta (μ^α) e movimento próprio em declinação (μ^δ).

(e) Refração atmosférica

A passagem da luz do quase vácuo, que circunda a Terra, para a sua atmosfera recebe o nome de *Refração Atmosférica*. Quando o raio de luz não incide com sua direção passando pelo centro da Terra ela sofre um desvio fazendo com que os astros sejam vistos numa direção ligeiramente acima daquela em que na realidade se encontram (figura 1.20). Seja z a distância zenital sob a qual um astro seria observado se não sofresse influência da atmosfera; seja z' a distância zenital sob a qual ele efetivamente está sendo observado. Pode-se demonstrar que:

$$z' = z - R \quad (1.30)$$

onde

$$R = 60,34''(P/760)[273/(\theta + 273)]\tan z' \quad (1.31)$$

onde P é a pressão atmosférica em mm de Hg e θ é a temperatura do ar em graus C. Por causa da refração atmosférica, o Sol pode ser visto mesmo que sua posição real o coloque abaixo do horizonte: devido à refração ele parece estar acima do horizonte.

1.5 Medidas de tempo

Os elementos utilizados para se medir a passagem do tempo são:

- (i) **Instante:** é um conceito primitivo que representa o “quando” certo fenômeno ocorreu;
- (ii) **Época:** é o particular instante tomado como origem para a contagem do tempo;
- (iii) **Data:** é o instante da ocorrência do fenômeno que se deseja particularizar;
- (iv) **Intervalo de Tempo:** é o tempo decorrido entre a época e a data;

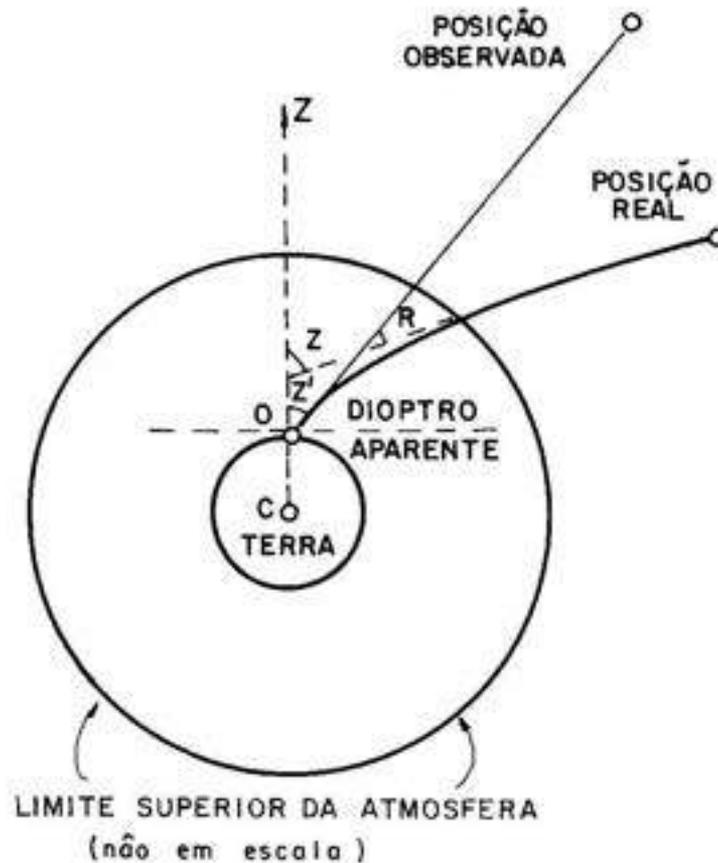


Figura 1.20

(v) **Escala de Tempo:** é o padrão que se adota para medir a passagem do tempo; deve-se basear em fenômenos repetitivos (e contáveis) ou contínuos (e mensuráveis);

(vi) **Relógio:** é a materialização do sistema de medida de tempo.

O tempo cujo relógio é o Sol é chamado *Tempo Solar*. Ele se baseia no suceder do dia e da noite. Um *Dia Solar* tem, por definição 24 horas solares. Verifica-se, no entanto, que um *Dia Solar Verdadeiro*, isto é, o intervalo de tempo entre dois nasceres sucessivos do Sol, não tem uma duração constante ao longo do ano. Definiu-se então *Dia Solar Médio* como sendo um Dia de duração igual à média das durações dos dias verdadeiros ao longo de um ano. Essa diferença decorre da associação do movimento de *Rotação* da Terra em torno de seu eixo com seu movimento de *Translação* em torno do Sol. Esse último não é uniforme, acarretando a variação da duração do Dia.

Quando o relógio usado é baseado nas estrelas, temos o *Tempo Sideral*. Define-se o *Dia Sideral* como sendo o intervalo de tempo entre duas passagens sucessivas de uma dada estrela (geralmente o ponto γ) pelo mesmo meridiano. Sua duração é de 24 horas Siderais, por definição. Quando comparado com o Dia Solar, verificamos que o Dia Sideral é cerca de 3m56s mais curto:

$$\text{Dia Sideral} = 23h(S)56m(S)04s(S) \quad (1.32)$$

Apesar do Tempo Sideral ser bem mais uniforme que o Tempo Solar, ainda assim nota-se que existem pequenas irregularidades no seu escoamento. Isso traz uma dificuldade, pelo menos teórica, nas equações da Mecânica, onde o Tempo é considerado o argumento independente e portanto uniforme. Para garantir tal argumento, definiu-se o *Tempo das Efemérides* como sendo aquele perfeitamente uniforme. Sua determinação, na prática, era feita a partir de observações de astros do Sistema Solar, em particular da Lua. Face ao movimento rápido da Lua e de suas dimensões aparentes, sua determinação não é só difícil, como apresenta imprecisões muito grandes. Dessa forma, a característica de “uniformidade” deixa de ser válida. Hoje, o tempo determinado dessa forma passa a ser chamado *Tempo Dinâmico*, substituindo o até então chamado Tempo das Efemérides; esse último continua sendo, por definição, aquele tempo idealmente uniforme como reza a Mecânica Clássica.

Até meados de 1950, os relógios mais confiáveis e precisos tinham origem astronômica. A partir dessa data começaram a operar os chamados *Relógios Atômicos*, baseados nas vibrações de cristais e mais tarde nos saltos quânticos efetuados por elétrons. Esses sistemas mostraram-se muito mais uniformes do que os relógios celestes até então utilizados. O tempo medido a partir desses relógios passou a ser chamado de *Tempo Atômico*.

A unidade fundamental do Tempo Atômico passou a ser o *Segundo Internacional*, cuja definição é: *1 segundo (SI) é o tempo decorrido para que ocorram 9.192.631.770 ciclos de transição entre níveis hiperfinos do estado fundamental do cézio 133*. O número de ciclos desta definição foi escolhido para que o segundo do SI fosse parecido com o segundo inicialmente definido de forma astronômica. Mas, o movimento de rotação da Terra mostrou-se não uniforme, de modo que com o passar do tempo, a hora fornecida pelos relógios atômicos deixou de ter relação direta com os fenômenos astronômicos. Isso significa que, sem se fazer as devidas correções, com o tempo o nascer e ocaso do Sol poderiam estar muitas horas defasados do que indicariam os relógios atômicos. Para contornar esse problema, definiu-se o *Tempo Universal Coordenado*, que é um tempo de escala atômica mas que é acertada na origem cada vez que sua diferença com relação ao tempo astronômico ultrapassa um determinado valor. É essa a hora disseminada pelas chamadas *Rádios Relógio*.

PARTE II - SISTEMA SOLAR

Capítulo 2

ESTRUTURA DO SISTEMA SOLAR

Roberto Boczko

2.1 Sistemas do mundo

Uma das preocupações dos homens no decorrer do tempo foi a de determinar a *estrutura do Mundo* que observavam. Mundo era a palavra usada para representar o *Universo* que podiam observar.

(a) Sistema geocêntrico

A primeira das mais lógicas estruturas propostas foi a do *Sistema Geocêntrico* (ver figura 2.1): nele, a Terra ocupava o centro do Mundo e tudo o mais girava em seu redor. Esse sistema foi inferido a partir da observação do movimento diário aparente dos astros. Quem esquematizou esse sistema foi o egípcio Ptolomeu no século II d.C. e seu modelo foi usado até o século XVI.

A ordem da colocação dos astros em torno da Terra foi obtida admitindo-se que quanto mais distante eles estivessem da Terra mais tempo levariam para dar uma volta em torno dela. Assim, nessa ordem vinha a Lua, Mercúrio, Vênus, Sol, Marte, Júpiter e Saturno; englobando tudo estavam as estrelas.

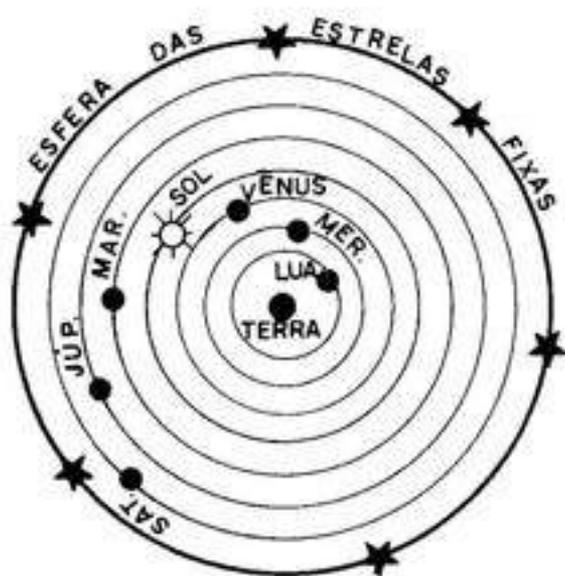


Figura 2.1

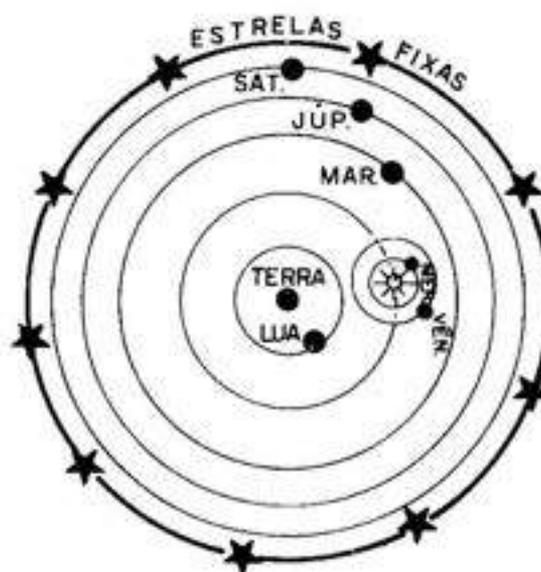


Figura 2.2

Esse modelo, se bem que muito razoável, apresentava alguns inconvenientes: na época admitia-se que o céu era um local perfeito, e portanto os astros deveriam realizar movimentos perfeitos; acontece que entre as estrelas fixas, as quais realmente realizavam movimentos bastante uniformes, havia 7 astros que fugiam completamente dessa regra; eram os chamados *Astros Errantes*, em grego denominados *Planetas*. Os planetas se moviam com relação às estrelas fixas. Notar que o Sol e a Lua também eram chamados de planetas, o que hoje não mais é feito.

Para tentar explicar o movimento de pelos menos dois deles, Heráclides, no século IV a.C. propôs um *sistema misto* (figura 2.2): a Terra estaria no centro do Mundo, mas Mercúrio e Vênus, que nunca eram vistos muito distantes do Sol, girariam em torno deste e não da Terra. Apesar de esse modelo ser mais realista do que o de Ptolomeu, não há indícios de que ele tenha sido adotado nem mesmo por astrônomos posteriores.

(b) Sistema geocêntrico com epiciclos

Ainda na vigência do Sistema Geocêntrico, começaram a aparecer problemas: conforme os métodos e instrumentos de observação astronômica foram ficando mais refinados, as posições observadas passavam a diferir cada vez mais das posições obtidas através de previsões matemáticas oriundas de modelos adotados para explicar os movimentos.

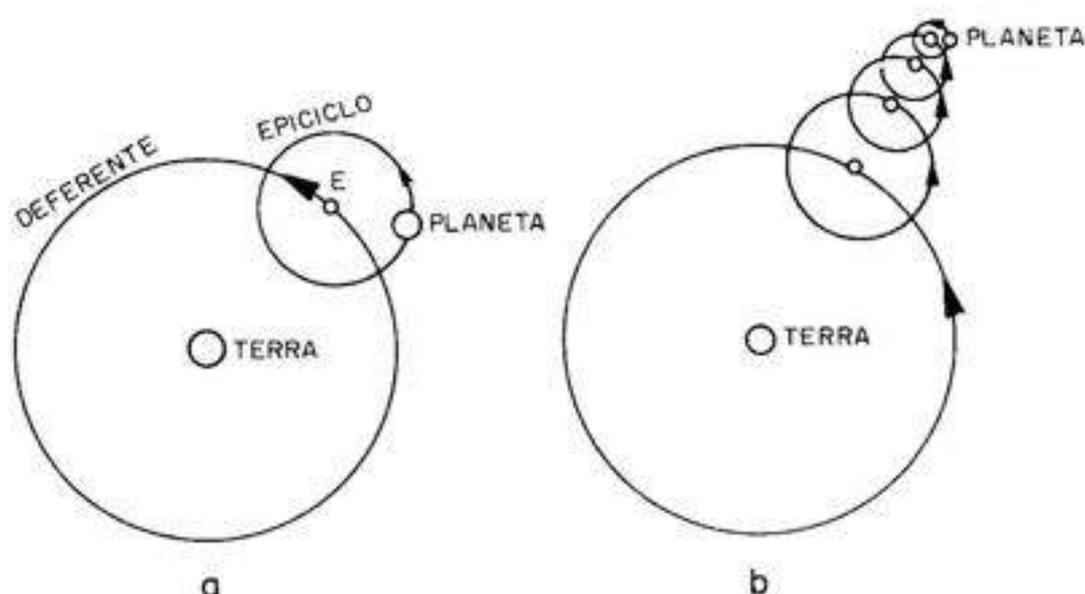


Figura 2.3

Para minorar o problema, passaram a adotar o modelo Geocêntrico mas com *Epiciclos* (figura 2.3a): o planeta giraria em torno de um ponto abstrato que por sua vez giraria em torno da Terra. A órbita do ponto abstrato chamava-se *Deferente* e a órbita do planeta em torno do ponto abstrato era o *Epiciclo*.

A sucessiva melhoria das teorias e das observações exigiu que o primeiro epiciclo passasse a ser um segundo deferente, ao qual se ligava novo epiciclo (figura 2.3b). E assim sucessivamente. Apesar de conveniente, do ponto de vista de representar as posições observadas com razoável precisão, o método tinha a desvantagem de ser bastante complexo para a época.

(c) Sistema heliocêntrico

No século XVI, o polonês Copérnico procurou uma maneira de simplificar essa representação, e propôs o *Sistema Heliocêntrico*, isto é, o Sol passaria a ocupar a posição de centro do Mundo, passando a Terra a ser apenas mais um dos planetas que giravam em torno do Sol (figura 2.4). Notar que essa idéia não era absolutamente original, visto que Aristarco e Nicolau de Cusa já a haviam aventado. Mesmo no antigo Egito, por volta do século XIV a.C., Amenófis IV propôs o Sol no centro do Mundo, mas nesse caso o motivo parece ter sido unicamente religioso, sem nenhum fundamento científico. Ao que tudo indica Copérnico foi o primeiro a dar uma forma científica ao Sistema Heliocêntrico.

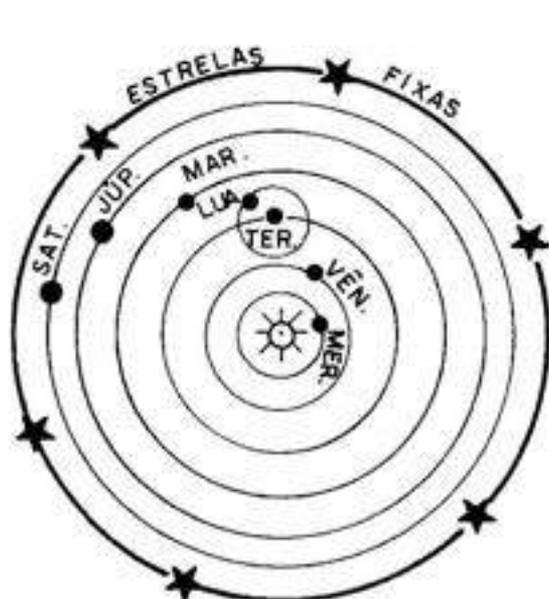


Figura 2.4

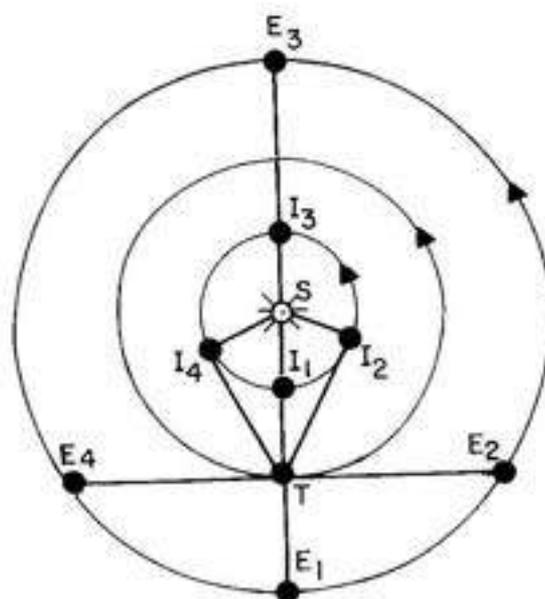


Figura 2.5

Com o Sistema Heliocêntrico o movimento aparentemente desorganizado dos planetas pode ser explicado como sendo o resultado de uma simples soma vetorial de velocidades. Notar que, mesmo nesse sistema, o movimento dos planetas era suposto circular e uniforme, como convinha a qualquer movimento perfeito, entre eles, conforme os dogmas da época, aquele descrito pelos astros no céu.

A ordem dos planetas em torno do Sol foi considerada da mesma forma como no caso Geocêntrico: quanto maior o período da órbita em torno do Sol, mais distante o planeta deveria estar do mesmo. Mais tarde verificou-se que tal proposição era correta. Apenas a Lua continuava a girar em torno da Terra, o que também está correto.

Não havia nenhuma prova de que o sistema heliocêntrico fosse verdadeiro. A primeira prova irrefutável de que a Terra não era o centro de todos os movimentos celestes veio com Galileu por volta do início do século XVII, quando ele direcionou sua luneta ao planeta Júpiter e pode perceber que 4 astros (mais tarde chamados de satélites galileanos de

Júpiter) descreviam, com certeza, órbitas em torno de Júpiter e não da Terra. Foi a pá de cal no sistema Geocêntrico. Apenas argumentos não científicos podiam manter a Terra como centro do Mundo.

(d) Configurações Planetárias

De acordo com as distâncias até o Sol, os planetas passaram a ser classificados em duas categorias: *Planetas Internos* (Mercúrio e Vênus) aqueles que tinham órbitas menores que a da Terra, e *Planetas Exteriores* (Marte, Júpiter, Saturno e mais tarde, Urano Netuno e Plutão) que tinham órbitas maiores que a da Terra.

Ao longo de suas órbitas, determinadas posições passaram a ter nomes próprios: as chamadas *Configurações*. Para os planetas Interiores foram definidas as seguintes configurações (figura 2.5):

Conjunção Inferior: Sol, Planeta e Terra alinhados, com o planeta entre o Sol e a Terra (I1);

Conjunção Superior: Planeta, Sol e Terra alinhados, com o Sol entre a Terra e o Planeta (I3);

Máxima Elongação Ocidental: quando o ângulo entre a Terra e o Sol, vistos do Planeta, é reto e o planeta é visto da Terra um pouco antes do amanhecer; nessa posição o planeta parece o mais afastado para o Oeste do Sol (I2);

Máxima Elongação Oriental: quando o ângulo entre a Terra e o Sol, vistos do Planeta, é reto e o planeta é visto da Terra um pouco depois do anoitecer; nessa posição o planeta parece o mais afastado par o Leste do Sol (I4).

Para os planetas Exteriores valem as seguintes configurações (figura 2.5):

Oposição: Sol, Terra, Planeta alinhados, com a Terra entre o Sol e o Planeta (E1);

Conjunção : Sol, Planeta e Terra alinhados, com o planeta entre o Sol e a Terra (E3);

Quadratura Ocidental: quando o ângulo entre o Planeta e o Sol, observados da Terra, é reto, estando o Planeta a Oeste do Sol (E2);

Quadratura Oriental: quando o ângulo entre o Planeta e o Sol, observados da Terra, é reto, estando o Planeta a Leste do Sol (E4).

2.2 Fases da Lua

Dos astros do Sistema Solar, o único que é *Luminoso* (gera a energia que emite) é o Sol; os demais são *Iluminados* (apenas refletem a energia recebida do Sol).

Apesar de não saber os motivos verdadeiros das *fases da Lua* (significando aparência, em grego), Aristarco, no século III a.C. conseguiu mostrar que elas decorriam da posição relativa entre o Sol a Lua e a Terra (figura 2.6). Assim, quando a Lua está alinhada entre a Terra e o Sol, a sua face iluminada é aquela invisível da Terra; teremos a *Lua Nova*, a qual praticamente não é visível da Terra, a menos de, em alguns casos, permanecer um débil filete circunferencial brilhante.

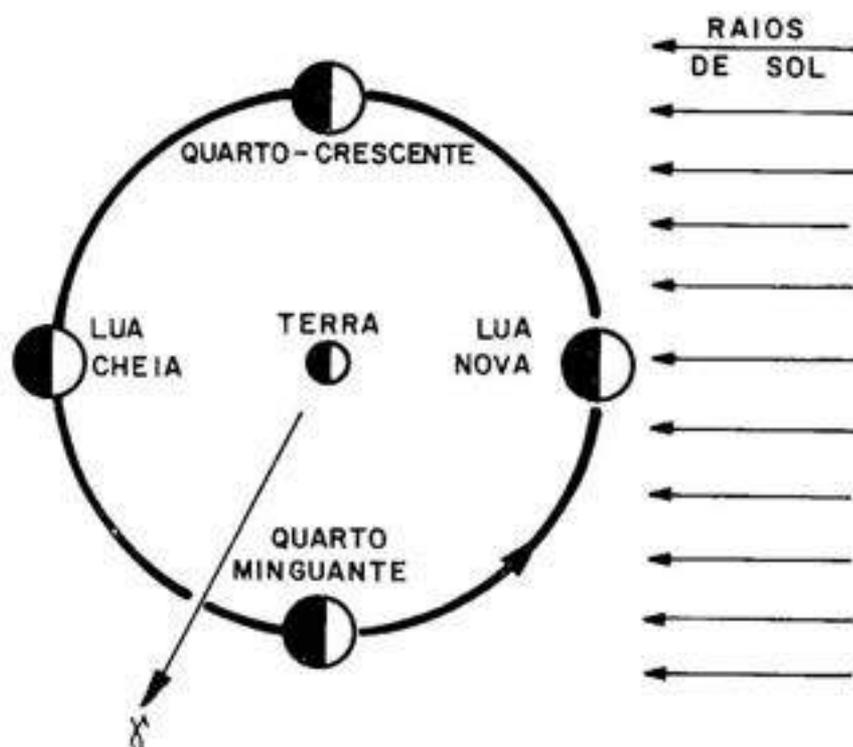


Figura 2.6

Quando a Terra se encontra entre a Lua e o Sol, a face iluminada é aquela que se nos apresenta, de modo que a Lua será visível como um disco completamente iluminado, recebendo o nome de *Lua Cheia*.

Durante seu movimento em torno da Terra, a Lua passará por diferentes aspectos entre a Lua Nova e Cheia. Quando exatamente a metade do disco lunar estiver iluminado (visto da Lua, o ângulo entre o Sol e a Terra é reto) dizemos que temos a *Lua Quarto Crescente*. Vista do hemisfério Sul da Terra ela apresentará vagamente a forma de um C.

Modificações de aspecto ocorrerão também enquanto a Lua passar de Lua Cheia a Lua Nova. Quando exatamente a metade do disco lunar estiver iluminado (visto da Lua, o ângulo entre o Sol e a Terra é reto) dizemos que temos a *Lua Quarto Minguante*. Vista do hemisfério Sul da Terra ela apresentará vagamente a forma de um D.

Ao intervalo de tempo entre duas fases iguais sucessivas damos o nome de *Lunação* e seu período é de cerca de 29d12h44m02,9s. Já ao intervalo de tempo para que a Lua complete uma volta em torno da Terra chamamos *período Sideral* da Lua, cerca de 27d07h43m12s. Cada uma das 4 fases da Lua tem uma duração de cerca de uma semana.

Por causa de perda de energia causada pelos fenômenos de *marés*, a Lua sempre nos mostra a mesma face; costuma-se dizer que seu movimento de translação em torno da Terra é *Síncrono* com seu movimento de rotação em torno de seu próprio eixo. Mas, apesar de ela sempre nos mostrar a mesma face, podemos ver mais do que a metade da área de sua superfície, porque ela apresenta um pequeno movimento chamado *Libração*, ou seja, uma ligeira oscilação em torno de seu eixo.

2.3 Eclipses

Um outro fenômeno, envolvendo posições relativas do Sol, Lua e Terra e o fato de dos três apenas o Sol ser luminoso, é o *Eclipse* (figura 2.7). Um *Eclipse Solar* ocorre quando a Lua se interpõe entre o Sol e Terra, impedindo que parte dos raios de Sol atinjam a Terra. O eclipse será *Solar Total* (figura 2.8) se o observador não puder receber nenhum raio do Sol; caso parte do Sol continue visível, o eclipse é *Solar Parcial*. Se a parte do Sol encoberta pela Lua for o seu centro, restando um anel brilhante em torno de um centro obscurecido, o eclipse é chamado *Eclipse Solar Anular* (figura 2.9).

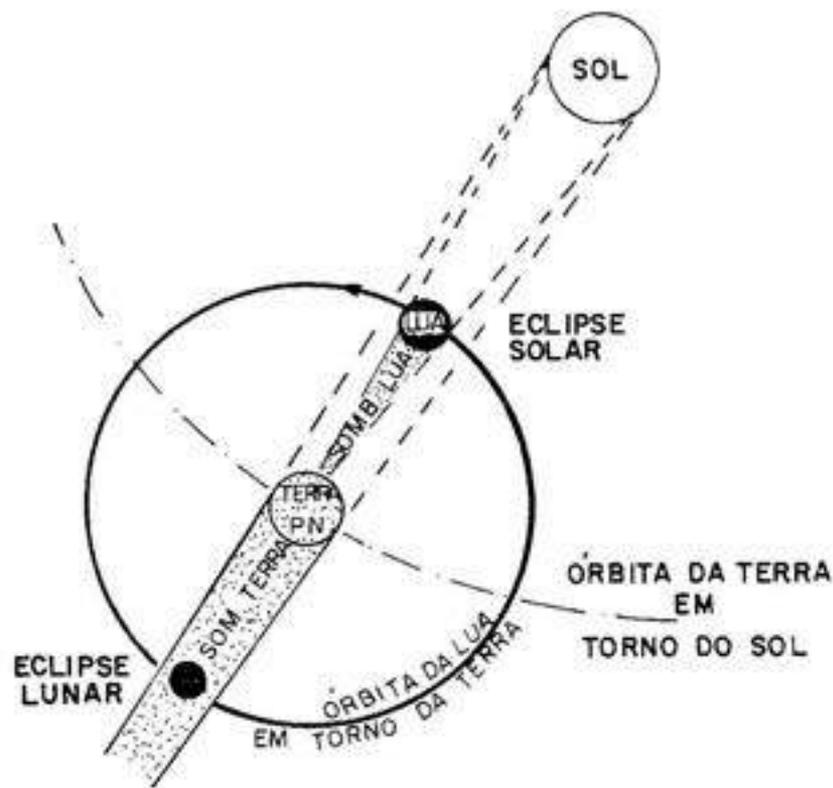


Figura 2.7

Caso a Terra se coloque entre o Sol e a Lua, ela impedirá que raios de Sol atinjam a Lua (figura 2.10). Se esta ficar completamente na região de sombra da Terra, diz-se que houve um *Eclipse Lunar Umbral Total*. Caso apenas parte da Lua fique obscurecida pela sombra teremos um *Eclipse Lunar Umbral Parcial*. *Umbral* é a parte da sombra que não recebe luz de nenhum ponto da fonte luminosa (região do cone de sombra entre as tangentes externas ao Sol e à Terra). *Penumbra* é a região da sombra que não recebe luz de todos os pontos da fonte luminosa (região entre as tangentes internas ao Sol e à Terra, excluídas as partes pertencentes à umbral).

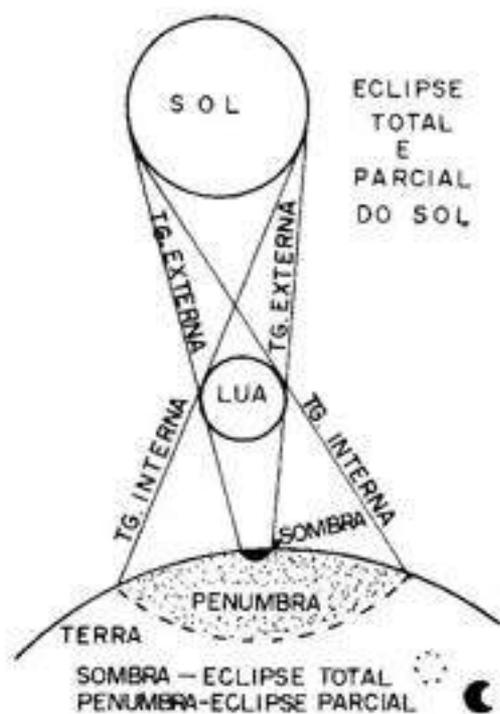


Figura 2.8

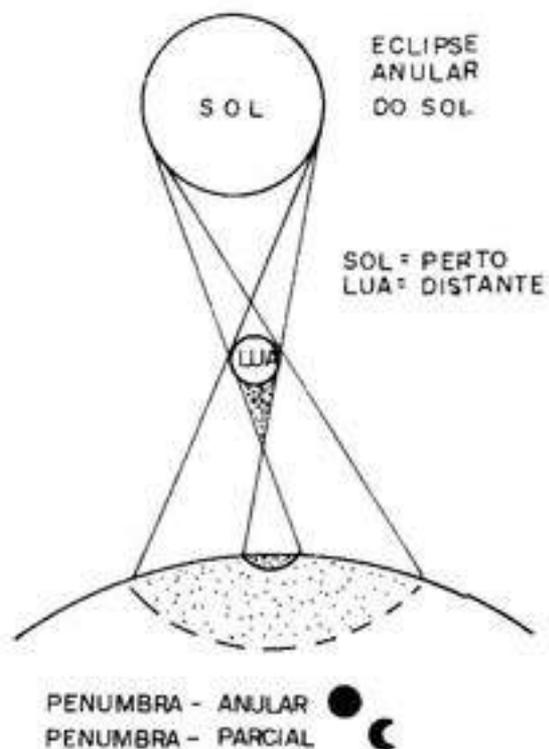


Figura 2.9

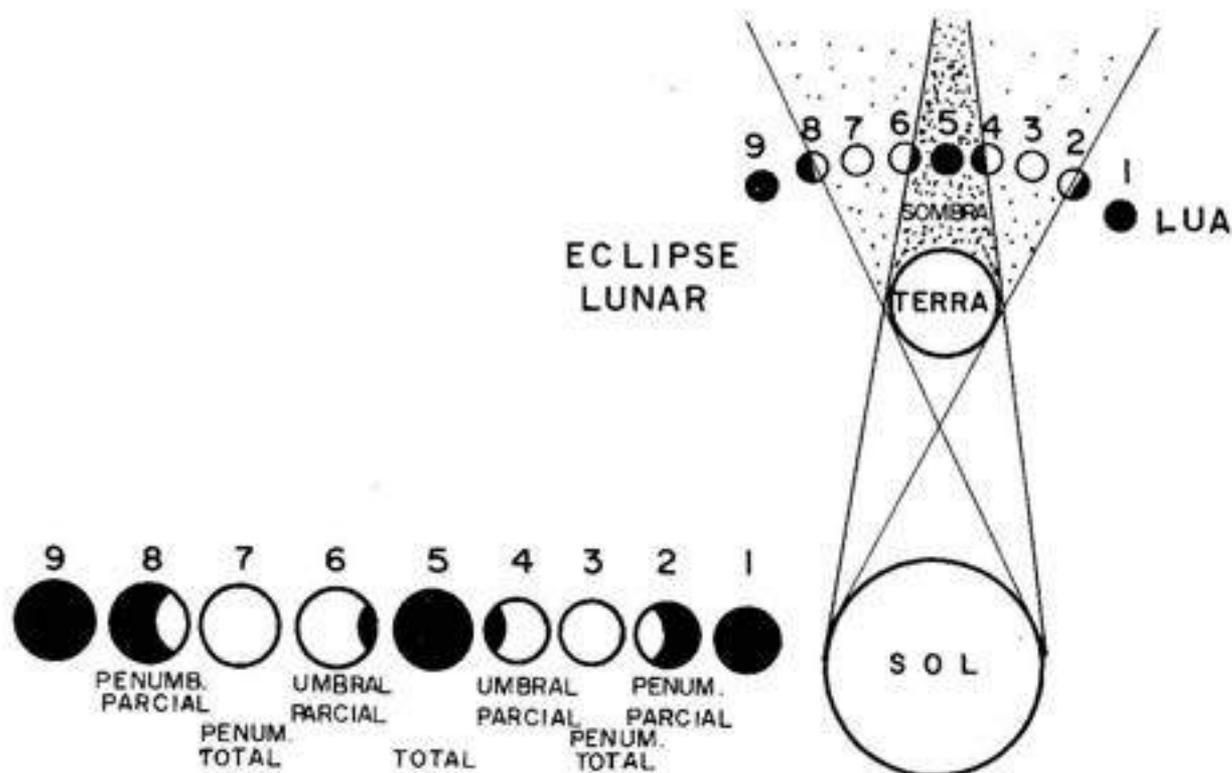


Figura 2.10

Quando a Lua entra completamente na região de Penumbra temos o *Eclipse Penumbral Total* da Lua; caso apenas parte da Lua penetre na penumbra temos o *Eclipse Penumbral Parcial* da Lua. Devido à pequena diminuição de brilho da Lua durante um Eclipse Penumbral, é muito difícil, se não impossível, perceber-se um tal eclipse a olho nu.

É importante notar que o plano da órbita da Lua em torno da Terra não coincide com o plano da órbita da Terra em torno do Sol (figura 2.11). Na realidade ele está cerca de $5,2^\circ$ inclinado com relação a esse último plano. Isso significa que, apesar de nos esquemas apresentados os três astros aparecem alinhados nas épocas de Lua Nova (Eclipse Solar) e de Lua Cheia (Eclipse Lunar), nem sempre quando a fase é de Lua Nova ocorrerá um Eclipse Solar, nem que em todas as Luas Cheias haverá Eclipse Lunar, já que na realidade a Lua poderá estar ligeiramente acima ou abaixo do plano da Eclíptica. Apenas quando a Lua estiver neste plano ou muito próximo dele é que poderá haver eclipse nas fases de Lua Cheia ou Nova.

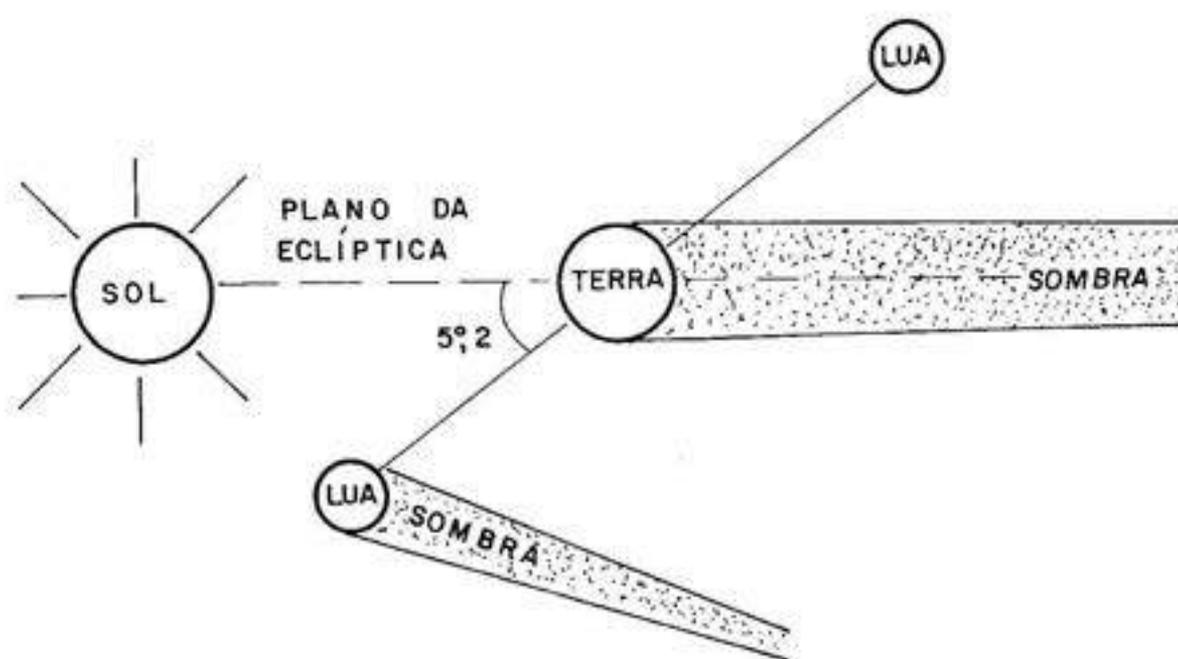


Figura 2.11

A linha interseção do plano da órbita da Lua com o plano da Eclíptica recebe o nome de *Linha dos Nodos*. O ponto dessa linha onde a Lua passa do hemisfério Sul para o Norte é chamado de *Nodo Ascendente* da órbita Lunar; o ponto onde a Lua passa para o hemisfério Sul é denominado *Nodo Descendente* da órbita Lunar. Os eclipses só podem ocorrer quando a Lua estiver próxima aos Nodos Lunares quando da época de mudança de fase para Lua Nova ou Cheia.

Através da geometria e da cinemática do movimento lunar e solar podemos mostrar que durante um ano podem ocorrer no mínimo 2 eclipses, sendo ambos solares; no máximo podem ocorrer 7 eclipses por ano, sendo 2 lunares e 5 solares, ou 3 lunares e 4 solares.

A cada 18 anos e 11,3 dias, os eclipses ocorrem novamente na mesma ordem; esse

período é chamado *Período de Saros*. Durante cada um desses períodos ocorrem 70 eclipses, sendo 41 solares e 29 lunares.

2.4 Determinação de distâncias no Sistema Solar

(a) Raio da Terra

Com o objetivo de dimensionarmos o Sistema Solar, começemos determinando o *raio da Terra*, o que foi feito por Eratóstenes, no século III a.C. Notar que a idéia de Terra esférica é bastante mais antiga, pois já no século VI a.C., Aristóteles afirmava sua esfericidade ao notar que a sombra da Terra na Lua durante os eclipses Lunares era sempre circular. Além disso, uma simples observação da chegada (partida) de navios de portos permitia ver que elas ocorriam de modo a aparecerem primeiro os mastros e só depois os cascos (desaparecerem primeiro os cascos e só depois os mastros) o que contraria a possibilidade de a Terra ser plana. Como o fenômeno ocorria em qualquer lado do porto, inferiu-se a esfericidade da Terra.

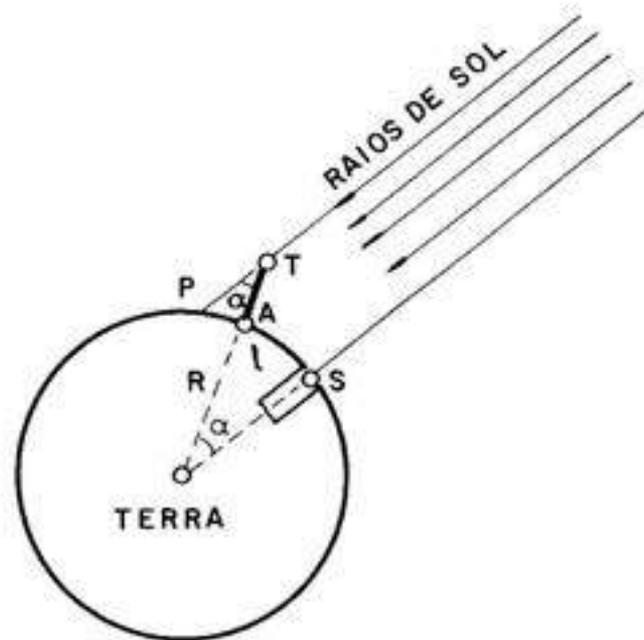


Figura 2.12

Eratóstenes sabia que em Siena (figura 2.12), cerca de 800 km ao Sul de Alexandria, onde ele vivia, havia um poço no qual um dia por ano, e apenas nesse dia, era possível ver-se a imagem do Sol refletida em suas águas. Isso significava que os raios de Sol estavam incidindo perpendicularmente à superfície livre da água; assim, os prolongamentos desses raios passariam pelo centro da Terra. Nesse mesmo dia, em Alexandria, os raios solares incidiam com uma inclinação de cerca de 7° com relação a uma haste colocada verticalmente no chão (seu prolongamento passaria pelo centro da Terra). Na figura é fácil ver que o

ângulo central subtendido pelos ditos prolongamentos é igual aos 7° mencionados. Conhecendo a distância entre as duas cidades, com uma simples regra de três Eratóstenes pode determinar o raio da Terra, achando um valor que não diferia mais do que 15% do valor real:

$$\begin{aligned} 7^\circ \text{ estão para } 800 \text{ km} \\ \text{assim como } 360^\circ \text{ estão para } 2\pi R \text{ km} \end{aligned}$$

(b) Distância da Terra à Lua

A distância seguinte a ser determinada era aquela entre a Terra e a Lua. Isso foi feito por Hiparco no século II a.C., utilizando um Eclipse Lunar Total. Seja $t = t'' - t'$, onde t' é o instante do início do eclipse umbral e t'' o instante de seu fim (figura 2.13). Seja $d = 16'$ o raio angular do Sol e $L = 16'$ o da Lua. Pela figura, o ângulo percorrido pela Lua no intervalo de tempo t foi de $2(c + L)$. Se em um período sideral T a Lua percorre 360° em torno da Terra, no tempo t percorrerá $2(c + L)$; daí:

$$c = 360t/(2T) - L \quad (2.1)$$

Seja $a = 8,794''$ a paralaxe do Sol, isto é, o ângulo sob o qual alguém no Sol veria o raio da Terra; esse valor é muito pequeno e na época de Hiparco era totalmente negligenciável, admitindo que o Sol deveria estar tão distante da Terra que os seus raios chegavam praticamente paralelos entre si. Seja b a paralaxe da Lua, valor esse desconhecido na época.

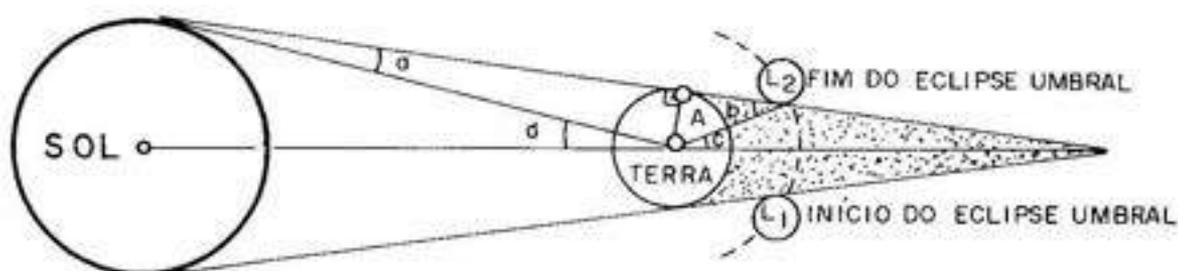


Figura 2.13

Pela figura podemos ver que

$$d + c = a + b \quad (2.2)$$

e como a é desprezível, podemos escrever

$$b \cong d + c \quad (2.3)$$

No triângulo retângulo de ângulo b podemos escrever

$$D = \frac{R}{\text{sen} b} \quad (2.4)$$

onde R é o raio da Terra e D é a distância da Terra à Lua, que era nossa incógnita.

(c) Distância da Terra ao Sol

Vejam agora como Aristarco no século III a.C. determinou a distância da Terra ao Sol usando as fases da Lua.

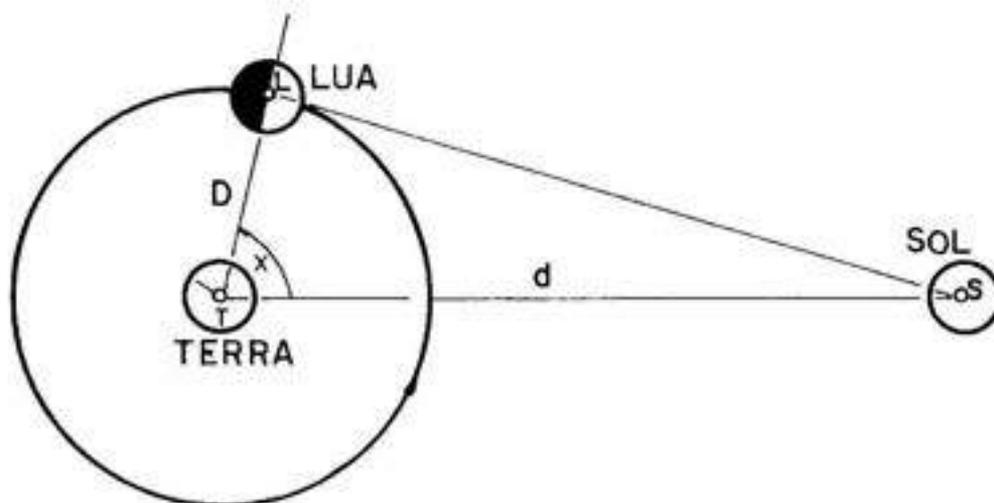


Figura 2.14

Como na fase de Lua Quarto Crescente exatamente a metade do disco lunar visível está iluminada, isto nos permite dizer que os raios de Sol que atingem a Lua nesse instante estão incidindo perpendicularmente à linha que une a Terra à Lua. Assim, o ângulo sob o qual a Lua vê o Sol e a Terra é reto. Podemos, pois, escrever para esse triângulo a relação (figura 2.14):

$$d = \frac{D}{\cos x} \quad (2.5)$$

onde x é o ângulo sob o qual se vê a separação angular entre a Lua e o Sol nesse instante, ângulo esse que pode ser medido diretamente pois, muitas vezes nessa situação, a Lua e o Sol podem ser vistos conjuntamente. Com isso, determinamos a distância d entre a Terra e o Sol, desde que seja conhecida a distância D entre a Terra e a Lua.

Não podemos esquecer que os cálculos foram feitos supondo que os movimentos orbitais eram circulares e uniformes, o que não é real, mas dentro de determinada precisão fornece resultados bastante razoáveis. A mesma hipótese será utilizada para determinar os *Raios Orbitais* (distância do planeta ao Sol) dos planetas em torno do Sol.

(d) Distância do Sol aos Planetas

Definamos inicialmente dois períodos: *Período Sinódico* (S) é o intervalo de tempo entre duas configurações iguais e sucessivas de um mesmo planeta; *Período Sideral* (T) é o intervalo de tempo para que o planeta percorra 360° em torno do Sol.

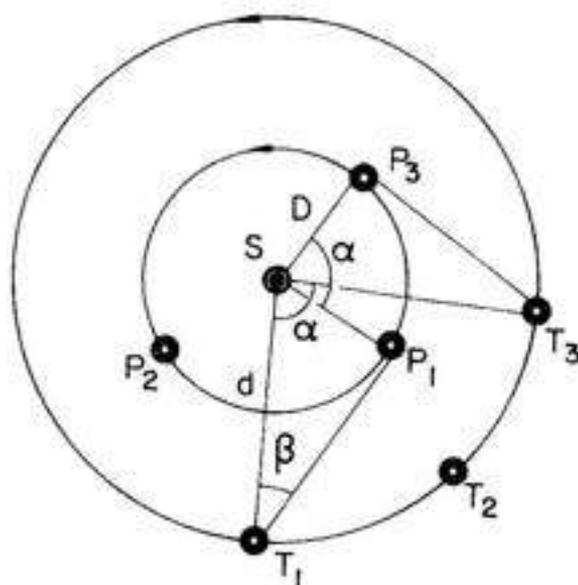


Figura 2.15

Para determinar o raio orbital de um planeta interior basta que se determine, no instante em que o planeta se encontra em máxima elongação, o valor angular β da distância entre o planeta e o Sol (figura 2.15). Admitindo ser d a distância da Terra ao Sol (raio orbital da Terra), a distância do planeta ao Sol pode ser obtida por:

$$D = d \operatorname{sen} \beta \quad (2.6)$$

Quanto ao seu período sinódico, basta escrever

$$S = t^3 - t^1 \quad (2.7)$$

onde t^1 e t^3 representam instantes de duas máximas elongações sucessivas de mesmo nome.

No intervalo de tempo S a Terra deslocou-se de T^1 até T^3 , de um ângulo α , que pode ser calculado por:

$$\alpha = 360S/A \quad (2.8)$$

onde A é o período orbital da Terra, $A = 365,25636042$ dias. No mesmo intervalo S , o planeta passou de P^1 , passando por P^2 , até P^3 , percorrendo o ângulo de $360 + \alpha$. Como queremos determinar qual o tempo T que o planeta leva para percorrer 360° , podemos escrever:

$$1/T = 1/A + 1/S \quad (2.9)$$

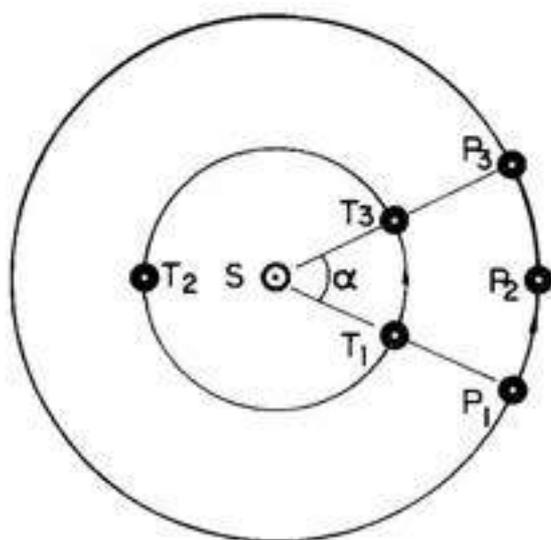


Figura 2.16

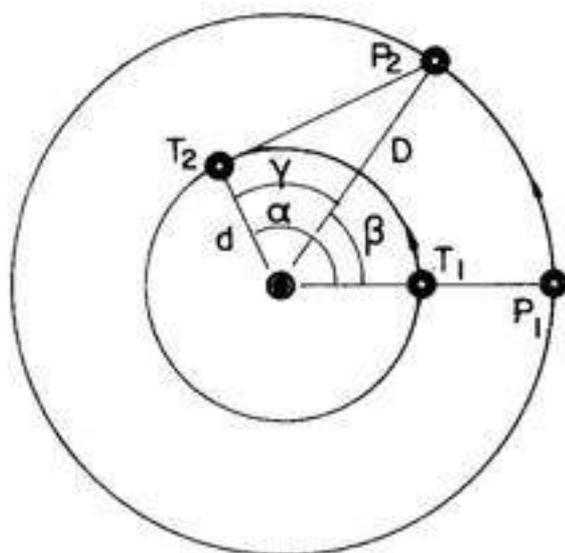


Figura 2.17

Seja S o período sinódico entre 2 oposições (figura 2.16) de um planeta exterior:

$$S = t^3 - t^1 \quad (2.10)$$

Nesse intervalo de tempo o planeta percorreu o ângulo α enquanto que a Terra percorreu $360 + \alpha$. Para a Terra podemos escrever:

$$\alpha = 360S/A - 360 \quad (2.11)$$

Para o planeta podemos escrever:

$$T = 360S/\alpha \quad (2.12)$$

$$1/T = 1/A - 1/S \quad (2.13)$$

Para determinar o seu raio orbital, seja

$$t = t^2 - t^1 \quad (2.14)$$

o intervalo entre uma oposição e a quadratura mais próxima (figura 2.17). Para a Terra podemos escrever:

$$\alpha = 360t/A \quad (2.15)$$

e para o planeta:

$$\beta = 360t/T \quad (2.16)$$

Seja

$$\gamma = \alpha - \beta \quad (2.17)$$

Então, no triângulo retângulo podemos escrever:

$$D = \frac{d}{\cos \gamma} \quad (2.18)$$

o que fornece a distância D do planeta ao Sol, desde que se conheça a distância d da Terra ao Sol.

Capítulo 3

MECANICA CELESTE

Massae Sato

3.1 Introdução histórica

A expressão *Mecânica Celeste* foi introduzida por Pierre Simon de Laplace (1749–1827) na sua célebre *Mécanique céleste* (1799–1825), da seguinte forma: “O conjunto de teorias que contêm todos os resultados da gravitação universal sobre o equilíbrio e o movimento dos corpos sólidos e fluidos, que compõem o Sistema Solar e os sistemas semelhantes distribuídos na imensidão dos céus, forma a mecânica celeste”. Porém, uma definição mais coerente com os objetivos atuais seria “a ciência dos processos puramente dinâmicos que ocorrem no Universo e dos problemas matemáticos que sugerem os métodos utilizados em seu estudo”. Entretanto, é importante observar que a Mecânica Celeste não é uma ciência puramente matemática e não pode ser divorciada do sensível, devendo dar conta de uma realidade observada. Seus objetos são os corpos celestes.

As origens da Mecânica Celeste confundem-se com as origens da própria mecânica. Pode-se dizer que o objeto da Mecânica Celeste começou com a publicação de *Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica* (1687), por Isaac Newton (1642–1727). Nesse monumental trabalho, Newton formulou as leis de movimento e a lei de gravitação universal e deduziu algumas das mais significativas propriedades do movimento planetário e de satélites. Porém, antes do estabelecimento dos princípios da mecânica que permitiram o estudo dinâmico dos movimentos dos corpos celestes, estudos cinemáticos eram feitos com base nas observações. A dedução das três famosas *leis de Kepler* precedeu o trabalho de Newton em vários anos, e a maneira histórica de introduzir a Mecânica Celeste é portanto aquela escolhida por Newton, onde ele investiga que tipo de informação a respeito da força que atua sobre um planeta pode ser deduzida das leis de Kepler, que podem ser enunciadas como:

- (i) **Lei das órbitas elípticas** – A órbita de cada planeta é uma elipse, com o Sol num dos focos.
- (ii) **Lei das áreas** – A linha que une o planeta ao Sol varre áreas iguais em tempos iguais.
- (iii) **Lei harmônica** – O quadrado do período de um planeta é proporcional ao cubo de sua distância média ao Sol.

Essas leis que marcaram uma época na história da ciência matemática eram apenas uma descrição, não uma explicação do movimento planetário, a qual coube a Newton. Nos *Principia*, Newton introduz suas três leis de movimento:

- (i) Qualquer corpo permanece em seu estado de repouso, ou de movimento retilíneo uniforme, a menos que seja compelido a mudar de estado por uma força externa.
- (ii) A taxa de variação do momento é proporcional à força impressa e na mesma direção em que a força age.
- (iii) A cada ação corresponde uma reação de mesma intensidade e sentido oposto.

A segunda lei pode ser matematicamente expressa por

$$\sum \mathbf{F} = m \ddot{\mathbf{r}} \quad (3.1)$$

onde $\sum \mathbf{F}$ é uma soma vetorial de todas as forças agindo sobre a massa m e $\ddot{\mathbf{r}}$ é a aceleração vetorial dessa massa, medida relativamente a um sistema de referência inercial de coordenadas XYZ (figura 3.1).

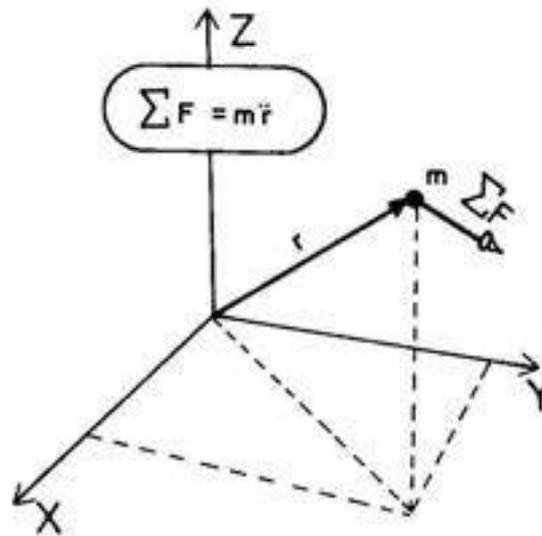


Figura 3.1

Observe-se que a equação somente se aplica para um sistema fixo de massa.

Além de enunciar suas leis de movimento, Newton formulou também a *Lei de gravitação*: “Quaisquer dois corpos atraem um ao outro com uma força proporcional ao produto de suas massas e inversamente proporcional ao quadrado da distância entre eles”. Podemos expressar esta lei matematicamente em notação vetorial:

$$\mathbf{F}_g = -\frac{GMm}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r} \quad (3.2)$$

onde \mathbf{F}_g é a força sobre a massa m devida à massa M , \mathbf{r} é o vetor de M para m , e G a constante de gravitação universal.

Para a grande maioria dos problemas em Mecânica Celeste, admitimos como regras básicas as leis de movimento e a lei de gravitação universal de Newton. Equivale a dizer que adotamos a Mecânica Newtoniana. A partir daí deduzimos as suas consequências. A validade dessa hipótese básica é testada através de comparação entre a observação e a teoria. E essa validade já tem sido confirmada com um grau de precisão notadamente alto. A experiência mostra que, pelo menos dentro da nossa galáxia, a principal força que governa os movimentos dos corpos é a gravitação. Acredita-se que, na maioria dos casos, os movimentos observados podem ser completamente descritos sem recorrer aos fenômenos não gravitacionais. As discrepâncias entre teoria e observação, porventura existentes, são muitas vezes devidas aos desenvolvimentos insuficientes das teorias conhecidas.

Nos últimos dois séculos, a precisão de observações tem em geral crescido mais rapidamente que a precisão de cálculos.

Antes de aplicar as leis de Newton a um problema de Mecânica Celeste, alguns comentários são ainda necessários.

(i) Admite-se a existência de um sistema de coordenadas, chamado sistema Newtoniano de referência, onde as leis de movimento se aplicam.

(ii) A lei de Newton de gravitação é enunciada somente para partículas de massa, e não se aplica para corpos com dimensões finitas. Corpos com simetria esférica serão considerados como se suas massas estivessem concentradas nos respectivos centros. Porém, quando inexistente tal simetria na distribuição de massas e a distância entre os corpos é muito maior do que a dimensão dos mesmos, as massas são consideradas como se estivessem concentradas nos respectivos centros de massa.

No Sistema Solar, o Sol e os planetas principais são esferóides com relativamente baixo grau de achatamento, e suas distâncias mútuas são bem maiores do que suas dimensões. Portanto, no caso da atração entre o Sol e os planetas desprovidos de satélites, podemos considerar esses corpos como se as suas massas estivessem concentradas nos seus respectivos centros. Para os planetas acompanhados de satélites, uma primeira aproximação dará o movimento dos centros de massa desses sistemas. Entre os planetas com os satélites, existem vários exemplos em que a distância planeta-satélite é apenas poucas vezes maior que a dimensão do planeta. Nesse caso, o efeito da não esfericidade do planeta sobre o movimento do satélite não é desprezível.

(iii) Em comparação ao Sol, as massas dos principais planetas são pequenas. A maior massa é a de Júpiter, a qual entretanto é $1/1047,35$ da massa do Sol. Portanto, exceto para os casos de movimento de um corpo próximo a um planeta principal, a atração exercida pelo Sol é quase sempre predominante.

3.2 O problema de dois corpos

Problemas gerais de Mecânica Celeste são frequentemente resolvidos tomando-se como uma primeira aproximação o movimento de dois corpos que se atraem mutuamente de acordo com a lei de Newton, cujas equações se integram completamente por meio de funções elementares. É o conhecido *Problema de Dois Corpos*, que iremos agora estudar.

(a) Equações do movimento

Inicialmente consideremos o problema de N-corpos. Seja um sistema de n partículas (m_1, m_2, \dots, m_n), uma das quais é o corpo cujo movimento queremos estudar, a i -ésima partícula, m_i . Seja XYZ um sistema de referência conveniente, no qual as posições das n partículas são conhecidas $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n$ (figura 3.2). Aplicando a lei de gravitação universal, a força \mathbf{F}_{gj} sobre m_i exercida pela m_j é:

$$\mathbf{F}_{gj} = -(Gm_i m_j / r_{ji}^3) \mathbf{r}_{ji} \quad (3.3)$$

onde $\mathbf{r}_{ji} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$.

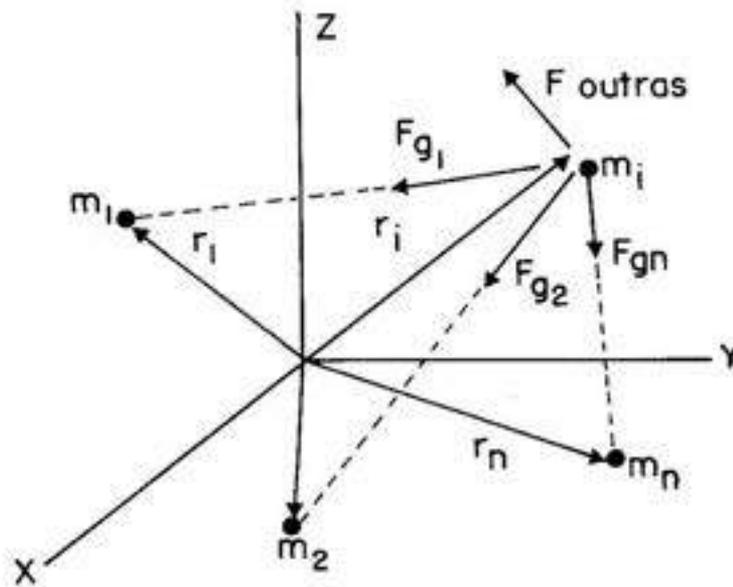


Figura 3.2

A soma vetorial \mathbf{F}_g de todas essas forças gravitacionais que agem sobre a i -ésima partícula pode ser escrita:

$$\mathbf{F}_g = - \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \mathbf{F}_{gj} = -Gm_i \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \frac{m_j}{r_{ji}^3} \mathbf{r}_{ji} \quad (3.4)$$

A outra força externa \mathbf{F}_{outras} da figura 3.2 é composta de arrasto atmosférico, pressão de radiação solar, perturbações devidas à assimetria esférica, etc. Assim, a força total agindo sobre o i -ésimo corpo será escrita:

$$\mathbf{F}_{total} = \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_{outras} \quad (3.5)$$

A segunda lei de movimento é então aplicada:

$$\frac{d(m_i \mathbf{v}_i)}{dt} = \mathbf{F}_{total} \quad (3.6)$$

Se considerarmos que a massa do i -ésimo corpo permanece constante e que as únicas forças presentes são as gravitacionais, então das equações (3.4), (3.5) e (3.6), podemos deduzir

$$\ddot{\mathbf{r}}_i = -G \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \frac{m_j}{r_{ji}^3} \mathbf{r}_{ji} \quad (3.7)$$

Passemos agora à redução ao problema de dois corpos. Seja o sistema de dois corpos de massa M e m , ilustrado na figura 3.3.

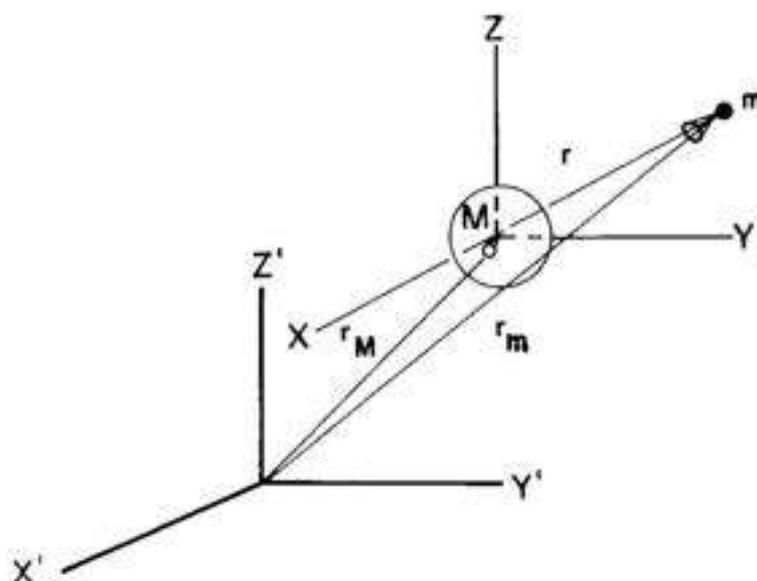


Figura 3.3

Seja $X'Y'Z'$ um sistema de referência inercial e XYZ um sistema de eixos paralelos a $X'Y'Z'$, cuja origem coincide com o centro de M . As posições de M e m com respeito a $X'Y'Z'$ são \mathbf{r}_M e \mathbf{r}_m , respectivamente e

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_m - \mathbf{r}_M \quad (3.8)$$

Aplicando a Lei de Newton a cada uma das partículas, obtemos:

$$m\ddot{\mathbf{r}}_m = -\frac{GMm}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r} \quad M\ddot{\mathbf{r}}_M = \frac{GMm}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r} \quad (3.9)$$

Das equações acima, chega-se imediatamente a

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{G(M+m)}{r^3} \mathbf{r} \quad (3.10)$$

que é a equação do movimento relativo para o problema de dois corpos.

Na maioria dos casos, a massa do corpo cuja órbita se deseja estudar, m , é muito menor que a massa do corpo central, M (por exemplo, o movimento de um satélite artificial ao redor de um planeta, uma sonda espacial ao redor do Sol, etc). Temos então

$$\mu = G(M+m) \approx GM$$

E a equação (3.10) torna-se

$$\ddot{\mathbf{r}} + \frac{\mu}{r^3} \mathbf{r} = 0 \quad (3.11)$$

(b) Constantes do movimento

Antes de tentar resolver a equação do movimento para obter a equação da trajetória, verificamos algumas informações úteis sobre a natureza de movimento orbital.

Se pensarmos no modelo que acabamos de criar, um pequeno corpo movendo-se num campo gravitacional cuja força está sempre na direção do centro da massa maior, podemos chegar intuitivamente a conclusões, que são facilmente confirmadas pelas provas matemáticas rigorosas. Do nosso conhecimento previo de física e mecânica, sabemos que um campo gravitacional é conservativo. Um objeto movendo-se sob a influência gravitacional não perde nem ganha energia mecânica, mas apenas troca uma forma de energia, "cinética", por uma outra, "potencial". Sabemos também que toma uma componente tangencial de força para mudar o momento angular de um sistema em movimento rotacional em relação a algum centro de rotação. Uma vez que a força gravitacional está sempre na direção do centro do corpo de massa grande, podemos esperar que o momento angular do corpo m em relação ao centro de nosso sistema de referência $X'Y'Z'$ não muda.

A conservação da energia mecânica e do momento angular podem ser facilmente provadas a partir da equação (3.11). Definindo ϵ e \mathbf{h} , respectivamente a *energia mecânica específica* e o *momento angular específico*, matematicamente escrevemos:

$$\epsilon = v^2/2 - \mu/r = \text{constante} \quad (3.12a)$$

$$\mathbf{h} = \mathbf{r} \times \mathbf{v} = \text{constante} \quad (3.12b)$$

(c) A equação da trajetória

A equação do movimento relativo deduzido na seção anterior possui uma forma bastante simples, mas a sua solução completa não o é. Já uma solução parcial que nos indicará a dimensão e a forma da órbita poderá ser facilmente obtida, através de algumas operações vetoriais. Essa solução se escreve:

$$r = \frac{(h^2/\mu)}{[1 + (B/\mu) \cos f]} \quad (3.13)$$

onde B é o módulo de \mathbf{B} , introduzido como constante de integração e f é o ângulo entre \mathbf{B} e \mathbf{r} .

A equação acima é chamada de equação de trajetória escrita em coordenadas polares, onde o ângulo polar, f , é medido a partir de um vetor fixo \mathbf{B} até \mathbf{r} . Podemos constatar que esta equação na realidade é a equação geral de uma secção cônica com a origem num dos focos. Com o auxílio da geometria das secções cônicas (figura 3.4), podemos verificar que a quantidade h^2/μ pode ser então identificada como a constante p da cônica, chamada *parâmetro* ou *semi-latus rectum* e a quantidade B/μ como a *excentricidade*, que determina o tipo da secção cônica. Identificamos também que \mathbf{B} está na direção do pericentro, uma vez que f na elipse é contada a partir desse ponto. Concluimos então que a equação da trajetória deduzida a partir das leis de Newton não só verifica a primeira lei de Kepler, mas permite estender a lei para incluir qualquer tipo de movimento orbital e não somente elipses.

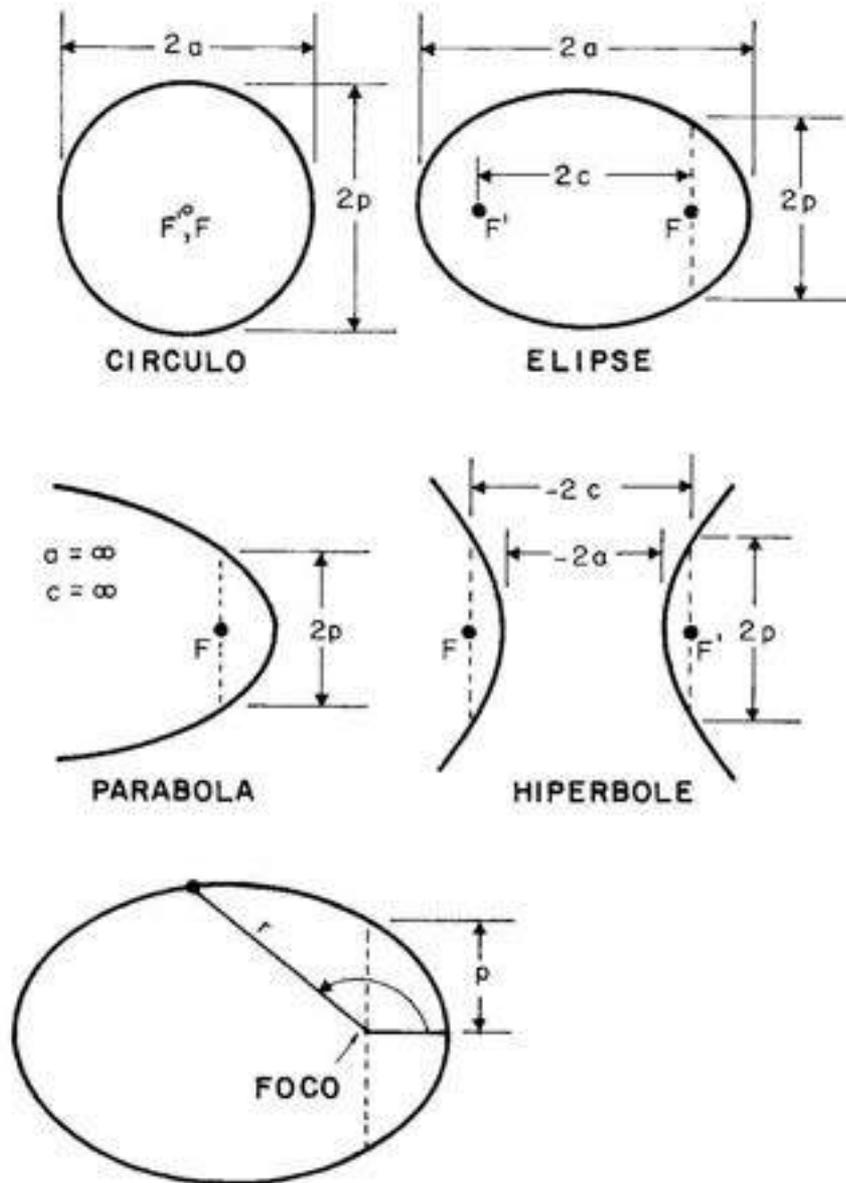


Figura 3.4

Resumindo nossos conhecimentos sobre os movimentos orbitais até o momento, temos:

- (i) A família de curvas chamadas "secções cônicas" (círculo, elipse, parábola, hipérbole) representa as únicas trajetórias possíveis para qualquer objeto em órbita no problema de dois corpos.
- (ii) O foco da órbita cônica está necessariamente no centro do corpo central.

- (iii) A energia mecânica de um corpo não varia enquanto o corpo se move ao longo de sua órbita cônica. Há apenas uma troca de energia de uma forma para a outra. Isto é, o corpo perde a velocidade enquanto ganha a altura (r cresce) e vice-versa.
- (iv) O movimento orbital permanece num plano fixo no espaço inercial.
- (v) O momento angular específico de um corpo em relação ao corpo central permanece constante.
- (vi) Para qualquer trajetória

$$r_{\text{mínimo}} = r_{\text{pericentro}} = a(1 - e)$$

$$r_{\text{máximo}} = r_{\text{apocentro}} = a(1 + e)$$

(d) Relação entre ϵ e h e a geometria de uma órbita

Da equação da trajetória, temos a primeira relação:

$$p = h^2/\mu \quad (3.14)$$

onde p é o parâmetro ou semi-latus rectum.

A segunda relação pode ser deduzida da conservação da energia mecânica e se reduz à expressão:

$$\epsilon = -\mu/2a \quad (3.15)$$

Considerando-se que, por uma convenção, o semi-eixo maior de um círculo ou elipse é positivo, o de uma parábola é infinito e o de uma hipérbole é negativo, podemos concluir que numa órbita fechada (círculo ou elipse) a energia mecânica é negativa, na parabólica é zero e numa hiperbólica ela é positiva. Portanto, a energia mecânica de um corpo determina por si só o tipo da órbita em que se desenvolve o seu movimento.

Das duas relações anteriores podemos chegar a uma terceira,

$$e = \sqrt{1 + (2 \epsilon h^2)/\mu} \quad (3.16)$$

Observe novamente que se $\epsilon < 0$ então e é menor que 1 (uma elipse); se $\epsilon = 0$, e é exatamente 1 (uma parábola); e se $\epsilon > 0$, e é maior que 1 (uma hipérbole). Mas se $h = 0$, a excentricidade será exatamente 1, mas a órbita não será parabólica! A órbita será uma cônica degenerada (um ponto ou uma linha reta). Portanto, deve-se sempre lembrar que "todas as parábolas possuem uma excentricidade igual a 1, mas uma órbita cuja excentricidade é 1 não é necessariamente uma parábola".

3.3 Elementos orbitais clássicos

Cinco quantidades independentes chamadas "elementos orbitais" são suficientes para descrever completamente a dimensão, a forma e a orientação de uma órbita. Um sexto elemento é necessário para localizar a posição do corpo ao longo da órbita num particular instante. O conjunto de seis elementos orbitais clássicos é definido, com o auxílio da figura 3.5, como segue:

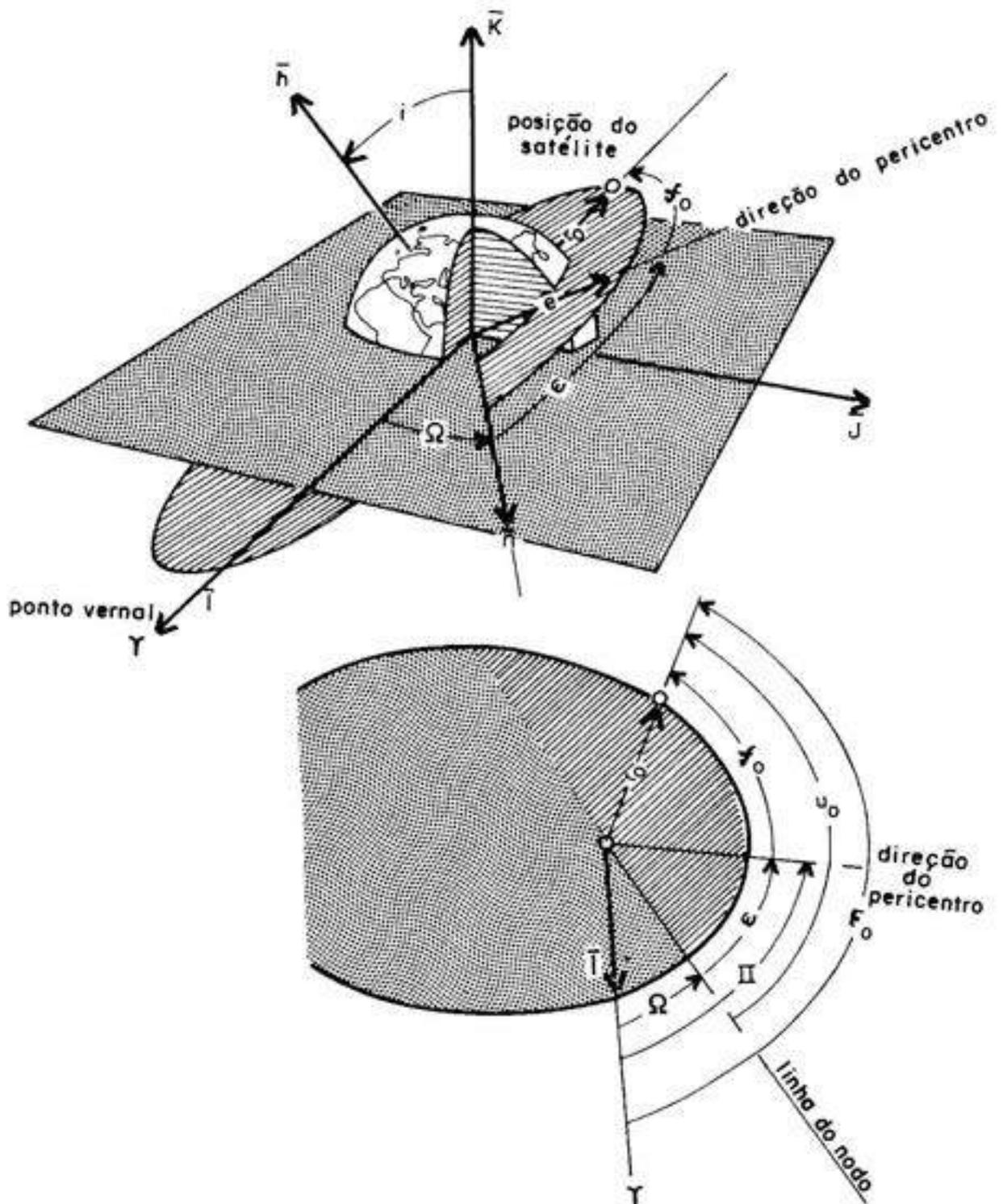


Figura 3.5

- (i) **Semi-eixo maior** (a) – define a dimensão da órbita.
- (ii) **Excentricidade** (e) – define o tipo da órbita.
- (iii) **Inclinação** (I) – ângulo entre o versor \mathbf{k} e o momento angular \mathbf{h} .
- (iv) **Longitude do nodo ascendente** (Ω) – ângulo, no plano fundamental, entre o versor \mathbf{i} e a direção do nodo ascendente.
- (v) **Argumento de pericentro** (ω) – ângulo, no plano da órbita, entre o nodo ascendente e a direção de pericentro.
- (vi) **Tempo de passagem pelo pericentro** (T) – o instante em que o corpo se encontra no pericentro.

As definições acima são sempre válidas, tanto no sistema heliocêntrico quanto no geocêntrico, ou em qualquer outro. Os elementos permitem variações de acordo com a particularidade do problema. Por exemplo, ao invés de argumento de pericentro usa-se frequentemente *longitude de pericentro*, definida como:

$$\tilde{\omega} = \omega + \Omega$$

Se não existir pericentro (órbita circular), então ω e $\tilde{\omega}$ são indefinidos. Também ao invés de T , pode-se usar:

- (vii) **Anomalia verdadeira da época** (f_0) – ângulo entre pericentro e a posição do corpo num particular instante t_0 , chamado época.
- (viii) **Longitude verdadeira da época** (F_0) – definida como

$$F_0 = \omega + \Omega + f_0 = \tilde{\omega} + f_0$$

Dois outros termos frequentemente usados para descrever um movimento orbital são *direto* (movimento para leste) e *retrógrado* (movimento para oeste).

3.4 Anomalias excêntrica e média

Muitos dos conceitos introduzidos por Kepler, bem como os nomes por ele usados, persistem até hoje. Já conhecemos por exemplo o termo anomalia verdadeira. O termo *anomalia excêntrica* foi também introduzido por Kepler em conexão com órbitas elípticas. Embora Kepler desconhecesse órbitas parabólicas e hiperbólicas, o conceito de anomalia excêntrica pode ser estendido para essas órbitas.

Vamos introduzir o conceito de anomalia excêntrica com o auxílio da figura 3.6. Um círculo de raio a é circunscrito sobre a elipse. A linha tracejada, perpendicular ao eixo maior a , é estendida através do ponto P ao ponto Q , na intersecção com o círculo auxiliar. O ângulo E é chamado de anomalia excêntrica. Por outro lado, já vimos que em um período orbital o raio vetor varre uma área igual à área total da elipse, (πab). Supomos agora uma posição qualquer P sobre a órbita num instante t . Da segunda lei de Kepler, podemos escrever:

$$(t - T)/A_1 = P/(\pi ab) \quad (3.17)$$

onde T é o tempo de passagem pelo pericentro, e P é o período orbital, e A_1 é a área varrida pelo raio vetor no intervalo $(t - T)$, conforme a figura 3.6. A única incógnita da equação é a área A_1 , mas ela pode ser deduzida da construção geométrica ilustrada na figura, como:

$$A_1 = ab(E - e \operatorname{sen} E)/2 \quad (3.18)$$

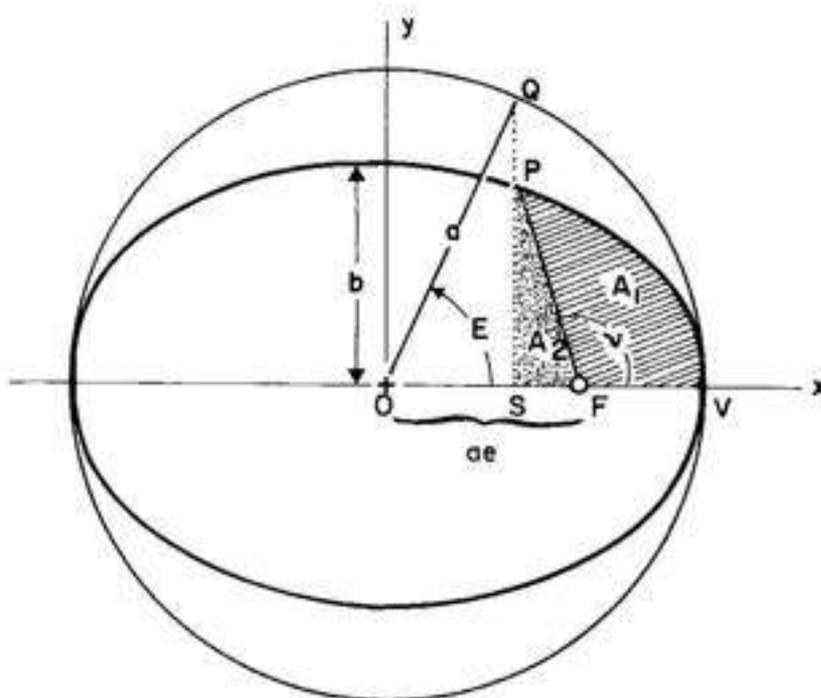


Figura 3.6

Finalmente, substituindo na equação (3.17) e expressando o período na forma $2\pi\sqrt{a^3/\mu}$, obtemos

$$t - T = \sqrt{\frac{a^3}{\mu}}(E - e \operatorname{sen} E) \quad (3.19)$$

Kepler ainda introduziu a definição

$$M = E - e \operatorname{sen} E \quad (3.20)$$

onde M é chamado *anomalia média*. Se também usarmos a definição

$$n = \sqrt{\mu/a^3} \quad (3.21)$$

onde n é chamado *movimento médio*, então a anomalia média pode ser escrita:

$$M = n(t - T) = E - e \operatorname{sen} E \quad (3.22)$$

a qual é frequentemente chamada *equação de Kepler*.

3.5 Satélites artificiais e trajetórias interplanetárias

O objeto da aplicação mais interessante do problema de dois corpos é um satélite artificial, embora o seu estudo mais completo seja um campo bastante amplo que excede o âmbito do problema de dois corpos, pois inclui observabilidade, eclipses, transferências de órbitas, manobras, tópicos interplanetários além de efeitos causados por diversos tipos de perturbações (capítulo 4).

Existem basicamente três tipos de satélites: *satélites de baixa altitude* (próximos à Terra), *satélites de alta altitude* (mais distantes) e *interplanetários* (em número menor).

Existem hoje cerca de 5000 satélites de baixa altitude para as mais variadas funções: científica, militar, comunicações, meteorológica, navegacional e recursos da Terra.

Órbitas de alta altitude são desejadas quando se pretende anular completamente o efeito do arrasto atmosférico ou observar simultaneamente uma maior extensão da superfície terrestre. Para satélites de comunicação, essa última consideração é muito importante. É o caso dos satélites chamados *estacionários* ou *síncronos*, colocados a uma altitude de aproximadamente 36800 km numa órbita circular equatorial com um período de 23h 56m.

O lançamento de um satélite de alta altitude é usualmente feito numa órbita de baixa altitude e depois transferida para sua órbita definitiva através de uma manobra de mínima energia. A mais comum é a *transferência de Hohmann*, entre duas órbitas coplanares circulares. A variação mínima de velocidade requerida na transferência pode ser calculada usando uma órbita elíptica de transferência duplamente tangente, como mostra a figura 3.7. A transferência desejada é da órbita menor de raio r_1 para a maior de raio r_2 . Seja v_1 a velocidade da elipse de transferência (semi-eixo maior a_t) no ponto 1.

Da geometria da figura 3.7,

$$2 a_t = r_1 + r_2 \quad (3.23)$$

e a energia da órbita de transferência

$$\epsilon_t = -\frac{\mu}{r_1 + r_2} \quad (3.24)$$

Podemos agora escrever para v_1 a expressão:

$$v_1 = 2\sqrt{\mu/r_1 + \epsilon_t} \quad (3.25)$$

Mas o nosso satélite já possui no ponto 1 a velocidade circular da órbita menor,

$$v_{c1} = \sqrt{\mu/r_1}$$

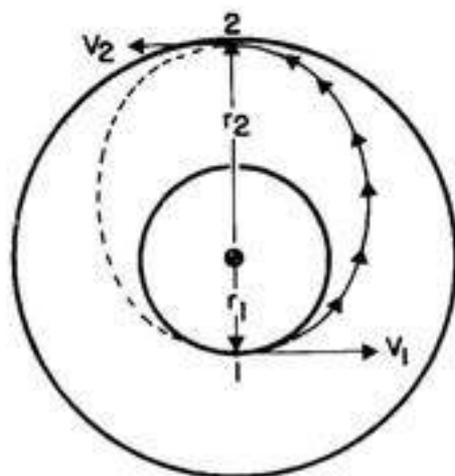


Figura 3.7

Portanto o acréscimo de velocidade requerido para passar da órbita circular pequena para a elipse de transferência é $\Delta v = v_1 - v_{c1}$. E o acréscimo necessário para passar da elipse para a órbita final é calculado de maneira análoga.

As sondas interplanetárias gastam maior parte do seu tempo de viagem movendo-se sob a influência gravitacional do Sol. Estas sondas só estarão no campo gravitacional do planeta de chegada ou de partida durante um período muito curto, comparado com a duração total da missão. As perturbações provocadas por outros planetas durante a sua trajetória heliocêntrica são desprezíveis. Entretanto a computação de uma órbita precisa é um procedimento que envolve integração numérica das equações completas de movimento, onde os efeitos de todas as perturbações são considerados.

Capítulo 4

DINAMICA DO SISTEMA SOLAR

Massae Sato

4.1 O Sistema Solar

O Sistema Solar é formado pelo Sol e um enorme número de corpos menores. Mais notáveis são os nove planetas: Mercúrio, Vênus, Terra, Marte, Júpiter, Saturno, Urano, Netuno e Plutão. Entre Marte e Júpiter circulam pequenos planetas, ou asteróides. As distâncias médias dos principais planetas ao Sol mostram uma relação simples, conhecida como *Lei de Bode* (1772): "Se escrevermos a série 0, 3, 6, 12, 24, ..., adicionarmos 4, e dividirmos por 10, obteremos os números que representam as distâncias médias dos planetas ao Sol, em unidades astronômicas". Como pode ser constatado na tabela 4.1, a lei concorda relativamente bem com os dados reais até o planeta Urano. Se a Lei de Bode é um acidente empírico ou é uma constatação relacionada à origem e à evolução do Sistema Solar pelas leis físicas é uma questão que ainda permanece em aberto.

Planeta	Distância (Lei de Bode)	Distância (Real)
Mercúrio	0,4	0,39
Vênus	0,7	0,72
Terra	1,0	1,00
Marte	1,6	1,52
Asteróides (média)	2,8	2,65
Júpiter	5,2	5,20
Saturno	10,0	9,52
Urano	19,6	19,28
Netuno	38,8	30,17
Plutão	77,2	39,76

Tabela 4.1

Exceto para Mercúrio e Plutão, as órbitas dos planetas são quase circulares, com uma inclinação pequena em relação ao plano da eclíptica. Já a órbita de Plutão é tão excêntrica que o seu periélio está dentro da órbita de Netuno; isto sugere que Plutão pode ter sido um satélite de Netuno, que escapou.

A dimensão, a forma e a orientação das órbitas planetárias são descritas por cinco elementos orbitais clássicos, os quais permaneceriam constantes se não fossem pequenas perturbações provocadas pelas atrações mútuas entre os planetas. O sexto elemento que define a posição do planeta na órbita varia rapidamente com o tempo e pode ser obtido para qualquer data através de efemérides (*American Ephemeris e Nautical Almanac*). A tabela 4.2 mostra um exemplo de um conjunto completo de elementos orbitais dos planetas (para a época de 28 de junho de 1969), e a tabela 4.3 apresenta algumas das características físicas importantes do Sol e dos planetas.

Planeta	a (UA)	e	$i(^{\circ})$	$\Omega(^{\circ})$	$\Pi(^{\circ})$	$\ell_0(^{\circ})$
Mercúrio	0,3871	0,2056	7,004	47,970	76,981	341,111
Vênus	0,7233	0,0068	3,394	76,405	131,142	326,400
Terra	1,000	0,0167	0,000	indefinido	102,416	276,117
Marte	1,524	0,0934	1,850	49,322	335,497	265,096
Júpiter	5,203	0,0482	1,306	100,139	13,684	188,568
Saturno	9,519	0,0539	2,489	113,441	93,828	31,074
Urano	19,28	0,0514	0,773	73,916	171,513	183,225
Netuno	30,17	0,0050	1,773	131,397	52,275	237,573
Plutão	39,76	0,2583	17,136	109,870	222,894	175,423

Tabela 4.2

Planeta	PO anos	DM 10^6 km	VO km/s	M Terra = 1	μ km^3/seg^2	RE km	IEO
Sol	-	-	-	333432	$1,327 \times 10^{11}$	696000	$7^{\circ}15'$
Mercúrio	0,241	57,9	47,87	0,056	$2,232 \times 10^4$	2487	?
Vênus	0,615	108,1	35,04	0,817	$3,257 \times 10^5$	6187	32°
Terra	1,000	149,5	29,79	1,000	$3,986 \times 10^5$	6378	$23^{\circ}27'$
Marte	1,881	227,8	24,14	0,108	$4,305 \times 10^4$	3380	$23^{\circ}59'$
Júpiter	11,86	778	13,06	318,0	$1,268 \times 10^8$	71370	$3^{\circ}04'$
Saturno	29,46	1426	9,65	95,2	$3,795 \times 10^7$	60400	$26^{\circ}44'$
Urano	84,01	2868	6,80	14,6	$5,820 \times 10^6$	23530	$97^{\circ}53'$
Netuno	164,8	4494	5,49	17,3	$6,896 \times 10^6$	22320	$28^{\circ}48'$
Plutão	247,7	5896	4,74	0,1?	$3,587 \times 10^5?$	7016?	?

Tabela 4.3

Na tabela 4.2, a é o semi-eixo maior, e a excentricidade orbital, i a inclinação com relação à eclíptica, Ω a longitude do nodo ascendente, Π a longitude do periélio, ℓ_0 a longitude verdadeira na época considerada. Na tabela 4.3, PO é o período orbital, DM a distância média, VO a velocidade orbital, M a massa, RE o raio equatorial, e IEO a inclinação do equador com relação à órbita.

4.2 Perturbações

Como havíamos já mencionado no capítulo anterior, o problema de dois corpos é apenas uma primeira aproximação para a resolução dos problemas mais gerais. A trajetória real divergirá da trajetória do problema teórico de dois corpos, devido às perturbações causadas pela presença de outras massas e pelas forças não consideradas no movimento Kepleriano (não esfericidade dos planetas, arrasto atmosférico, pressão de radiação solar, efeitos relativísticos, etc).

Por outro lado, não devemos esperar que as perturbações sejam sempre pequenas. Muitas vezes, podem ser comparáveis à força de atração do corpo primário. Para os satélites artificiais de baixa altitude, por exemplo, a perturbação devida ao achatamento da Terra não pode ser ignorada. Assim, para cada problema torna-se importante o uso de métodos de análise de perturbações. Podemos citar alguns exemplos do valor dessa análise. A presença do planeta Netuno foi deduzida analiticamente por John Couch Adams (1819–1892) e Urbain Jean Joseph Leverrier (1811–1877), a partir da análise do movimento perturbado de Urano. A primeira previsão precisa do retorno do cometa Halley em 1759 feita por Alexis Claude Clairaut (1713–1765) foi baseada no cálculo das perturbações provocadas por Júpiter e Saturno. Clairaut também previu corretamente um possível erro de 1 mês devido ao valor incerto da massa de Saturno. Entretanto, se as análises das perturbações proporcionaram importantes resultados no passado, as teorias de perturbações de que dispomos hoje ainda são insuficientes para explicar, por exemplo, a existência das chamadas *falhas de Kirkwood* na distribuição dos asteróides (seção 4.6).

Dentro do Sistema Solar, as principais forças perturbadoras são devidas ou à presença de um terceiro corpo (Terra-satélite artificial-Lua/Sol; Sol-asteróide-Júpiter; planeta-satélite-satélite) ou à não simetria esférica do corpo primário. Em nenhum dos casos o problema geral é solúvel. O que se costuma fazer é adotar restrições específicas que permitam uma solução analítica. Além disso, no caso de satélites artificiais muitas vezes devemos levar em consideração a presença do arrasto atmosférico (força não conservativa).

Os primeiros trabalhos frutíferos de teorias das perturbações foram apresentados por Lagrange em 1776 e por Laplace em 1773. Com esses trabalhos a teoria das perturbações atingiu sua máxima simplicidade e elegância, abrindo caminho aos astrônomos para o estudo dos vários problemas da mecânica do Sistema Solar, nos quais se destacaram a teoria lunar e as teorias planetárias.

De maneira geral, a teoria das perturbações pode ser definida como a pesquisa das soluções do sistema de equações diferenciais

$$\ddot{x} = f(x, t) + g(x, t)$$

sendo conhecidas as soluções do sistema não perturbado

$$\ddot{x} = f(x, t)$$

O método mais geral usado em teoria das perturbações é o *método da variação das constantes*, na forma elaborada por Lagrange e Laplace. A idéia fundamental está em considerar a solução do sistema não perturbado e nesta solução considerar as constantes (de

integração) como novas variáveis, dependentes do tempo. Essas constantes podem ser os elementos keplerianos $a, e, I, \omega, \Omega, T$, ou um outro conjunto que lhe seja equivalente. As forças de perturbações provocam as variações desses elementos, cujas equações variacionais são então chamadas de equações de Lagrange. Vale ressaltar que tais equações entretanto só se escrevem quando forças perturbadoras podem ser representadas como o gradiente de uma quantidade escalar que independe da velocidade, isto é, quando as forças são conservativas.

4.3 O problema dos três corpos

O problema geral do movimento de três corpos (supostos massas puntiformes), sujeitos apenas às suas mútuas atrações gravitacionais ainda não foi resolvido, embora várias soluções particulares tenham sido encontradas. A explicação dos vários problemas da Mecânica Celeste, porém, torna-se mais fácil quando se reduz o problema de três corpos à sua forma restrita (PR3C): "Dois corpos puntiformes, ditos primários, movem-se um ao redor do outro, em órbitas circulares, e um terceiro corpo de massa desprezível se move sob a influência destes".

Consideremos o sistema de referência, com os eixos x, y girando em torno do eixo z com velocidade angular w , constante. Os dois primários são colocados ao longo do eixo x , como mostra a figura 4.1. A origem desse sistema está no centro de massa O dos dois primários, os quais descrevem órbitas circulares ao redor deste ponto, no plano (x, y) . Um terceiro corpo de massa desprezível é colocado no ponto P e a sua distância ao corpo de massa maior é r_1 e ao de massa menor é r_2 .

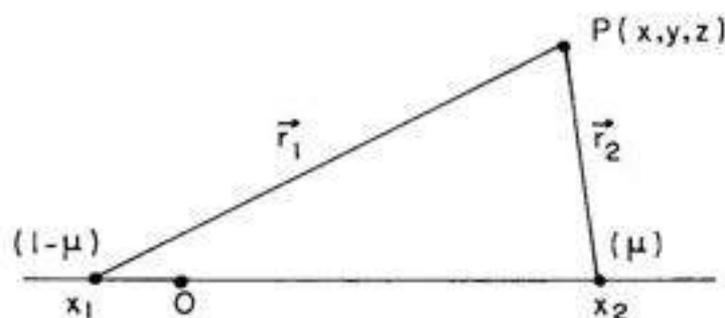


Figura 4.1

As unidades comumente escolhidas são

- (i) A soma das massas do sistema é unitária, ou seja a massa do corpo maior é $(1 - m)$ e a do menor é m ;
- (ii) Tempo: é escolhida tal que $G = 1$
- (iii) Distância: $(x_2 - x_1) = 1$

Nessas unidades, temos $w = 1$.

Nesse sistema, sejam ainda \mathbf{r} , \mathbf{v} e \mathbf{a} respectivamente a posição, a velocidade e a aceleração do corpo infinitesimal. Pelo teorema de Coriolis (Gaspard Gustave de Coriolis, 1792–1843), a aceleração absoluta do corpo P está relacionada com a aceleração e a velocidade relativas \mathbf{a} e \mathbf{v} da seguinte forma:

$$\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{a} + 2\mathbf{w} \times \mathbf{v} + \mathbf{w} \times (\mathbf{w} \times \mathbf{r}) \quad (4.1)$$

Dai, a equação do movimento do terceiro corpo será

$$\mathbf{a} + 2\mathbf{w} \times \mathbf{v} + \mathbf{w} \times (\mathbf{w} \times \mathbf{r}) = -\frac{1-m}{r_1^3} \mathbf{r}_1 - \frac{m}{r_2^3} \mathbf{r}_2 \quad (4.2)$$

Com a definição da função de forças (potencial negativo)

$$U = \frac{1}{2}(x^2 + y^2) + \frac{1-m}{r_1} + \frac{m}{r_2} \quad (4.3)$$

podemos escrever na forma mais reduzida a equação do movimento acima:

$$\mathbf{a} + 2\mathbf{w} \times \mathbf{v} = \nabla U(\mathbf{r}) \quad (4.4)$$

Multiplicando essa equação escalarmente pela velocidade relativa v , obtemos

$$\frac{d}{dt}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) = 2\frac{dU}{dt} \quad (4.5)$$

cuja integração nos fornece uma das integrais primeiras do sistema

$$v^2 = 2U - K \quad (4.6)$$

conhecida como *Integral de Jacobi*, K sendo uma constante arbitrária de integração.

A solução completa do PR3C requer 6 constantes de integração. Ao restringirmos o movimento ao plano (x, y) reduzimos esse número para 3, mas ainda assim não é possível determinar as demais integrais independentes. Isso significa que uma solução completa do PR3C está fora de cogitação, e o que podemos fazer é uma análise qualitativa do movimento no plano (x, y) .

A partir da integral de Jacobi, podemos estudar as regiões no plano (x, y) onde o movimento da partícula é possível. A existência desse movimento está condicionada à relação

$$v^2 = 2U - K > 0 \quad (4.7)$$

Com $v = 0$ na equação 4.7, ou seja

$$x^2 + y^2 + 2(1-m)/r_1 + 2m/r_2 = K \quad (4.8)$$

para valores muito grandes de K (que deve ser positivo), temos:

(i) $x + y = K$ aproximadamente (r_1 e r_2 são grandes);

- (ii) r_1 é muito pequeno;
- (iii) r_2 é muito pequeno.

Essas três situações são representadas aproximadamente por um cilindro circular ao longo do eixo z e dois pequenos ovóides circundando os primários. O ovóide maior é aquele ao redor da massa maior ($1 - \mu$). Para esse valor de K , o movimento do corpo infinitesimal é possível fora do cilindro ou dentro de um dos ovóides (figura 4.2a). Se o valor de K decresce, o cilindro encolhe e os ovóides se expandem até se coalescerem (figura 4.2b). À medida que K continua decrescendo, as paredes do cilindro vão encontrar o menor e depois o maior dos ovóides (figura 4.2c e 4.2d). Finalmente chega-se a duas curvas como mostra a figura 4.2e, que eventualmente podem se reduzir a pontos. As partes da figura 4.2 podem ser combinadas, como na figura 4.3. Essas superfícies limites foram pela primeira vez discutidas por George William Hill (1838–1914) no chamado *problema principal da teoria da Lua* ou *problema de Hill*.

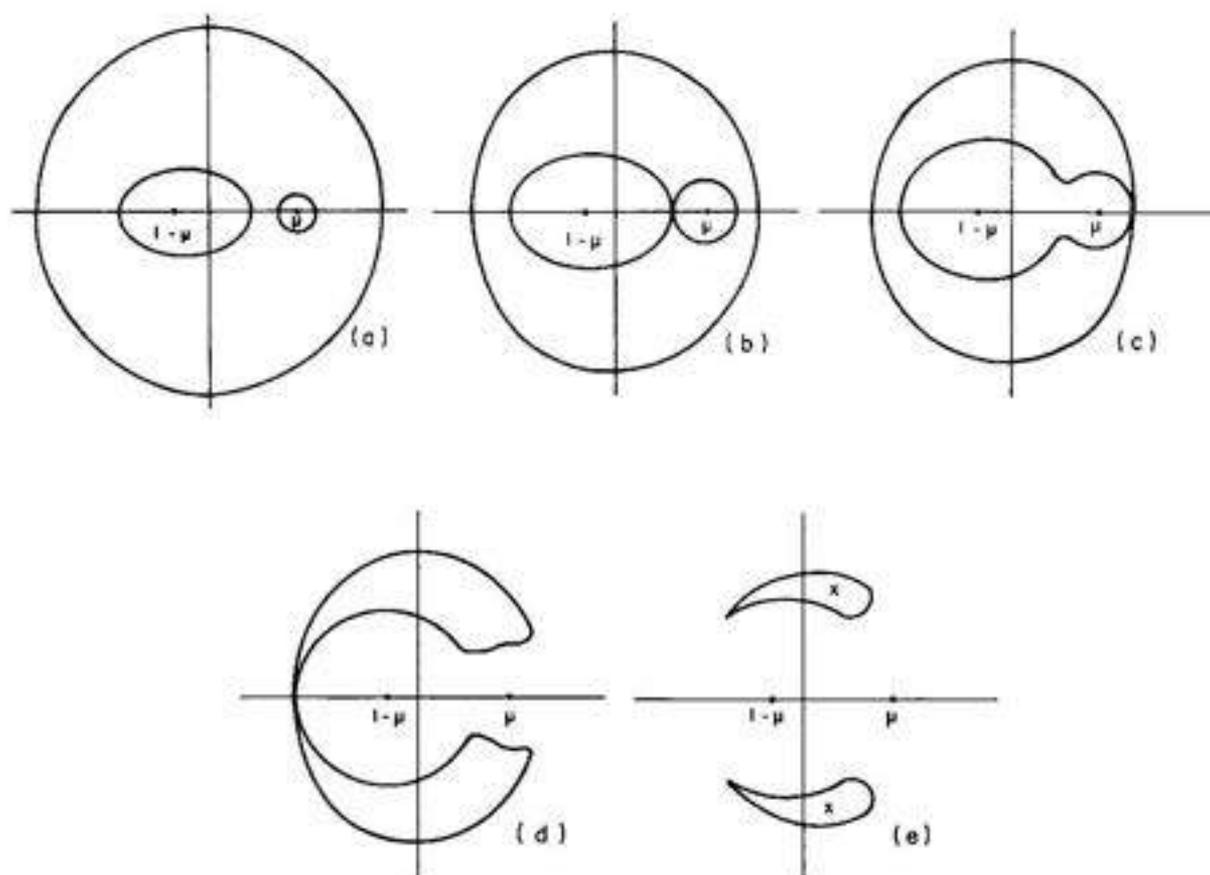


Figura 4.2

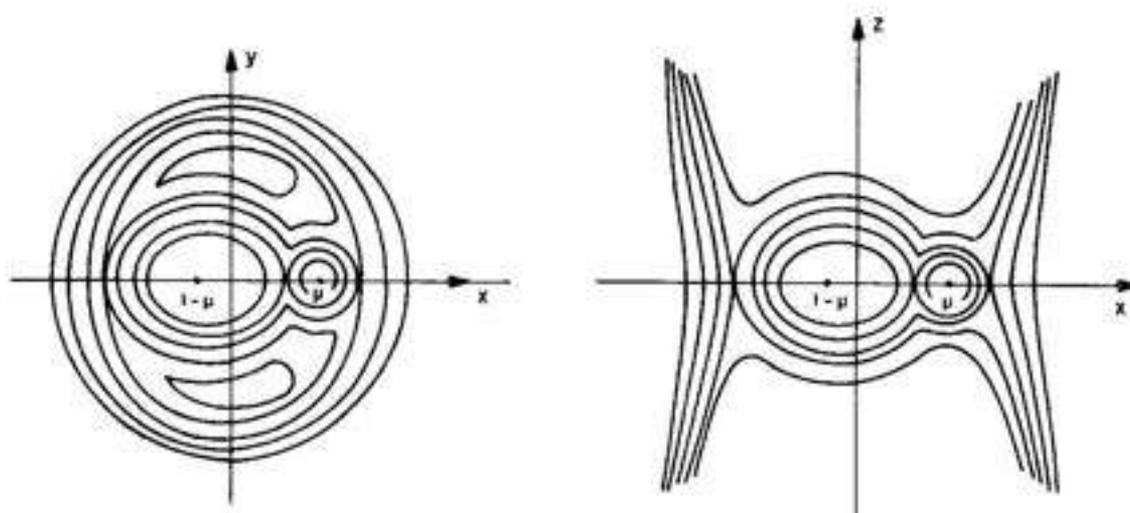


Figura 4.3

O problema geral dos três corpos envolve um sistema de equações diferenciais que requer a determinação de 18 constantes de integração (integrais primeiras) para sua completa resolução; entretanto, as leis de conservação da mecânica só permitem a construção de dez integrais primeiras. Considerando-se ainda que o tempo não entra explicitamente nas equações, ele pode ser eliminado, mas mesmo assim restam sete integrais. Soluções exatas do problema de três corpos têm sido procuradas por vários pesquisadores. Uma primeira solução exata foi encontrada por Leonhard Euler (1707-1783): nessa solução os três corpos permanecem constantemente alinhados. Por outro lado, analisando as equações do problema, Lagrange conseguiu por um processo bastante laborioso eliminar mais uma constante. Isso permitiu-lhe descobrir uma segunda solução particular, na qual os três corpos permanecem permanentemente nos vértices de um triângulo equilátero de dimensão variável. Essa solução e a de Euler são as únicas soluções exatas conhecidas para o problema de três corpos. Uma classificação mais geral das soluções possíveis tem sido procurada com o auxílio de computadores.

4.4 Teorias planetárias

Uma importante categoria de problemas é aquela em que se questiona o movimento dos planetas. A maior dificuldade prática surge no desenvolvimento a ser dado às funções de forças, uma vez que a distância média dos planetas ao Sol não pode ser considerada suficientemente pequena em relação a suas dimensões.

Os mais eminentes astrônomos e matemáticos do século XIX ocuparam-se desse desenvolvimento. Podemos citar Leverrier e Simon Newcomb (1835-1909), que levaram a solução dessa questão a ordens elevadíssimas de precisão, permitindo construir teorias analíticas para os movimentos planetários até hoje não ultrapassadas em precisão. Uma possível exceção é a teoria do movimento de Marte de Gerald Maurice Clemence (1908-1974).

As teorias de Leverrier e de Newcomb comparadas com as observações mostram resultados bastante satisfatórios, dentro dos limites dos erros observacionais da época.

Leverrier também sugeriu a existência de um planeta chamado Vulcano, cuja órbita estaria situada entre a de Mercúrio e o Sol, para explicar o resíduo de $41''$ /século, encontrado no movimento do periélio de Mercúrio. Esse planeta entretanto jamais foi observado e a diferença encontrada por Leverrier só foi explicada após a formulação da Teoria da relatividade geral por Albert Einstein.

Nas últimas décadas, os computadores eletrônicos têm dado um novo rumo ao estudo do movimento dos planetas. Hoje algumas das teorias analíticas já foram substituídas por tabelas construídas a partir de integrações numéricas das equações do movimento, a fim de ser compatível com as modernas observações cuja precisão atinge $0,1''$.

Os computadores têm também permitido o estudo do comportamento de longo período das órbitas planetárias. Em 1964 C. J. Cohen e E.C. Hubbard mostraram por exemplo a existência de uma notável ressonância nos movimentos de Plutão e Netuno (seção 4.5), através de integrações numéricas para calcular as órbitas dos planetas exteriores num intervalo de período de 120000 anos.

Entretanto a utilização de computadores na construção de teorias é assunto de grande interesse na moderna Mecânica Celeste, visto que em princípio as teorias analíticas são mais poderosas.

4.5 Ressonâncias no Sistema Solar

Se tabelarmos os períodos orbitais e de rotação de todos os corpos no Sistema Solar, constatamos que vários desses períodos são comensuráveis, indicando a existência de efeitos de ressonância. Existem ressonâncias entre períodos orbitais e também entre períodos de rotação e orbital.

Essas ressonâncias parecem constituir aspectos muito importantes do Sistema Solar. Quando corpos se enlaçam uma vez em uma ressonância podem permanecer indefinidamente nessa situação sob certas circunstâncias: estruturas de ressonância parecem estabilizar o Sistema Solar por períodos de tempo muito longos.

Um estudo da estrutura de ressonância dentro de um sistema torna-se importante pois pode nos fornecer informação relevante acerca da evolução desse sistema. Mas antes de esboçar qualquer conclusão a esse respeito, devemos esclarecer como a estrutura atual de ressonância foi estabelecida. Vários mecanismos diferentes vêm sendo sugeridos, embora nenhum seja ainda conclusivo.

No Sistema Solar, os seguintes tipos de ressonância são predominantemente observados:

(i) Ressonância órbita-órbita - Se dois planetas ou dois satélites possuem períodos orbitais T_1 e T_2 e a razão entre eles é escrita sob a forma

$$T_1/T_2 = p/q \quad (p, q \text{ inteiros}) \quad (4.9)$$

então dizemos que esses períodos são comensuráveis. Existem vários exemplos desse tipo de ressonância nos sistemas de satélites naturais e também entre asteróides e Júpiter.

(ii) Ressonância rotação-órbita – Se a distribuição de densidade num corpo em rotação é assimétrica, esta assimetria produz um campo gravitacional que varia periodicamente e é acoplado ao seu movimento orbital. Esse efeito geralmente leva a uma ressonância rotação-órbita. A rotação de Mercúrio parece estar acoplada ao seu próprio movimento orbital enquanto a de Vênus está acoplada com o movimento orbital da Terra (em relação a Vênus).

Para estudar os fenômenos de ressonância no Sistema Solar, pode-se iniciar a partir das equações de movimento de um pêndulo perturbado por uma força periódica. Os problemas geralmente nos conduzem a fórmulas analiticamente complicadas. Frequentemente apenas soluções numéricas de casos típicos podem esclarecer a situação.

No Sistema Solar existe um número bastante grande de ressonâncias órbita-órbita. Na maioria dos casos, o maior dos corpos move-se numa órbita de baixa excentricidade enquanto a órbita do corpo menor possui uma excentricidade mais alta.

A seguir vamos comentar alguns exemplos de ressonância órbita-órbita do Sistema Solar.

(a) O sistema Netuno-Plutão

Os períodos orbitais de Netuno e Plutão são respectivamente 165 anos e 248 anos, os quais pela equação 4.9 se encontram em ressonância 3:2. A figura 4.4 mostra a órbita de Plutão com respeito ao Sol e Netuno. Em relação à órbita Plutoniana, Netuno pode estar localizado em qualquer ponto do arco BC. Se estiver no meio (no ponto A), sua atração gravitacional sobre Plutão ao longo de toda sua órbita é zero, devido à simetria. Se Netuno estiver localizado no ponto B, sua atração gravitacional será mais forte na parte esquerda da órbita Plutoniana e então o momento angular orbital será transferido de Netuno para Plutão, acarretando o aumento do período orbital de Plutão e a redução do período de Netuno. O resultado é que em relação ao padrão orbital de Plutão, Netuno começará a mover-se para a direita ao longo do arco. O movimento será inverso se Netuno estiver localizado no ponto C. Portanto em relação à órbita de Plutão, Netuno irá oscilar entre B e C, de maneira análoga a um pêndulo, com um período de aproximadamente 20000 anos a uma amplitude total de 76° . Essa oscilação é conhecida com o nome de *libração*. Essa ressonância faz com que Netuno e Plutão jamais se colidam apesar de suas órbitas se interceptarem. A distância mínima entre os dois planetas é de 18 unidades astronômicas.

(b) Os troianos

Os Troianos são os asteróides que se encontram em ressonância 1:1 com a órbita de Júpiter. Eles libram em torno dos pontos Lagrangeanos L_4 e L_5 de equilíbrio do problema de três corpos Sol-Júpiter-asteróide. A figura 4.5 mostra as regiões dentro das quais os asteróides troianos estão confinados.

(c) Os asteróides Hilda

São os asteróides que encontram em ressonância 3:2 com Júpiter. Com uma aproximação circular para a órbita de Júpiter e ainda desprezando as inclinações entre as órbitas, o movimento destes astróides, num sistema Sol-Júpiter móvel, é mostrado na figura 4.6.

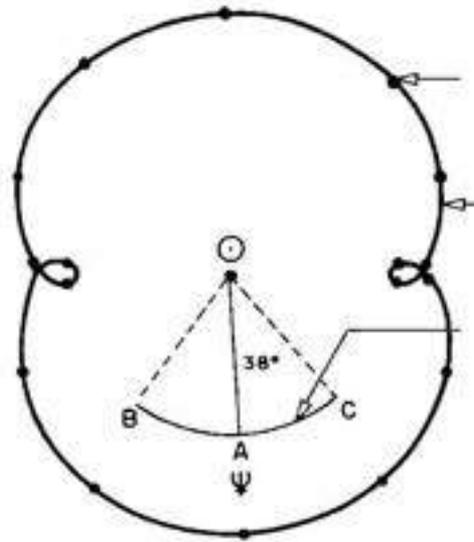


Figura 4.4

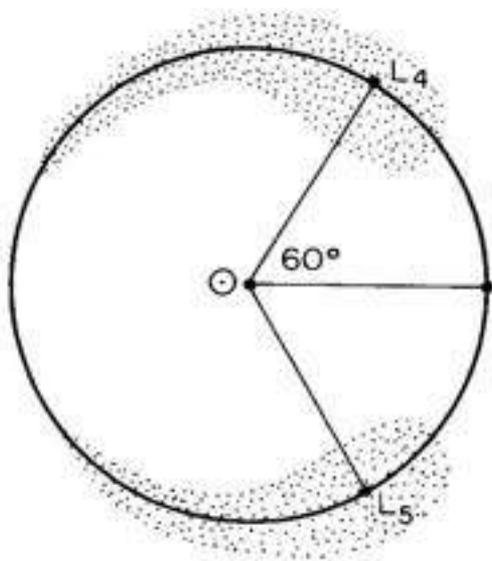


Figura 4.5

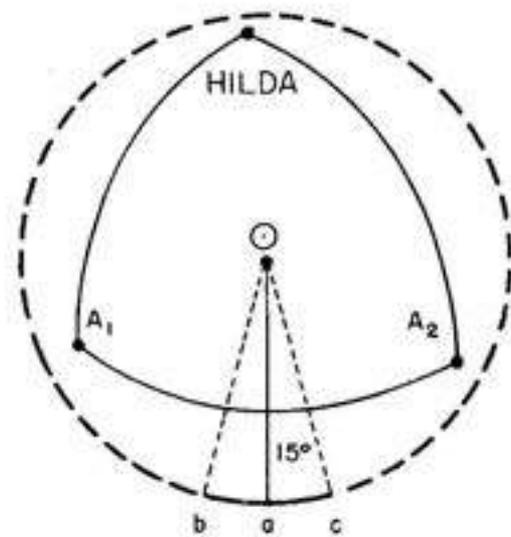


Figura 4.6

Devido à ressonância 3:2, Hilda descreve uma trajetória triangular num intervalo de 24 anos. Devido às perturbações sistemáticas, todo conjunto orbital irá oscilar com uma amplitude de 15° e um período de 260 anos. Pontos A_1 e A_2 são os afélios de Hilda e também seus pontos de máxima aproximação a Júpiter. A distância entre Hilda e Júpiter na máxima aproximação nunca é inferior a 4 unidades astronômicas.

(d) Io-Europa-Ganimedes

Um caso mais complicado de comensurabilidade é encontrado no sistema dos satélites de Júpiter, onde as velocidades angulares de três satélites Io, Europa e Ganimedes obedecem à relação

$$n_1 - 3n_2 + 2n_3 \cong 0 \quad (4.10)$$

dentro da precisão observacional (10^{-9}). O mecanismo é bastante complicado e as consequências dessa comensurabilidade aparecem nas combinações das longitudes médias desses satélites.

A tabela 4.4 mostra outros exemplos de ressonâncias órbita-órbita conhecidas.

4.6 Falhas de Kirkwood

Um fenômeno interessante e curioso relacionado à ressonância é encontrado no cinturão principal de asteróides (figura 4.7), entre as órbitas de Marte e Júpiter. Se o número de asteróides for colocado num gráfico como uma função de período orbital, ou de semi-eixo maior, aparecerão várias regiões vazias, chamadas de falhas de Kirkwood, nas vizinhanças de períodos comensuráveis com o período de Júpiter. Essas falhas correspondem às ressonâncias 2:1, 3:1, 5:2 e 7:3, e algumas outras ressonâncias de ordem maior.

Várias teorias têm sido elaboradas para explicar a ocorrência dessas falhas, as quais são também encontradas em anéis planetários, como os de Saturno. Contudo até hoje não se pode afirmar que a origem das falhas decorre de algum processo de instabilidade associado às comensurabilidades, visto que além das falhas são também observados agrupamentos de asteróides em torno das comensurabilidades 3:2 (grupo de Hildas) e 1:1 (Troianos).

O estudo do movimento perturbado de um asteróide em ressonância com Júpiter tem sido efetuado, na maioria das vezes, com base no problema restrito de três corpos, onde Júpiter, movendo-se ao longo de uma órbita circular ou Kepleriana, é considerado como sendo a única fonte de perturbação sobre um asteróide de massa desprezível. Para cada comensurabilidade, o problema é simplificado de modo que somente os termos com variação lenta sejam considerados.

4.7 Potencial devido à forma do planeta

Uma das principais perturbações sobre o movimento de um satélite artificial é devida à forma não esférica da Terra. O potencial criado por um corpo de massa M num ponto externo P qualquer é facilmente calculável.

Corpos	Classificação	período	ressonância
Mimas Tétis	satélites de Saturno	0,942 dias 1,889 dias	2:1
Encélado Dione	satélites de Saturno	1,370 dias 2,737 dias	2:1
Titã Hipérion	satélites de Saturno	15,945 dias 21,276 dias	4:3
Netuno Plutão	planeta planeta	164,78 anos 245,43 anos	3:2
Hilda Júpiter	asteróides planeta	7,90 anos 11,86 anos	3:2
Thule Júpiter	asteróide planeta	8,90 anos	4:3
Troianos Júpiter	asteróides planeta	11,86 anos	1:1
Toro Terra	asteróide planeta	1,6 anos 1,0 ano	2:3
Io Europa	satélites de Júpiter	1,77 dias 3,44 dias	2:1
Europa Ganimedes	satélites de Júpiter	3,44 dias 7,14 dias	2:1

Tabela 4.4

Seja dm um elemento de massa do corpo m ; o potencial por ele criado é

$$dU = Gdm/\Delta \quad (4.11)$$

G é a constante de gravitação e Δ a distância de dm a P .

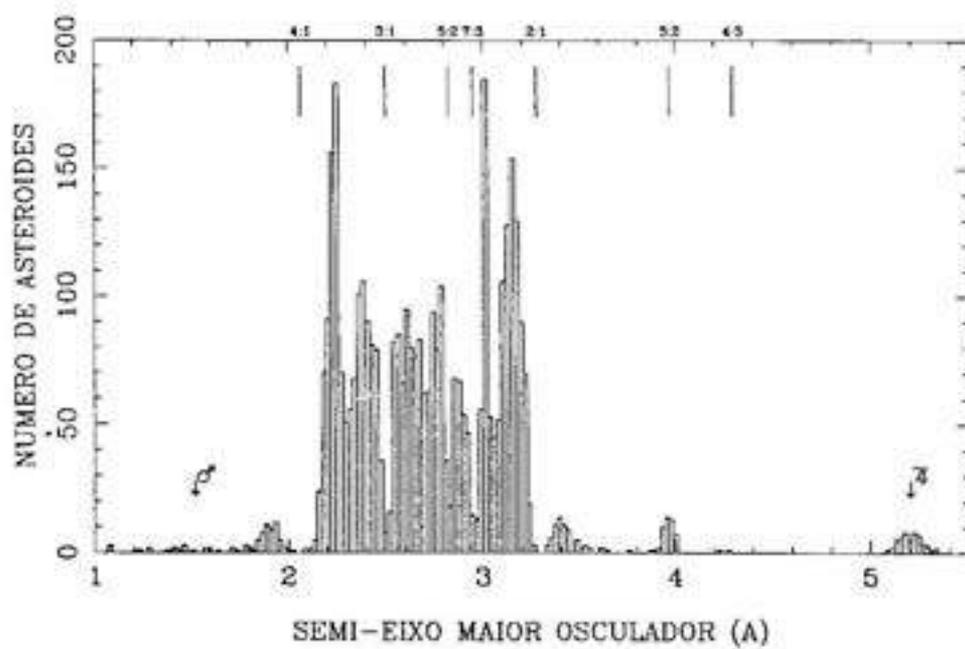


Figura 4.7

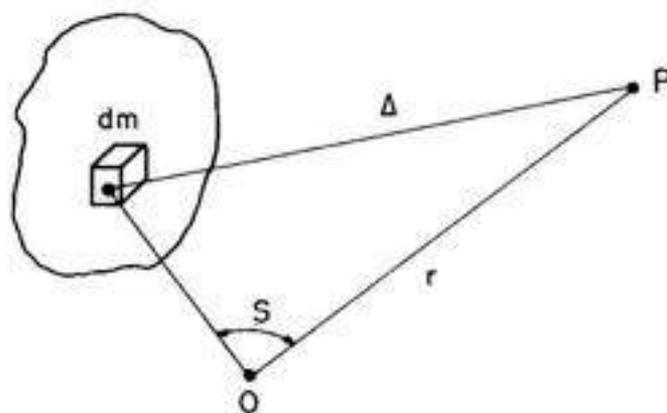


Figura 4.8

O potencial total se obtém integrando-se a eq. 4.11 sobre todo o corpo

$$U = G \int_M dm / \Delta \quad (4.12)$$

O inverso da distância mútua Δ pode ser desenvolvido com auxílio dos polinômios de Legendre, no caso em que a razão das distâncias é muito menor do que 1.

$$\frac{1}{\Delta} = \frac{1}{r} \left[1 + \frac{\rho}{r} P_1 \cos S + \frac{\rho^2}{r^2} P_2 \cos^2 S + \dots \right] \quad (4.13)$$

ρ é a distância de dm à origem O (figura 4.8), daí

$$U = \frac{G}{r} \int_M \left[1 + \frac{\rho}{r} P_1 \cos S + \frac{\rho^2}{r^2} P_2 \cos^2 S + \dots \right] dm \quad (4.14)$$

Lembrando que $\int_M dm$ é a massa M do corpo,

$$U = \frac{GM}{r} + \frac{G}{r} \int_M \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\rho^n}{r^n} P_n \cos^n S \, dm \quad (4.15)$$

O termo que corresponde ao índice 1 será nulo tomando-se a origem no centro de gravidade do corpo. Os demais termos dependem da forma do corpo e da distribuição de massa no seu interior.

Supondo-se a simetria esférica, o desenvolvimento poderá ser escrito numa forma mais simples

$$U = \frac{GM}{r} \left[1 + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{\rho^n}{r^n} J_n P_n \cos^n Q \right] \quad (4.16)$$

onde Q é a latitude do ponto P ; J_n são coeficientes numéricos determinados pela observação. Para a Terra $J_2 = 1082,64 \times 10^{-6}$; $J_3 = -2,5 \times 10^{-6}$; $J_4 = -1,6 \times 10^{-6}$, etc.

O problema reduzido ao termo J_2 já foi resolvido por Laplace ao estudar o movimento da Lua. Dois dos satélites naturais Fobos (de Marte) e Amaltea (de Júpiter) circulam bastante próximos dos planetas e portanto em seu estudo a não esfericidade do planeta torna-se importante, devendo-se levar em conta o desenvolvimento acima do potencial.

Capítulo 5

FISICA DOS PLANETAS

Oscar T. Matsuura

De acordo com suas contribuições percentuais para a massa total, os diversos corpos do Sistema Solar podem ser assim hierarquizados:

Sol	99,866
Planetas	0,134
Cometas	0,000 3
Satélites	0,000 04
Asteróides	0,000 000 1
Meteoróides e Poeira Zodiacal	0,000 000 000 001

O Sol detém quase que a totalidade da massa, mas apenas 1/200 do momento angular dos planetas. Algumas características globais dos planetas e da Lua são apresentadas na tabela 5.1. Nesta tabela, R é o raio, ρ é a densidade média, K é o fator do momento de inércia (ver equação 5.1), e A é o albedo.

	$R(10^8 \text{ cm})$	$\rho(\text{g/cm}^3)$	K	A
Mercúrio	2,439	5,43		0,06
Vênus	6,052	5,24		0,76
Terra	6,378	5,52	0,331	0,36
Marte	3,393	3,94	0,376	0,16
Júpiter	71,397	1,33	0,264	0,73
Saturno	60,000	0,70	0,207	0,76
Urano	25,400	1,30	0,216	0,93
Netuno	24,300	1,76	0,290	0,84
Plutão	1,150	1,80		0,47
Lua	1,738	3,30	0,392	0,07

Tabela 5.1

5.1 Estrutura interna

Conforme a tabela 5.1, há dois tipos de planetas. Alguns têm densidades médias da ordem da unidade; outros têm densidades da ordem de 4 ou 5 g/cm^3 . Os planetas do primeiro tipo são chamados *jovianos*, tendo Júpiter como paradigma; os do segundo tipo são chamados *telúricos*, tendo a Terra como paradigma. A densidade na tabela 5.1 é maior que a do mesmo material medida em laboratório, porque o interior planetário é gravitacionalmente comprimido. Mesmo assim, ela revela o teor de componentes leves ou pesados. Componentes leves são gases de hidrogênio e hélio, e gelos de água, dióxido de carbono, metano e amônia. Componentes pesados são rochas (silicatos e óxidos) e metais (níquel e ferro). Os planetas telúricos são formados basicamente de rochas e metais pesados. Júpiter e Saturno têm composição muito semelhante à solar. Em Urano e Netuno os gelos são os componentes majoritários. Plutão, por ser pequeno, deve ter perdido hidrogênio e

hélio. Nele se observou o espectro do metano sólido podendo, portanto, ser considerado joviano. Mas os planetas jovianos distinguem-se dos telúricos também por terem maior massa e maior número de satélites. Os planetas jovianos também são chamados *gigantes*. Plutão não é um planeta gigante e, por isso, não é considerado planeta joviano.

Uma investigação da estrutura interna pode ser feita a partir de medidas do momento de inércia I em relação ao eixo de rotação:

$$I = KMR^2 \quad (5.1)$$

O fator K , cujos valores são apresentados na tabela 5.1, é o fator que caracteriza a distribuição interna de matéria. Os valores para a Terra e a Lua foram calculados a partir de medidas do campo gravitacional obtidas por satélites. Para outros corpos foram calculados em função do achatamento induzido pela rotação e sob a hipótese do equilíbrio hidrostático. $K = 0,400$ se a densidade for homogênea. Se a densidade for maior nas partes centrais, $K < 0,400$, e vice-versa. Os planetas jovianos se distinguem dos telúricos também por possuírem valores menores de K . Um cálculo simples, supondo um núcleo denso e um manto menos denso, revela: (i) essa idealização é válida para todos os planetas; (ii) o núcleo dos planetas jovianos é mais denso e, portanto, menor; (iii) Júpiter e Saturno não podem ter superfície sólida.

No interior planetário, assim como no interior estelar, duas são as forças relevantes: a *auto-gravitação* e a força decorrente da *pressão*. Se o planeta não estiver crescendo ou encolhendo, essas forças, que atuam em sentidos opostos, devem se equilibrar em cada ponto, e a estrutura interna satisfaz a condição de *equilíbrio hidrostático*. No interior estelar, a temperatura e a pressão são muito elevadas. Não havendo degenerescência (capítulo 12), a matéria consiste de um gás de íons e elétrons, cuja pressão é a de um gás perfeito. No interior planetário, as temperaturas e pressões são mais baixas, e a matéria encontra-se no estado sólido ou líquido. A pressão não é a de um gás perfeito, pois são as forças eletrostáticas entre as cargas do átomo (portanto forças internas aos átomos) que se opõem à compressão. Requer-se então uma equação adequada para a pressão (equação de estado). Em princípio, ela pode ser deduzida através do formalismo da Mecânica Estatística, mas essa tarefa não é trivial.

Um sólido começa a deixar-se comprimir quando a pressão externa supera cerca de 10^3 atm. Se ela exceder 10^8 atm, os átomos se romperão em elétrons e prótons (ionização por pressão). Adotando-se esses dois limites para a pressão central P_c , que pode ser igualada ao peso de uma coluna vertical do planeta com seção reta unitária,

$$P_c = \rho gR = \frac{4\pi}{3}GR^2\rho^2 \quad (5.2)$$

são obtidos limites de R para objetos planetários: $10^2 < R(\text{km}) < 2 \times 10^5$. O limite superior é obtido para densidades menores (como a de Júpiter), e corresponde a dimensões de planetas gigantes. O limite inferior é obtido para densidades maiores (como a da Terra), e corresponde a dimensões dos asteróides maiores. Sob esta consideração, o termo planeta abrange também satélites e asteróides menores. Abaixo do limite inferior, os corpos já não se deformam sob a ação da gravidade e não tendem a assumir forma aproximadamente esférica.

Para os planetas jovianos o formalismo hidrostático é mais aplicável. Eles podem ser tratados como esferas de hidrogênio misturado com hélio, cuja equação de estado é relativamente bem conhecida. A camada mais externa de Júpiter é de hidrogênio molecular gasoso. Penetrando-se no interior do planeta se encontrará, sucessivamente, hidrogênio molecular líquido, hidrogênio atômico líquido (as moléculas se dissociam sob pressão), hidrogênio metálico líquido (os átomos se ionizam sob pressão) e, finalmente, um núcleo sólido com silicatos e ferro, com raio de apenas 0,2 do raio planetário (figura 5.1, fora de escala). De um modo geral, o interior de um planeta joviano é líquido.

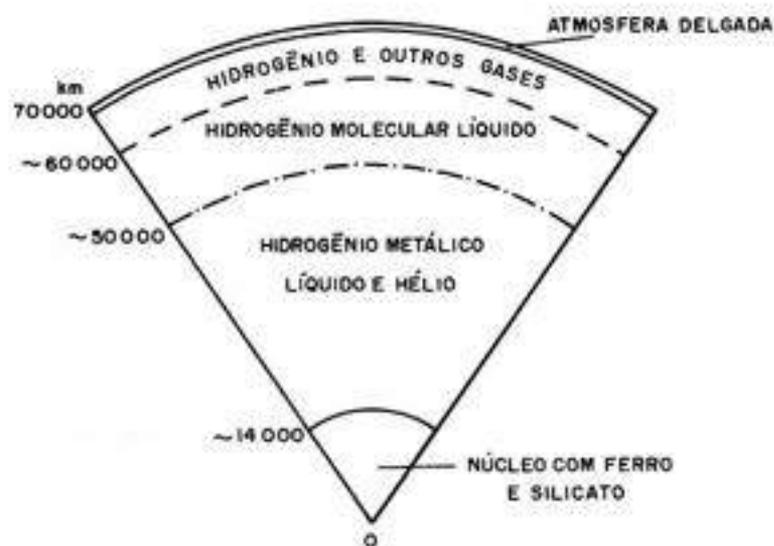


Figura 5.1

No caso de planetas com crosta sólida, o equilíbrio hidrostático só se aplica às camadas mais profundas, onde a pressão é de pelo menos 10^3 atm, de modo que a matéria possa escoar, ainda que com grande viscosidade. Isso exclui da descrição uma crosta com algumas dezenas de quilômetros.

A estrutura interna da Terra (figura 5.2, fora de escala) e a da Lua são derivadas com ajuda de dados sismológicos. O manto da Terra é suscetível a deformações plásticas em escalas de tempo de dezenas de milhares de anos. Mas, para perturbações rápidas, ele apresenta propriedades de sólido elástico. Assim, perturbações sísmicas, que geralmente ocorrem a profundidades não maiores que 100 km, podem provocar ondas de dois tipos: ondas de *compressão* (longitudinais) e ondas de *cisalhamento* (transversais). Aquelas se propagam através de sólidos e líquidos. Já as ondas de cisalhamento não se propagam em líquidos. Dados sismológicos permitem reconhecer esses dois tipos de ondas e derivar suas velocidades de propagação em diferentes profundidades. Em particular, abaixo da profundidade de 2.900 km, as ondas de cisalhamento subitamente deixam de se propagar. Esta descontinuidade separa o núcleo do manto. A crosta e o manto são elásticos e permitem a propagação de ondas de cisalhamento, mas não a camada externa do núcleo que é fluida. A parte central do núcleo, uma esfera de raio de 1.600 km, é sólida.

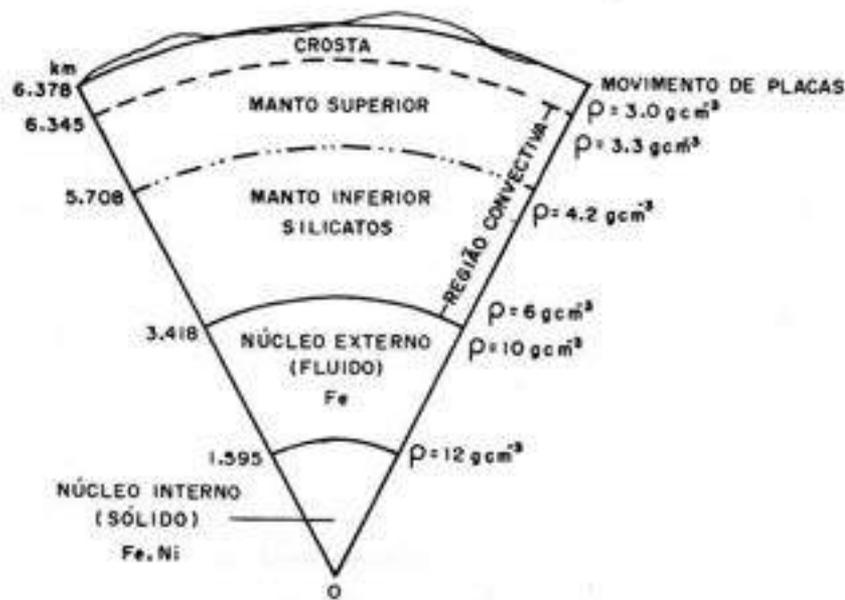


Figura 5.2

No interior estelar as temperaturas atingem valores tão altos que tornam possíveis as reações termonucleares. Isto não pode acontecer se a massa for menor que cerca de $0,08 M_{\odot}$. De fato, a massa do maior planeta, Júpiter, é de apenas $0,001 M_{\odot}$. Mas, como Júpiter emite para o exterior uma quantidade de radiação duas vezes aquela que recebe do Sol, é necessário que haja fontes internas de energia. Tais fontes podem ser: lenta contração gravitacional, sedimentação interna, decaimento radioativo, dissipação viscosa de marés ou calor interno. Júpiter de fato irradia seu calor interno. Consequentemente, seu interior se resfria. Como ele não é gasoso, e sim líquido, o resfriamento não implica uma notável redução de tamanho.

Saturno também irradia energia própria que se origina na sedimentação gravitacional do hélio no centro do planeta, abaixo do hidrogênio metálico. Corroborando esta hipótese, constatou-se que a atmosfera de Saturno tem menos hélio que a de Júpiter. Num futuro bem distante é provável que o interior dos planetas jovianos se resfrie e se solidifique.

Assim como numa estrela, as partes centrais dos planetas são mais quentes que as partes externas. Em estrelas o transporte pode ser radiativo (difusão de fótons através da densa matéria estelar), convectivo (por exemplo, nas camadas subfotosféricas do Sol) e condutivo (como em anãs brancas). Nos planetas o transporte radiativo pode ser ignorado.

5.2 Superfícies

Para um observador terrestre a investigação da superfície de outros planetas não envolvidos por densas atmosferas pode começar pela medição do albedo. *Albedo* de um corpo é a razão entre a luz solar refletida em todas as direções e a luz solar incidente. Seu

valor numérico varia, portanto, entre zero e 1. O albedo A citado na tabela 5.1 é o *albedo de Bond*, um valor médio para todo o disco planetário. Existem planetas cujos albedos são maiores que 0,73. São eles os planetas jovianos, além do planeta telúrico Vênus. Todos eles encontram-se envolvidos por uma densa atmosfera, de modo que seus albedos não se referem à superfície. Vênus, por exemplo, tem elevado albedo devido a nuvens de ácido sulfúrico. Sua superfície sólida é invisível, e é diagnosticada através da radarmetria ou *in loco* por meio de sondas. Os demais planetas têm albedos menores. Seus valores decorrem da baixa refletividade das superfícies, e da ausência de atmosferas densas.

Durante a agregação do planeta, seu interior ficou quente e fundiu-se, permitindo que, durante centenas de milhões de anos, a matéria mais densa se acumulasse nas partes mais centrais, e vice-versa. Daí resultou a diferenciação entre núcleo e manto. Depois a crosta foi se resfriando e se solidificando de fora para dentro. Na crosta da Lua, quando a matéria fundida começou a se condensar, os cristais menos densos se separaram boiando para a superfície. (Esta segregação pressupõe fusão total e se contrapõe à fusão parcial que será mencionada mais adiante.) Assim teria se formado a crosta lunar primitiva de silicato de alumínio (feldspato) com espessura entre 50 e 100 km. Esse mineral formou os continentes lunares, áreas mais elevadas e de coloração mais clara (figura 5.8 adiante). A idade radioativa de rochas dos continentes é de 4 bilhões de anos. Ora, a crosta lunar deveria ter uma idade maior, de 4,4 bilhões de anos. Atribui-se esta discrepância ao intenso bombardeamento de meteoróides, que só cessou mais tarde, há 3,9 bilhões de anos. A fusão provocada por esses impactos deve ter zerado o relógio radiométrico.

Os principais processos que determinam alterações morfológicas posteriores na crosta são: *atividade geológica, erosão, e formação de crateras por impacto com meteoróides*. Como esses processos se sobrepõem e se interferem, a análise dos efeitos é intrincada.

(a) Atividade geológica

Esta atividade é dinamizada pelo calor interno do planeta. Este calor flui de dentro para fora através do processo convectivo. Embora nos planetas telúricos ele seja insignificante face à energia solar absorvida pela superfície, pode causar assimetrias nas superfícies retratando o padrão convectivo interno. A Lua tem crosta assimétrica. Sua espessura é de apenas 60 km no hemisfério voltado para a Terra, mas de 100 km no hemisfério oposto. No primeiro ocorreram vazamentos de lava basáltica (mares). Na Terra, a assimetria da distribuição de oceanos e continentes, resultante do tectonismo de placas, retrata o padrão da convecção interna ainda operante.

Corpos maiores devem ser geologicamente mais ativos, e demorar mais para se tornarem inativos. O calor interno, de origem gravitacional ou radioativa, guarda relação com o volume do corpo. Já a taxa de resfriamento está relacionada com a sua superfície. Então, grosso modo, o tempo de resfriamento é proporcional ao volume dividido pela superfície. Supondo corpos esféricos, este tempo é proporcional ao raio R . Quanto maior este raio, mais lentamente o planeta se resfria. Assim, as assimetrias acima são mais recentes na Terra do que na Lua. Na Terra ocorrem atualmente mais de um milhão de sismos por ano, enquanto que na Lua só ocorrem alguns milhares. A *litosfera*, camada rígida e externa à astenosfera plástica, tem na Lua uma espessura de mil km, mil vezes maior que na Terra. Por isso ela não se fragmenta para formar placas, e inibe o transporte de lavas.

Contagens de crateras lunares (ver adiante) revelam que, após o intenso bombardeamento de meteoróides antes mencionado, houve um vazamento generalizado de lavas basálticas no período entre 4 e 3 bilhões de anos atrás. Essas lavas têm viscosidade relativamente baixa, podendo irromper na superfície, inundar áreas e se solidificar formando os mares lunares. Estes mares são regiões mais baixas, escuras e aparentemente planas (figura 5.8). A figura 5.3 mostra o Mar Imbrius, onde lavas ainda em escoamento se solidificaram há 3 bilhões de anos. Após esta atividade geológica a superfície lunar adquiriu a aparência geral que tem até hoje. O fracionamento que produziu o basalto foi a fusão parcial, em que uma mistura sólida de minerais começa a se liquefazer parcialmente à medida que a temperatura cresce. Um ponto importante é que, independentemente da proporção inicial de minerais, o primeiro líquido tem uma proporção ditada pela pressão local. Amostras de rochas de mares lunares apresentam estrutura vesicular. Os vesículos são bolhas de gás expandidas durante a fusão que ficaram oclusas. O preenchimento de crateras de impacto com basalto, cuja densidade é maior que a da crosta, produziu os *mascons* (MASs CONcentrationS), detectados como anomalias gravitacionais. Isto é, os *mascons* causam freamento nos satélites, pois são massas suportadas por uma crosta tão rígida, que não se deixa deformar (ou afundar) para estabelecer o equilíbrio isostático. Um *iceberg* encontra-se em equilíbrio isostático porque o oceano permite a submersão de uma grossa camada de gelo.

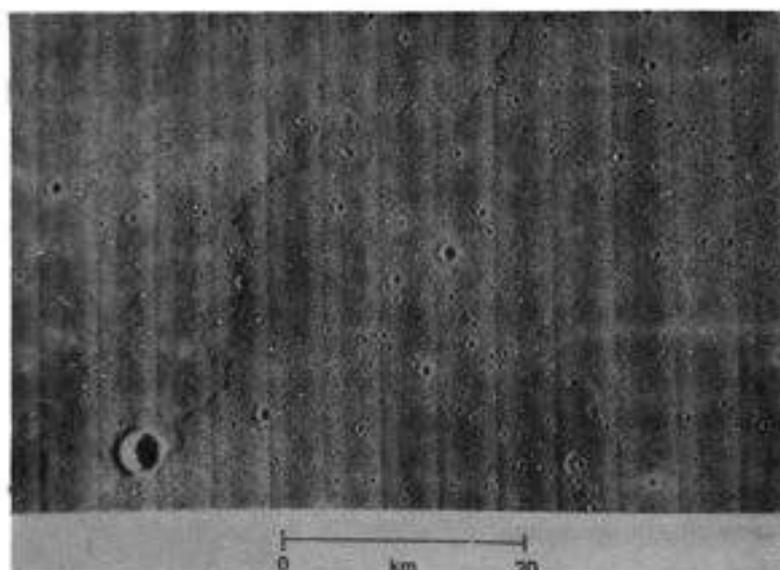


Figura 5.3

Mercúrio também é um corpo pequeno. Nele há longas escarpas com centenas de quilômetros, resultantes de compressão. O planeta encolheu, ou porque a rotação na superfície diminuiu durante a sedimentação do núcleo, ou porque o núcleo ferroso se resfriou. As marcas deste encolhimento estão registradas em terrenos antigos, com muitas crateras, formados logo após o fracionamento entre núcleo e manto, há 4 bilhões de anos. Mercúrio possui também terrenos planos mais novos, com menos crateras. Houve lá também um

vazamento geral de lavas após a época de intenso bombardeamento, à semelhança do processo que criou os mares lunares.

Na crosta terrestre as rochas mais antigas, de terrenos pré-cambrianos, datam de 3,8 bilhões de anos. Devem referir-se à crosta primitiva, mas são minoritárias. Naquela época as áreas continentais correspondiam a apenas 5-10% das atuais. Nos bordos de placas tectônicas, por exemplo no arco das ilhas do Japão, ou na costa oeste da América do Sul, a crosta oceânica é empurrada para baixo da crosta continental (subducção). Este processo é acompanhado de fusão completa, pela qual a matéria rica em silício ascende, e o basalto afunda. Não só o material antigo da crosta continental é reprocessado, mas, basalto novo (com 200 milhões de anos) proveniente da crosta oceânica é acrescentado. Tais processos formadores de continentes têm ocorrido em episódios que duram 300 milhões de anos, desde 2,9 bilhões até 600 milhões de anos. O último episódio coincidiu com a fragmentação da Pangéia e a deriva dos continentes. Os grandes maciços datam de apenas 50 milhões de anos. O caráter episódico pode resultar da acumulação e liberação de calor radiogênico e/ou da mudança do padrão convectivo do manto.

A atividade geológica é decrescente na seguinte ordem: Terra, Vênus e Marte. O hemisfério norte de Marte tem nível mais elevado, é mais plano e relativamente mais recente. Nele há regiões com derramamento de lavas, escarpas paralelas produzidas por movimentos verticais do manto, e picos de vulcões extintos. Um deles é o mais alto do Sistema Solar, o Monte Olimpo, com 23 km de altura. A atividade vulcânica praticamente se restringiu a esse hemisfério.

As investigações da superfície de Vênus foram feitas *in loco* pelas sondas soviéticas Venera e através de radares. Radarimetria detalhada foi feita no comprimento de onda de 17 cm pela Pioneer Venus Orbiter e, mais recentemente, pela sonda Magalhães. Dada a lenta rotação, Vênus é um planeta sensivelmente esférico. Cerca de 65% de sua superfície consiste em vastas planícies onduladas de formação granítica, referentes à crosta primitiva. A planura pode ser devida à alta temperatura. A crosta torna-se menos viscosa, deforma-se com facilidade e dificulta a formação de elevações. Nela há inúmeras crateras rasas, com diâmetro de 500-800 km, cavadas entre 600 milhões e bilhões de anos. Como a temperatura da superfície é de 400°C, a simples existência desses continentes denuncia que a rocha crustal é destituída de água. Caso contrário, os continentes desabariam. Cerca de 27% são regiões baixas e escuras preenchidas com lavas. São análogas aos mares lunares. Causam também anomalias gravitacionais como os mascons, mas não têm marcas de crateras. Há duas elevações que correspondem a 5% da superfície: a Terra de Ishtar ao norte e a Terra de Afrodite perto do equador, cujas superfícies são muito ásperas. Não há marcas de crateras, portanto devem ser relativamente novas. Na Terra de Ishtar está o ponto culminante de 21 km, os Montes Maxwell. Aparentemente, as elevações resultaram da ascensão convectiva da crosta. Nelas a crosta é mais espessa, assegurando o equilíbrio isostático. Há indícios de atividade vulcânica associada a formações elevadas que devem ejetar nuvens de poeira eletricamente carregada. Foi detectado ruído em ondas de rádio, atribuído a descargas elétricas nestas nuvens. Este tipo de ruído foi claramente constatado em Júpiter, em ondas mais longas que 10 m. A qualidade dos dados apenas permite reconhecer falhas geológicas em escala de milhares a dezenas de milhares de km. Talvez a atividade geológica tenha ocorrido no passado e, depois, cessado. Especula-se que a menor

atividade geológica de Vênus em relação à Terra, apesar dos tamanhos similares, deve-se à ausência de satélites, menor rotação e ausência de água na crosta.

Muito surpreendentemente, vulcanismo e atividade geológica foram observados também em pequenos satélites. A Voyager 1 registrou 7 vulcões em Io, satélite de Júpiter. Foram as primeiras observações do gênero fora da Terra. Vistas na borda do satélite, as nuvens ejetadas assumem a forma de um domo que ascende a uma centena de quilômetros (figura 5.4). Isto indica ausência de atmosfera densa. Vistos no disco, os vulcões que ejetam enxofre fundido aparecem como manchas escuras. A superfície é destituída de crateras de impacto, pois são apagadas pelo derramamento de lavas. Júpiter possui um anel magnético contendo enxofre duas vezes ionizado na altura da órbita de Io, e que emite luz ultravioleta. Sem dúvida os vulcões de Io são a fonte do enxofre.

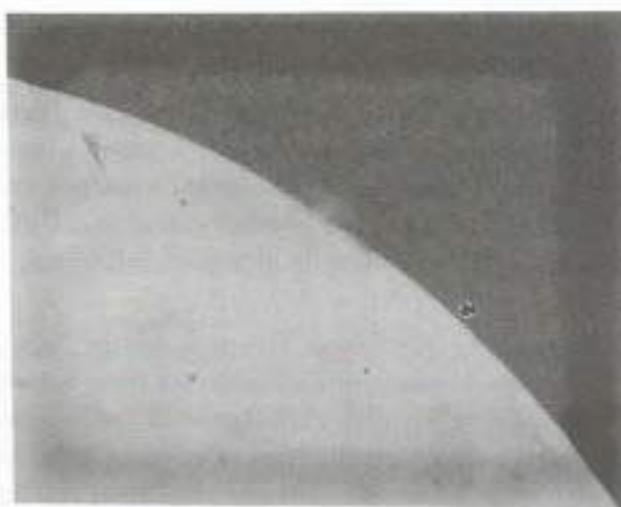


Figura 5.4

A Voyager 2 mostrou que as superfícies dos satélites de Urano Miranda, Ariel e Titânia também sofreram atividade tectônica catastrófica recente, o que parece não ter acontecido em Umbriel. As marcas do tectonismo são falhas tensionais na forma de fraturas, incisões profundas e longas. Esta atividade e o vulcanismo de Io podem ser explicados pela dissipação viscosa da energia de deformação induzida por maré. Isto pode ocorrer em satélites cujas órbitas tornaram-se fortemente excêntricas através de perturbações cumulativas.

(b) Erosão

A erosão pode resultar da ação da atmosfera ou da hidrosfera, ou da sublimação. O derramamento de lavas e a formação de crateras também alteram o relevo original, mas não constituem processos erosivos propriamente ditos. A erosão não ocorre em Mercúrio nem na Lua. No nosso planeta, um resultado claro da erosão é a existência de rochas sedimentares cobrindo vastas porções da superfície.

De um modo geral, a superfície de Marte se assemelha a um deserto. A figura 5.5 mostra uma paisagem fotografada pela Viking 1 (1976) com dunas e fragmentos de rochas produzidos por impactos. Apesar de tênue, a atmosfera de Marte é sede de violentas tempestades de vento que erodem sua superfície e transportam poeira de um lugar para outro. Quando a Mariner 9 lá chegou, em 1971, uma forte tempestade de poeira bloqueou a visão da superfície por 3 meses. O pó não é de quartzo fragmentado, mas de argila, que é pouco abrasiva.



Figura 5.5

Marte apresenta ainda uma complexa e intrigante rede de “canais” secos (figura 5.6) de várias idades, em várias partes de sua superfície. Apesar do nome, esses canais nada têm a ver com os famosos *canali* anunciados em 1860 pelo padre Secchi. Assemelham-se a leitos secos de um sistema de drenagem. Alguns atravessam crateras preexistentes; outros foram interrompidos pela posterior formação de crateras. Parece forçoso concluir que foram abertos pelo escoamento de água. Nas atuais condições daquele planeta, a pressão de vapor de água é demasiadamente baixa para possibilitar a existência de água no estado líquido. Pode-se imaginar que Marte tenha tido água líquida num passado remoto. Para os canais mais recentes, alguns cientistas arriscam a hipótese de que as regiões subterrâneas de Marte tenham gelo que migra subterraneamente dos pólos para as regiões equatoriais (*permafrost*). Impactos de maior porte ou vulcanismo podem tornar temporariamente fluido este gelo subterrâneo e abrir novos canais. O agente erosivo não precisa ser necessariamente a água no estado líquido. Os canais podem ser abertos pelo conhecido fenômeno da erosão glacial, ocorrido na Terra após glaciações. Supostos períodos interglaciais de Marte, devidos à variação da obliquidade do planeta, não teriam escala de tempo adequada para explicar os canais mais recentes. De qualquer forma, essa erosão não pode ter durado muito, pois existem crateras muito bem preservadas com bilhões de anos. Assim, canais antigos com 3 bilhões de anos seriam devidos ao efeito global de estufa, e os mais novos, com 500 milhões de anos, seriam devidos à fluidização do gelo subterrâneo em eventos isolados.



Figura 5.6

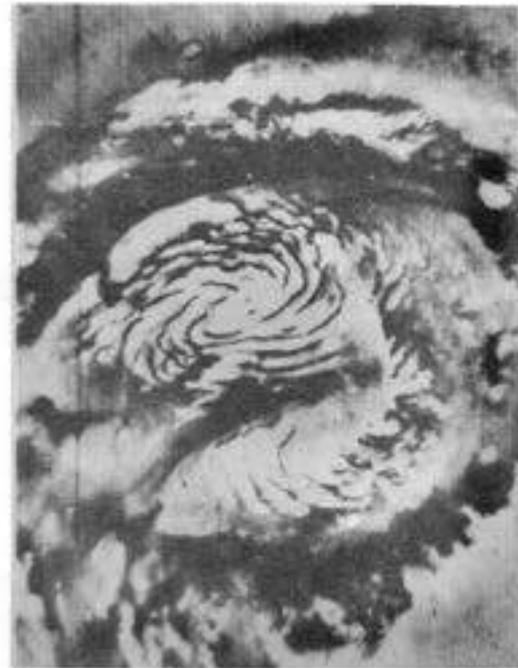


Figura 5.7

Atualmente, a água e o gás carbônico em Marte se solidificam nos pólos durante o inverno. A figura 5.7 mostra o pólo norte fotografado pela Mariner 9 quando era verão. A largura da fotografia cobre 1.500 km. A parte central é a calota residual de gelo de água, com raio de 500 km. A calota de gelo seco que no inverno tem um raio de 2.700 km se sublimou. As listras escuras revelam superfícies cuja inclinação favoreceu a insolação e a sublimação.

Vênus não tem hidrosfera. Apesar de ter uma densa atmosfera, perto da superfície ela é estável à convecção (próxima seção). Talvez por isso, a superfície fica protegida da erosão por ventos.

(c) Crateras

Juntando-se planetesimais do tamanho de cometas, planetas e satélites foram formados. Muitos, porém, não lograram participar da constituição de um planeta ou satélite, e vagaram erraticamente no recém formado Sistema Solar, em órbitas perturbadas pelos planetas maiores já agregados. Há 3,9 bilhões de anos o seu número diminuiu, pois, colidiram e produziram crateras em planetas e satélites. Colisões ainda ocorrem hoje, mas em taxa muito menor, sendo devidas a fragmentos de asteróides.



Figura 5.8

A energia envolvida num impacto é imensa. A velocidade da colisão é a velocidade orbital relativa, somada à velocidade de queda livre, já que o meteoróide é atraído gravitacionalmente pelo planeta. A velocidade orbital de um asteróide da família de Apollo em relação à Terra é de 5 km/s. E a velocidade de queda livre na Terra é de 11,2 km/s. A velocidade de colisão é, pois, da ordem de 16 km/s. Logo, a energia cinética do meteoróide é de $1,3 \times 10^{12}$ erg/g. A energia química do TNT é de $4,2 \times 10^{10}$ erg/g. Um impacto

libera subitamente essa energia que, num primeiro momento, provoca a compressão da superfície planetária e fragmentação. Depois a compressão se relaxa e ocorre a escavação da cratera, quando os fragmentos são ejetados. Às vezes, um fragmento ejetado produz uma cratera secundária. Na Lua as ejeções mais recentes ainda mostram formações radiais brilhantes denominadas *raios*. Na figura 5.8, esquerda, aparece a cratera Copernicus, com seu brilhante sistema de raios.

Quanto maior a energia do impacto, maior será o diâmetro da cratera. A profundidade é cerca de $1/5$ do diâmetro. A Cratera do Meteoro, perto de Flagstaff no Arizona, tem diâmetro de 1,2 km e idade de 2.700 anos (figura 5.9). Aluviões reduziram a profundidade a 100 m.

Crateras muito grandes passam a ser relativamente mais rasas e geralmente têm um pico, ou um anel concêntrico de picos perto do centro. Essas formações, comuns nas crateras de Mercúrio, resultam do reajustamento do terreno momentaneamente fluidizado, logo após o impacto. Um impacto extremamente violento teria sido o que produziu a Bacia Caloris de Mercúrio. No ponto antipodal há uma impressionante formação resultante da convergência de ondas de choque emanadas deste impacto. A figura 5.10 mostra os anéis concêntricos da Bacia Oriental da Lua fotografada pelo Lunar Orbiter IV em 1967. O anel externo tem 900 m de diâmetro.

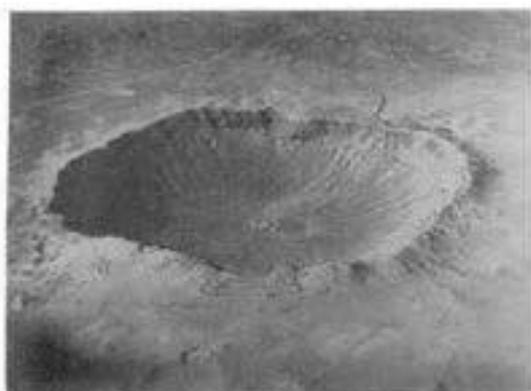


Figura 5.9

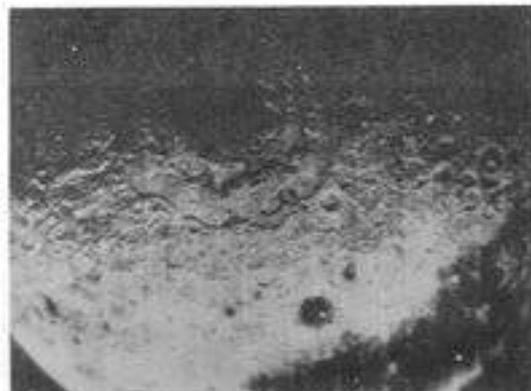


Figura 5.10

Os impactos podem também causar fusão. Desta forma, é comum encontrar matéria ígnea vítrea no fundo das crateras ou misturada com os fragmentos ejetados. Na Lua um material escuro e vítreo cimenta os fragmentos formando as brechas. Rochas lunares trazidas pela Missão Apollo 11 continham grandes quantidades de vidro com idade de 3 a 4,1 bilhões de anos. Já na Terra são raros os vidros mais antigos do que 50 milhões de anos, pois em centenas de milhões de anos eles sofrem o processo da devitrificação, decompondo-se nos minerais originais. Por isto a maior parte do vidro terrestre é artificial. O vidro

natural é muito raro, mas a obsidiana é um exemplo. A durabilidade dos vidros lunares deve-se à ausência de água, indicando que a água já não existia lá há bilhões de anos. As altas pressões (100 a 1000 atm) exercidas momentaneamente na região do impacto por ondas de choque provocam distorção ou alteração na estrutura cristalográfica dos minerais. Por exemplo, o grafite pode se transformar em diamante finamente granulado. Este fenômeno é o *metamorfismo de choque*. Minerais que passaram por tal processo são comuns nas rochas das proximidades de crateras.

Uma cratera pode ser obliterada por várias causas: pela ocorrência de um novo impacto sobre ela, pelo escorrimento de lava, pelo recobrimento com fragmentos de crateras vizinhas, ou ainda pela erosão, atmosférica ou hidrosférica. Europa é o satélite mais brilhante de Júpiter. De acordo com imagens das Voyagers, sua superfície cor de âmbar apresenta inúmeros traços longos, cruzando em diferentes direções. Eles são interpretados como rachaduras numa fina crosta de gelo (figura 5.11). Não há vestígios de crateras, o que indica a juventude da superfície frequentemente renovada por sucessivas vazões de líquido.



Figura 5.11

Uma interessante análise estatística pode ser feita com base na contagem de crateras. Primeiramente, numa fotografia é selecionada uma área sobre a qual a contagem será feita. Para cada valor do diâmetro (Φ) é feita a contagem do número de crateras com diâmetro superior a Φ . Esse número dividido pela área dá a frequência cumulativa de crateras. A figura 5.12 mostra esta análise feita sobre um mar lunar fotografado pelo Lunar Orbiter.

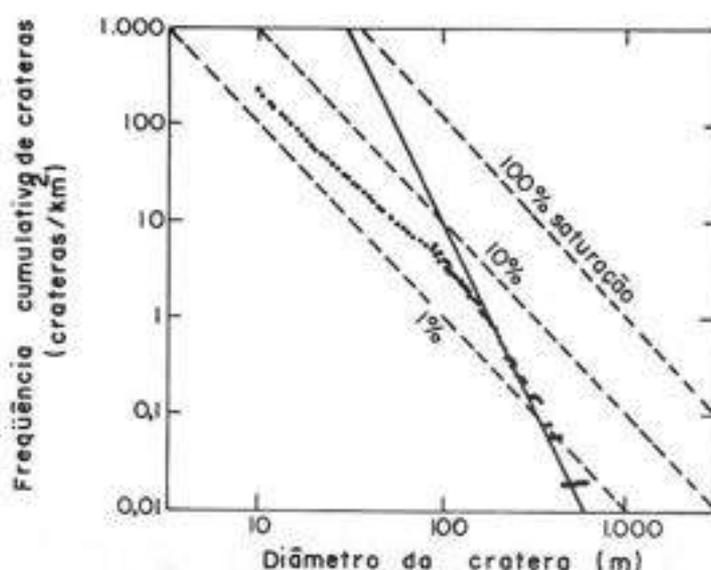


Figura 5.12

Um mar lunar, ao se formar, apaga a história pretérita e funciona como um registro da posterior história de bombardeamento por meteoróides. Embora os mares vistos da Terra pareçam lisos, eles consistem numa camada de fragmentos produzidos por impactos, conforme atestaram os astronautas da missão Apollo. A reta segmentada para saturação (100%) na figura 5.12 é teórica, representando a situação em que crateras de um dado diâmetro estariam justapostas, preenchendo toda a área disponível. Uma nova cratera nessa situação não aumentaria a contagem, já que estaria se sobrepondo a outra cratera preexistente. As outras retas segmentadas representam situações de 1% e 10% do preenchimento total da área. Os pontos experimentais da parte superior (referentes a crateras menores) ajustam-se a um segmento de reta praticamente paralelo à saturação. Eles mostram que a saturação já ocorre a cerca de 3%, e que a idealização em 100% representa uma situação muito artificial. Os pontos da parte inferior da figura 5.12 ajustam-se a um segmento de reta com maior inclinação. Aí ainda não se atingiu a saturação. O atraso para saturar deve-se a que meteoróides grandes existem em menor quantidade e as colisões com os mesmos são menos frequentes. O ponto de inflexão que, na figura 5.12, ocorre para crateras com diâmetro igual a 100 m, deve se deslocar para a direita com o passar do tempo. Assim, a posição do ponto de inflexão é uma medida da idade da superfície bombardeada. Pode-se inferir daí que os mares são mais recentes do que os continentes lunares. É mais fácil determinar idades relativas. A determinação de idades absolutas é dificultada pelo fato de a taxa de bombardeamento não ter sido constante. Combinando-se dados de contagem de crateras com os correspondentes dados de datação radioativa, pode-se evidenciar que os continentes lunares sofreram bombardeamento muito mais intenso por 500 milhões de anos, até 3,9 bilhões de anos atrás. Desde então o bombardeamento não acabou, mas vem se mantendo em taxa bem menor e quase constante. Os últimos mares surgiram

há 3 bilhões de anos. Desde então, as únicas mudanças na face lunar foram devidas aos impactos que continuam acontecendo, cominuindo os fragmentos e alisando as suas arestas. O vulcanismo lunar em grande escala extinguiu-se também há 3 bilhões de anos. Mas a detecção de radônio, as emanações esporádicas de gás e as luminescências vermelhas às vezes observadas da Terra indicam que a Lua não está completamente quiescente.

Em Mercúrio, segundo imagens da Mariner 10, as crateras não se sobrepõem umas às outras como na Lua. Pode ser que a crosta de Mercúrio tenha demorado mais para se resfriar, ou que seu interior seja aquecido pela dissipação de energia de deformações de maré induzidas pelo Sol. Uma superfície mais quente é mais plástica e tende a obliterar crateras.

Na Terra, Marte e Vênus, ocorre um efeito de seleção que privilegia as colisões maiores. É que suas atmosferas exercem ação protetora contra impactos. As marcas ficam mais protegidas em Vênus e Marte do que na Terra, onde a água líquida é um agente poderoso de erosão. Na Terra, principalmente na faixa tropical, a ação da erosão e o recobrimento por vegetação obliteram as crateras. Estas são melhor preservadas nas couraças continentais pré-cambrianas (por exemplo, no leste do Canadá), que são formações antigas, estáveis e livres de efeitos erosivos rigorosos. As crateras mais antigas na Terra datam, no máximo, de um bilhão de anos, são poucas e muito erodidas.

O hemisfério norte de Marte, como foi dito, é mais novo e tem poucas crateras. Lavas ígneas ali se solidificaram entre 100 milhões e alguns bilhões de anos. O outro hemisfério (sul), mais antigo, mais acidentado e com falhas extensas, tem muitas crateras, cuja contagem revela uma peculiaridade intrigante. As crateras mais velhas (4 bilhões de anos) são as maiores, que sofrem menos erosão. Há poucas crateras de porte médio com idade inferior a 3 bilhões de anos, o que é explicável em termos de um processo de erosão mais recente que 3 bilhões de anos. Mas esse processo não pode ter durado muito tempo, já que a contagem de crateras pequenas retoma valores como se os processos erosivos não tivessem acontecido. Teria o gelo subterrâneo se tornado fluido temporariamente?

Observações da superfície de Vênus feitas com radar indicam a existência de inúmeras crateras. A resolução espacial não é suficiente para permitir reconhecer se elas são de origem vulcânica, ou se foram formadas por impacto. À primeira vista a atmosfera de Vênus, embora mais densa que a da Terra, é menos erosiva do que a nossa, já que não apaga rapidamente as crateras. As sondas soviéticas Venera 9 e 10 mostraram imagens de fragmentos rochosos relativamente grandes e angulosos. Portanto, não há lá a ação erosiva hidrosférica, como na Terra, nem a cominuição de rochas por impacto frequente com meteoróides, como na Lua. A espessa atmosfera protege aquele planeta do bombardeamento por meteoróides menores, preservando crateras e fragmentos formados no passado.

Fobos e Deimos, satélites de Marte, também têm superfícies salpicadas de crateras de impacto.

A 85 mil km de distância, a Voyager 2 registrou imagens de crateras na superfície de gelo sujo de Ganimedes (figura 5.13). As crateras mais claras são mais recentes. As superfícies deste satélite e de Callisto mostram faixas de elevações e depressões alternadas rodeando bacias escavadas por grandes impactos. Crateras estão invariavelmente presentes nos satélites dos planetas externos, exceto Io e Europa.

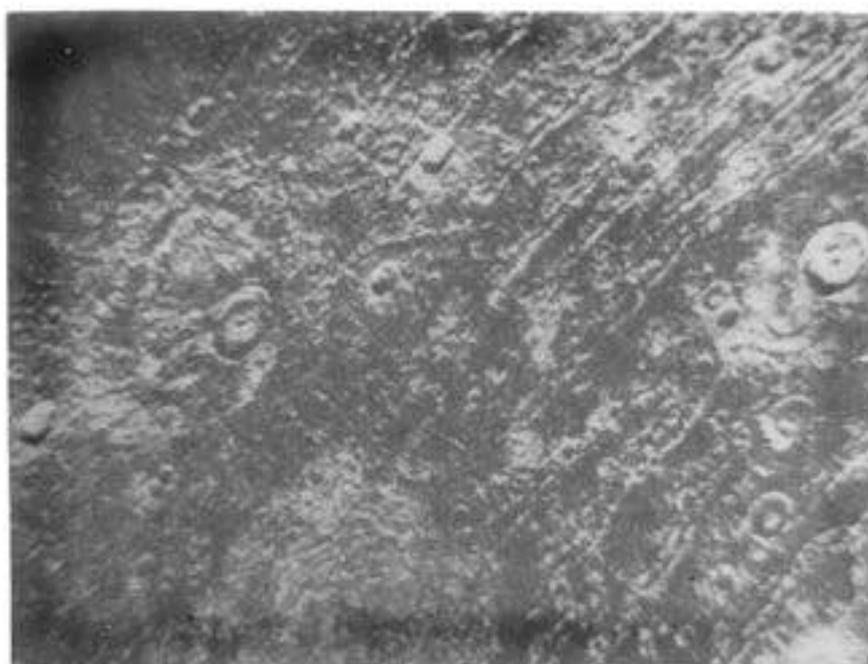


Figura 5.13

A contagem de crateras nos planetas internos e seus satélites implica uma história mais ou menos comum de bombardeamento. A estatística de crateras nos satélites de Júpiter, Saturno e Urano implica uma história diversa. Portanto, para as regiões interna e externa do Sistema Solar haveria, correspondentemente, duas populações distintas de meteoróides. Alguns acham que os planetesimais estavam em órbitas heliocêntricas nas regiões mais internas do Sistema Solar, e em órbitas planetocêntricas nas regiões mais externas.

5.3 Atmosferas

Há vários bilhões de anos Mercúrio e Lua não têm atmosfera. Neles a superfície sofre variações extremas de temperatura. Mercúrio atinge 430°C no ponto subsolar e -170°C no ponto anti-solar.

Sir James Jeans (1916) propôs um mecanismo de perda da atmosfera. Na Terra, por exemplo, existe uma camada entre 100 e 500 km de altitude chamada *termosfera* (figura 5.14 adiante). Nela a temperatura aumenta com altura, atingindo cerca de 700°C no topo. Sabe-se que num gás com temperatura absoluta T , átomos com massa m agitam-se com uma velocidade média

$$\langle v \rangle = 2 \left[\frac{2kT}{\pi m} \right]^{1/2} \quad (5.3)$$

onde k é a constante de Boltzmann. Se esta velocidade média superar a velocidade de escape, ou seja,

$$\langle v \rangle > v_{esc} = \left[\frac{2GM}{R+h} \right]^{1/2} \quad (5.4)$$

onde M é a massa do planeta e h a altura acima da superfície, o átomo escapará da atração do planeta, se o seu movimento for orientado radialmente para fora. Essa perda só é efetiva no topo da termosfera, onde a densidade é suficientemente baixa para que a colisão com outros átomos seja pouco provável. A colisão impede o escape, ou desviando a trajetória, ou promovendo a formação de moléculas. Na Terra, acima da termosfera está a *exosfera*, camada na qual o hidrogênio atômico e o hélio estão escapando. As equações acima mostram que a perda é tanto mais efetiva quanto menores forem as massas m , do átomo e M , do planeta, e quanto maior for a temperatura T . Como regra geral, portanto, gases mais leves escapam mais facilmente dos planetas menores e mais próximos do Sol. É importante ter em mente que moléculas mais pesadas não são perdidas diretamente. Porém, elas podem sofrer dissociação e seus átomos leves poderão escapar. É o caso do hidrogênio perdido pela Terra que provém, quase todo, da dissociação da água. Cálculos revelam, todavia, que o mecanismo de Jeans é pouco eficiente. Além disto, a espécie atômica leve perdida na alta atmosfera precisa ser reposta pelas camadas inferiores. Isto é feito através da difusão gravitacional, que fraciona moléculas dissociadas segundo seus pesos, dispondo as espécies mais leves nas camadas mais altas. A difusão só opera na alta atmosfera, pois a baixa atmosfera é vigorosamente misturada pela turbulência. Mas todo processo difusivo é muito lento. Assim, o mecanismo de Jeans, além de ser ineficiente, é ainda restringido pela lentidão da difusão. A produção do hélio a partir de partículas alfa resultantes do decaimento radioativo na crosta terrestre, supera a respectiva perda prevista pelo mecanismo de Jeans. Definitivamente, este mecanismo não dá conta dos fatos observados. Um vento solar bem mais intenso que o atual pode ter promovido perdas atmosféricas substanciais num passado remoto.

Os planetas telúricos com atmosfera são Vênus, Terra e Marte. Em todos eles existe uma superfície sólida ou líquida que delimita nitidamente a base da atmosfera. O mesmo não acontece nos planetas jovianos. Neste sentido, as atmosferas dos planetas jovianos são opticamente mais espessas, pois não há uma superfície que trunque o crescimento monotônico da profundidade óptica em direção ao interior destes planetas.

As atmosferas dos planetas telúricos distinguem-se das dos planetas jovianos também pela composição química. Aquelas têm CO_2 , N_2 , H_2O , O_2 , O e Ar , apresentando teor elevado de oxigênio combinado ou livre. Em Vênus e Marte 95% da atmosfera é constituído de CO_2 . Na Terra a proporção é de 78% (N_2) e 21% (O ou O_2). Os planetas jovianos têm na atmosfera H_2 , He , CH_4 , NH_3 , que são componentes típicos de uma atmosfera redutora. Em relação ao planetas telúricos, coloca-se a seguinte questão: "Suas atuais atmosferas foram adquiridas diretamente da Nebulosa Solar Primitiva?" Na Nebulosa Primitiva a abundância do nitrogênio em relação ao neônio era a mesma que no Sol atual: $\text{N}/\text{Ne} = 0,85$. Havia mais Ne que N . Hoje, no entanto, na atmosfera terrestre o Ne é um gás raro, e $\text{N}/\text{Ne} = 40.000!$ Isto não pode ser explicado em termos de perda exosférica, já que a massa do Ne é elevada para isto ter ocorrido. Nem se pode argumentar que o Ne reagiu com rochas, pois é um gás nobre. A escassez de Ne indica que, se a Terra teve uma

atmosfera adquirida diretamente da Nebulosa Solar Primitiva, ela foi logo perdida, talvez pela ação de um vento solar exacerbado. Portanto, a resposta para a pergunta acima é simplesmente "Não". O interior da Terra tinha inicialmente a composição dos condritos ordinários. O seu degasamento teria formado uma atmosfera sem os elementos mais leves e voláteis da Nebulosa Solar Primitiva, e também sem água e sem compostos de carbono. A presente atmosfera deve ter se originado do degasamento do interior planetário, após um hipotético bombardeamento intenso por planetesimais com composição de condritos carbonáceos. Pelo degasamento, até hoje os vulcões injetam quantidades ponderáveis de gás na atmosfera terrestre.

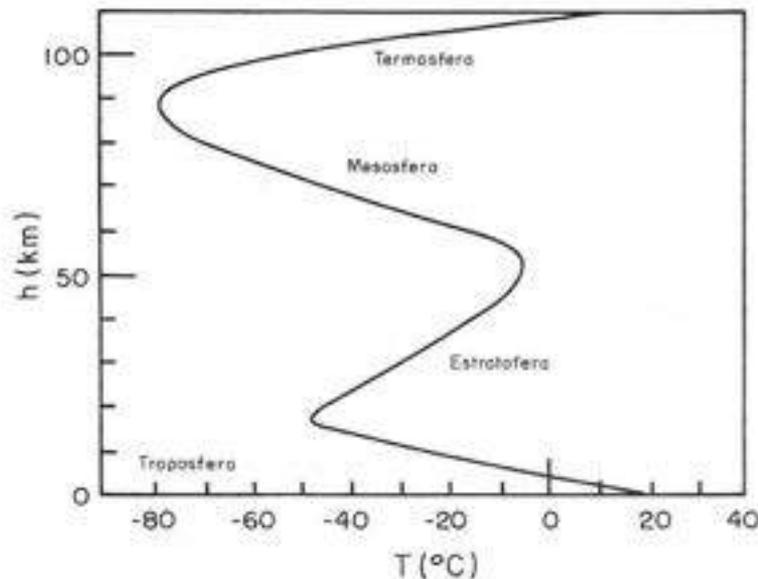


Figura 5.14

Atmosferas secundárias sofrem alterações químicas ao longo do tempo. Estas alterações decorrem das reciclagens de compostos atmosféricos através da hidrosfera, crosta e biosfera. Para se compreender isto deve-se considerar o teor de elementos químicos, tais como C, H e N, não só na atmosfera, mas em todos os meios que trocam esses elementos com a atmosfera. O oxigênio é removido desta consideração, pois não é fácil relacionar sua quantidade na atmosfera, na forma atômica, molecular ou de óxido, com a sua quantidade nos silicatos e óxidos do interior planetário. O cálculo de H é estendido à água dos oceanos e ao gelo das capas polares. Para o cálculo de C considera-se também o gás carbônico dissolvido nos oceanos, os combustíveis fósseis e os carbonatos sedimentares. As quantidades de N e de C são concordantes em Vênus e na Terra, mas Vênus é muito deficiente de H. Provavelmente este planeta teve no passado muito mais água, que foi destruída pela fotodissociação. O H teria sofrido perda exosférica e o O teria se incorporado às rochas. Marte também tem uma enorme carência de H em comparação com a Terra. Isto pode ser explicado por uma combinação de causas: degasamento menos efetivo em Marte (o conteúdo de ^{36}Ar degasado por Marte é de apenas 3% da quantidade medida na Terra); presença de enormes quantidades de água condensada no subsolo marciano; perda

exosférica mais intensa em Marte (neste planeta a relação de abundância entre os isótopos do nitrogênio $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$ é maior que na Terra).

Um gráfico da temperatura T da atmosfera em função da altitude h revela regiões em que, para h crescente, T pode crescer ou decrescer, caracterizando assim a estrutura térmica da atmosfera. A figura 5.14 representa a estrutura média da atmosfera terrestre. Na prática ela varia da noite para o dia, com as estações do ano e com a latitude geográfica. A exosfera não está representada e localiza-se acima de $h = 600$ km.

Na *troposfera*, camada inferior, a base é mais quente que o topo. O calor é transportado para cima através da convecção, assim como pela difusão de fótons infravermelhos. A ascensão convectiva de células de ar quente é usufruída pelos urubus, pelos voadores de asa delta ou planador. A difusão de fótons infravermelhos está relacionada com o efeito estufa que será discutido mais adiante. A troposfera terrestre é a sede dos fenômenos meteorológicos. Acima dela vem a *estratosfera*. Nesta a temperatura aumenta quando se ganha maiores alturas. O aquecimento é devido à absorção de radiação ultravioleta do Sol, no processo produtor da ozona. Mais acima está a *mesosfera*, camada em que a temperatura volta a ser decrescente com a altura. Nela o processo relevante é o resfriamento radiativo no infravermelho pelo CO_2 . Acima dela está a *termosfera*, onde a temperatura volta a crescer com a altura, graças à radiação solar absorvida para dissociar e ionizar o O_2 .

Atmosferas de outros planetas têm estrutura qualitativamente similar. As diferenças decorrem principalmente das variações de composição química, que determinam diferentes agentes de aquecimento e resfriamento. Desde o solo até o topo da mesosfera a atmosfera tem composição química razoavelmente uniforme, graças a processos turbulentos que promovem mistura. Exceção a essa mistura é a água que se condensa e se precipita, quando seu vapor atinge o ponto de saturação. Na termosfera e acima, a atmosfera tende a se estratificar conforme o peso molecular dos componentes mais leves (H e He).

A superfície de um planeta se aquece ao absorver a radiação solar. Suponhamos um planeta destituído de atmosfera. Então a luz solar não é atenuada antes de incidir na superfície. A porcentagem da radiação absorvida pela superfície é o complemento do albedo, $(1 - A)$. Devido à absorção de radiação a superfície se aquece a uma temperatura bem inferior à do Sol. Assim, de acordo com a lei de Wien (capítulo 8), essa superfície não emitirá luz visível como o Sol, mas principalmente radiação infravermelha. Equacionando-se o fluxo de radiação solar com o fluxo de radiação infravermelha emitida (equação 5.5), determina-se a temperatura de equilíbrio T_e da superfície

$$\frac{L_{\odot}(1 - A)}{4\pi r^2} = \sigma T_e^4 (1 - A_{IV}) \quad (5.5)$$

onde L_{\odot} é a luminosidade solar; r a distância heliocêntrica do planeta; σ a constante de Stefan-Boltzmann e A_{IV} o albedo da superfície para radiação infravermelha. Se a superfície absorve idealmente toda a radiação incidente (albedos nulos), tem-se um corpo negro e a temperatura de equilíbrio será

$$T_e(K) = \frac{395}{r^{1/4}} \quad (r \text{ em UA}) \quad (5.6)$$

Num planeta dotado de atmosfera, a radiação solar é atenuada antes de incidir na superfície. A atenuação é devida ao espalhamento da luz para o espaço exterior, quer por moléculas (*espalhamento Rayleigh*), quer por partículas de poeira em suspensão, gotículas de água e grãos de gelo de nuvens (*espalhamento Mie*). A superfície absorve parcialmente a radiação visível que a atinge, é aquecida e passa a emitir radiação infravermelha. Fótons infravermelhos não escapam livremente para o espaço exterior porque componentes atmosféricos como CO_2 , H_2O e NH_3 os absorvem. Em consequência, a atmosfera se aquece. Usando-se uma aproximação matemática idealizada por Eddington, mostra-se que a temperatura cresce linearmente com a profundidade óptica. Ao nível do solo a temperatura será máxima e excederá o valor de equilíbrio acima citado, tanto mais quanto maior for o conteúdo de CO_2 , H_2O e NH_3 . Este mecanismo é o *efeito estufa*. Numa estufa de jardim, o telhado transparente à luz visível, mas opaco à radiação infravermelha, desempenha papel análogo ao do CO_2 , H_2O e NH_3 na atmosfera terrestre.

Se a taxa de diminuição da temperatura, da base ao topo da troposfera, exceder um certo valor crítico (capítulo 12), a convecção aparecerá como um mecanismo relevante de transporte de calor da base para o topo. Isto ocorre ordinariamente na Terra. Já em Vênus, até 20 km de altitude, não há condições para convecção.

Uma célula convectiva só pára de subir quando atinge a altura da *armadilha fria*. Ali o ar vindo de baixo, mais quente e, por isto mesmo, capaz de conter mais vapor de água, se resfria e atinge o ponto de orvalho (temperatura em que o ar úmido fica saturado, isto é, com umidade relativa de 100%). Qualquer excedente de vapor (supersaturação) forma gotas e gelos que darão origem às nuvens. A armadilha fria faz com que quase toda água retorne à superfície, não possibilitando perdas exosféricas. Naturalmente, para manter o equilíbrio dinâmico, ao lado das colunas ascendentes de ar quente, há colunas descendentes de ar frio. O calor latente de mudança de fase liberado na armadilha fria é a forma final do calor trazido para cima pela convecção.

Vênus recebe mais radiação solar do que a Terra por estar mais perto do Sol, mas as nuvens que o envolvem refletem a luz solar com maior eficiência do que na Terra. Assim, o fluxo solar que atinge a superfície de Vênus é cerca de 87% do correspondente terrestre. Por este argumento a superfície de Vênus deveria ser mais fria do que a da Terra. Porém, a atmosfera de Vênus é muito mais densa do que a da Terra. Naquele planeta a pressão atmosférica superficial é de 100 atm, o que corresponde à pressão a 1 km de profundidade no oceano terrestre. Contendo CO_2 como componente mais abundante, o efeito estufa eleva a temperatura da superfície a 500°C . O chumbo e o zinco se fundem. A água só pode existir no estado gasoso (figura 5.15). Nesta figura, as curvas contínuas representam o equilíbrio termodinâmico entre as três fases da água. As setas indicam o aquecimento por efeito de estufa decorrente do aumento do conteúdo de vapor de água. As temperaturas no início são de equilíbrio radiativo. Elas começam a crescer quando a pressão do vapor de água atinge cerca de 10^{-3} atm. Em Vênus, acima desta pressão, qualquer adição de água só serviu para realimentar o aumento da temperatura.

Em Marte, o efeito estufa é inoperante. O vapor de água é saturado para a formação de gelo, e qualquer vapor adicionado se congela na superfície, estabilizando a pressão do vapor de água e a temperatura. Por isto é que a temperatura de Marte é baixa e a água lá só existe nos estados sólido e gasoso. Os canais mais antigos sugerem que a pressão do

vapor de água foi maior num passado remoto, permitindo a existência de água no estado líquido. Mas isto teria durado pouco, porque essa mesma água líquida teria removido prontamente quantidades substanciais de CO_2 . Consequentemente, a temperatura teria baixado.

Na Terra, depois que a pressão do vapor de água atingiu cerca de 10^{-2} atm, o vapor tornou-se saturado para a formação de água líquida, de modo que qualquer adição de vapor de água assumiu o estado líquido, sem que houvesse aumento de temperatura.

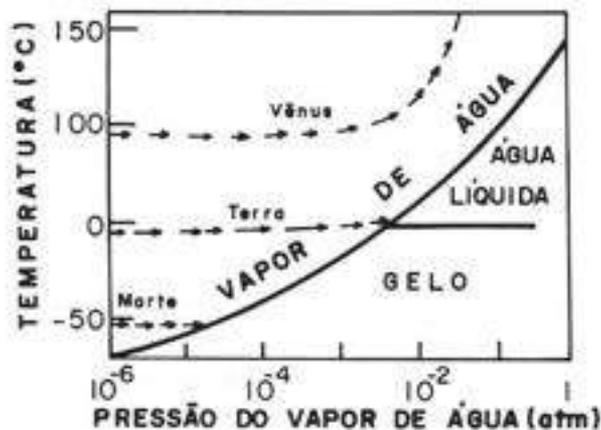


Figura 5.15

A ausência de água no estado líquido é crucial para explicar porque o CO_2 é o componente mais abundante em Vênus. Na Terra o CO_2 pode se dissolver na água das chuvas, formando o H_2CO_3 (ácido carbônico). Este, em contacto com as rochas de silicato de cálcio, libera os íons Ca^{++} e HCO_3^- , que são transportados para o mar. Aí os plânctons incorporam esses íons em conchas de CaCO_3 (carbonato de cálcio). No fundo do mar, ao longo do tempo, formam-se sedimentos que são levados às margens dos continentes. O equivalente a 70 atm de CO_2 acha-se hoje na forma de carbonato! Ao sofrerem subducção esses sedimentos são aquecidos e submetidos a altas pressões. O CaCO_3 ao reagir com o quartzo regenera os silicatos e recicla o CO_2 atmosférico através de erupções vulcânicas. A formação do CaCO_3 não exige necessariamente intervenção de organismos vivos, mas a biosfera também contribui, através da fotossíntese, para fixar o carbono em fósseis orgânicos. Sem vida vegetal, o oxigênio atmosférico cederia lugar ao CO e CO_2 , impossibilitando a respiração e intensificando o efeito estufa. A ausência de água no estado líquido rompe a cadeia acima, de forma que o CO_2 liberado na atmosfera não tem como retornar para as rochas na forma de carbonato. Conjectura-se que Vênus tenha tido muito mais água no passado. Por ter ficado numa altitude muito grande (100 km), a armadilha fria foi pouco eficiente e permitiu o vazamento de vapor de água. Este, depois de sofrer fotodissociação, deixou o H escapar em cerca de 30 milhões de anos. O pouco de água remanescente deve se condensar nos aerossóis de ácido sulfúrico que compõem nuvens a 45-60 km de altura.

Na superfície de Marte a temperatura varia entre -120 e $+30^{\circ}\text{C}$. A pressão é de apenas $0,0052$ atm. Cerca de 95% da atmosfera é composta de CO_2 . Como já foi dito, acredita-se que Marte tenha tido no passado água em abundância em uma atmosfera mais densa e mais quente do que a representada na figura 5.15. Assim se pode explicar a origem dos leitos secos mais antigos, e também a erosão das crateras de porte intermediário. O ciclo entre gás carbônico e carbonatos sedimentares pode ter chegado a funcionar. Mas o CO_2 removido da atmosfera não logrou retornar à atmosfera, talvez pela debilidade da atividade tectônica. Se isto for correto, Marte deve possuir grande quantidade de sedimentos de carbonato além de água congelada subterrânea. A missão Mars Observer deverá investigar esta previsão. Tentativas vêm sendo feitas em Terra para se detectar carbonatos sedimentares através de espectroscopia no infravermelho próximo. Algumas imagens das Vikings mostram camadas sedimentares num sistema de *canyons*, o que pode ser indício de que lagos existiram no passado.

A Terra é única em permitir a coexistência da água nos seus três estados. Há uma quantidade adequada de vapor de água e de gás carbônico na atmosfera que assegura o efeito estufa. A quantidade de gás carbônico é controlada pela atividade geológica, hidrosférica e biosférica. Na época da formação do Sistema Solar, a luminosidade solar foi até 30% menor que a atual. Desde então ela veio crescendo quase monotonicamente. Se a atmosfera da Terra tivesse tido sempre a composição atual, até 2 bilhões de anos atrás toda a água seria gelada. Ora, há evidências de que os mares já existiam há 3,8 bilhões de anos. Pensa-se que as temperaturas na Terra variaram sempre dentro de uma faixa estreita porque houve um mecanismo auto-regulatório controlado pela água líquida como removedor do CO_2 da atmosfera. Quando a Terra se aquecia, ocorria mais evaporação nos oceanos e precipitação de chuvas. A remoção do CO_2 da atmosfera era intensificada, o que diminuía o efeito estufa e a temperatura. Quando a temperatura decrescia, diminuía a evaporação e a precipitação pluviométrica, Menos CO_2 era removido da atmosfera, o que intensificava o efeito estufa.

As atmosferas apresentam também, em diferentes graus, o fenômeno da *circulação*. Um planeta recebe maior insolação no ponto subsolar. Nos demais pontos do hemisfério iluminado, a insolação varia com o co-seno do ângulo entre a direção que aponta para o Sol e a normal à superfície. Massas gasosas se deslocam como resultado do aquecimento diferencial (latitudinal, diurno e sazonal), numa tendência a homogeneizar a temperatura. A relevância da circulação pode ser avaliada comparando-se os tempos para a atuação dos vários processos envolvidos no problema. O tempo dinâmico da circulação é R/V , onde V é a velocidade dos ventos. O tempo térmico é o tempo de resfriamento radiativo da atmosfera. Ele é mais longo quando a atmosfera, por exemplo, por ser mais densa, irradia menos; diz-se então que a inércia térmica é maior.

Em Vênus o tempo dinâmico é de 4 dias; o tempo térmico, 100 anos, enquanto que o período de insolação é de 117 dias. Portanto, na troposfera (abaixo de 100 km) diferenças de temperatura entre os hemisférios iluminado e escuro nem chegam a se estabelecer; e entre o equador e os pólos são apagadas pela circulação. Variações sazonais são mínimas, já que a órbita é sensivelmente circular e o eixo de rotação é quase perpendicular ao plano orbital.

Na Terra o tempo dinâmico é de uma semana e o tempo térmico de algumas semanas.

O período de insolação é de um dia. A variação diurna de temperatura é relativamente amena, mas as variações latitudinais e sazonais são pronunciadas. As regiões equatoriais mais absorvem energia solar do que emitem no infravermelho. Nas regiões polares, as coisas se invertem. Impõe-se, portanto, um mecanismo de transporte de energia do equador aos pólos, o que não é feito através da superfície sólida, mas pela atmosfera e hidrosfera. Por razões didáticas, não será considerada inicialmente a rotação do planeta. Portanto, o ponto subsolar é supostamente fixo na superfície do planeta. Esta situação simplificada aplica-se a Vênus com mais propriedade. A espessura da troposfera pode ser estimada pela escala de altura H de uma atmosfera isotérmica e em equilíbrio hidrostático. Esta escala é o acréscimo em altura, ao longo da qual a pressão se reduz a $1/e$ do valor inicial:

$$H = \frac{kT}{mg} \quad (5.7)$$

onde m é a massa molecular média e g a aceleração da gravidade na superfície do planeta. Sendo T maior no ponto subsolar, H também o será, de modo que as colunas convectivas ascenderão mais alto no ponto subsolar do que nos pólos. O ar no topo da troposfera equatorial tenderá a se escoar na direção dos pólos. Ao mesmo tempo o ar mais frio dos pólos será forçado a seguir um padrão de circulação no plano meridional, como o representado na figura 5.16. Esta é a *circulação de Hadley*.



Figura 5.16

Num carrossel de parque, se alguém atirar um objeto para outra pessoa montada num dos cavalos à frente, notará que o objeto é desviado para fora. O desvio é provocado pela *força de Coriolis*. Se o planeta tiver rotação importante, a circulação de Hadley assume um padrão regular tridimensional denominado *ondas planetárias*. Os ventos alíseos (ou monções), as calmarias nas latitudes de 30° e 60° norte e sul e as correntes atmosféricas que influenciam os vôos de jatos, são explicados por essas ondas planetárias. Uma atmosfera confinada pela gravidade tende a assumir o *estado barotrópico*, em que densidade, pressão e temperatura permanecem constantes sobre uma superfície equipotencial. Devido, porém, ao aquecimento diferencial, as superfícies de densidade, pressão e temperatura constantes

podem não coincidir com as superfícies equipotenciais. Neste caso, a atmosfera encontra-se no *estado baroclínico*. Este estado induz perturbações nas ondas planetárias, formando regiões de alta pressão mais perto do equador, e regiões de baixa pressão perto dos pólos. Em redor das regiões de baixa pressão o movimento é ciclónico e no sentido horário no nosso hemisfério. Em redor das regiões de alta pressão o movimento é anticiclónico e no sentido anti-horário no nosso hemisfério. O ar move-se das regiões de alta pressão para regiões de baixa pressão. No nosso hemisfério, o ar que sai de uma região de alta pressão é progressivamente desviado para a esquerda. Por isto o anticiclone tem sentido anti-horário. Já o ar que chega a uma região de baixa pressão forma ciclone no sentido horário. Numa superfície horizontal os movimentos ciclónico e anticiclónico envolvem a força de Coriolis e o gradiente de pressão (*equilíbrio geostrófico*). Como o ar quente e úmido ascende do chão e se dirige para regiões de baixa pressão, os ciclones estão associados a tempo chuvoso. Os violentos furacões são ciclones reforçados pelo calor latente de condensação da água. Experimentos simples de laboratório mostram que um fluido convectivo pode apresentar variações descontínuas de comportamento (bifurcações) para variações contínuas da rotação. Isto ilustra o caráter complexo das atmosferas de planetas que têm rotação rápida.

Há movimentos oceânicos similares à circulação de Hadley, porém com escala de tempo de milhares de anos. Os oceanos se acoplam dinamicamente e termicamente com a atmosfera. O acoplamento dinâmico ocorre através das forças de atrito na interface, de modo que os ventos superficiais dominantes imprimem um padrão de circulação coerente. Movimentos verticais, como a subida de águas frias e profundas nos bordos dos continentes, provocam o resfriamento do ar. Os oceanos têm extensão superficial e inércia térmica maior que os continentes, e se acoplam termicamente à atmosfera através do processo de evaporação da água.

O movimento da atmosfera de Vênus pode ser diagnosticado através do deslocamento de padrões de nuvens de ácido sulfúrico fotografadas em ultravioleta pela sonda Pioneer em 1979. Os ventos atingem uma velocidade de 360 km/h no sentido retrógrado, podendo dar uma volta no planeta em apenas 4 dias. Os ventos têm, portanto, uma rotação 60 vezes mais rápida do que a do próprio planeta. A atmosfera da Terra gira quase que solidariamente com o planeta, na verdade, um pouco mais devagar. O vento venusiano começa a 10 km de altura, e sua velocidade vai crescendo com a altura até cerca de 100 km. Ele deve, de alguma forma, se acoplar com a circulação de Hadley, dando origem a vórtices que espiralam sobre os pólos. O principal problema é a grande velocidade angular do vento. Explica-se esse fato através do modelo da "chama móvel". Uma chama estacionária aquecendo um recipiente com líquido produz movimentos convectivos verticais. Se, porém, a chama for deslocada da esquerda para a direita, a coluna convectiva ficará inclinada, com o topo mais à esquerda e a base mais à direita. Em suma, o movimento ascendente terá componente para a esquerda, e vice-versa (figura 5.17). Aparecerá no topo um movimento no sentido contrário ao do movimento da chama. O Sol tem movimento diurno aparente no sentido oposto ao da rotação do planeta; o ponto subsolar, que faz o papel da chama móvel, acompanha este movimento. De acordo com o modelo, o topo da atmosfera se movimentaria no sentido de rotação do planeta. Daí que o vento teria uma super-rotação retrógrada.

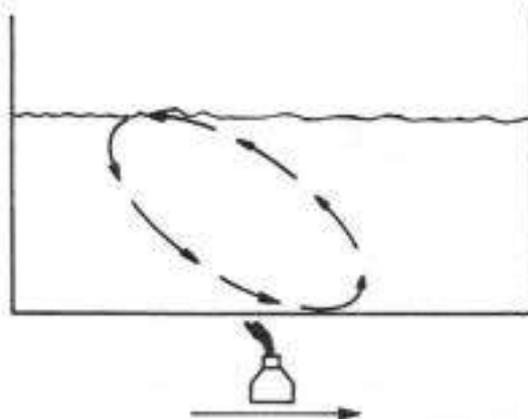


Figura 5.17

Imagens de Vênus no ultravioleta mostram o crescente e uma luminescência no hemisfério não iluminado. A luminescência é devida à emissão fluorescente do óxido nítrico formado por átomos migrados do hemisfério iluminado, produzidos pela foto-dissociação do nitrogênio molecular e do gás carbônico. Isto confirma a rápida circulação da alta atmosfera e pode explicar o clássico fenômeno observado da Terra, da luz acinzentada (*ashen light*) do hemisfério escuro.

Parece que na alta atmosfera existe mais um regime de vento, ascendente no ponto subsolar e descendente no ponto antipodal. Imagens em $11,5 \mu\text{m}$ obtidas pela Pioneer Venus quando passava pelo Pólo Norte revelaram que o calor é eficientemente transportado do ponto subsolar para os pólos. Mas foi surpreendente constatar que o ponto anti-solar, correspondente à meia noite local, é mais quente do que os pontos correspondentes ao amanhecer ou anoitecer. Há portanto um transporte eficiente do ponto subsolar para o seu ponto antipodal.

Tempestades de poeira em Marte parecem estar relacionadas com a circulação de Hadley e atividade baroclínica.

Em Júpiter a rotação é muito rápida. Assim como a profundidade óptica da atmosfera, a inércia térmica é muito grande. Não há diferença significativa de temperatura entre equador e pólo. Experimentos de rádio-ocultação feitos com a Pioneer 10 mostraram que a termosfera não é aquecida só pela radiação ultravioleta do Sol. A fonte adicional de energia deve consistir na dissipação de ondas provenientes das camadas convectivas mais profundas. Nos pólos este mecanismo compensa o menor aquecimento pelo Sol. Imagens do planeta mostram faixas marrom avermelhadas e zonas brancas, ambas paralelas ao equador. As faixas, mais baixas, são colunas convectivas descendentes. As zonas, mais elevadas, são colunas convectivas ascendentes. Ambas devem ser constituídas de flocos de NH_3 , mas a coloração marrom avermelhada se deve a cristais de fósforo ou alguma molécula orgânica. Numa mesma altura, a zona teria pressão maior que a faixa. De acordo com o equilíbrio geostrófico resulta um padrão de circulação horizontal nas faixas e nas zonas (figura 5.18).

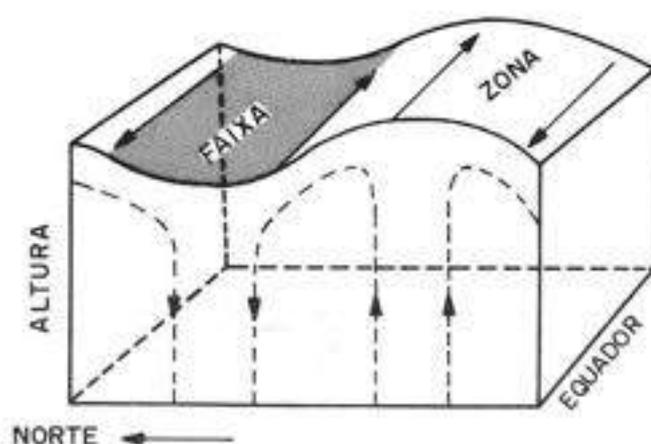


Figura 5.18

A teoria prevê que faixas e zonas podem, às vezes, se romper por cisalhamento, desenvolvendo turbilhões como a Grande Mancha Vermelha e outras manchas menores, ovais, escuras e brancas fotografadas pelas Voyagers.

Titan é o maior satélite de Saturno, e o único com substancial atmosfera. Em 1980, a Voyager 1 passou a 7 mil km desse satélite, operação que custou muito caro, pois não permitiu a posterior abordagem de Saturno pela sonda. Titan é maior que Mercúrio e, entre os satélites, é superado só por Ganimedes. O metano foi o primeiro composto gasoso detectado espectroscopicamente. O metano misturado com nitrogênio molecular, quando bombardeado em laboratório com prótons energéticos, adquire uma cor avermelhada que caracteriza a atmosfera de Titan. Este experimento simulou a ação de cargas elétricas aprisionadas na magnetosfera de Saturno. A Voyager 1 detectou uma camada suspensa de aerossóis a 200 km de altura, com 100 km de espessura. Detectou também emissões no ultravioleta do nitrogênio molecular, atômico e ionizado. Estima-se que na superfície de Titan a temperatura é de 95 K e a pressão de 1,5 atm. Na composição química da atmosfera participam o N_2 , Ar, CH_4 e H_2 em ordem decrescente de abundância. É muito possível que toda a superfície seja um oceano de metano líquido, e que na troposfera ocorram chuvas de metano. Em outras palavras, o metano faz o papel da água na Terra. No interior, uma metade é rochosa e outra é de gelos, principalmente de hidrato de nitrogênio (ou amônia) e de metano. Titan não tem sequer traços de gás carbônico. As temperaturas internas permitiram a liberação do metano e do nitrogênio para a formação da atmosfera, mas não de água. Portanto, a atmosfera foi sempre redutora. Por isto mesmo Titan é um laboratório natural da "sopa primitiva" submetida à radiação ultravioleta do Sol e a partículas energéticas da magnetosfera de Saturno.

Finalmente, deve ser dito que Mercúrio, Terra, Júpiter e Saturno possuem campo magnético. Cargas elétricas do vento solar e de origem cósmica podem ser aprisionadas por este campo. Assim é que se formam os *cinturões de Van Allen* na Terra, um a $1,6 R_0$ e outro a $3,5 R_0$, onde R_0 é o raio da Terra. Cargas elétricas expelidas durante erupções solares, guiadas pelo campo magnético da Terra, atingem a alta atmosfera na região dos pólos

magnéticos e excitam as auroras polares. Na Terra, o eixo magnético não coincide com o eixo de rotação. Além disto, o Norte e o Sul magnéticos não são exatamente antipodais. O paleomagnetismo de rochas evidenciou que a polaridade do campo geomagnético sofre inversões a cada 500 mil anos. Isto sugere que o campo deve ser gerado pelo mecanismo de dínamo. O dínamo pressupõe rotação e movimento convectivo de um fluido eletricamente condutor que, no caso, seria o ferro líquido do núcleo. Não é de se estranhar que o mesmo processo gere campo magnético em Júpiter e Saturno, já que ambos têm importante rotação e núcleos com metal líquido. Vênus e Marte não têm campo magnético importante. A ausência em Venus pode se dever à sua baixa rotação. Em Marte, o núcleo de ferro pode não ser suficientemente quente. Mercúrio tem um grande núcleo de ferro, mas sua rotação é muito lenta para que o dínamo possa atuar. No entanto, tem um campo correspondente a 1% do campo terrestre, cujo eixo coincide com o eixo de rotação. Todavia não se pode dizer que o campo atual seja fóssil de um campo primitivo, pois ao longo de bilhões de anos o interior deste planeta foi em alguma época aquecido a uma temperatura superior à temperatura de Curie, acima da qual qualquer sólido perde o magnetismo. A origem do magnetismo de Mercúrio constitui um problema não resolvido. Júpiter tem um campo magnético 20 mil vezes mais intenso do que o da Terra. Elétrons presos na magnetosfera dão origem a auroras observadas em raios X e no ultravioleta. A emissão sincrotrônica dos elétrons aprisionados na magnetosfera pode ser detectada em ondas mais longas que 10 cm. Esta emissão revelou que o campo magnético tem um eixo que se desvia cerca de 10° do eixo de rotação. Ondas mais curtas são de emissão térmica do próprio planeta. Emissão sincrotrônica ocorre quando Io cruza a magnetosfera.

Algumas rochas lunares trazidas para a Terra apresentaram magnetismo. As missões Apollo 15 e 16 também detectaram regiões magnetizadas na superfície da Lua. Este magnetismo foi adquirido quando lavas se solidificaram, ou, mais precisamente, quando se resfriaram a uma temperatura menor que o ponto de Curie (580°C para a magnetita). Mas a magnetização exige um campo magnético lunar. Parece que a Lua teve um campo duas vezes mais intenso que o da Terra entre 4,2 e 3,6 bilhões de anos, gerado por dínamo. O mapeamento magnético feito pelas sondas indica que, enquanto o eixo de rotação manteve sua orientação fixa no espaço, a crosta se deslocou.

Capítulo 6

CORPOS MENORES

Oscar T. Matsuura

Os corpos menores têm dimensões inferiores às planetárias. Eles têm enorme importância no estudo da formação do Sistema Solar. Muitos não foram submetidos a altas pressões e temperaturas; portanto, não sofreram metamorfismos decorrentes da fusão e fracionamento gravitacional. Os que se formaram longe do Sol e por lá permanecem a maior parte do tempo retiveram os compostos voláteis originais. Assim, os corpos menores são relíquias que ainda mantêm intacto o registro das condições físicas e químicas primitivas do Sistema Solar.

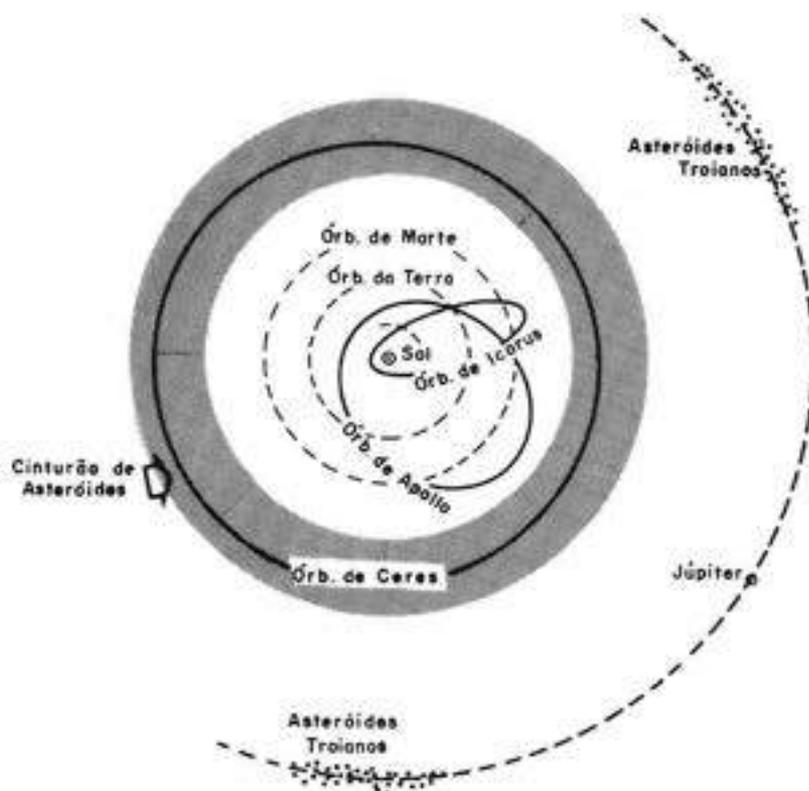


Figura 6.1

6.1 Asteróides

Vistos no céu, asteróides parecem estrelas. Asteróide quer dizer “com aparência estelar”. Por serem objetos relativamente próximos apresentam rápido movimento próprio. Numa fotografia de longa exposição deixam traços sobre o fundo de estrelas fixas. O padre Piazzi descobriu o primeiro asteróide, Ceres, em Palermo, no primeiro dia de 1801. Antigamente, os asteróides recebiam nomes mitológicos. Hoje são designados pelo ano de descoberta seguido de duas letras alfabéticas. Depois, com a órbita determinada, recebem numeração sequencial. Há catalogados cerca de 2 mil. A maior parte tem órbitas circulares entre Marte e Júpiter, e forma o *cinturão de asteróides* (figura 6.1). O cinturão não é totalmente preenchido, mas apresenta lacunas (capítulo 4). Sondas espaciais constataram

que o cinturão é surpreendentemente limpo de poeira fina. Na mesma órbita de Júpiter, em pontos lagrangianos (figura 6.1), orbitam os asteróides troianos que formam um subgrupo 60° à frente desse planeta, e outro 60° atrás. Asteróides das famílias de Apollo e de Amor têm órbitas excêntricas fora do cinturão. Os da família de Apollo têm periélio dentro da órbita da Terra. Icarus se aproxima do Sol mais que Mercúrio. Os da família de Amor são mais numerosos e têm periélio externo à órbita da Terra. Chiron pode ser asteróide ou cometa, mas foi descoberto além da órbita de Saturno.

A família de Apollo é pequena. São conhecidos apenas 60 membros, cujos tamanhos são de 1 a 2 km. Esses asteróides são importantes, pois podem colidir com a Terra. A probabilidade é de uma colisão a cada 200 milhões de anos. A Cratera do Meteoro no Arizona pode ter resultado de uma tal colisão. Asteróides dessa família são: Hermes que, em 1937, passou a menos de 10^6 km da Terra; Icarus que, em 1968, passou a $6,4 \times 10^6$ km da Terra. Em agosto de 1972 um bólido foi visto, em pleno dia, em vários estados centrais dos EUA e algumas províncias do Sul do Canadá. O objeto, com milhares de toneladas, roçou as altas camadas da atmosfera terrestre (60 km de altitude), mas não caiu na Terra. Os asteróides da família de Apollo sobrevivem pouco tempo e, por isso, são pouco numerosos. Parte é destruída por colisão com algum planeta interno ou a Lua, parte sofre perturbações gravitacionais e é expulsa do Sistema Solar. Qual então seria a fonte desses asteróides? Viriam eles do cinturão? Os meteoritos que mais comumente caem na Terra são condritos ordinários (seção 6.3). Para os condritos ordinários de queda: Pribram, Lost City e Innisfree, foi possível determinar suas órbitas. Todos eles são da família de Apollo. Portanto, acredita-se que os asteróides progenitores dos condritos ordinários sejam da família de Apollo. No entanto, poucos são os asteróides do cinturão com espectro correspondente. Seria o material condrítico ordinário encontrado só no interior dos asteróides? Apesar dessas dúvidas a migração de asteróides do cinturão principal para a família de Apollo é discutida, invocando-se um processo dinâmico de ressonância secular (capítulo 4). A idéia alternativa de que a família de Apollo seja constituída de cometas "defuntos" (cometas de curto período que perderam a carga volátil), elimina a problemática relação genética com asteróides do cinturão. Mas essa hipótese é debilitada pelo fato de que as altas temperaturas e os metamorfismos sofridos pelos condritos ordinários são incompatíveis com a natureza de gelo sujo atribuída aos cometas.

O tamanho de um asteróide pode ser determinado quando uma estrela é ocasionalmente ocultada. Pode ser estimado também através da quantidade de luz solar que refletem. Ceres, o maior, tem diâmetro de 1025 km, mas, somente 30 asteróides são maiores que 200 km. Por serem pequenos, não apresentam simetria esférica como os corpos maiores. Por terem forma irregular e girarem, seu brilho devido à reflexão da luz solar não é constante no tempo. Modulações da curva de luz permitem inferir o período de rotação que, em geral, é de algumas horas, mas às vezes atinge anos. Phobos, com apenas 28 km de diâmetro, é provavelmente um asteróide capturado por Marte. Suas imagens obtidas pela Viking 1 dão uma idéia da aparência dos asteróides. Através de ocultação de estrelas foram descobertos asteróides duplos ou com satélites.

A massa pode ser determinada através da perturbação gravitacional por ocasião de encontro próximo ou demorado entre dois asteróides. Todos os asteróides juntos têm apenas um centésimo da massa de Mercúrio, ou o dobro da massa de Ceres.

A espectrofotometria permite identificar diferentes composições químicas. 60% têm composição similar à dos meteoritos carbonáceos (seção 6.3), são escuros e orbitam na parte externa do cinturão. 30% são rochoso-ferrosos (rocha e ferro-níquel em partes iguais), mais claros e orbitam nas partes mais internas. O resto tem composição ferrosa. Vesta é o único asteroide conhecido com espectro de meteorito acondritico. E como já foi dito, poucos asteroides do cinturão têm espectro próprio dos meteoritos que caem com maior frequência, os condritos ordinários.

Como o cinturão se localiza em órbita prevista pela lei de Bode, Olbers achou que asteroides do cinturão eram fragmentos da explosão de um planeta que lá teria existido. Hoje essa idéia é rejeitada por várias razões. Não há um mecanismo plausível capaz de provocar a suposta explosão. Nem há evidências mineralógicas, inferidas através de meteoritos, de que asteroides tenham sido parte de um grande planeta. Na época da formação dos planetas, a região dos asteroides também tinha planetesimais. Estes, porém, não conseguiram juntar-se e constituir um planeta. É que perto, Júpiter estava crescendo rapidamente pelo acréscimo de planetesimais. Quando esse planeta havia crescido bastante, sua influência gravitacional tornou-se poderosa a ponto de tornar sensivelmente excêntricas as órbitas de planetesimais que com ele colidissem. Muitos desses planetesimais foram lançados para a atual região do cinturão principal. Ali eles colidiram com outros planetesimais e seus agregados que lá estavam. Destes, uns foram expulsos; outros foram fragmentados. Asteroides seriam fragmentos de agregados inacabados de planetesimais. Como as colisões continuam acontecendo, o número de fragmentos menores cresce sempre e não há uma fronteira nítida que separe asteroides menores de meteoróides e poeira zodiacal. A história evolutiva completa dos asteroides envolve processos de fragmentação e dinâmicos para explicar a complexa distribuição das órbitas (capítulo 4).

6.2 Cometas

O último aparecimento do Halley em 1986 motivou uma pletera de publicações sobre cometas. Por isso, e também em virtude da limitação de espaço, este assunto será tratado aqui muito brevemente. O leitor mais interessado encontrará uma exposição mais detalhada no artigo "Bem-vindo, Halley", *Ciência Hoje*, 4, n.º. 21, 32-48 (1985), e no livro "Cometas: do Mito à Ciência", Icone Editora Ltda., São Paulo (1985).

Cometas têm uma parte sólida denominada *núcleo*, com forma irregular e medindo vários quilômetros. Esse núcleo é constituído de gelo sujo. A água é o componente majoritário do gelo formado de hidratos de várias substâncias, tais como, metano, amônia, dióxido de carbono, etc. A sujeira misturada ao gelo consiste em matéria meteórica não volátil de diversos tamanhos: desde grãos submicrométricos de poeira até fragmentos maiores que compõem os chuviros de meteoros (seção 6.4).

Um estudo das características das órbitas dos cometas levou Oort a propor a existência de uma hipotética nuvem que hoje leva o seu nome. Essa nuvem consistiria numa espécie de concha que teria um raio médio de 10^5 UA e que envolveria todo o Sistema Solar. Ali cerca de 10^{11} cometas, compondo um centésimo de milésimo da massa do Sol, estariam hibernados, ou seja, estariam tão distantes do Sol que não sofreriam desgaste por vaporização. Todavia, perturbações gravitacionais devidas a estrelas vizinhas, em função do

movimento do Sistema Solar através delas, alterariam as órbitas desses cometas. Enquanto uns seriam definitivamente arrancados do Sistema Solar, outros seriam projetados para as proximidades do Sol. Quando a segunda alternativa acontece, tem-se um cometa "novo", cuja órbita é elíptica e o período é da ordem de milhões de anos. Os afélios de cometas "novos" não se confinam ao plano da eclíptica, mas se distribuem aleatoriamente por todas as direções no espaço. Esse fato fundamenta a escolha da forma de concha e não de anel para a nuvem de Oort.

Ao cometa "novo" contrapõe-se o cometa periódico, denotado por "P/", cuja órbita também é elíptica. Mas os cometas periódicos formam famílias associadas aos diversos planetas (Júpiter, Saturno, Urano, Netuno), conforme seus afélios se situem na proximidade da órbita de um desses planetas. Portanto os cometas periódicos têm períodos de centenas de anos no máximo, e suas órbitas jazem geralmente perto do plano da eclíptica. Explica-se a formação dessas famílias através da ação gravitacional dos planetas (captura) quando um cometa se aproxima fortuitamente de um deles, se bem que essa ação pode também eventualmente expulsar o cometa do Sistema Solar.

Não fosse volátil a matéria do núcleo cometário, cometas não seriam objetos espetaculares no céu e passariam quase despercebidos como os asteróides. Quando um cometa se aproxima do Sol, o gelo sujo do núcleo se aquece. Quando a distância se torna menor que algumas UA, a temperatura se torna suficiente para que o gelo se vaporize. O cometa então ejeta gases que arrastam consigo grãos de poeira.

A *coma* é uma tênue nuvem de gás e de poeira, de forma aproximadamente esférica, que envolve o núcleo. Tipicamente o raio da coma é de 10^5 km. Trata-se de matéria que o cometa está perdendo definitivamente para o meio interplanetário. Estima-se que a cada vez que um cometa se aproxima do Sol, perde cerca de um centésimo de sua massa total. O brilho da coma se deve, de uma parte, aos grãos de poeira que refletem a luz do Sol; de outra, às moléculas do gás que reemitem a luz solar por fluorescência ressonante.

As *caudas* podem ser entendidas como prolongamentos da coma na direção oposta à do Sol. Em cometas brilhantes seu comprimento pode atingir cerca de 1 UA. Deve-se distinguir dois tipos de cauda. A de Tipo I é composta de *gás ionizado*. Trata-se de moléculas e radicais cometários resultantes da ação fotodissociativa e fotoionizante exercida pela radiação solar sobre as moléculas vaporizadas na superfície do núcleo. A cauda do Tipo I é empurrada pelo vento solar. Em última instância é o campo magnético do vento que atua sobre os íons de origem cometária. Morfologicamente a cauda do Tipo I tende a ser mais retilínea, mais estreita e mais estruturada.

A cauda do Tipo II é constituída de *grãos de poeira* de diversos tamanhos. Os grãos são empurrados para longe do Sol através da pressão exercida pela radiação solar ao incidir sobre os mesmos. Essa ação repulsiva é menos intensa do que na cauda do Tipo I. Por isso a cauda do Tipo II tende a ser encurvada, apontando para uma direção de procedência do cometa. Essa cauda tende também a ser mais larga e apresenta uma distribuição espacial de brilho mais homogênea.

Se estiver correta a hipótese de que os cometas se formaram juntamente com os demais corpos do Sistema Solar, eles constituem as relíquias mais preciosas a manterem intactas as informações sobre as condições físicas e químicas da formação do Sistema Solar, que podem ainda elucidar algumas questões sobre a origem da vida.

6.3 Meteoritos

Pelo espaço interplanetário vagam objetos ainda menores que os asteróides, que podem colidir entre si, com os planetas, satélites e asteróides. Individualmente eles não podem ser vistos através dos telescópios ora disponíveis. São os *meteoróides*. Eles consistem em restos de cometas ou fragmentos de asteróides. Tornam-se tangíveis através de crateras que escavam, de meteoros que riscam o céu e de meteoritos que caem no solo. Meteoróides maiores, medindo alguns metros (pesando milhares de toneladas), são mais raros. A quantidade aumenta rapidamente à medida que o tamanho diminui. A velocidade de encontro com a Terra é no mínimo 11 km/s (velocidade de escape da Terra) e, no máximo, 53,3 km/s (meteoróide com órbita parabólica e retrógrada). Cada dia centenas de toneladas de meteoróides bombardeiam a alta atmosfera. Um meteoróide atravessa incólume a atmosfera e cai no chão se a sua massa for maior que a massa da coluna de ar deslocada durante a queda. Isso acontece para meteoróides com mais de 100 ton (diâmetro maior que 1 m).

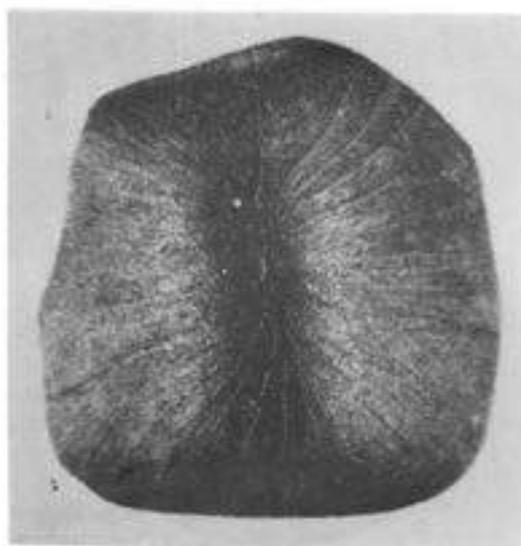


Figura 6.2

A massa do meteoróide é proporcional ao cubo do seu diâmetro, ao passo que a massa da coluna de ar é proporcional ao quadrado. Acima do limite de 100 ton é assegurado o impacto no solo com a velocidade de encontro e a conseqüente formação de cratera. Abaixo desse limite o ar exerce forte pressão e atrito, daí resultando freamento, fusão, incandescência e fragmentação. Partículas submicrométricas e micrométricas são freadas na alta atmosfera, onde permanecem. São por exemplo as partículas de Brownlee detectadas por aviões Lockheed U-2 de reconhecimento na época do chuva η Aquáridas associado ao Halley. Partículas com dezenas de μm sofrem fusão na alta atmosfera, se vaporizam, e parte se recondensa em esférulas microscópicas. Partículas de 0,5 mm até 0,5 cm (1 mg a 1 g) são causadoras do fenômeno de *meteoros* ou *estrelas cadentes*. Elas são totalmente destruídas ainda a grandes altitudes. Meteoróides com 5 a 50 cm (kg a 100 ton) têm suas crostas fundidas na baixa atmosfera, podendo a parte interna chegar intacta ao solo. Suas quedas são acompanhadas do fenômeno de bolas de fogo. A parte do meteoróide que sobre-

vive à queda é denominada *meteorito*. A fragmentação pode não ocorrer durante a queda se o meteorito for ferroso, de material mais resistente. A figura 6.2 mostra um meteorito rochoso de 10 cm que sofreu fusão na queda e adquiriu forma aerodinâmica (J.A. Wood, *The Solar System*, Prentice-Hall, Inc., 1970, p. 97).

Atualmente há cerca de 3 mil meteoritos guardados em coleções. Cerca de mil são meteoritos *de queda*, isto é, que foram vistos caindo do céu. Os restantes são *achados*, pois foram fortuitamente encontrados no chão e reconhecidos. A Antártida é um local propício para a cata de meteoritos caídos.

Quanto à composição química os meteoritos se dividem em 5 tipos. A distribuição dos meteoritos de queda entre os diversos tipos é mostrada na figura 6.3 (J.A. Wood, *op. cit.*, p. 98). Ela deve ser bem diferente da distribuição original nas vizinhanças da Terra por causa da atuação seletiva da destruição atmosférica. Entre os meteoritos achados, os ferrosos são majoritários (66%), seguidos pelos rochosos (26%) e rochoso-ferrosos (8%).

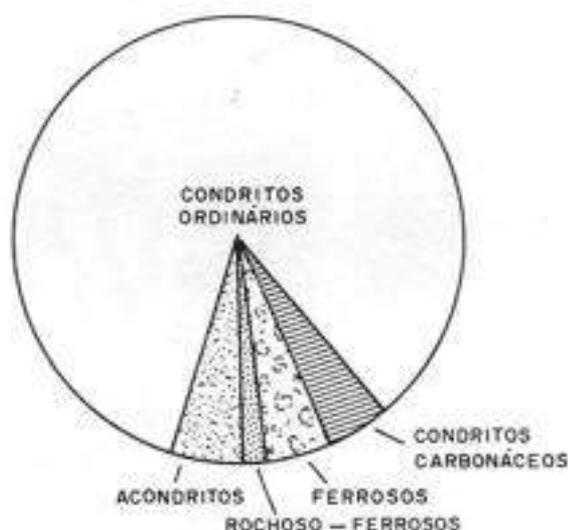


Figura 6.3

(a) Ferrosos

Consistem quase que exclusivamente de ferro, com 5 a 10% de níquel. O maior meteorito brasileiro, o Bendegó, com 5,4 ton, está exposto no Museu Nacional do Rio de Janeiro e é ferroso. Quando sua superfície é polida e atacada quimicamente, torna-se aparente a presença de duas ligas, uma pobre e outra rica de níquel, arrançadas regularmente na estrutura de Widmanstätten (figura 6.4, J.A. Wood, *op. cit.*, p. 105). As listas finas e paralelas são liga pobre de níquel e entre elas há liga rica de níquel. A separação é promovida pela difusão dos átomos através da estrutura cristalina. Essa estrutura só se forma quando ocorre um resfriamento muito lento (apenas alguns K/milhões de anos!).

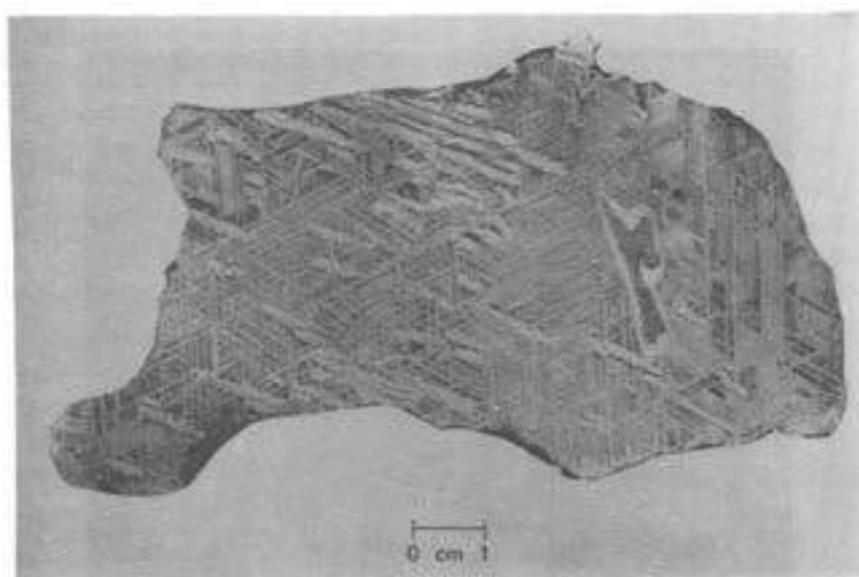


Figura 6.4

(b) Rochosos

Estes se subdividem em acondritos e condritos.

Acondritos

São similares a rochas ígneas da Terra (basaltos vulcânicos) que sofreram fracionamento. Geralmente se apresentam como brechas, isto é, agregações cimentadas de fragmentos de rochas de tipos diferentes. Os fragmentos fazem supor impactos violentos.

Condritos

Estes são diferentes das rochas terrestres. Através do exame microscópico constata-se a presença de esferas milimétricas, gotas fundidas a altas temperaturas que se solidificaram. São os *condrulos*. A figura 6.5 mostra a matriz escura de um condrito carbonáceo, na qual há condrulos encravados. "M" indica grãos metálicos de níquel e ferro no interior dos condrulos (J.A. Wood, op. cit., p. 99). Os condrulos se formaram à parte, antes de serem incorporados ao meteorito. A presença do ferro metálico e a ausência de FeO indicam que os condrulos se formaram num meio ambiente redutor.

Os meteoritos condritos têm as maiores idades radiométricas. São da ordem da idade do Sol. O isótopo ^{26}Al é produzido em estrelas e dispersado no meio interestelar por supernovas. Tem meia vida de 1 milhão de anos. Foi constatada nesses meteoritos a presença anômala do isótopo ^{26}Mg , produto do decaimento radioativo do ^{26}Al . A radioatividade neste caso é denominada *fóssil*. Isso é muito importante, pois revela que o ^{26}Al foi incorporado nos meteoritos antes que tivesse decaído radioativamente. Portanto, entre o momento da injeção do ^{26}Al na Nebulosa Solar Primitiva e a formação dos meteoritos condríticos, não decorreram mais que poucos milhões de anos. Para todos os efeitos, a idade desses meteoritos coincide com a idade do Sol.

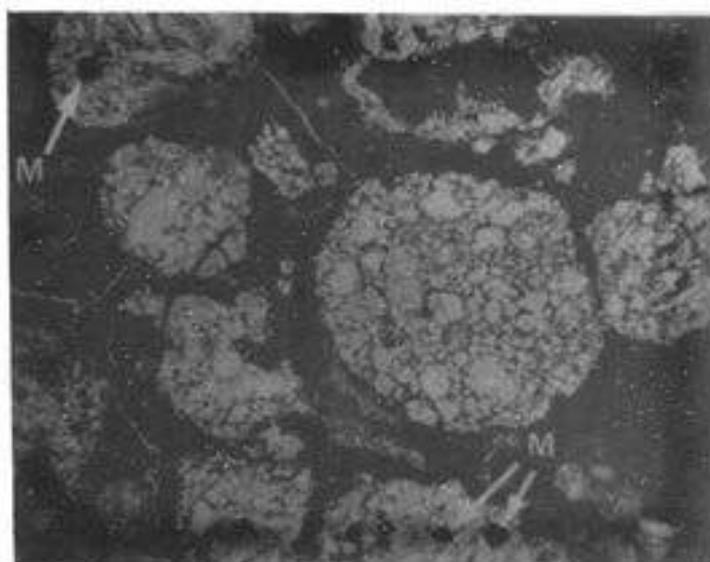


Figura 6.5

Os meteoritos condritos se subdividem em *carbonáceos* e *ordinários*. Os carbonáceos têm, além dos condritos, inclusões ricas de cálcio e alumínio que também se solidificaram a altas temperaturas. Os condritos e as inclusões acham-se incrustados numa matriz escura formada de grãos finos de silicatos hidratados (figura 6.5) condensados a baixas temperaturas. A cor escura se deve a compostos orgânicos, inclusive aminoácidos. Fica claro que minerais formados em circunstâncias completamente diferentes foram justapostos. Se o gás solar fosse resfriado a 200 K, os produtos da sua condensação seriam os encontrados nessa matriz. Desde que se formaram, os condritos carbonáceos jamais foram aquecidos a temperaturas superiores a 200 K, pois então teriam perdido os minerais de baixa temperatura. As partículas de Brownlee têm natureza carbonácea e origem provavelmente cometária.

Os condritos ordinários são do tipo mais comum. Eles não têm minerais hidratados nem compostos orgânicos voláteis. Aquilo que corresponderia à matriz dos carbonáceos, é composto de minerais de alta temperatura, mais duro, mais claro e não tem inclusões de cálcio e alumínio. Essa matriz não se diferencia muito dos condritos. Alega-se que esses meteoritos sofreram metamorfismo térmico, mas a causa do reaquecimento não é conhecida.

(c) Rochoso-Ferrosos

Esses meteoritos são minoritários. Têm minerais silicatados e ferro-níquel em proporções comparáveis. A figura 6.6 mostra a superfície polida de um meteorito rochoso-ferroso. Cristais arredondados de olivina aparecem escuros numa matriz clara (devido à luz refletida) de ferro-níquel (J.A. Wood, *op. cit.*, p. 106).

A análise detalhada da composição química e isotópica dos meteoritos fornece importantes subsídios ao estudo das abundâncias cósmicas dos elementos mais pesados.

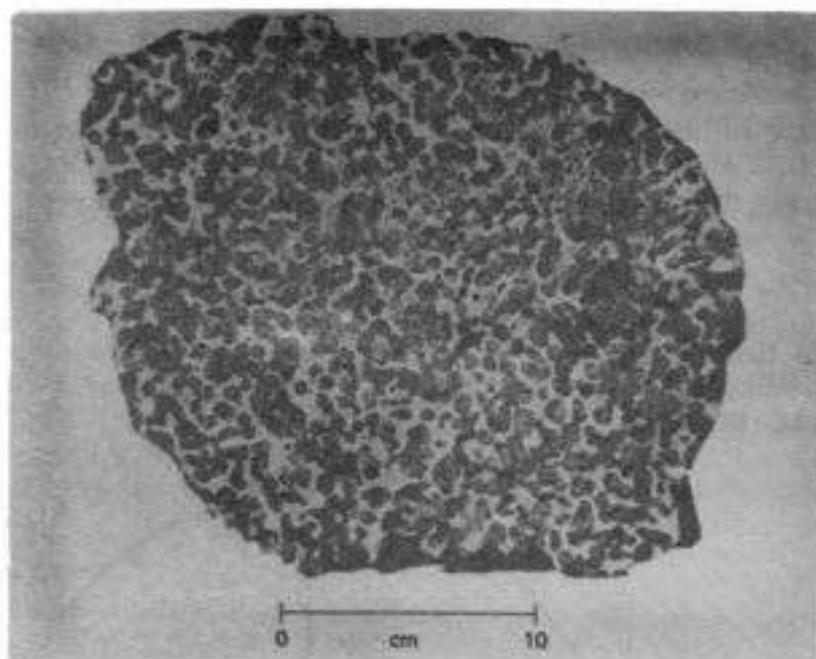


Figura 6.6

Para discutir a possível origem dos meteoritos os seguintes pontos devem ser lembrados: os meteoritos ferrosos resfriaram-se lentamente; meteoritos ferrosos e acondritos sofreram fracionamento gravitacional. Logo, tais meteoritos estiveram dentro de corpos maiores. Os condritos ordinários sofreram metamorfismo térmico, mas não contêm nenhum mineral de alta pressão. Seus progenitores devem, portanto, ter um diâmetro não muito menor, nem muito maior que 200 km. O reaquecimento requerido não pode ser devido à energia gravitacional, mas talvez ao calor radiogênico de isótopo de curta vida, por exemplo ^{26}Al . Esse reaquecimento foi breve (durou menos que alguns milhões de anos) para possibilitar, após o resfriamento, a incorporação de nuclídeos como o ^{129}I e ^{244}Pu antes que decaíssem em produtos fósseis. Os condritos carbonáceos, por sua vez, apresentam diferentes composições isotópicas do oxigênio nas inclusões de cálcio e alumínio. Parece que esses produtos de altas temperaturas se condensaram antes que o gás da Nebulosa tivesse tempo para se misturar e assumir composição isotópica normal. Excluindo os condritos ordinários, meteoritos de diferentes tipos devem em geral ser fragmentos colisionais de diferentes asteróides do cinturão. Os condritos ordinários relacionam-se com a família de Apollo, mas ainda não é possível decidir se essa família consiste em cometas "defuntos" ou também descende do cinturão principal.

É possível ainda determinar a idade de exposição dos meteoritos à radiação cósmica no espaço. Essa radiação de alta energia pode penetrar uma capa de até alguns metros e, ao mesmo tempo, fragmentar núcleos pesados e gerar núcleos menores. A contagem desses núcleos possibilita estimar quanto tempo, após a fragmentação, a superfície ficou exposta à radiação. Essa idade é 1 bilhão de anos para os meteoritos ferrosos e apenas 10 milhões

de anos para os condritos ordinários. Isso se pode explicar, ou pela maior fragilidade dos condritos ordinários, ou pela sua maior probabilidade de colidir com a Terra pelo fato de pertencerem à família de Apollo.

Meteoritos brasileiros são descritos no livro *Brazilian Stone Meteorites* de C.B. Gomes e K. Keil, University of New Mexico Press, 1980. O artigo "Meteoritos e sua Identificação" de E. Picazzio e O.T. Matsuura, Boletim da Sociedade Astronômica Brasileira, Ano 6, n.º. 1, 3-13, 1983, é um guia para um primeiro reconhecimento de espécimens.

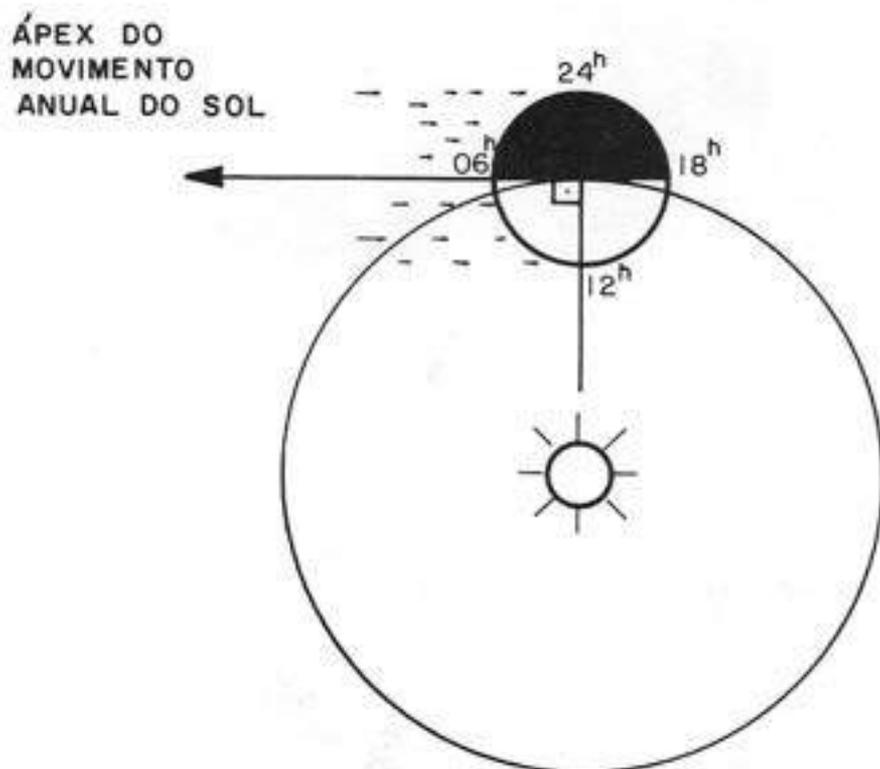


Figura 6.7

6.4 Meteoros

Meteoros são efêmeros riscos de luz causados pela queda de fragmentos cósmicos de 0,5 mm a 0,5 cm. Os meteoros *esporádicos* ocorrem isoladamente em qualquer parte do céu e seus riscos têm orientação aleatória. Numa noite clara pode-se ver, na média, 10 deles por hora a olho nu. Há os meteoros de *chuveiro*, cujos riscos convergem para uma direção no céu denominada radiante. Os riantes localizados nas constelações do Aquário, Touro, etc, são designados respectivamente Aquáridas, Táuridas, etc. O radiante é um mero efeito de perspectiva. Chuveiros podem produzir até milhares de meteoros por hora.

Considerando o movimento orbital da Terra em redor do Sol a 30 km/s, uma incidência maior de meteoros é esperada da direção para a qual a Terra se move, indicada com uma seta na figura 6.7. Como a Terra gira, essa direção (ápex do movimento anual) nasce no Leste à meia noite local e passa pelo meridiano ao amanhecer. Num dado local, portanto, a incidência maior ocorre da meia noite até o meio dia seguinte. Mas a observação visual não pode continuar depois do nascer do Sol. Meteoros podem ser observados por radar, através de ondas de rádio que eles refletem. Nesse caso a observação pode ser feita também durante o dia.

A variação da incidência de meteoros discutida acima é a diurna. Há também uma variação anual. O ápex não é fixo, pois faz um ângulo reto com o vetor heliocêntrico. A cada instante ele corresponde à direção do Sol no céu 3 meses antes. Em cada hemisfério o ápex fica mais elevado no céu na época do respectivo equinócio de outono. A maior elevação propicia a observação de um maior número de meteoros. Na figura 6.8 as setas apontam para o ápex do movimento anual e os equinócios e solstícios referem-se ao nosso hemisfério.

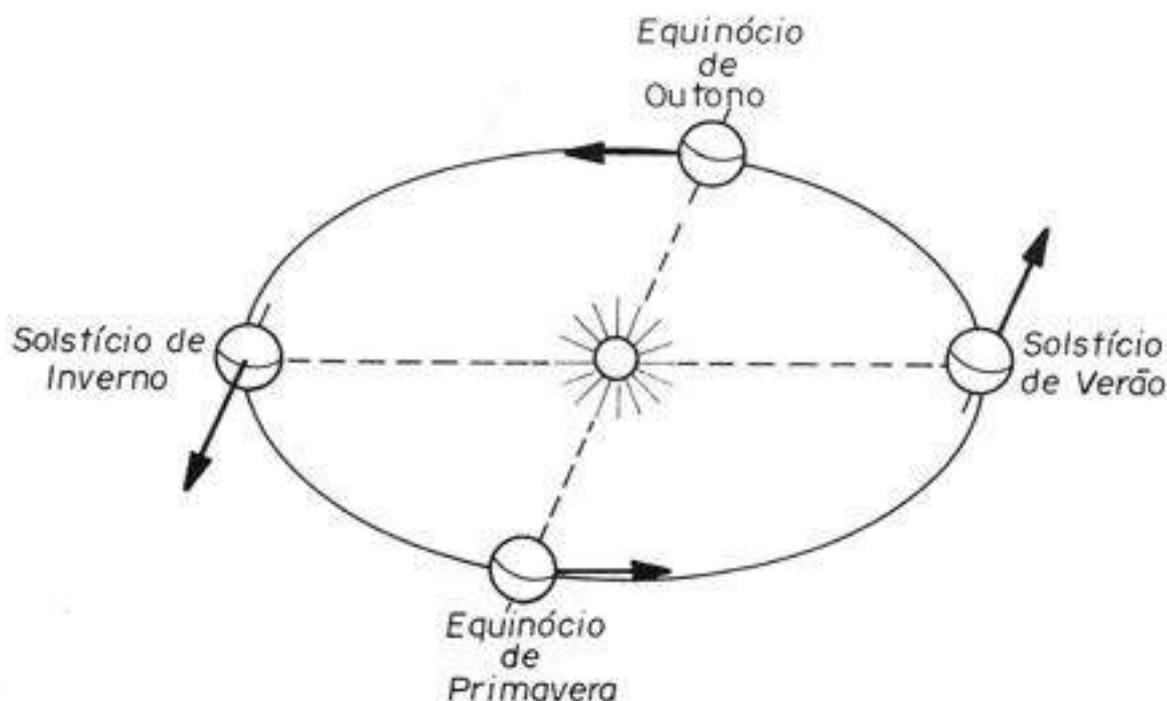


Figura 6.8

Para determinar a órbita de meteoros de chuva anterior à sua entrada na atmosfera, a posição aparente do radiante deve ser corrigida dos efeitos de rotação e da atração gravitacional da Terra. Além disso é preciso conhecer a velocidade de ingresso na atmosfera. Para isso requer-se a observação simultânea dos meteoros, de dois pontos separados por uma linha de base de vários quilômetros. Em geral a órbita assim determinada corresponde à de cometa de curto período, cuja órbita chega a quase cruzar ou a tangenciar a órbita da

Terra. A figura 6.9 mostra as órbitas dos cometas P/Giacobini-Zinner e P/Biela projetadas no plano da eclíptica. O trecho segmentado está abaixo desse plano. Esses cometas periódicos provocam os chuviros Dracônidas e Andromédidas em meados de outubro e final de novembro (J.G. Porter, *Comets and Meteor Streams*, Chapman & Hall Ltd., London, 1952, p. 76). Os chuviros são observados quando a Terra passa anualmente pelas regiões de cruzamento ou tangência, mesmo que o cometa não esteja perto. Grãos e fragmentos liberados pelo cometa descrevem órbitas semelhantes à órbita do cometa e preenchem um volume tubular cujo eixo é a órbita do cometa. Há chuviros que persistem por vários dias, o que significa que a Terra demora dias para cruzá-los em seu movimento anual. Com o tempo os chuviros perdem intensidade, pois os grãos e fragmentos se dispersam. Eles sofrem perturbações gravitacionais e ação de forças não-gravitacionais (pressão de radiação e efeito Poynting-Robertson). Assim meteoros esporádicos foram chuviros no passado.

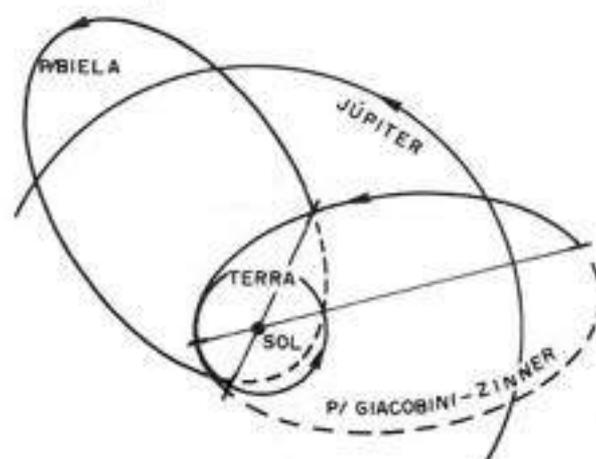


Figura 6.9

Os meteoros na maioria são causados por fragmentos de material frágil, pouco denso, mais condizente com origem cometária. Os meteoritos devem ter origem asteroidal.

6.5 Poeira Zodiacal

A poeira zodiacal é uma nuvem de grãos medindo 1 a 10 μm acumulados no plano da eclíptica. Como esses grãos refletem a luz solar, a poeira zodiacal se manifesta através do fenômeno da luz zodiacal. No espectro dessa luz pode-se ver as linhas de Fraunhofer, pois os grãos não se agitam rapidamente como os elétrons da coroa solar. A luz zodiacal forma uma faixa no céu ao longo da eclíptica. Ela é tênue, mas tanto mais intensa quanto mais perto do Sol. Assim sua observação deve ser feita perto do horizonte Leste pouco antes do nascer do Sol, ou do horizonte Oeste logo após o pôr do Sol. O *Gegenschein* é a luz zodiacal visível na direção diametralmente oposta àquela em que o Sol se encontra. É que a

reflexão da luz pelos grãos é bastante eficiente em direção à própria fonte iluminadora. Por ser refletida, a luz é parcialmente polarizada. A observação requer, além de uma atmosfera livre de nuvens e poeira em suspensão, que a faixa zodiacal próxima ao Sol fique o mais vertical possível no horizonte. Essa condição é comum nos trópicos. Mas em latitudes médias do nosso hemisfério, ela ocorre ao amanhecer em datas subsequentes ao equinócio de outono, e ao anoitecer em datas que antecedem o equinócio de primavera.

Grãos da poeira zodiacal descrevem órbitas aproximadamente circulares em redor do Sol. No referencial desses grãos a posição aparente do Sol é deslocada pela aberração. Como a velocidade tangencial do grão, V , é muito menor que a velocidade da luz, o ângulo de aberração é o arco tangente de V/c (figura 6.10). De acordo com a analogia do automóvel que corre sob chuva, o grão passa a ver os fótons solares incidindo na sua frente. Ora, esses fótons têm componente da quantidade de movimento no sentido oposto ao movimento orbital. Quando esse mesmo grão reemite fótons, o faz isotropicamente em todas as direções. O resultado líquido é a diminuição da velocidade orbital do grão, de modo que ele passa a espiralar em direção ao Sol, como se o meio fosse viscoso. Nisso consiste o *efeito Poynting-Robertson*.

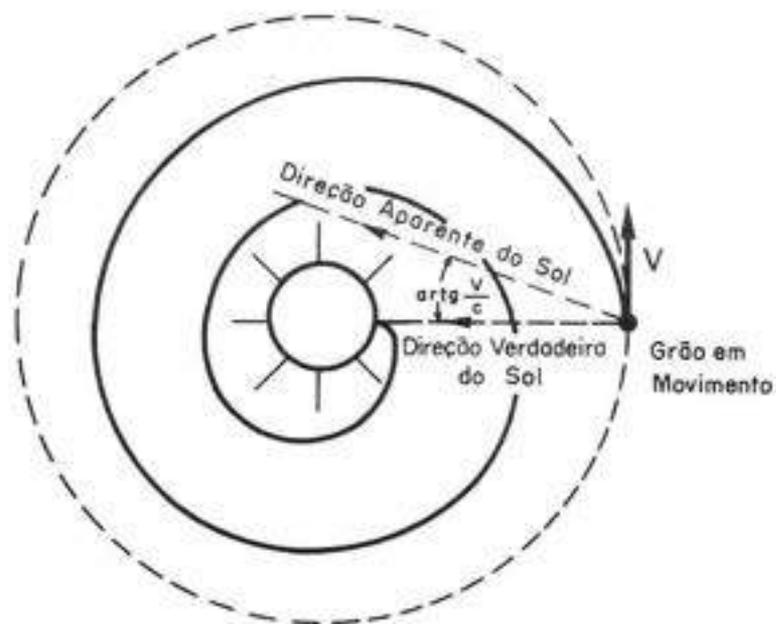


Figura 6.10

O tempo para um grão cair no Sol espiralando é proporcional ao quadrado da distância heliocêntrica e ao diâmetro do grão. Portanto esse efeito é eficiente nas proximidades do Sol (dentro de $6 R_{\odot}$) e para grãos pequenos. Mas é preciso lembrar que esse efeito compete com outras forças e processos erosivos. Grãos muito pequenos, submicrométricos, são facilmente empurrados para fora do Sistema Solar pela pressão de radiação. O efeito Poynting-Robertson não pode agir nesses grãos, que praticamente não têm velocidade tangencial. Só grãos maiores são suscetíveis ao efeito Poynting-Robertson. Entre 4 e $6 R_{\odot}$

foi detectada a emissão térmica de uma concha de grãos de poeira espiralando em direção ao Sol. A temperatura dos grãos é de 2 mil K. A distâncias menores a temperatura aumenta tanto que, de acordo com a composição química, alguns grãos se vaporizam completamente, outros ficam tão pequenos que passam a ser expulsos pela pressão de radiação. Por isso é que no interior da concha há uma cavidade sem grãos. Por esses processos toda a poeira zodiacal é reciclada em questão de apenas 5 milhões de anos. Impõe-se a necessidade de um suprimento de nova poeira. Ela pode ser produzida por colisão entre asteróides, ou por cometas de curto período nas proximidades do Sol. O fato de as sondas não terem encontrado poeira fina na região do cinturão dos asteróides favorece a origem cometária.

O satélite IRAS (*Infrared Astronomical Satellite*) detectou emissão infravermelha correspondente a grãos da poeira zodiacal presentes nas partes mais externas do Sistema Solar. A temperatura decresceu de 280 K a 170 K à medida que se afastava para regiões mais distantes do Sol. Ao mesmo tempo a espessura da camada de poeira também decresceu. O satélite detectou também uma faixa de emissão por poeira 10° acima da eclíptica, e outra 10° abaixo, na região dos asteróides.

Capítulo 7

ORIGEM DO SISTEMA SOLAR E DA VIDA

Oscar T. Matsuura

7.1 Formação do Sistema Solar

O Sistema Solar apresenta regularidades que datam desde a sua formação: a distância dos planetas ao Sol segundo a *lei de Bode*; a coplanaridade das órbitas planetárias (Mercúrio e Plutão são exceções); a forma quase circular das órbitas planetárias (Mercúrio e Plutão são exceções); o sentido comum do movimento orbital dos planetas e da rotação do Sol; a rotação dos planetas no mesmo sentido do movimento orbital (Vênus e Urano são exceções); os sistemas de satélites e anéis são para os planetas gigantes o que os planetas e os asteróides são para o Sol. Há diferenças sistemáticas de composição química que distinguem os planetas internos ou telúricos, dos externos ou jovianos.

Além disto, qualquer teoria cosmogônica deve levar em conta que: embora 99,87% da massa do Sistema Solar esteja no Sol e apenas 0,13% nos planetas, 99,0% do momento angular está nos planetas e apenas 0,5% no Sol; e que os cometas de longo período têm órbitas excêntricas com inclinações quaisquer.

A partir de um conjunto mínimo de suposições, uma boa teoria deve dar conta de forma coerente e verossímil dos pontos acima mencionados. Não há uma teoria cosmogônica inteiramente satisfatória. Alguns avanços significativos ocorreram ultimamente graças a contribuições oriundas de diversas áreas: exploração espacial, meteorítica, simulação numérica de processos dinâmicos, estudo de nuvens moleculares densas e de estrelas na fase pré-Sequência Principal. O que é apresentado a seguir goza de consenso nas linhas gerais, mas contém elementos sujeitos a controvérsia, cuja escolha pode refletir a preferência subjetiva do autor.

Uma questão crucial é saber se a matéria prima dos planetas tem origem estelar ou interestelar. No passado foram propostas teorias segundo as quais essa matéria prima seria estelar, por exemplo, resto de uma supernova que teria explodido perto do Sol, ou matéria solar arrancada numa aproximação de outro corpo celeste. Essas teorias são designadas catastróficas. Uma outra questão crucial é concernente à simultaneidade, ou não, da formação do Sol e do resto do Sistema Solar. Houve uma proposta de que o cortejo planetário foi capturado do meio interestelar pelo Sol, quando este cruzou braços espirais da Galáxia. Tanto essa teoria como as catastróficas pressupõem o Sol já formado antes dos planetas. Mas a proposta que vem se firmando cada vez mais é a da *Nebulosa Solar Primitiva (NSP)*. Suas linhas gerais foram propostas por Laplace, em 1796. O cortejo planetário seria subproduto da formação do Sol, e todo o Sistema Solar teria se formado da matéria interestelar. Que a matéria planetária seja de origem interestelar atestam suas abundâncias relativas de deutério, hidrogênio, lítio, silício e ferro. Elas são iguais nos planetas e no meio interestelar. No Sol as abundâncias relativas do deutério e lítio são menores, mas é que esses elementos são destruídos pelas reações termonucleares. A simultaneidade da formação do Sol e dos planetas é atestada pela datação radioativa e pela radioatividade fóssil de meteoritos condriticos (capítulo 6).

A formação de estrelas tem início quando uma nuvem interestelar densa começa a se colapsar gravitacionalmente. Isso começa quando um aumento fortuito de densidade num ponto da nuvem aumenta localmente a atração gravitacional. Esse processo entra num círculo vicioso (ou instabilidade), pois a atração gravitacional promove acumulação de matéria que, por sua vez, passa a atrair mais fortemente a matéria circunvizinha, e assim por diante. Só o esgotamento da matéria na nuvem, ou a atuação de alguma força

de outra origem (magnética, rotacional) pode sustar o colapso. A condição para o colapso ocorrer é que a extensão da perturbação gravitacional seja maior que o *comprimento de Jeans*

$$\lambda_J = (\pi/G\rho)^{1/2} v_s \quad (7.1)$$

onde v_s é a velocidade do som e ρ a densidade do gás. O comprimento de Jeans representa a distância que pode ser percorrida no mesmo intervalo de tempo pelo som e pela matéria em queda livre. Numa perturbação menor que esse comprimento, as forças decorrentes da pressão, que se propagam com a velocidade do som, ainda conseguem se opor à contração gravitacional e impedir a instabilidade. No caso oposto, a atração gravitacional agirá sem que a pressão tenha tempo de exercer oposição. Introduzindo-se valores típicos de nuvem interestelar densa no segundo membro, conclui-se que a nuvem colapsada terá 10^3 a $10^6 M_\odot$. Como o Sol tem massa estelar média, conclui-se que uma multidão, e não uma estrela individual, resulta de um único colapso. Por isso é que são comuns estrelas em aglomerados, associações e sistemas múltiplos. A formação de estrelas individuais impõe que a nuvem, antes do nascimento de estrelas, se subdivida em fragmentos, cada qual com massa não muito diferente daquela que terá a estrela e seu cortejo planetário. Uma alta rotação inicial da nuvem propicia a fragmentação.

A história da NSP começa quando o fragmento que daria origem ao Sistema Solar adquiriu individualidade. Isso ocorreu há 4,6 bilhões de anos. O fragmento também sofreu colapso gravitacional enquanto sua parte central não se aquecia, pois não era suficientemente densa e opaca para impedir o escape da radiação. Mais tarde, porém, a radiação passou a ter dificuldade para escapar. Com isso houve aquecimento e aumento de pressão na parte central. Daí em diante a contração ficou lenta. O proto-Sol emitia radiação infravermelha, cuja energia era de origem gravitacional. No diagrama HR ele era um ponto sobre a trajetória de Hayashi, e seu interior era convectivo.

Um fator indispensável nesta discussão é a rotação da NSP. De acordo com a lei da conservação do momento angular, à medida que a NSP se contrai, passa a girar mais rapidamente. Se a rotação inicial for muito alta, cerca de metade da massa pode se destacar formando uma estrela companheira. Não foi esse o caso do Sol. Uma rotação mais lenta deu origem a um disco. A gravidade atrai a matéria radialmente ao centro de massa, mas a força centrífuga atua perpendicularmente ao eixo de rotação. Dessa combinação de forças resulta, no centro do fragmento, um adensamento maior de matéria, o proto-Sol, e, no plano equatorial, um disco de gás e poeira que inicialmente se estendia até a órbita de Plutão. A figura 7.1 esquematiza um corte transversal da NSP com o proto-Sol convectivo no centro. As setas indicam a acreção de matéria através do disco e o escoamento bipolar.

Observações indicam que, concomitantemente à acreção que se processa através do disco, ocorre um escoamento molecular bipolar através das duas extremidades do eixo de rotação. Depois, a menos da metade da distância de Mercúrio, o disco se aquece a ponto do campo magnético do proto-Sol se congelar na matéria. Essa parte do disco é compelida a girar com a mesma velocidade angular do proto-Sol. Como a velocidade orbital é maior que a kepleriana, a matéria acaba se afastando do Sol. Acredita-se que assim o proto-Sol rejeitou uma parte substancial da matéria da NSP e perdeu o grosso de seu momento angular original.

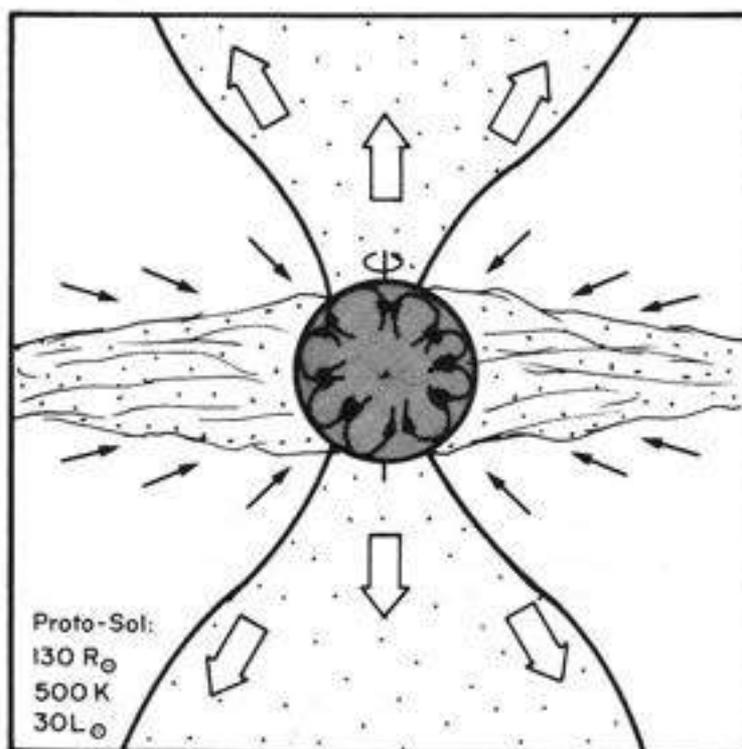


Figura 7.1

Perto do proto-Sol as temperaturas no disco foram sempre mais elevadas do que nas partes periféricas, em virtude da radiação solar. Quase todos os grãos que vieram do meio interestelar sobreviveram, à exceção daqueles que ficaram no interior da atual órbita de Mercúrio, que se vaporizaram. A composição isotópica do oxigênio nas inclusões de cálcio e alumínio de condritos carbonáceos é anômala (capítulo 6). Uma explicação é que os grãos interestelares refratários que já encerravam essas anomalias foram incorporados intactos nesses meteoritos. Tais anomalias são devidas a supernovas que evoluíram mais rapidamente do que o Sol num mesmo aglomerado de estrelas.

Por causa da agitação térmica o gás demorou mais que os grãos para se sedimentar no plano equatorial. Mas a pressões entre 10^{-3} e 10^{-6} atm, ele se condensou em grãos que também se sedimentaram. No disco, em cada distância heliocêntrica somente se condensaram materiais cujos pontos de fusão eram mais altos que a temperatura local. Mais perto do proto-Sol, na região dos planetas telúricos, havia grãos condensados de minerais refratários (silicatos, óxidos), além daqueles de origem interestelar, também feitos desses materiais, que conseguiram sobreviver. As substâncias mais voláteis foram perdidas nas proximidades do proto-Sol, mas puderam se condensar a distâncias maiores. Na região de Júpiter, Saturno, Urano, Netuno e de formação dos cometas, condensaram-se compostos de C, N, O, e H, tais como água, dióxido de carbono, metano e amônia. Isso determinou a diferenciação entre planetas telúricos e jovianos.

Com a sedimentação no disco a densidade numérica dos grãos cresceu. Eles passaram a colidir entre si e a crescer até alcançar dimensões centimétricas, assistidos pelas forças

de van der Waals. Esta fase pode ter durado 10^3 anos. Entre a formação de grãos centimétricos até o surgimento dos planetas há uma longa história evolutiva. Em resumo, há dois caminhos possíveis: ou a matéria é atraída pelo campo gravitacional do próprio planeta em formação (colapso gravitacional), ou é agregada através de colisões (acumulação). Admitindo-se provisoriamente que a Terra se formou por colapso, pode-se estimar qual seria a densidade do disco na atual órbita da Terra. Essa densidade é menor que o limite de Roche, de modo que o poder desagregador das forças de maré induzidas pelo Sol seria dominante. Pode-se afirmar, portanto, que os planetas telúricos não escolheram o caminho do colapso. Em vez disso teria ocorrido uma instabilidade no disco que o fragmenta, e que ocorre quando a velocidade orbital é excessiva em comparação com a velocidade relativa entre os grãos. Nesse caso, a densidade na órbita da Terra não viola o limite de Roche. Cada fragmento teria um tamanho inicial de milhares de km. Os grãos centimétricos e o gás contidos nele não formariam diretamente um único sólido, mas, inúmeros objetos com centenas de metros descrevendo órbitas fechadas. A interação com o gás circularizava as órbitas desses objetos e promovia colisões lentas que propiciavam a coalescência de sólidos com dimensões quilométricas, os *planetesimais*. A esta altura o disco havia se transformado num conjunto de anéis concêntricos com planetesimais viajando em órbitas independentes. Baixas velocidades relativas continuariam promovendo colisões lentas e a formação de corpos asteroidais ou maiores. No lugar dos anéis ficaram então os protoplanetas. Capazes de exercer atração gravitacional, acumularam lentamente os seus últimos fragmentos. Estas últimas etapas duraram até 10^8 anos.

Os planetesimais que deram origem aos planetas telúricos deveriam ter a composição de condritos ordinários. Portanto, esses planetas não poderiam ter minerais hidratados e compostos carbonáceos. Como então há carbono fóssil na Terra, atmosfera e hidrosfera resultantes de "degasamento"?

Planetesimais com composição de condritos carbonáceos se condensaram na região dos asteróides. Muitos deles, perturbados por Júpiter, entraram em órbitas excêntricas, e foram os últimos a colidirem com os planetas telúricos e a comporem suas camadas externas.

Longe do Sol, as temperaturas mais baixas permitiram a formação de gelos, cuja aderência natural promoveu um mais rápido crescimento de planetesimais. A formação dos planetas gigantes foi concluída antes que a dos planetas telúricos. No início os planetas jovianos cresceram por acumulação, de forma semelhante aos planetas telúricos. Mas quando a massa atingiu cerca de 15 massas terrestres, começou o colapso hidrodinâmico do gás circunvizinho. Quase a totalidade da massa atual foi incorporada por ter sido atraída gravitacionalmente pelo próprio planeta. Isso explica também os grandes vãos existentes entre os planetas externos. Urano e Netuno têm menos H e He do que Júpiter e Saturno. Talvez o colapso hidrodinâmico tenha ocorrido tardiamente naqueles planetas, quando o disco já estava se dissipando. Os gases perto desses planetas, enquanto ainda tinham alta densidade, exerceram arrasto nos planetesimais que puderam ser facilmente capturados. Satélites irregulares (ver adiante) devem ser planetesimais capturados quando a última parcela de gases estava sendo depositada no planeta central.

Plutão parece ser um satélite que se desgarrou de Netuno. O satélite Charon pode ter resultado da fissão de Plutão.

Para a origem da Lua foram propostas diversas teorias: ela teria resultado da fissão da Terra, induzida por rápida rotação; ela teria sido capturada pela Terra; ela teria se formado a partir de um disco geocêntrico remanescente da formação da própria Terra. Mais recentemente, vem recebendo crescente aceitação a teoria segundo a qual, na etapas finais da formação da Terra, um corpo comparável a Marte colidiu de raspão, e seus fragmentos formaram um disco geocêntrico. A parte interna, aquém do limite de Roche, sofreu efeitos de maré da Terra e se dissipou. A parte externa pôde formar a Lua. Essa teoria explica porque a Lua contém menos ferro do que a Terra. A Lua é também carente de elementos voláteis, mas isso continua inexplicado. Colisões de raspão ajudam a explicar a orientação do eixo, o sentido e a velocidade de rotação dos planetas. Talvez expliquem a inclinação anômala do eixo de Urano.

Quanto aos outros satélites, chamam-se *regulares* aqueles com movimento de acordo com o sentido de rotação do planeta e no seu plano equatorial. Eles podem se originar de discos circumplanetários. Os satélites regulares mais próximos de Júpiter (Io e Europa) têm composição mais rochosa que os satélites mais distantes (Ganimedes e Calisto). Talvez porque os satélites mais internos sofreram maior bombardeamento de planetesimais, e foram também mais aquecidos pela luminosidade de Júpiter enquanto este se formava. É certo também que os satélites mais internos têm atividade vulcânica, mas isso pode ser devido a efeitos de maré.

Satélites irregulares são capturados. A captura é favorecida pela presença do gás que produz forças de arrasto, causa o espiralamento do satélite e sua possível queda no planeta. Fobos e Deimos orbitam no plano equatorial de Marte em órbitas circulares no sentido direto, mas podem ser asteróides capturados. Por efeito de arrasto da atmosfera de Marte, Fobos está espiralando em direção ao planeta. A rotação desses satélites é sincronizada com o movimento orbital, um efeito do amortecimento das forças de maré.

Os anéis de planetas jovianos devem representar matéria circumplanetária que não conseguiu se agregar em satélites, ou matéria capturada que se fragmentou.

Cometas têm sido concebidos como planetesimais constituídos de gelo e de fragmentos rochosos, formados além da órbita de Urano. Ainda recém formados foram perturbados pelos planetas gigantes. Cerca de 10^{11} acabaram se instalando na Nuvem de Oort. Perturbados aí por estrelas vizinhas, vários deles se projetam para as regiões internas do Sistema Solar, descrevendo órbitas excêntricas e com inclinações quaisquer. Alguns autores, entretanto, acham que a Nuvem de Oort deve se dispersar num tempo mais curto do que a idade do Sistema Solar. E propõem que os cometas devem se condensar em nuvens moleculares densas situadas nos braços espirais da Galáxia, de onde seriam capturados pelo Sol em seu movimento ao redor do centro da Galáxia.

100 milhões de anos após o surgimento da NSP o proto-Sol começou a emitir um intenso vento que dissipou os últimos restos de gás e poeira, desobstruindo a passagem para a luz visível. O proto-Sol entrava na fase T Tauri. O cortejo planetário já estava formado. O atual vento solar é uma perda de massa bem mais amena do que aquela da fase T Tauri, mas constitui um processo contínuo de perda de momento angular.

Relativamente pouco se conhece do Sistema Solar, apesar da relativa proximidade de seus objetos. Faz falta sobretudo a observação de outros sistemas semelhantes. Dentro de uma esfera centrada no Sol com raio de 4 pc, contam-se 19 sistemas de estrelas en-

volvendo 27 estrelas. Dessas, 25 pertencem à Sequência Principal, sendo as tardias as mais numerosas, e apenas duas anãs brancas. Não há gigantes nem supergigantes. Com o mesmo tipo espectral que o Sol há duas estrelas da Sequência Principal: a estrela τ da Baleia e ϵ do Eridano. Não se sabe, porém, se como o Sol, são dotadas também de sistemas planetários. A observação direta de planetas não pertencentes ao Sistema Solar é quase impossível, pois o seu brilho se perde inteiramente no brilho da estrela central. Uma alternativa é tentar observar o movimento oscilatório da estrela central em relação ao fundo de estrelas fixas. Essa oscilação resultaria do fato de que ambos, o planeta e a estrela central, descreveriam órbitas elípticas em redor do centro instantâneo de massa. Na prática, essas oscilações apresentam amplitude de apenas 1/100 da própria imagem estelar! O astrônomo Peter van de Kamp observou 40 estrelas vizinhas desde 1938. Concluiu em 1969 que a estrela de Barnard, uma anã vermelha, apresentava oscilações periódicas causadas por pelo menos dois planetas gigantes, semelhantes a Júpiter e Saturno. Outros astrônomos refizeram as análises de outras placas fotográficas e não aceitaram as conclusões de van de Kamp. Portanto, a questão da existência de outros sistemas planetários ainda continua sem resposta.

Essa investigação pode ser feita também pelo efeito Doppler (capítulo 8). Observações feitas em estrelas similares ao Sol indicam que 57% apresentam uma companheira estelar. As restantes têm companheiro de pequena massa que pode ser anã marrom. Embora sejam tanto mais frequentes os casos, quanto menor é a massa do companheiro, não há nenhuma detecção incontestável de um planeta como Júpiter e muito menos como a Terra.

7.2 Origem da vida

Cada vez mais esta questão vem sendo focalizada no contexto da evolução do Sistema Solar e do Universo. Nessa linha de pensamento, a vida deve resultar de uma natural evolução física, química e biológica da matéria inicial inorgânica. Este esquema sugere um possível caráter universal da origem da vida. Como esta discussão fatalmente desemboca na questão da existência, ou não, de vida em outras partes do Universo, é importante enfatizar que todas estas especulações se limitam à vida, tal qual a conhecemos na Terra. Nada exclui *a priori* que a vida na Terra represente meramente um caso isolado dentro de um *ensemble* de variedades desconhecidas e insuspeitadas.

São três as características fundamentais da vida:

1. Os seres vivos são organismos. O crescimento e a manutenção através do metabolismo segue um esquema de organização.
2. Os seres vivos se reproduzem. A auto-replicação ou reprodução se realiza através da ação microscópica dos genes (sequências de aminoácidos).
3. Os seres vivos são sujeitos à mutação e capazes de transferi-la a seus descendentes. Como daí podem resultar seres mais adaptados ao meio ambiente, a mutação é a chave da evolução biológica.

As duas primeiras características podem ser explicadas por meio de interações moleculares envolvendo proteínas e ácidos nucleicos. Proteínas são cadeias de aminoácidos e

constituem a matéria prima da vida. Além de contribuírem na constituição do estofa físico dos seres vivos, as proteínas atuam como enzimas catalisadoras de reações bioquímicas específicas. Numa célula, às expensas de energia de origem solar, reações químicas se processam sob a ação catalisadora das enzimas que, por sua vez, são controladas pelos ácidos nucleicos. Estes são cadeias de nucleotídeos que armazenam as informações sobre a estrutura do organismo. Eles têm a capacidade de se autoduplicarem, de modo que todas as células-filhas contêm exatamente os mesmos genes das células-mães. Cinco tipos de nucleotídeos correspondem a cinco diferentes tipos de bases nitrogenadas (adenina, guanina, citosina, timina e uracila). Cada sequência de três nucleotídeos, especificada por uma trinca de bases nitrogenadas, guarda correspondência com um aminoácido específico. Essa correspondência é o código genético. Do enorme número de possíveis aminoácidos, os processos vitais selecionaram um número relativamente pequeno, o que restringe a variedade das reações bioquímicas. As proteínas dos seres vivos são combinações de vinte tipos de aminoácidos, organizadas de acordo com as instruções inscritas em código genético na cadeia molecular de um ácido nucleico. Um fato curioso e inexplicado é que os aminoácidos de proteínas naturais são isômeros levógiros, assim como os polissacarídeos são dextrógiros.

O que impressiona nisso tudo é que o código genético é universal. Vigora para todos os seres vivos. O ATP (trifosfato de adenosina) é também uma moeda universal de troca de energia nas reações bioquímicas de todos os seres vivos. Além disso, as proteínas e os ácidos nucleicos são constituídos de átomos de H, O, C, N, Ca, e K, aqui citados na ordem decrescente de participação. O H comparece principalmente na forma de água. Essa composição química coincide com a composição solar, excluindo-se o He e o Ne que são inertes. Pode ser que, na sua emergência, a vida tenha lançado mão do que tinha à sua volta, sem chance de fazer escolhas. Todavia, essa universalidade é importante para corroborar a hipótese de que tudo começou de uma única relação ancestral entre genes e proteínas numa protocélula. A vida teria surgido, portanto, num meio abiótico ou mineral, num caso único de geração espontânea num Universo já evoluído quimicamente e molecularmente. Seguiu-se depois a evolução biológica darwiniana.

A análise de meteoritos do tipo condrito carbonáceo, e as observações radioastronômicas de moléculas interestelares, corroboram a idéia de que os compostos orgânicos podem ser sintetizados naturalmente, mesmo sem a atuação de seres vivos. O meteorito Murchison que caiu na Austrália em 1969, e outro coletado na Antártida no mesmo ano por uma equipe japonesa, continham aminoácidos de origem extraterrestre. A radioastronomia descobriu a existência de moléculas interestelares complexas envolvendo H, C, O e N, inclusive o formaldeído a partir do qual pode-se formar aminoácidos. Portanto, a evolução molecular deve preceder a evolução biológica.

A Terra não se formou de acordo com a composição solar, pois nela faltavam os elementos leves e voláteis. A atmosfera primitiva resultou do degasamento do interior quente e era alimentada através de intensa atividade vulcânica que perdurou por 100 milhões de anos, no máximo. Apesar da ejeção de H_2O , CO_2 , além de HS_2 , CH_4 e NH_3 , a atmosfera não possuía oxigênio livre como hoje, que poderia destruir moléculas orgânicas. A formação de moléculas complexas requeria energia de radiação com comprimento de onda inferior a 2200 Å. Fontes dessa radiação teriam sido os relâmpagos e o próprio Sol, porquanto ainda não havia a ozonosfera a bloquear a radiação ultravioleta. Experimentos de laboratório

demonstraram que nessa atmosfera redutora, sob a ação de descargas elétricas, é possível formar aminoácidos. Uma séria limitação desses experimentos é que a "sopa primitiva", sem dúvida, contém contaminantes indesejáveis acidentalmente presentes nos recipientes e no próprio vácuo. Além disso, a simulação discrepa da realidade no que diz respeito ao tempo de reação. Se o decurso de bilhões de anos é um integrante essencial da formação da vida, a geração da vida a partir de substâncias abióticas em laboratório é um experimento impossível.

Outros experimentos foram feitos para mostrar as possibilidades de formação de açúcares, lipídios e bases de ácidos nucleicos. Mas a formação de macromoléculas com arquitetura complexa, tais como proteínas e ácidos nucleicos ainda não foi demonstrada. Há portanto uma enorme obscuridade no tocante à formação de proteínas e ácidos nucleicos a partir de moléculas menores tais como aminoácidos, açúcares, lipídios e fosfatos. O encadeamento de aminoácidos e nucleotídeos em proteínas e ácidos nucleicos tem sido feito em laboratório. Mas, a formação de macromoléculas bióticas não resultou da junção ao acaso de peças. O código genético esteve vigente desde o início. Moléculas simples em presença de superfícies argilosas e água, aparentemente são capazes de formar grandes cadeias e de se duplicarem por meio de reações catalíticas. Resta verificar se, nalgum momento, uma cadeia de nucleotídeos pôde passar a se duplicar autonomamente, sem mais necessitar do contacto com a argila.

Segundo a paleontologia, fósseis microscópicos datando de 3,5 bilhões de anos são as evidências tangíveis da vida mais remota. São colônias de bactérias e algas. Portanto, cerca de 1 bilhão de anos após a formação da Terra, a evolução molecular já havia sido completada. Desde então as formas de vida sofreram mutações. De acordo com a terceira característica da vida mencionada acima, a evolução darwiniana selecionou para sobreviver aquelas formas melhor adaptadas às cambiantes condições ambientais. De um modo geral os organismos mais adaptados também são mais aptos a se reproduzirem.

A primeira célula deve ter surgido na superfície da água, ou numa superfície sólida em contacto com a água quando a idade da Terra era de 1 bilhão de anos. Os primeiros organismos, heterótrofos, numa atmosfera redutora, se alimentavam de compostos orgânicos preexistentes sintetizados por processos não biológicos, e obtinham energia através do ATP recolhido do meio ambiente. Em fundos de lagos eles se protegiam da ação destrutiva da radiação ultravioleta do Sol. Vivendo sem competição, esses organismos esgotaram a fonte de ATP. Formas de vida capazes de sintetizar dentro de si próprios o ATP a partir da glucose, pelo ciclo da fermentação, foram então favorecidas. Mas sobreveio depois a crise da falta de suprimento de glucose. Isso fez com que a capacidade de produzir glucose através da fotossíntese determinasse uma melhor adaptação ao meio. Mas a partir daí o conteúdo de oxigênio começou a aumentar. Isso ajudou a formar a ozonfera que bloqueia a penetração de raios ultravioleta do Sol. Essa radiação que foi importante para a síntese de compostos orgânicos no passado, é letal para muitas formas atuais de vida. A ozonfera resultou também, em parte, da dissociação da água pela radiação ultravioleta, e protegeu a água de ser totalmente fotodissociada. A síntese de moléculas orgânicas pela radiação ultravioleta também cessou, havendo mortandade dos seres incapazes de síntese orgânica. Agora a vantagem da seleção foi para os organismos capazes de respirar, as algas. Quando estas morriam, serviam de alimento para as bactérias, consumidoras de moléculas

orgânicas, mas incapazes de sintetizá-las pela fotossíntese. Entre 3,5 e 1,5 bilhões de anos, a Terra teve só bactérias e algas, ambos procariontes. *Células procariontes* não têm núcleo bem desenvolvido.

Mais complexas e evoluídas são as *células eucariontes*. Estas datam de apenas 1,5 bilhões de anos. Com elas surgiram seres multicelulares capazes de reprodução sexuada.

Fósseis antigos deixaram registrados sinais de extinção em massa de plânctons do oceano, moluscos nadadores, dinossauros e outros grandes animais, há 65 milhões de anos. Ocorreu certamente um evento catastrófico, talvez uma colisão com cometa ou asteróide, seguida de levantamento de poeira, escuridão global por meses, interrupção da fotossíntese e redução da temperatura. Se isso propiciou a proliferação posterior dos mamíferos, esse evento astronômico representaria um episódio importante de evolução biológica.

Atualmente, combinando-se a informática com a engenharia genética, foi possível hierarquizar os genes, e a árvore genealógica assim obtida é agradavelmente concordante com a árvore das espécies levantadas pela análise de fósseis. Isso abre um novo caminho em busca da protocélula, já que o caminho paleontológico parece obstruído.

A existência da vida pode ser descartada em todos os demais planetas do Sistema Solar. Essa questão merece maior atenção em Marte, onde há água em certa abundância. Todavia ela existe no estado de vapor ou sólido, além da pressão atmosférica na superfície ser 150 vezes menor que na Terra. Duas sondas Viking realizaram três testes biológicos com resultados negativos. Restam abertas, porém, possibilidades de que a vida tenha existido no passado, pois a morfologia da superfície parece indicar que houve água líquida no passado.

Sem dúvida, a inteligência é um desdobramento da vida na Terra. Ela é um resultado da evolução e da seleção natural. Como a ação natural de um ser inteligente é fazer coisas artificiais, pode-se indagar quais seriam as manifestações artificiais de seres inteligentes, perceptíveis a distâncias interestelares. Dentro da expectativa humana, essas manifestações seriam sinais com estrutura lógica modulando ondas eletromagnéticas. Com base nisso, desde 1960 radioastrônomos têm realizado programas de escuta em ondas de rádio na faixa de 1 a 50 cm. Até agora os resultados têm sido negativos. A estimativa do número N de civilizações na Galáxia pode ser discutida com o auxílio da famosa *equação de Drake*:

$$N = f_p f_v f_i f_c \dot{N} T_t \quad (7.2)$$

Nesta equação, \dot{N} é a taxa de formação de estrelas na Galáxia, atualmente estimada em cerca de 3 por ano; f_p é a fração de estrelas que tem cortejo planetário; f_v é a fração de planetas como a Terra que abrigam vida; f_i é a fração de planetas que abrigam vida e que desenvolveram formas de vida inteligente; f_c é a fração de planetas com vida inteligente que desenvolveram civilização tecnológica com comunicação eletromagnética; T_t é o tempo de duração de uma civilização tecnológica. A única variável razoavelmente bem conhecida na equação (7.2) é \dot{N} . Pode-se fazer um cálculo otimista, supondo que a vida como a nossa pulula na Galáxia. Nesse caso, o número de planetas com vida inteligente seria dado por

$$N = \dot{N} T_c \quad (7.3)$$

N vale 3 vezes a duração de uma civilização tecnológica. Por exemplo, $N = 300$ se a civilização tecnológica durar um século. Num cálculo pessimista, o valor de N pode cair

por um fator de um milhão. Nesse caso, para haver uma única civilização tecnológica na Galáxia além da nossa, ela deveria durar no mínimo 300 mil anos. Não há no momento nenhum critério seguro que permita decidir por uma posição otimista ou pessimista. A equação de Drake pode ser manipulada para se estimar a distância de uma estrela com civilização tecnológica. Conclui-se que, para se estabelecer uma comunicação nos dois sentidos, de ida e volta, mesmo na hipótese otimista, a duração da civilização tecnológica não poderá ser menor que 2 mil anos. Caso contrário, a civilização interlocutora terá desaparecido antes de receber a resposta.

PARTE III - ASTROFISICA

Capítulo 8

RADIAÇÃO ELETROMAGNÉTICA

Walter J. Maciel



A radiação eletromagnética é formada por ondas eletromagnéticas que se propagam no vácuo com velocidade constante, a velocidade da luz. Ela é formada por campos elétricos e magnéticos oscilantes perpendicularmente entre si e perpendicularmente à direção de propagação.

$$c = \lambda \nu$$

onde c é a velocidade da luz, λ é o comprimento de onda e ν é a frequência. A energia transportada por uma onda eletromagnética é dada pelo produto da intensidade da onda pela área da superfície perpendicular à direção de propagação.

A radiação eletromagnética é classificada de acordo com o comprimento de onda e a frequência. Ela é dividida em ondas de rádio, micro-ondas, infravermelho, luz visível, ultravioleta, raios X e raios gama.

As ondas de rádio têm o maior comprimento de onda e a menor frequência, enquanto os raios gama têm o menor comprimento de onda e a maior frequência.

8.1 Radiação eletromagnética

(a) Ondas

O conceito de ondas nos é familiar, especialmente com relação às ondas que se propagam na água. Uma pedra atirada no meio de um lago tranquilo produz perturbações que viajam ao longo da superfície do líquido. Uma partícula (uma folha, por exemplo) na região perturbada adquire um movimento ondulatório, isto é, sua altura h medida em relação ao nível médio da água pode ser colocada na forma

$$h = H \operatorname{sen} \left[\frac{2\pi}{\lambda} (x - vt) \right] \quad (8.1)$$

onde consideramos, para simplificar, a propagação ao longo de uma única direção, caracterizada pelo eixo dos x (figura 8.1).

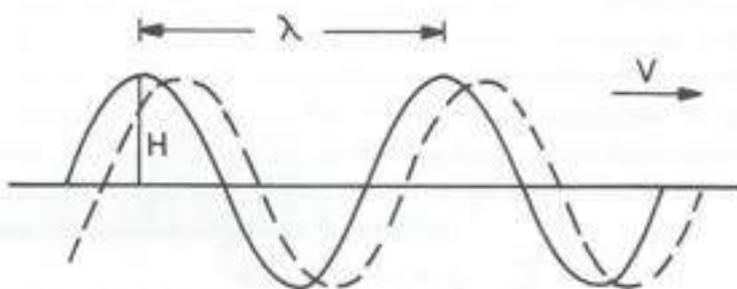


Figura 8.1

A altura máxima H é a amplitude da onda, cuja velocidade de propagação é v . A distância entre duas cristas sucessivas é o comprimento de onda λ . De acordo com a equação (8.1), a altura h em um instante dado pode ser obtida fixando-se o tempo t , por exemplo, $t = 0$:

$$h = H \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi x}{\lambda} \right) \quad (8.2)$$

Esta equação corresponde exatamente à curva contínua da figura 8.1. Para $x = 0$, $h = 0$; para $x = \lambda/4$, $h = H$. A equação 8.1 também descreve o comportamento da partícula com o tempo: fixando-se o valor de x (por exemplo, $x = \lambda/4$), obtemos

$$h = H \operatorname{sen} \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\lambda}{4} - vt \right) \right] \quad (8.3)$$

ou seja, à medida que t aumenta, a partícula descreve uma oscilação de amplitude H (ver figura 8.1, linhas contínua e tracejada). Neste exemplo, em $t = 0$, $h = H$. Isto só voltará a

ocorrer quando $t = \lambda/v$, isto é, o período da oscilação é igual a λ/v . Portanto, a frequência das oscilações, ou o número de cristas que passam por um dado ponto por segundo é

$$\nu = \frac{v}{\lambda} \quad (8.4)$$

que é a equação fundamental das ondas. Por exemplo, as ondas produzidas em um lago podem ter um comprimento $\lambda = 5$ cm e velocidade $v = 15$ cm/s, de modo que sua frequência será $\nu = 3$ Hz, ou seja, por um dado ponto passarão três cristas por segundo (Hz = hertz).

(b) Natureza ondulatória da luz

Existem na natureza diversos tipos de ondas, como as ondas na água, as ondas sonoras que se propagam no ar, e as ondas sísmicas, que se propagam nas camadas internas da Terra. Um tipo especial de ondas são as *ondas eletromagnéticas*, que correspondem à variação de um campo elétrico \mathbf{E} e de um campo magnético \mathbf{B} em um meio material ou mesmo no vácuo (figura 8.2).

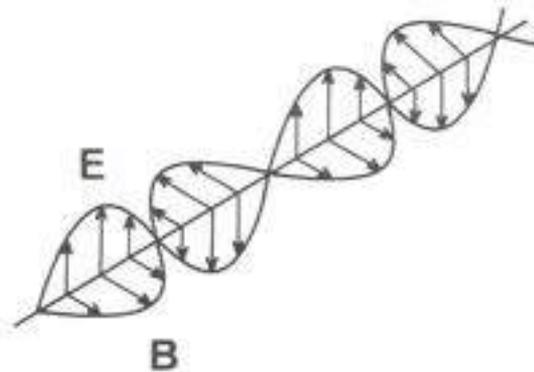


Figura 8.2

De acordo com a teoria do eletromagnetismo, desenvolvida por J. C. Maxwell (1831-1879) e outros, as ondas eletromagnéticas propagam-se no vácuo com uma velocidade $c = 300.000$ km/s, a chamada *velocidade da luz*. Substituindo na equação (8.4), obtemos a relação fundamental para as ondas eletromagnéticas:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad (8.5)$$

Como veremos a seguir, o que chamamos *luz* corresponde a um determinado tipo de onda (ou radiação eletromagnética). De acordo com a teoria da relatividade, a velocidade de propagação destas ondas no vácuo é invariante, ou seja, não depende da velocidade relativa entre o observador e a fonte de luz.

(c) Espectro eletromagnético

É um fato conhecido que a luz branca (a luz do Sol, por exemplo), ao passar por um prisma, decompõe-se nas várias cores do arco-íris. Isto mostra que a luz branca, ou visível, consiste na verdade na superposição de ondas eletromagnéticas de diferentes comprimentos de onda (ou frequências), as quais interagem com a matéria do prisma de maneira diferenciada. Este conjunto de ondas é o que chamamos luz visível, e corresponde a uma fração da radiação total emitida pelo Sol. A luz violeta corresponde a um comprimento de onda de aproximadamente 3900 Å (Å = angstrom), e a luz vermelha corresponde aproximadamente a 7200 Å. Se estendermos a radiação visível ao domínio de pequenos e grandes comprimentos de onda, obteremos o chamado *espectro eletromagnético*, correspondente à radiação desde os raios gama (menores comprimentos de onda) às ondas de rádio (maiores comprimentos de onda). A tabela 8.1 mostra um esquema do espectro eletromagnético, com suas características principais.

Os diferentes objetos astronômicos emitem radiação em diferentes porções do espectro, dependendo de suas condições físicas. Por exemplo, a coroa solar é uma região de temperatura da ordem de um milhão de K (K = kelvins), emitindo intensa radiação X. Por outro lado, a fotosfera solar, camada relativamente fria (temperaturas da ordem de 6000 K) que vemos a olho nu, emite preponderantemente na região visível do espectro.

A maior parte da radiação eletromagnética emitida pelos astros não consegue chegar até o solo, sendo absorvida pelas partículas nas diversas camadas da atmosfera terrestre. Apenas nas chamadas *janelas*, indicadas na tabela 8.1, ocorre uma apreciável transmissão atmosférica. Nas demais regiões do espectro, só é possível fazer observações de fora da atmosfera, com o uso de balões, foguetes e satélites.

(d) Propriedades das ondas eletromagnéticas

Tendo sido caracterizada a luz como uma onda eletromagnética, é conveniente revisar algumas das principais propriedades das ondas com importante aplicação em Astrofísica.

Um raio de luz incidente em um espelho sofre uma *reflexão* (figura 8.3) sendo o ângulo de incidência, medido com relação à normal ao espelho, igual ao ângulo de reflexão, ou $i = r$. Esta propriedade das ondas eletromagnéticas é utilizada na construção de telescópios refletores (capítulo 10).

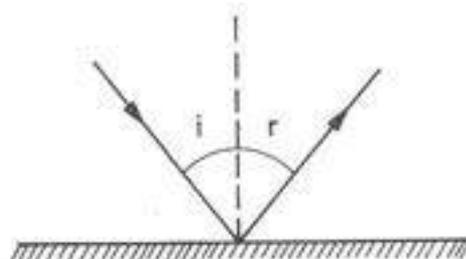


Figura 8.3

λ	ν	$E = h \nu$	nome		obs.
10^{-5} A		1,24 GeV		P	
10^{-4} A		124 MeV	raios γ	P	
10^{-3} A		12,4 MeV		P	
10^{-2} A	3×10^{20} Hz	1,24 MeV		P	
10^{-1} A		124 keV		A	duros
1 A		12,4 keV	raios X	A	
10 A	3×10^{17} Hz	1,24 keV		A	moles
10^2 A		124 eV		A	distante
10^3 A	3×10^{15} Hz	12,4 eV	ultravioleta	A	próximo
10^4 A = 1 μm	3×10^{14} Hz	1,24 eV	visível	J	
10 μm				P	próximo
10^2 μm			infravermelho	P	distante
10^3 μm = 1 mm	300 GHz			P	radar
10 mm = 1 cm	30 GHz		milimétrica	P	
10 cm	3 GHz			J	UHF
10^2 cm = 1 m	300 MHz			J	FM
10 m	30 MHz			J	curtas
10^2 m	3 MHz		rádio	P	
10^3 m = 1 km	300 kHz			A	longas
10 km	30 kHz			A	
10^2 km	3 kHz			A	
10^3 km	300 Hz			A	

J: janela

P: transmissão parcial

A: absorção atmosférica

Tabela 8.1

A decomposição da luz branca por um prisma é um exemplo da *refração* (figura 8.4). A luz propaga-se com velocidades diferentes em meios diferentes, de modo que $v = c/n$, onde v é agora a velocidade da luz em um meio caracterizado pelo índice de refração n . Para o vácuo $n = 1,0$; para o ar, $n = 1,0003$, e para o vidro um valor típico é $n = 1,5$. Quando um raio de luz passa de um meio 1 de índice de refração n_1 (por exemplo o ar) para um meio 2 de índice de refração n_2 (vidro, por exemplo) tal que $n_2 > n_1$, este raio é refratado, isto é, aproxima-se mais da normal que o raio incidente. De fato, quando a frente de onda AB aproxima-se da interface dos dois meios, os pontos A e B passam a deslocar-se com velocidades diferentes, de modo que $n_1 \text{ sen } i = n_2 \text{ sen } r$, que é a *lei de Snell*. Este fenômeno é também importante em Astronomia, utilizado por exemplo na construção de telescópios refratores. O índice de refração depende geralmente do comprimento de onda da radiação. Isto explica a decomposição da luz branca do Sol por um prisma, e é a base da Espectroscopia, um dos mais importantes campos da Astrofísica.

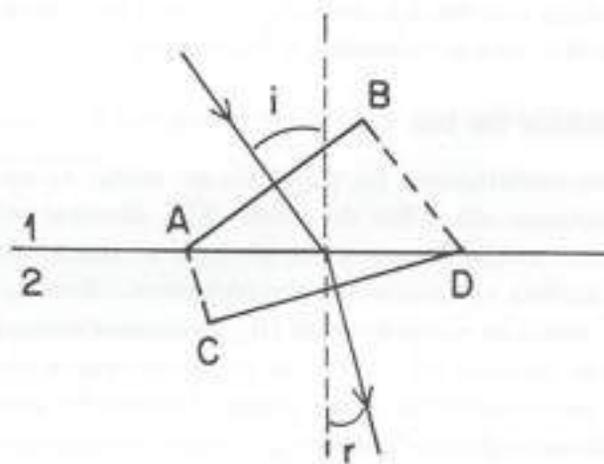


Figura 8.4

Da mesma forma que outros tipos de ondas, a radiação eletromagnética sofre *difração* ao encontrar um obstáculo de contornos definidos. Quando as ondas difratadas convergem após a difração, ocorre o fenômeno da *interferência*.

Normalmente, a luz emitida pelos corpos celestes é não polarizada, isto é, os vetores campo elétrico e magnético não vibram segundo direções preferenciais. Entretanto, em muitos casos ocorre uma parcial *polarização* da luz, ou seja, a luz de determinados objetos propaga-se mais eficazmente numa direção particular. O fenômeno da polarização está geralmente associado com algum tipo de anisotropia, e é muito importante em Astrofísica, pois fornece informações sobre a região de emissão da radiação ou sobre a região de propagação. Um exemplo é a polarização interestelar, causada por grãos de poeira (capítulo 14).

Quando uma ambulância se aproxima de nós com a sirene ligada, percebemos claramente que o som produzido por ela fica progressivamente mais agudo. Este fenômeno

é chamado *efeito Doppler* (de C. J. Doppler, 1803-1853), descrevendo a modificação da frequência de uma onda sonora quando a fonte está em movimento com relação ao observador. No exemplo acima, a frequência da onda aumenta, ocorrendo o contrário quando a ambulância se afasta. As ondas eletromagnéticas, em particular a radiação visível, apresentam o mesmo efeito: quando a fonte se aproxima do observador a frequência da radiação emitida aumenta (o comprimento de onda diminui), havendo um *desvio para o azul* (às vezes chamado "blueshift"). Ao contrário, quando a fonte se afasta, a frequência diminui (o comprimento de onda aumenta), ocorrendo um *desvio para o vermelho* ("redshift"). A intensidade dos desvios depende da velocidade relativa entre a fonte e o observador medida ao longo da linha que os separa. Para velocidades não relativísticas, isto é, $v \ll c$, podemos escrever

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v}{c} \quad (8.6)$$

onde λ_0 é o comprimento de onda da radiação vista por um observador em repouso com relação à fonte, e λ é o comprimento de onda medido pelo observador a uma velocidade v relativa à fonte. Por uma convenção, quando o objeto se afasta, $v > 0$, de modo que $\Delta\lambda > 0$, havendo um desvio para o vermelho, e vice-versa.

(e) Natureza quântica da luz

Em oposição à teoria ondulatória, foi proposta no início do século XVIII uma teoria corpuscular da luz, persistindo até o fim do século XIX dúvidas sobre a validade de uma e outra. Nesta época, ficou evidente que a luz poderia se manifestar de uma maneira ou de outra, de modo que ambas as teorias se completavam. Assim, ao lado de fenômenos puramente ondulatórios, como os vistos no item (d), processos como a interação da radiação com a matéria na forma de átomos ou moléculas requerem que a radiação eletromagnética tenha características de *pacotes* discretos, ou *quanta* (plural de *quantum*). No caso da luz visível, os quanta são chamados *fótons*, embora por vezes se empregue esta palavra também para radiação não visível. As duas concepções são unidas considerando que a energia E de um fóton (ou quantum) é proporcional à sua frequência, ou

$$E = h\nu \quad (8.7)$$

onde $h = 6,63 \times 10^{-27}$ erg s é a chamada *constante de Planck*. Portanto, uma onda luminosa de frequência ν e comprimento $\lambda = c/\nu$ pode ser considerada como um pacote de quanta, cada um deles com energia E . Na tabela 8.1 estão indicadas as energias dos quanta nas diversas faixas do espectro eletromagnético.

8.2 Conceitos de fotometria

(a) Caracterização do campo de radiação

Um campo de radiação – como por exemplo a atmosfera de uma estrela – pode ser caracterizado por diversos parâmetros, como a intensidade específica, a intensidade média e o fluxo, ligados às quantidades efetivamente observadas. Antes de introduzir estes

parâmetros, vamos rever o conceito de ângulo sólido. Sabemos que um ângulo θ formado pela interseção de duas retas (figura 8.5a) é dado por $\theta = s/r$, onde θ é medido em raios, e s é o comprimento do arco formado pela interseção de uma circunferência de raio r com as duas retas.

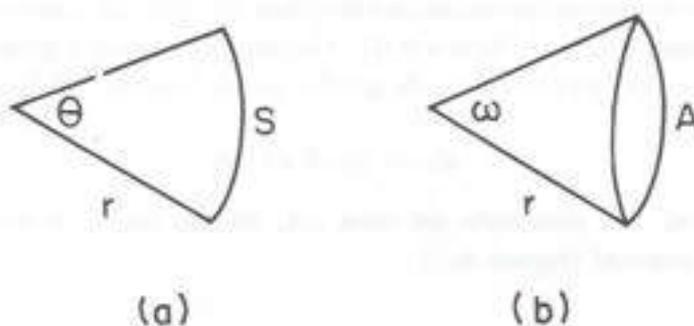


Figura 8.5

Naturalmente, se o ângulo θ compreender toda a circunferência, cujo perímetro é $2\pi r$, o ângulo será $\theta = 2\pi$ raios.

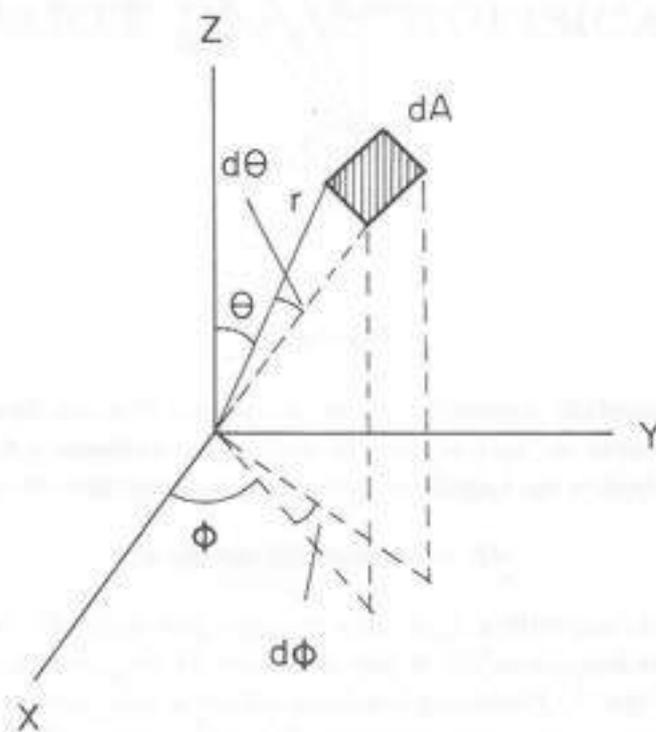


Figura 8.6

Analogamente, a figura 8.5b mostra um cone formado pela rotação das retas da figura 8.5a. A interseção do cone com uma esfera de raio r delimita uma área A na superfície da esfera. O ângulo sólido subtendido por esta área é simplesmente $\omega = A/r^2$, sendo medido em radianos esféricos ou esteradianos (sr). Neste caso, se o ângulo sólido compreender toda a esfera, cuja área de superfície é $4\pi r^2$, o ângulo sólido formado será $\omega = 4\pi$ esteradianos.

Frequentemente usamos coordenadas esféricas, em que um ponto no espaço é caracterizado pelas coordenadas (r, θ, ϕ) (figura 8.6). Considerando uma área elementar dA , vemos pela figura que $dA = (rd\theta)(r\text{sen}\theta d\phi)$, de modo que o ângulo sólido elementar subtendido pela área dA é

$$d\omega = \text{sen}\theta \, d\theta \, d\phi \quad (8.8)$$

Vamos considerar um elemento de área dA , de normal \mathbf{s} , e uma direção \mathbf{n} , fazendo um ângulo θ com a normal (figura 8.7).

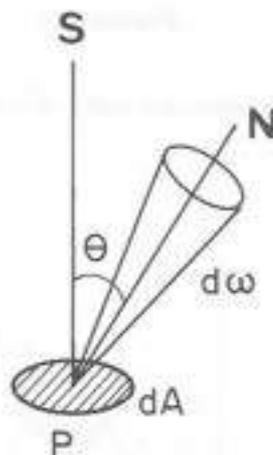


Figura 8.7

Definimos a *intensidade específica* $I_\nu(\mathbf{n})$ no ponto P e na direção \mathbf{n} como a energia no intervalo de frequência $d\nu$ que atravessa uma área unitária dA perpendicularmente à direção considerada, dentro do ângulo sólido $d\omega$ e no intervalo de tempo dt :

$$dE = I_\nu \cos\theta \, dA \, d\nu \, d\omega \, dt \quad (8.9)$$

Portanto, a intensidade específica I_ν é uma energia por unidade de área, por unidade de tempo, por unidade de ângulo sólido e por intervalo de frequência, e suas unidades usuais são $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}$. Podemos também definir a intensidade específica (e as demais quantidades vistas nesta seção) por intervalo de comprimento de onda I_λ , lembrando que $I_\nu d\nu = I_\lambda d\lambda$.

No caso mais geral, além da dependência com a *frequência*, a intensidade depende da *posição*, caracterizada pelo vetor de posição \mathbf{r} , da *direção*, caracterizada pelo vetor \mathbf{n}

(ou pelos ângulos θ e ϕ) e do tempo t , de modo que escrevemos $I_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{n}, t)$. Em muitos problemas, porém, a intensidade é função apenas da direção, podendo ser escrita $I_\nu(\mathbf{n})$ ou $I_\nu(\theta)$.

A intensidade I_ν (ou I_λ) como definida acima é uma intensidade monocromática, isto é, consideramos um feixe de radiação com frequências compreendidas no intervalo $\nu, \nu + d\nu$, sendo $d\nu$ teoricamente tão pequeno quanto se queira. Frequentemente estaremos interessados em quantidades integradas, compreendendo fótons de todas as frequências (ou comprimentos de onda). A intensidade integrada I é dada por

$$I = \int I_\nu d\nu \quad (8.10)$$

A intensidade média J_ν é simplesmente a média de I_ν tomada em todas as direções:

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int I_\nu d\omega \quad (8.11)$$

Vemos que, se a intensidade não depender da direção (caso isotrópico), I_ν pode ser removida da integral, de modo que $J_\nu = I_\nu$. A intensidade média integrada é

$$J = \int J_\nu d\nu = \frac{1}{4\pi} \int I d\omega \quad (8.12)$$

Consideremos novamente o elemento de área dA da figura 8.7. De modo geral, existe uma certa intensidade em todas as direções em torno do elemento, e estas intensidades não são necessariamente iguais. Considerando uma direção \mathbf{n} , caracterizada pelo ângulo θ com a normal, haverá um fluxo de radiação no ponto P e nesta direção se houver um transporte líquido, ou resultante, de energia atravessando o elemento de área dA . Em outras palavras, o fluxo F_ν à frequência ν numa direção \mathbf{n} corresponde à soma das intensidades em torno do ângulo sólido $d\omega$, ou

$$F_\nu = \int I_\nu \cos\theta d\omega = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I_\nu \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi \quad (8.13)$$

onde usamos os ângulos θ e ϕ e consideramos a normal \mathbf{n} coincidente com o eixo dos z . Portanto, o fluxo F_ν corresponde à energia líquida que se propaga por unidade de área, por unidade de tempo, e por intervalo de frequência, e suas unidades são $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$. O fluxo integrado será

$$F = \int F_\nu d\nu \quad (8.14)$$

No caso isotrópico, o fluxo é nulo, o que pode ser verificado pelas relações (8.13) e (8.14). Neste caso, a intensidade é a mesma em todas as direções, não havendo portanto um excesso de radiação em qualquer direção.

Para ilustrar o conceito de fluxo, vamos considerar uma estrela esférica de raio R . Seja L a luminosidade da estrela, isto é, a energia total emitida por segundo em todas as

direções e em todos os comprimentos de onda (as unidades de L são erg/s). O fluxo total na superfície da estrela será

$$F = \frac{L}{4\pi R^2} \quad (8.15)$$

ou seja, é a energia por unidade de área e por unidade de tempo que escapa da estrela em todos os comprimentos de onda. O Sol está muito próximo, de modo que podemos separar a radiação que vem de diferentes partes de sua superfície. Para as demais estrelas, medimos apenas a radiação integrada em toda a sua superfície visível. Se a estrela estiver a uma distância r , o fluxo $F(r)$ medido é

$$F(r) = \left(\frac{R}{r}\right)^2 F(R) = \frac{L}{4\pi r^2} \quad (8.16)$$

admitindo que a radiação estelar não é absorvida até atingir o topo da atmosfera terrestre.

(b) Sistemas de magnitudes

Durante muitos séculos, o brilho das estrelas foi medido por um sistema desenvolvido pelo astrônomo grego Hiparco, segundo o qual as estrelas mais brilhantes do céu tinham magnitude 1 (ou eram de primeira magnitude) e as mais fracas tinham magnitude 6 (ou eram de sexta magnitude). No século XIX foi proposta uma nova escala, matematicamente precisa, que se ajustava em primeira aproximação ao sistema antigo. De fato, as magnitudes definidas pelo sistema de Hiparco variam de maneira aproximadamente logarítmica com o fluxo observado. De acordo com a nova definição, duas estrelas de fluxos F_1 e F_2 têm *magnitude aparente* m_1 e m_2 dadas por

$$m_2 - m_1 = -2,5 \log \frac{F_2}{F_1} \quad (8.17)$$

Assim, se a estrela 2 for uma magnitude mais brilhante que a estrela 1, (ou $m_2 - m_1 = -1$), seus fluxos estarão na razão $F_2/F_1 = 2,5$, e assim por diante (tabela 8.2).

$m_2 - m_1$	F_2/F_1
-1	2,512
-2	6,310
-3	15,849
-4	39,811
-5	100,000

Tabela 8.2

Portanto, a diferença entre a estrela mais brilhante (magnitude 1) e a menos brilhante (magnitude 6) no sistema de Hiparco corresponde a cinco magnitudes, ou a um fator aproximadamente igual a 100 no fluxo observado.

Para uma estrela qualquer, a magnitude aparente m é definida por

$$m = \text{constante} - 2,5 \log F \quad (8.18)$$

A constante que aparece em (8.18) define o zero da escala, dependendo do sistema de magnitudes adotado. Mais uma vez, uma associação com o sistema de Hiparco é feita.

Se o fluxo na equação (8.18) for monocromático, a magnitude será monocromática. Se o fluxo for integrado, a magnitude será integrada, ou bolométrica. Na prática, os fluxos não são rigorosamente monocromáticos, compreendendo pequenos intervalos de comprimentos de onda. Da mesma forma, é difícil medir fluxos em todo o espectro, teoricamente necessários à determinação da magnitude bolométrica. O fluxo (ou magnitude) efetivamente medido depende da sensibilidade espectral do equipamento usado, incluindo o telescópio, filtros, placas fotográficas, fotomultiplicadoras, etc. Note-se que, para a determinação da magnitude aparente m devem ainda ser eliminados os efeitos da absorção atmosférica.

O sistema de magnitudes mais usado nos últimos 30 anos é o chamado sistema UBV de Johnson. Neste sistema, são definidas três magnitudes: a magnitude ultravioleta (m_u ou U), com maior sensibilidade na faixa de 3600 Å; a magnitude azul (m_b ou B), com maior sensibilidade em 4500 Å, e a magnitude visual (m_v ou V), com maior sensibilidade em 5500 Å. Este sistema é considerado um sistema de *banda larga*, já que o equipamento deve ter uma resposta em faixas relativamente largas do espectro (tipicamente 300-400 Å, ver figura 8.8).

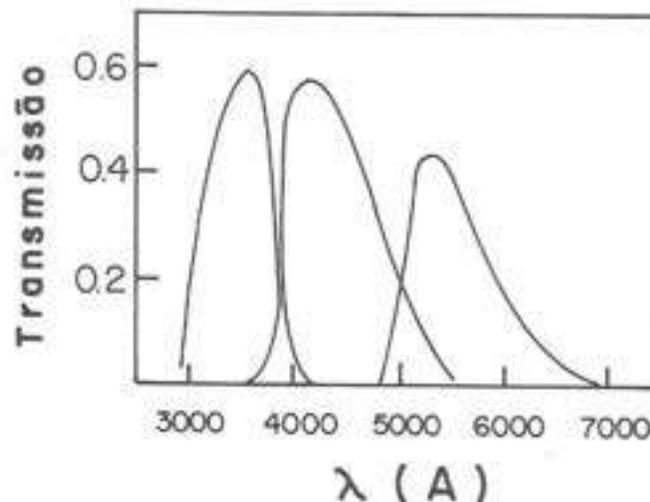


Figura 8.8

Na prática, a utilização do sistema UBV requer o uso de filtros, projetados para produzir a resposta mostrada na figura 8.8. Além disto, devem ser observadas algumas

estrelas de calibração, cujas magnitudes já sejam conhecidas previamente, para que o sistema possa ser reproduzido com precisão em qualquer observatório. O sistema original foi posteriormente estendido para a região do infravermelho, com as magnitudes I, J, K, L . Outros sistemas, tanto em banda larga como em banda estreita, são também usados, como o sistema $uvby$ de Strömngren e o sistema de Walraven.

Um dos parâmetros básicos de uma estrela é sua *distância*, a partir da qual é possível transformar propriedades aparentes, como a magnitude m , em propriedades intrínsecas. Existem diversos métodos indiretos de determinação de distâncias, mas a única maneira realmente direta aplicável a uma estrela é o método da *paralaxe trigonométrica* (figura 8.9). Este método consiste em observar uma estrela E contra o fundo das "estrelas fixas" (estrelas muito mais distantes que E), pelo menos duas vezes em um intervalo de seis meses. Neste tempo, a Terra terá se deslocado de T para T' , e a estrela parecerá ter modificado sua direção com relação às estrelas fixas de um ângulo $2p$. Conhecendo a linha de base $TS = 1 UA$ ($UA =$ unidade astronômica) e medindo a paralaxe p , a distância r (em UA) é dada por $r = 1/p$, onde p está em radianos. Medindo p em segundos de arco, definimos a unidade de distância *parsec* (pc) como a distância de uma estrela que possui uma paralaxe de um segundo de arco, ou seja, $r(pc) = 1/p(^{\circ})$.

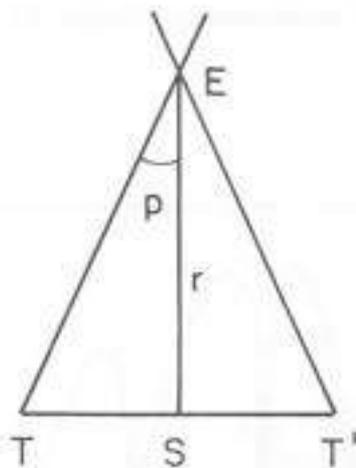


Figura 8.9

Vamos considerar novamente as equações (8.16) e (8.18). A magnitude aparente de uma estrela, em um dado sistema de magnitudes, pode ser escrita

$$m = \text{constante} - 2,5 \log \frac{L}{4\pi r^2} = \text{constante} + 5 \log r - 2,5 \log L \quad (8.19)$$

A magnitude aparente depende da luminosidade da estrela e também de sua distância, isto é, m será um número tanto maior quanto mais distante a estrela estiver. Frequentemente estamos interessados em uma medida intrínseca do brilho das estrelas, independente de sua

distância. Usamos então a *magnitude absoluta* M , definida como a magnitude da estrela a uma distância fixa de 10 pc. De (8.19)

$$M = \text{constante} + 5 - 2,5 \log L \quad (8.20)$$

Subtraindo (8.20) de (8.19), obtemos (com r em pc)

$$m - M = 5 \log r - 5 \quad (8.21)$$

A diferença $m - M$ é o *módulo de distância*, função apenas da distância r da estrela. A expressão (8.21) é a equação básica da fotometria estelar: relaciona as magnitudes aparente m e absoluta M de uma estrela em um dado sistema de magnitudes, com sua distância r . Esta expressão admite que não há nenhuma absorção da radiação estelar entre a estrela e o topo da atmosfera terrestre, o que não é correto. Como será visto mais tarde (capítulo 14), a extinção interestelar torna necessária a adição de uma correção ao segundo membro de (8.21).

8.3 Radiação de corpo negro

(a) Equilíbrio termodinâmico

Todos os objetos materiais emitem algum tipo de radiação eletromagnética: nosso corpo, um ferro elétrico aquecido, ou o Sol. A qualidade e a quantidade da radiação emitida dependem basicamente da temperatura dos objetos. Por exemplo, uma barra de ferro progressivamente aquecida torna-se vermelha, azulada e branca, modificando portanto a cor da radiação emitida à medida que sua temperatura aumenta.

Vamos considerar um tipo especial de objeto, que pode ser caracterizado por uma cavidade cujas paredes estão a uma certa temperatura T . Toda radiação emitida pelo objeto é reabsorvida pelas paredes, admitidas adiabaticamente isoladas do mundo exterior. As propriedades de um tal objeto, como por exemplo a intensidade da radiação em um certo comprimento de onda, serão constantes no tempo. De fato, a intensidade dependerá apenas da frequência (ou do comprimento de onda) e da temperatura. Nestas condições, o objeto está em *equilíbrio termodinâmico* (ET), e a radiação produzida é uma radiação de *corpo negro*. Vamos a seguir analisar este tipo de radiação, voltando à discussão do ET no próximo capítulo.

(b) A função de Planck

Vamos imaginar um pequeno orifício nas paredes da cavidade em ET , por onde uma pequena parte da radiação possa escapar, sem afetar sensivelmente a condição de equilíbrio. Neste caso, a intensidade monocromática da radiação pode ser descrita analiticamente pela chamada função de Planck (figura 8.10):

$$I_\nu = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (8.22)$$

onde h é a constante de Planck, e $k = 1,38 \times 10^{-16}$ erg K⁻¹ é a constante de Boltzmann. Podemos também definir uma função $B_\lambda(T)$, tal que $B_\lambda(T) d\lambda = B_\nu(T) d\nu$. No sistema usual de unidades, medimos $B_\nu(T)$ em erg cm⁻² s⁻¹ sr⁻¹ Hz⁻¹.

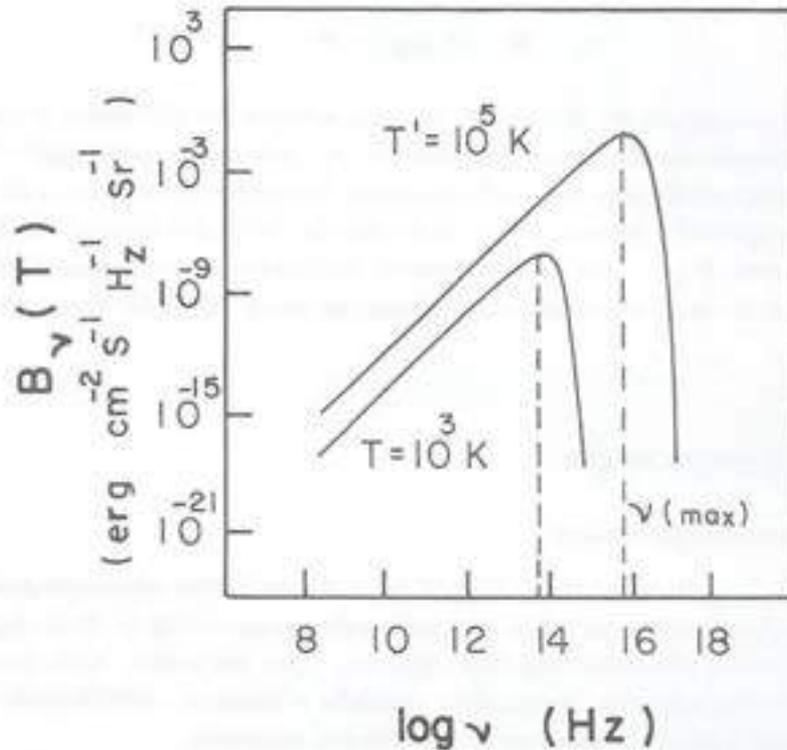


Figura 8.10

De acordo com a equação (8.22), a fixação de um único parâmetro (a temperatura T) permite que se determine univocamente a intensidade. Portanto, seria interessante se pudéssemos considerar uma estrela, por exemplo, como um corpo negro: neste caso, conhecendo T poderíamos obter imediatamente a intensidade e as demais quantidades importantes que caracterizam o campo de radiação. O fluxo seria

$$F = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi B_\nu(T) \cos\theta \sin\theta \, d\theta \, d\phi = 0 \quad (8.23)$$

Este resultado era de se esperar, pois em ET a intensidade é isotrópica, não havendo fluxo resultante em qualquer direção. Apesar disto, uma estrela pode ser considerada como um corpo negro em primeira aproximação, se considerarmos o fluxo parcial em um hemisfério, ignorando o hemisfério oposto. Neste caso

$$F_\nu^+ = B_\nu(T) \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \sin\theta \cos\theta \, d\theta = \pi B_\nu(T) \quad (8.24)$$

(c) A lei de Wien

A variação esquemática de $B_\nu(T)$ com ν está mostrada na figura 8.10, para dois corpos negros de temperaturas T e T' ($T' > T$). Para diferentes temperaturas, obtemos curvas semelhantes às da figura, deslocadas para cima (maiores temperaturas) ou para baixo (menores temperaturas).

A frequência em que a intensidade é máxima varia com a temperatura: derivando (8.22) e igualando a derivada a zero, obtemos a lei de Wien

$$h \nu(\max) = 2,821 k T \quad (8.25)$$

Esta relação mostra que, à medida que T aumenta, $\nu(\max)$ aumenta [ou $\lambda(\max)$ diminui]. Desta maneira, está explicado o fato mencionado anteriormente: uma barra de ferro a uma certa temperatura é vermelha, emitindo preferencialmente radiação vermelha; aumentando sua temperatura, deslocamos o máximo de sua emissão para comprimentos de onda menores, de modo que a barra torna-se esverdeada e azulada.

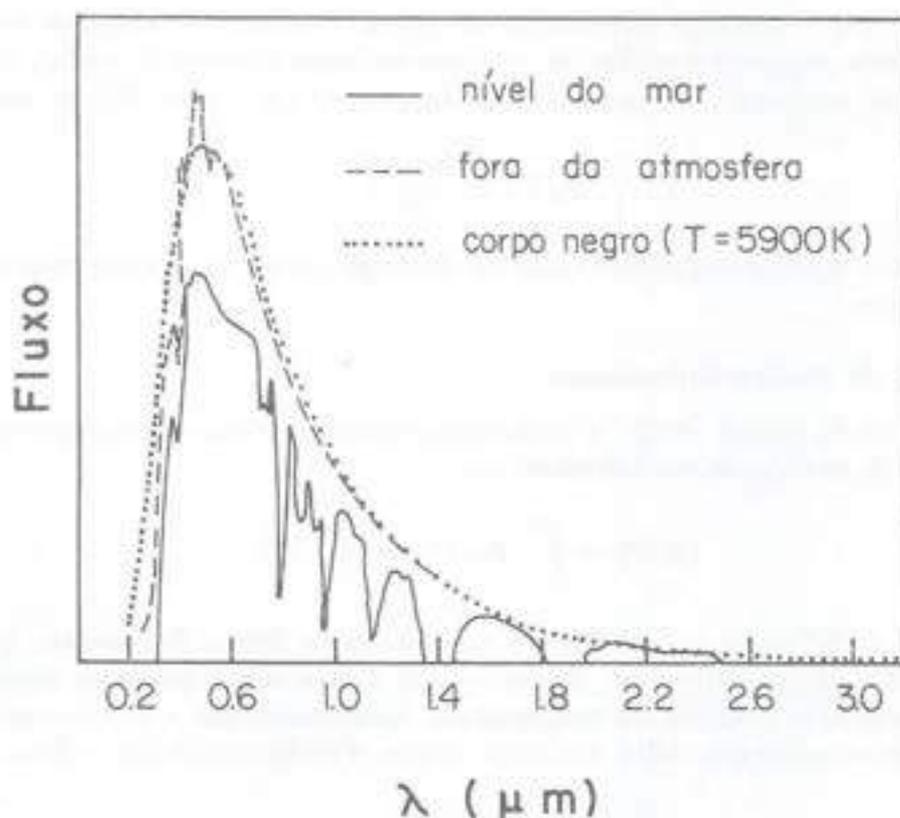


Figura 8.11

O mesmo ocorre com as estrelas: o Sol tem temperatura superficial da ordem de 5800 K, com o máximo de sua emissão em aproximadamente 5100 Å, correspondente à sua cor

amarelada (figura 8.11). Uma estrela gigante fria como Antares, com uma temperatura de 3000 K, emitirá principalmente na faixa infravermelha de 10 μm . Nossos olhos não são sensíveis a esta radiação, de modo que Antares nos parece avermelhada, o que pode ser observado facilmente em uma noite clara, já que esta é uma estrela muito brilhante ($V = 1,0$). No outro extremo, Sirius ($V = -1,45$) é uma estrela quente, com $T = 10000$ K e o máximo de sua emissão está em 2900 Å, no ultravioleta próximo, de forma que Sirius nos parece uma estrela azulada.

(d) Aproximações da função de Planck

A função $B_\nu(T)$ dada por (8.22) pode ser colocada em formas aproximadas ainda mais simples, em dois casos especiais. No primeiro caso, se $h\nu/kT \gg 1$, o que ocorre para altas frequências (ou pequenos comprimentos de onda), desde que a temperatura não seja muito alta, o denominador de (8.22) pode ser aproximado por $\exp(h\nu/kT)$, e

$$B_\nu(T) \cong \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT)} \quad (8.26)$$

A expressão (8.26) é chamada *distribuição de Wien*. No outro extremo, se $h\nu/kT \ll 1$, o que ocorre para pequenas frequências (ou grandes comprimentos de onda), desde que a temperatura não seja muito baixa, temos que $\exp(h\nu/kT) \cong 1 + h\nu/kT$, de modo que

$$B_\nu(T) \cong \frac{2\nu^2}{c^2} kT \quad (8.27)$$

Esta expressão é a chamada *distribuição de Rayleigh-Jeans*, de grande importância em Radioastronomia.

(e) A lei de Stefan-Boltzmann

Usando a lei de Planck (8.22), a intensidade emitida por um corpo negro em todos os comprimentos de onda pode ser calculada por

$$B(T) = \int_0^\infty B_\nu(T) d\nu = \frac{\sigma}{\pi} T^4 \quad (8.28)$$

onde $\sigma = 5,67 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ s}^{-1}$ é a *constante de Stefan-Boltzmann*. A expressão (8.28) é a *lei de Stefan-Boltzmann*, e mostra que a área sob a curva da figura (8.10) é proporcional à quarta potência da temperatura. Lembrando que o fluxo monocromático de uma estrela, considerada como um corpo negro, é dado por (8.24), o fluxo integrado será

$$F^\dagger = \int F_\nu^\dagger d\nu = \pi \int B_\nu(T) d\nu = \sigma T^4 \quad (8.29)$$

Entretanto, a estrela não é um corpo negro, isto é, suas camadas externas, de onde provém a radiação, não estão exatamente em ET . Neste caso, escrevemos para o fluxo da estrela

$$F = \sigma T_{ef}^4 \quad (8.30)$$

onde *definimos* um parâmetro chamado *temperatura efetiva* T_{ef} . Considerando novamente uma estrela esférica de raio R , luminosidade L , e usando (8.15) e (8.30) obtemos

$$L = 4 \pi R^2 \sigma T_{ef}^4 \quad (8.31)$$

A temperatura efetiva de uma estrela é portanto a temperatura de um corpo negro que emite a mesma quantidade de energia por unidade de área e por unidade de tempo. O Sol, por exemplo, tem uma temperatura efetiva da ordem de 5800 K. Como será visto mais tarde (capítulos 11 e 12), a expressão (8.31) é uma das equações fundamentais da Astrofísica estelar.

Capítulo 9

ESPECTROS E ESTRUTURA ATOMICA

Walter J. Maciel

9.1 As leis de Kirchhoff

O conhecimento sobre os processos de emissão e absorção da radiação foi resumido em 1859 por Gustav Kirchhoff (1824-1887), nas leis conhecidas como *leis de Kirchhoff*:

primeira lei – Um sólido, um líquido, ou um gás a alta pressão, quando aquecido, produzirá um espectro contínuo de emissão.

segunda lei – Um gás a baixa pressão e a uma temperatura suficientemente alta produzirá um espectro de linhas brilhantes de emissão.

terceira lei – Um gás a baixa pressão (e baixa temperatura) entre uma fonte de radiação contínua e um observador produzirá um espectro de linhas de absorção, isto é, um conjunto de linhas escuras superpostas ao espectro contínuo.

A explicação correta das leis de Kirchhoff deveria ainda esperar a consolidação das propriedades ondulatórias e corpusculares da radiação eletromagnética, bem como a definição da estrutura da matéria, o que só viria a ocorrer no final do século XIX e início do século XX. A constatação de que os diversos elementos produziam sempre um conjunto característico de linhas de emissão ou absorção teve importância fundamental na identificação da presença de certos elementos nas estrelas e nebulosas, a partir de observações ainda do século XIX. Em especial, pode-se destacar as linhas observadas no espectro solar por Joseph Fraunhofer (1787-1826) (figura 9.1) e as famosas linhas nebulares observadas por William Huggins (1824-1910).



Figura 9.1

9.2 Estrutura atômica

(a) Átomo de Rutherford

De acordo com a teoria atômica da matéria, esta é composta de pequenas partículas chamadas *átomos*, cujos principais componentes são um *núcleo* contendo *prótons* e *nêutrons* envolvidos por uma nuvem de *elétrons*.

A distribuição espacial das partículas atômicas foi objeto do modelo nuclear proposto em 1911 por Ernest Rutherford (1871–1937), em que os elétrons orbitavam em torno do núcleo como os planetas em torno do Sol (figura 9.2).

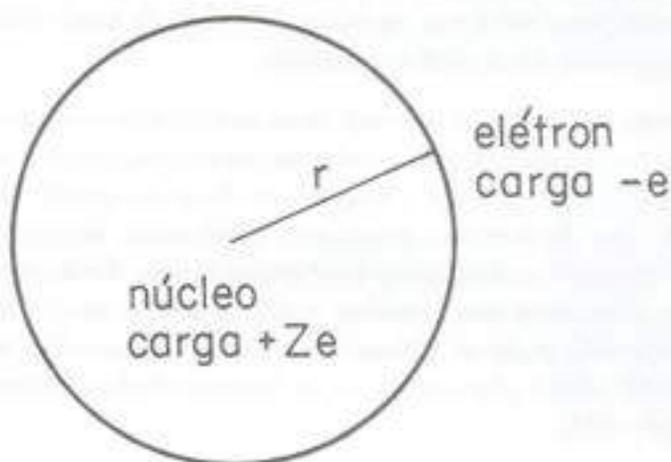


Figura 9.2

Enquanto que, no sistema solar, as forças gravitacionais eram dominantes, no modelo de Rutherford a configuração dinâmica do átomo era definida pelas forças elétricas ou coulombianas entre os prótons e elétrons. Entretanto, partículas carregadas, como os elétrons, em órbitas circulares, estão constantemente sendo aceleradas, de modo que deveriam emitir radiação, segundo a teoria eletromagnética. A perda de energia pela radiação causaria o colapso dos elétrons sobre o núcleo, comprometendo a estabilidade do átomo. Este problema foi resolvido por Niels Bohr (1885–1962), segundo o qual (i) apenas um certo número de órbitas é permitido, isto é, as órbitas são discretas, ou quantizadas, e (ii) nestas órbitas o elétron não emite radiação.

(b) Átomo de Bohr

As órbitas permitidas no átomo de Bohr são aquelas em que a quantidade de movimento angular orbital do elétron é um múltiplo inteiro de $h/2\pi$, onde h é novamente a constante de Planck. Para um elétron de massa $m = 9,11 \times 10^{-28}$ g em movimento circular de raio r com velocidade v em torno do núcleo, o postulado de Bohr pode ser escrito

$$m v r = \frac{n h}{2\pi} \quad n = 1, 2, \dots \quad (9.1)$$

onde n é um número inteiro chamado *número quântico principal*. Sendo Ze a carga do núcleo (onde $e = 4,80 \times 10^{-10} \text{ g}^{1/2} \text{ cm}^{3/2} \text{ s}^{-1}$), a força centrípeta sobre o elétron deve ser equilibrada pela atração coulombiana entre o elétron e o núcleo, ou

$$\frac{m v^2}{r} = \frac{Z e^2}{r^2} \Rightarrow v^2 = \frac{Z e^2}{m r} \quad (9.2)$$

De (9.1) e (9.2) obtemos

$$r = n^2 \frac{h^2}{4 \pi^2 m e^2 Z} \quad (9.3)$$

A equação (9.3) mostra que apenas determinadas órbitas são possíveis, já que n^2 pode ter os valores 1, 4, 9, etc. Naturalmente, a órbita de menor raio corresponde a $n = 1$, sendo conhecida como o *estado fundamental*.

A energia total das órbitas, composta da energia cinética e potencial, é

$$E_n = \frac{m v^2}{2} - \frac{Z e^2}{r} = -\frac{Z e^2}{2 r} = -\frac{2 \pi^2 m e^4 Z^2}{h^2 n^2} = -13,6 \frac{Z^2}{n^2} \text{ eV} \quad (9.4)$$

onde usamos (9.2) e (9.3) e o fato de que $1 \text{ eV} = 1,60 \times 10^{-12} \text{ erg}$. Para valores pequenos de n ($n = 1, 2, \dots$), $E \ll 0$, ou seja, o elétron está fortemente ligado ao núcleo. Quando n tende a infinito, E tende a zero. Além deste ponto, $E > 0$, e o elétron não está mais ligado ao núcleo, podendo ocupar órbitas hiperbólicas contínuas, isto é, com qualquer energia. De acordo com a teoria de Bohr, a emissão (ou absorção) de radiação ocorre quando o elétron passa de uma órbita para outra, e a energia emitida (ou absorvida) é igual à diferença entre as energias das duas órbitas. Por exemplo, a figura 9.3 mostra duas órbitas 1 e 2 de energia E_1 e E_2 , tal que $E_2 > E_1$. Considerando o salto do elétron de 2 para 1, haverá emissão de um quantum de frequência ν e energia $h\nu$.

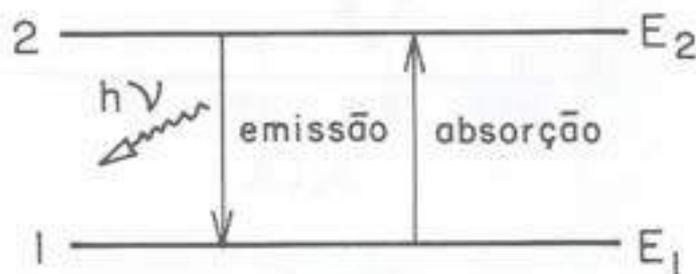


Figura 9.3

Portanto,

$$\Delta E = E_2 - E_1 = h \nu \quad (9.5)$$

No processo inverso, o elétron salta de 1 para 2, absorvendo uma energia ΔE dada também por (9.5). Usando (9.4) e (9.5), a frequência do fóton envolvido é

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h} = \frac{2 \pi^2 m e^4}{h^3} Z^2 \left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right] \quad (9.6)$$

Vamos aplicar a teoria do átomo de Bohr ao átomo mais simples, o hidrogênio, contendo um próton e um elétron. Com $Z = 1$ na equação (9.6), obtemos

$$\frac{1}{\lambda} = R \left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right] \quad (9.7)$$

onde introduzimos a *constante de Rydberg*, $R = 2 \pi^2 m e^4 / c h^3 = 1,097 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$.

A expressão (9.7) mostra que para um dado nível n_1 , existe uma *série* de comprimentos de onda (ou frequências) correspondentes aos diversos valores de n_2 , a partir de $n_2 = n_1 + 1$. Para o nível 1, $n_1 = 1$, e (9.7) pode ser escrita

$$\frac{1}{\lambda} = R \left[1 - \frac{1}{n^2} \right] \quad n = 2, 3, \dots \quad (9.8)$$

que é a *série de Lyman*. Considerando a primeira linha da série, $n = 2$, e $\lambda = 1216 \text{ \AA}$, que é a chamada linha Lyman- α , na região ultravioleta do espectro.

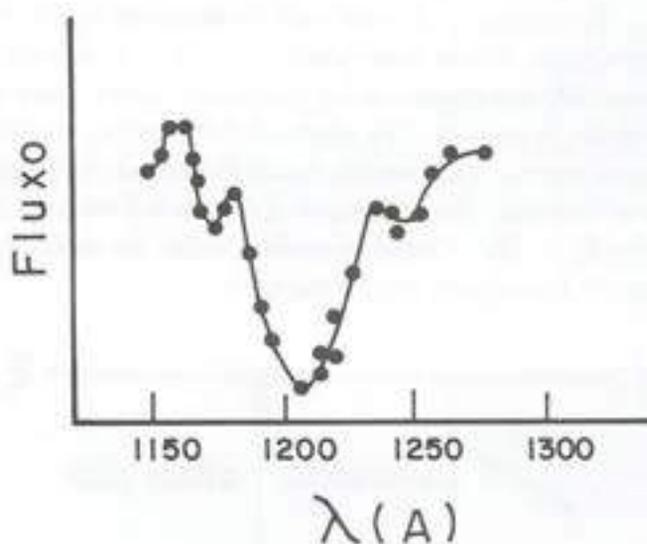


Figura 9.4

Por exemplo, a figura 9.4 mostra esta linha produzida pela absorção do gás interestrelar na direção da nebulosa planetária He2-131 (ver a terceira lei de Kirchhoff). Uma nebulosa planetária é uma nuvem de gás em volta de uma estrela muito quente (capítulo 12). A radiação ultravioleta produzida pela estrela é absorvida pelo gás interestrelar (capítulo 14), produzindo a linha de absorção da figura 9.4.

Aplicando a equação (9.7) ao nível $n_1 = 2$, obtemos a *série de Balmer*

$$\frac{1}{\lambda} = R \left[\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right] \quad n = 3, 4, \dots \quad (9.9)$$

As quatro primeiras linhas desta série estão relacionadas na tabela 9.1. Estas linhas podem ser vistas em absorção no espectro solar (figura 9.1).

n	$\lambda(\text{Å})$	nome
3	6563	H α
4	4861	H β
5	4340	H γ
6	4102	H δ

Tabela 9.1

Outras séries existem, como as de *Paschen*, *Brackett* e *Pfund*, para $n_1 = 3, 4,$ e $5,$ respectivamente. A figura 9.5 mostra as primeiras linhas de cada uma.

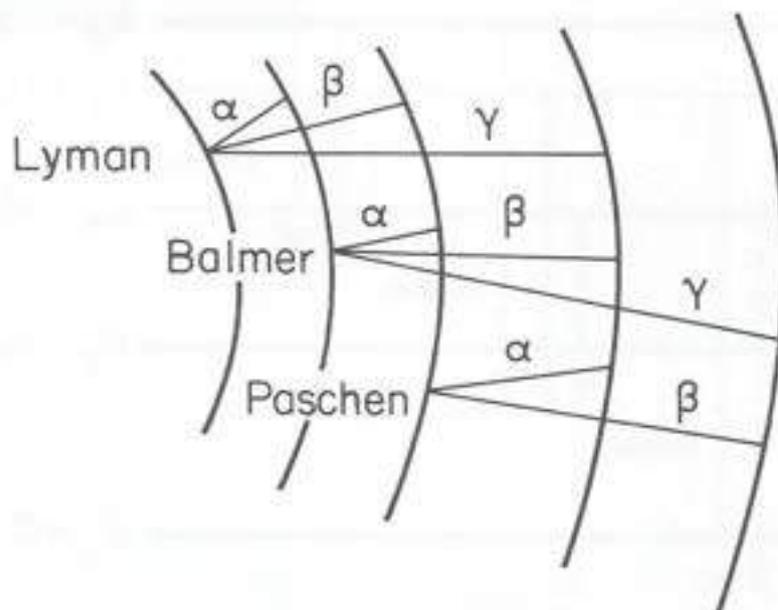


Figura 9.5

(c) Diagramas de níveis de energia

Vamos considerar novamente a equação (9.4), escrevendo para a energia do nível n do átomo de H

$$E_n = -\frac{2\pi^2 m e^4}{h^2} \frac{1}{n^2}$$

Vamos modificar a definição de E_n , normalizando a escala de energia, isto é, subtraindo de E_n a energia E_1 do estado fundamental, fazendo com que E_1 seja agora igual a zero:

$$E_n = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2} \left[1 - \frac{1}{n^2} \right] \quad (9.10)$$

A teoria de Bohr não permite conhecer as propriedades dos átomos mais complexos, e mesmo propriedades básicas do átomo mais simples, o H. Na verdade, a disciplina da *Mecânica Quântica* é necessária para prever com precisão as propriedades da emissão e absorção da radiação pelos átomos. Da mesma forma, moléculas como o H_2 e CO, abundantes nas nuvens interestelares e nas atmosferas de estrelas frias, têm espectros mais complexos que os átomos, já que podem sofrer vibrações e rotações. O conceito *geométrico* inerente ao átomo de Bohr não pode ser estendido aos átomos mais complexos, em que se pode falar mais propriamente da probabilidade de ocorrência de uma nuvem eletrônica com uma determinada energia. Podemos neste curso ignorar tal tratamento, considerando para os átomos, simples ou complexos, uma extensão do diagrama da figura 9.5, o chamado *diagrama de níveis de energia*.

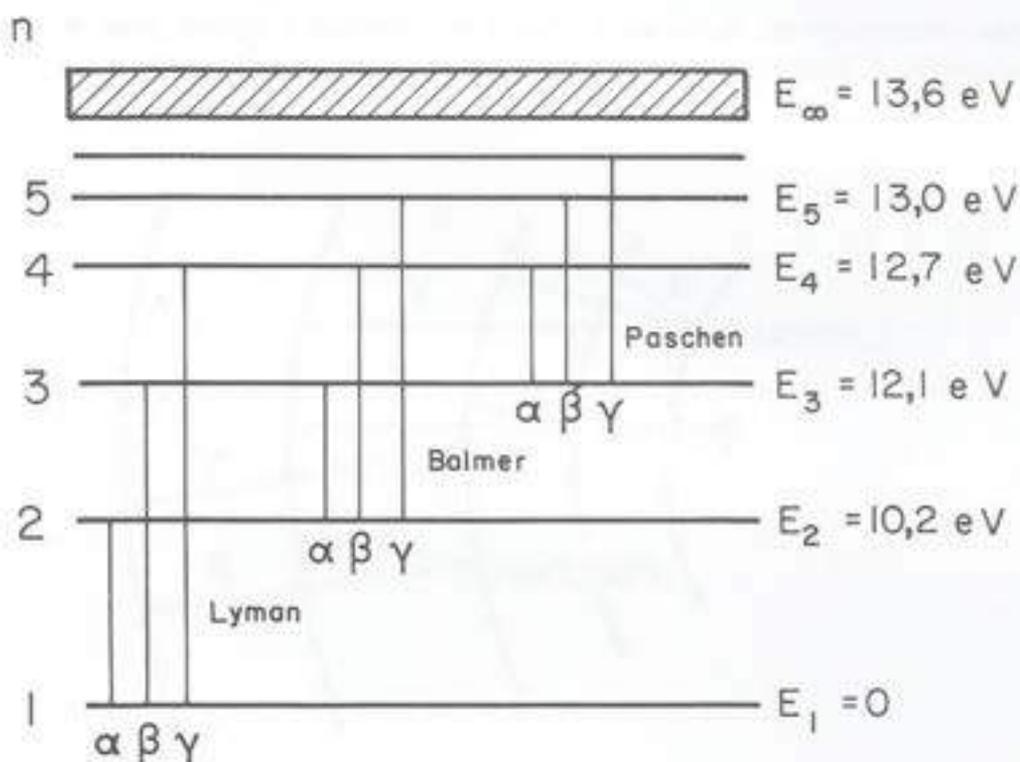


Figura 9.6

Para o H (ver a equação 9.10), temos o diagrama da figura 9.6. As energias indicadas à direita nesta figura são calculadas por (9.10). Vemos que $E_1 = 0$ e $E_\infty = 13,6 \text{ eV}$. Desta forma, o elétron está ligado ao átomo desde que $E < 13,6 \text{ eV}$. Para valores maiores, não há mais níveis discretos, isto é, o elétron tem uma distribuição contínua de energia. A energia de $13,6 \text{ eV}$ é o *potencial de ionização* do H, a energia necessária para ionizar (libertar o elétron) o átomo de H a partir do seu estado de menor energia.

Vamos considerar a figura 9.7, que mostra um diagrama de níveis de energia esquemático para um átomo qualquer. Nesta figura estão indicados alguns dos principais processos de ganho e perda de energia, com ou sem a emissão e absorção de fótons.

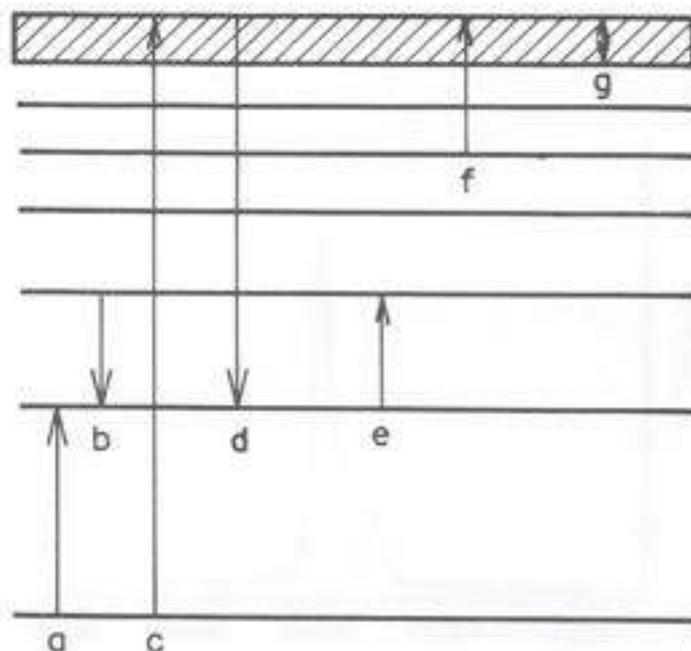


Figura 9.7

Como já foi visto, o nível de energia mais baixo é o *estado fundamental*. Os demais níveis são os estados *excitados*. O conjunto dos níveis com energia maior que o potencial de ionização é o chamado *contínuo* (parte hachurada). Uma transição é a passagem de um nível a outro, ou de um nível ao contínuo, e vice-versa. Se um dos níveis envolvidos for o estado fundamental, fala-se de uma *transição ressonante*. Caso contrário, temos uma *transição subordinada*. Uma transição de um nível inferior para um nível superior chama-se *excitação* (transição *a*, na figura 9.7). Um átomo pode se excitar pela absorção de um fóton (*excitação radiativa*) ou pela colisão com outra partícula (*excitação colisional*). Inversamente, uma transição de um nível superior para um nível inferior é uma *desexcitação* (transição *b*), podendo ser radiativa, se um fóton for emitido, ou colisional, se a diferença de energia entre os dois níveis for comunicada a uma outra partícula por uma colisão. Um exemplo de uma desexcitação radiativa produzindo uma linha de emissão está mostrado na figura 9.8, onde podem ser vistas as linhas $\lambda 4959 \text{ \AA}$ e $\lambda 5007 \text{ \AA}$ do oxigênio duas vezes ionizado na nebulosa planetária He2-207. Estas linhas são proibidas, isto é, a probabilidade da transição correspondente é muito baixa, só ocorrendo devido às baixas densidades reinantes nas nebulosas.

A transição de um estado ligado para o contínuo é uma *ionização* (transição *c*), podendo também ser *radiativa* ou *colisional*. Neste caso, o elétron deixa de estar ligado ao núcleo, tornando-se livre. Como vimos, a energia necessária para ionizar um átomo

a partir de seu estado fundamental é o *potencial de ionização*. O processo inverso, isto é, a passagem de um elétron livre para um nível ligado qualquer chama-se *recombinação* (transição *d*), podendo também ser *radiativa* ou *colisional*. Geralmente, no processo de recombinação, o elétron ocupa um nível excitado, decaindo para o estado fundamental em quedas sucessivas, um processo chamado *cascata*.

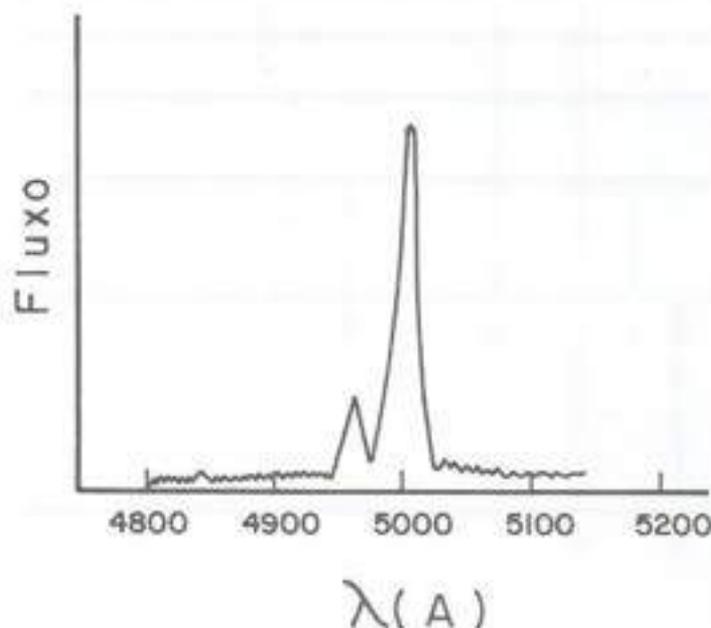


Figura 9.8

Uma transição envolvendo dois estados ligados é chamada transição *ligado-ligado* (“bound-bound”, transições *a, b, c*). Se um dos estados for livre, temos uma transição *ligado-livre* (“bound-free”, transições *c, f*), ou transição *livre-ligado* (“free-bound”, transição *d*). Se ambos os estados forem livres, temos uma transição *livre-livre* (“free-free”, transição *g*). Esta transição corresponde, no modelo de Bohr, a uma mudança de uma órbita hiperbólica para outra. Um exemplo está na figura 9.9, onde se mostra a emissão livre-livre em rádio da nebulosa planetária NGC 7027.

9.3 Linhas espectrais: intensidade e alargamento

A radiação emitida (ou absorvida) em transições ligado-ligado constitui as *linhas espectrais*, isto é, o átomo emite (ou absorve) energia essencialmente na frequência $\nu = \Delta E/h$, onde ΔE é a diferença entre as energias dos dois níveis envolvidos. Na verdade, frequências próximas a esta são também emitidas (ou absorvidas), ou seja, a linha não é infinitamente estreita, o que se deve a diversos processos de *alargamento* (figura 9.10 a,b).

Um nível de energia qualquer não é infinitamente fino, correspondendo na realidade a um certo intervalo finito de energias δE , isto é, os níveis são naturalmente *borrados*, o que é uma consequência do *princípio da incerteza de Heisenberg*.

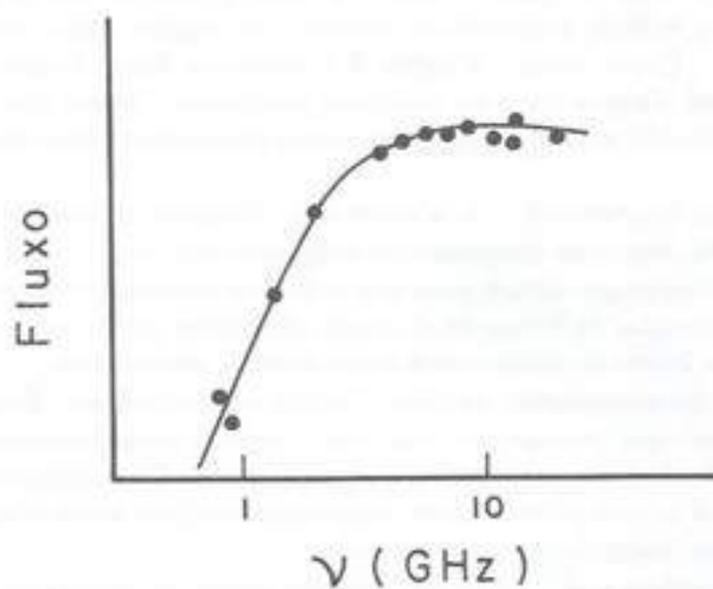


Figura 9.9

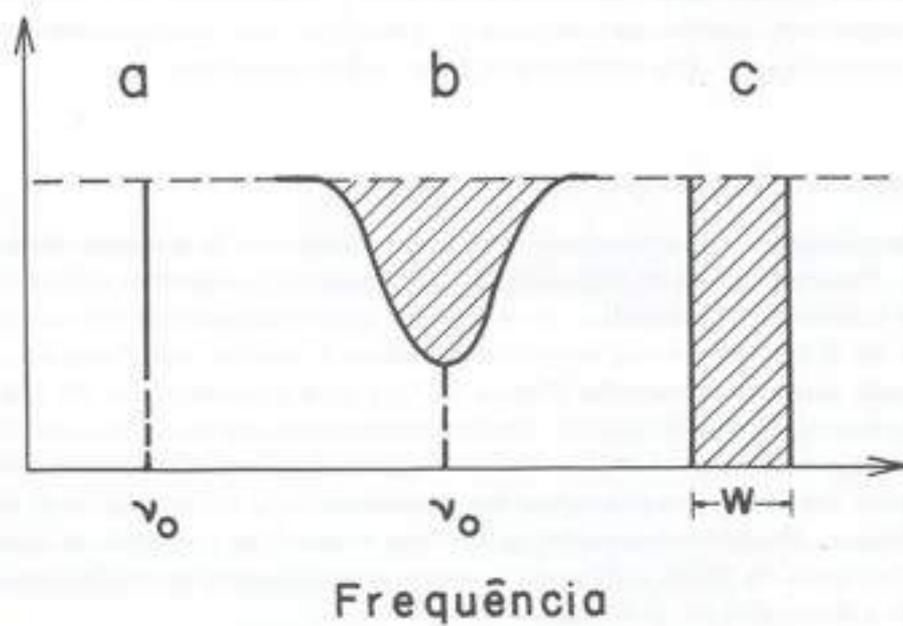


Figura 9.10

Desta forma, a diferença de energia usada para obter a frequência não é exatamente ΔE , podendo ser um pouco maior ou menor, estendendo a linha para as frequências vizinhas da frequência central ν (figura 9.10b). Assim, a linha apresenta um *perfil*, que pode ou não ser simétrico com relação à frequência central. As regiões mais distantes do centro da linha são as *asas*. Como vimos, a figura 9.4 mostra a linha Lyman- α em absorção no meio interestelar na direção de uma nebulosa planetária. Neste caso, o alargamento é essencialmente produzido pela *espessura* dos níveis envolvidos, constituindo o chamado *alargamento natural*.

Outro mecanismo importante é o *alargamento Doppler térmico*. A existência de partículas (por exemplo, em uma atmosfera estelar) movendo-se com uma certa velocidade relativa à fonte de radiação produzirá uma absorção (ou emissão) deslocada do centro da linha (capítulo 8). Exemplos de linhas de absorção alargadas podem ser vistos no espectro solar (figura 9.1), com linhas produzidas na atmosfera do próprio Sol.

Outros processos de alargamento são importantes em Astrofísica. Em gases mais densos ocorre o *alargamento por pressão, ou colisional*, isto é, a proximidade dos átomos, íons e elétrons produz perturbações em seus níveis de energia, com o conseqüente alargamento das linhas espectrais. A presença de campos magnéticos também afeta a largura das linhas, como o desdobramento previsto pelo *efeito Zeeman*.

Desta forma, as linhas reais, tanto em emissão como em absorção, apresentam um perfil que pode ser determinado observacionalmente se a resolução for suficientemente alta. Muitas vezes conseguimos obter apenas uma medida global da linha, a chamada *largura equivalente W*. Esta é a largura de uma linha "retangular" cuja área é igual à da linha real (figura 9.10 c). A intensidade de uma linha espectral (ou sua largura equivalente) depende essencialmente do *número* de partículas absorvedoras (ou emissoras), além de propriedades intrínsecas do íon considerado, expressas como uma probabilidade de transição. Portanto, a partir dos espectros observados podemos em princípio obter informações básicas sobre a estrutura e composição do gás responsável pelas linhas espectrais.

9.4 Interpretação de espectros

Um dado objeto produz normalmente radiação contínua e linhas espectrais, geralmente em absorção. Podemos voltar às figuras 8.11 e 9.1 e observar o espectro visível do Sol: temos uma emissão contínua característica de um gás a uma temperatura da ordem de 6000 K (primeira lei de Kirchhoff) e um conjunto de linhas e bandas em absorção superpostas, produzidas pela atmosfera terrestre (figura 8.11) e pela atmosfera do Sol (figura 9.1), de acordo com a terceira lei de Kirchhoff. Outras estrelas têm espectros característicos de sua temperatura superficial (figura 8.11). Por exemplo, estrelas muito quentes têm linhas do H relativamente fracas, já que para altas temperaturas todo o H encontra-se ionizado, não produzindo linhas. No extremo oposto, as estrelas muito frias apresentam intensas bandas moleculares (como as do TiO), indicando que suas temperaturas são suficientemente baixas para permitir a formação de moléculas.

A interpretação de espectros constitui um dos trabalhos fundamentais dos astrofísicos. Obtido um espectro, é necessário identificar as linhas, isto é, identificar os íons que as produziram; estudar os processos que causaram o seu alargamento, os quais dependem das

condições físicas das camadas onde as linhas foram formadas. E, finalmente, comparar a intensidade medida com a intensidade prevista pela teoria. Se estes passos tiverem sucesso, será possível então determinar as propriedades físicas da região, como a pressão, temperatura, e também sua composição química.

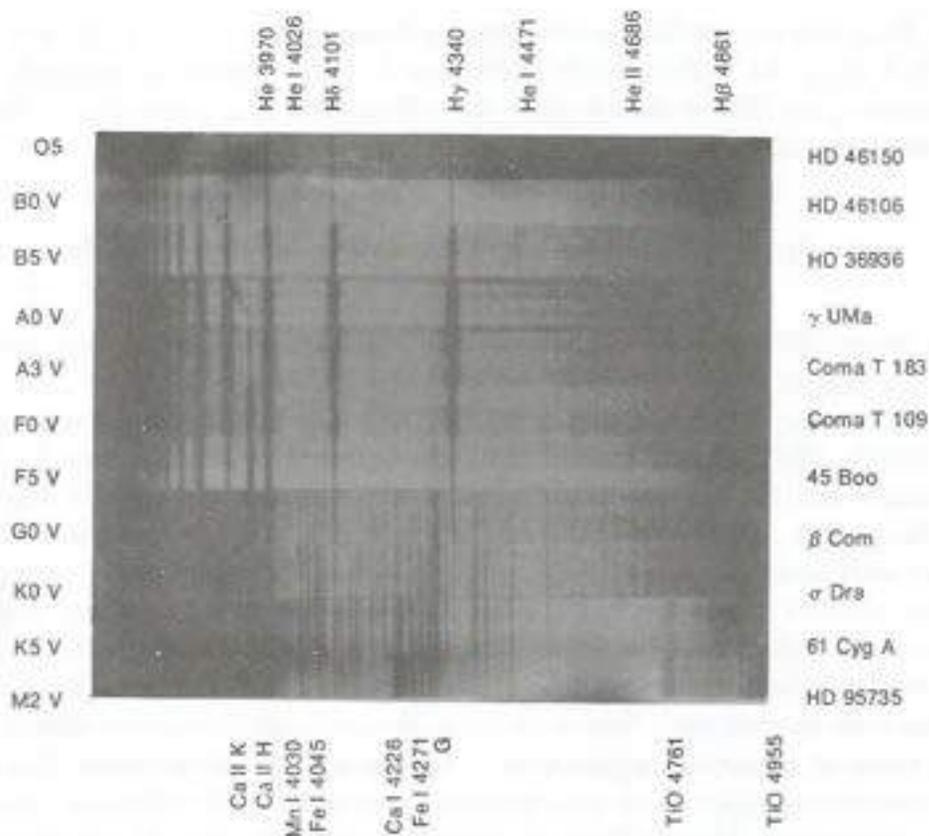


Figura 9.11

Frequentemente admitimos que a emissão e absorção da radiação ocorre em *equilíbrio termodinâmico (ET)*, ou em *equilíbrio termodinâmico local (ETL)*, uma forma menos restritiva do *ET*. Neste caso, além das propriedades discutidas no capítulo 8, é possível obter várias relações importantes sobre a estrutura da matéria, as quais dependem essencialmente da temperatura T . Por exemplo, podemos determinar a distribuição das partículas nos diversos níveis de energia de um átomo ou íon pela *equação de excitação de Boltzmann*

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp - [E_2 - E_1]/kT \quad (9.11)$$

onde consideramos dois níveis 1 e 2, de energias E_1 e E_2 e densidades N_1 e N_2 , caracterizados pelos pesos estatísticos g_1 e g_2 . Nesta equação, as energias e pesos estatísticos são conhecidos para os diversos níveis, de modo que as populações dependem apenas da

temperatura. Analogamente, a distribuição segundo os diversos estágios de ionização dos átomos pode ser descrita pela equação de ionização de Saha

$$\frac{N_{i+1} N_e}{N_i} = \left[\frac{2 \pi m k T}{h^2} \right]^{3/2} \frac{2 B_{i+1}}{B_i} \exp - I_i / k T \quad (9.12)$$

onde N_i e N_{i+1} são as densidades dos estágios de ionização i e $i + 1$, N_e é a densidade de elétrons, B_i e B_{i+1} são as funções de partição e I_i é o potencial de ionização do estágio i .

Finalmente, em *ET* a distribuição de velocidades das partículas é dada pela distribuição de Maxwell-Boltzmann

$$p(v, \theta, \phi) dv d\omega = \left[\frac{m}{2 \pi k T} \right]^{3/2} \exp[-(m v^2 / 2 k T)] v^2 dv d\omega \quad (9.13)$$

onde p é a probabilidade de que uma partícula com massa m tenha uma velocidade entre v e $v + dv$ no ângulo sólido $d\omega$.

De acordo com a hipótese básica do *ET*, as propriedades dos gases, descritas pelas equações (9.11) – (9.13) dependem de um único parâmetro, a temperatura T . Em equilíbrio termodinâmico estrito, a temperatura que aparece nestas equações é rigorosamente a mesma. Na prática, desvios do *ET* sempre ocorrem, de modo que são definidas a temperatura de excitação (equação 9.11), a temperatura de ionização (equação 9.12) e a temperatura cinética (equação 9.13), além da temperatura de radiação (equação 8.22). Como será visto mais tarde (capítulo 11), o *ET* é uma excelente aproximação para os interiores estelares, perdendo a validade nas camadas mais rarefeitas das atmosferas das estrelas e no meio interestelar. Nestes casos, a interpretação é mais complexa. É necessário identificar todos os processos importantes e analisá-los individualmente. Por exemplo, em restos de supernovas, observa-se a ocorrência de processos não térmicos como a radiação síncrotron, em que um feixe de elétrons emite radiação pela ação de um campo magnético (capítulo 14).

Capítulo 10

INSTRUMENTAÇÃO EM ASTROFÍSICA

Ruth B. Gruenwald

Como vimos anteriormente (capítulo 8), a maior parte da informação que possuímos sobre o Universo nos chega em forma de radiação eletromagnética. A importância dessa radiação não é devida a uma razão física fundamental, mas a uma evolução histórica, pelo papel do olho humano, sensível a essa radiação. O olho humano, diferentemente dos outros sentidos, pode, sem nenhuma ajuda tecnológica, captar e transcrever uma informação emitida a enormes distâncias. Por exemplo, Andromeda, uma galáxia situada a 690 kpc, pode ser vista a olho nu no hemisfério Norte.

Neste capítulo, vamos estudar como essa importante fonte de informação, a radiação eletromagnética proveniente dos diferentes objetos do Universo, pode ser coletada e armazenada pelos equipamentos existentes.

10.1 Atmosfera terrestre e sítios astronômicos

A atmosfera terrestre não é igualmente transparente para todo o espectro eletromagnético, como podemos ver na figura 10.1, que mostra a transmissão da atmosfera em função do comprimento de onda da radiação incidente. Na figura, a abscissa e a ordenada indicam, respectivamente, o comprimento de onda e a distância ao solo em quilômetros.

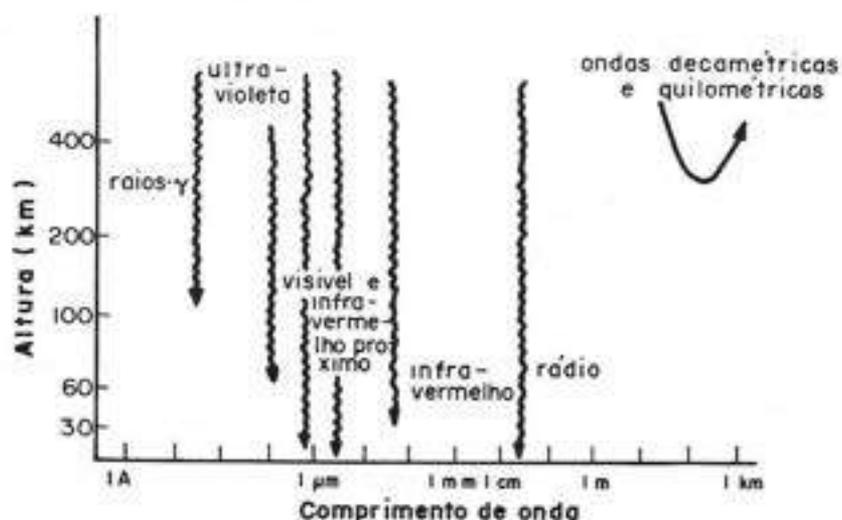


Figura 10.1

Como indica a figura 10.1, a atmosfera terrestre absorve radiação eletromagnética na maioria dos comprimentos de onda. Entretanto, há faixas de comprimentos de onda (*bandas*)

nas quais a atmosfera é praticamente transparente, e duas dessas bandas são suficientemente largas para serem de grande importância. Essas bandas são também conhecidas como *janelas* (ver capítulo 8, tabela 8.1).

A mais familiar é a *janela óptica* que se estende de 3500 a 7500 Å. É aproximadamente a faixa onde a radiação é sensível ao olho humano. A segunda banda é a *janela rádio*, que se estende entre 1 mm e 20 m. Portanto, observações na superfície da Terra somente poderão ser feitas na região do visível (óptico) e rádio. Existem ainda pequenas bandas no infravermelho próximo, entre 0,7 e 10 μm .

Observações em outras faixas do espectro eletromagnético devem, portanto, ser feitas acima do solo, em alturas onde a atmosfera não afeta as medidas. Consequentemente, a localização dos instrumentos coletores de radiação varia segundo a região do espectro a ser observada. Na tabela 10.1 são dados os principais agentes de absorção e os sítios normalmente utilizados nas observações das diferentes regiões do espectro eletromagnético.

região espectral	λ ou E	agente	sítios
	$\lambda > 30$ m	reflexão na ionosfera	
rádio	10 mm – 30 m		solo
milimétrica	1 – 10 mm	vapor de água	altos e secos
sub-milimétrica	0,3 – 1 mm	moléculas	balões ou
IV distante	10 – 300 μm	moléculas	jatos
IV próximo	1 – 10 μm	moléculas	solo*
óptico	3000 – 10000 Å		solo
UV próximo	1000 – 3000 Å	ozônio (O_3)	satélites
UV distante	100 – 1000 Å	H interestelar	
raios X moles	10 – 100 Å	abs. atômica	satélites
raios X duros	1 – 100 keV	abs. atômica	balões ou
raios γ	$E > 1$ MeV	abs. nuclear	satélites

* nessa região espectral existem várias janelas pequenas, de grande transparência, que podem ser observadas do solo.

Tabela 10.1

Mesmo para observações realizadas no solo, procura-se colocar os instrumentos em locais altos com baixa nebulosidade, e evitam-se lugares onde haja poluição (do ar e luminosa) causada pela civilização. Uma alternativa é colocar os instrumentos em satélites, mesmo para a observação de regiões espectrais acessíveis a partir do solo.

A radiação visível atravessa a atmosfera terrestre, mas é no entanto afetada, e os efeitos mais importantes são a *extinção* (espalhamento e absorção) e a *refração*.

(a) Extinção

A luz é espalhada ao interagir com uma partícula, e o espalhamento depende do comprimento de onda da luz e do tamanho da partícula espalhadora. Para partículas com tamanho da ordem ou menor que o comprimento de onda do fóton incidente (por exemplo, luz visível incidindo em moléculas ou partículas de poeira de $1 \mu\text{m}$), a quantidade de luz espalhada diminui com o aumento do comprimento de onda. Portanto, a luz azul é mais espalhada para fora do feixe incidente do que a vermelha. Esta é a razão pela qual o céu é azul, e porque uma estrela parece avermelhada quando observada através de uma grande espessura da atmosfera, como em direções próximas ao horizonte. Uma estimativa da extinção (espalhamento e absorção) causada na magnitude medida de uma estrela é normalmente obtida a partir do procedimento descrito a seguir. Supõe-se que a atmosfera da Terra seja plano-paralela (isto é, ignora-se a curvatura da Terra); pela figura 10.2, vemos que o caminho percorrido pela radiação dentro da atmosfera é proporcional a $\sec z$, onde z é o ângulo zenital da estrela em questão. A *massa de ar* é definida como $\sec z$; é igual a 1 no zênite e cresce com z . Em uma dada noite de observação, tanto as estrelas padrão como os objetos a serem estudados sofrem a mesma extinção (espera-se que a extinção não varie em curtos períodos). Para encontrar o coeficiente de extinção para a noite, medimos o fluxo de uma estrela padrão em vários ângulos zenitais, verificando como a magnitude dessa estrela varia em função de z . Daí, para cada z , teremos a correção correspondente, que será aplicada para todas as medidas nessa noite.

(b) Refração

Quando um feixe de luz passa de um meio para outro com índice de refração diferente, ele sofre um desvio (capítulo 8). Como o índice de refração do ar cresce com a densidade, a luz de estrelas de altura θ é refratada e parece chegar à superfície da Terra com uma altura $\theta' > \theta$. Esse efeito é nulo no zênite, e cresce na direção do horizonte. Além disso, a turbulência na atmosfera causa flutuações na refração, e portanto a estrela parece cintilar no céu e mudar constantemente de posição. Este efeito chama-se *seeing* astronômico. O "seeing" é bom quando a atmosfera é estável e a cintilação é pequena.

10.2 Telescópios

A função de um telescópio é coletar a radiação, medi-la, e, eventualmente, formar uma imagem do objeto estudado. O telescópio recebe e acumula mais luz que o olho humano, possibilitando a observação de objetos que de outra maneira não seriam detectados.

O conceito de telescópio surgiu primeiramente para a radiação visível com Galileu, Newton e outros, e somente em 1945 foi aplicado para as radiofrequências e posteriormente para a região dos raios γ , raios X e infravermelho.

Basicamente, um telescópio consiste de uma *superfície coletora* de radiação e de um *receptor* ou *detetor* que mede a intensidade de radiação coletada. Nesta seção, vamos discutir mais especificamente sobre a superfície coletora; os diferentes tipos de detetores usados, que dependem do estudo específico a ser realizado, serão discutidos nas seções seguintes.

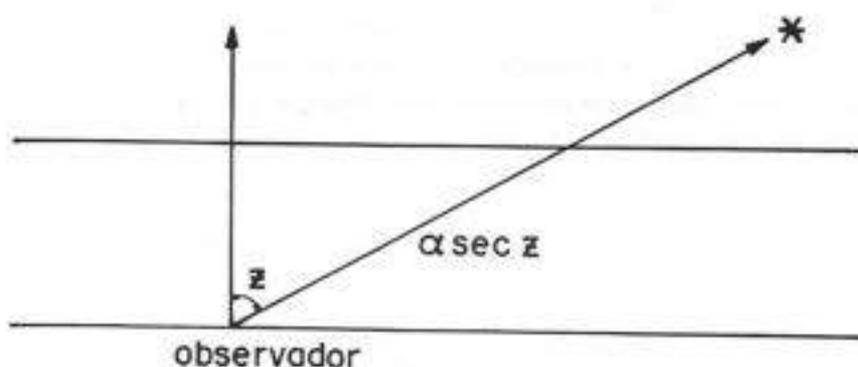


Figura 10.2

Para todos os domínios espectrais, quanto maior um telescópio, maior sua área coletora, maior sua capacidade em coletar fótons e, portanto, maior sua capacidade em detectar objetos mais fracos. Daí, então, o interesse em se construir as maiores superfícies coletoras possíveis. Por outro lado, uma onda eletromagnética não “sente” qualquer irregularidade que seja menor em tamanho que seu comprimento de onda. Por exemplo, observações em rádio, cujo comprimento de onda é muito maior que no visível, podem ser realizadas com superfícies coletoras menos precisas; isto barateia o custo e permite a construção de grandes telescópios para observações na região rádio. Para regiões espectrais em que é necessária uma grande precisão da superfície coletora, a construção de grandes superfícies tem um custo muito elevado; nesse caso, procuram-se soluções alternativas, como será visto adiante.

A forma da superfície coletora ou *objetiva* é tal que toda radiação incidente é concentrada em um ponto chamado *foco*, geralmente para formar uma imagem. A distância da superfície coletora ao foco é a *distância focal* do telescópio (F). A razão da distância focal para o diâmetro da objetiva (D) é chamada *razão f* ou *razão focal*: $f = F/D$.

A habilidade de um telescópio em detectar separadamente (“resolver”) dois objetos ou dois pontos de um objeto é chamada de *poder de resolução*. O menor ângulo que deve haver entre dois objetos para que sejam resolvidos por um telescópio depende do diâmetro

da objetiva e também do comprimento de onda (λ) da luz a ser observada. A resolução em segundos de arco pode ser escrita como $2,06 \times 10^5 \lambda/D$, com λ e D nas mesmas unidades. Este é o poder de resolução teórico de um telescópio, raramente alcançado por telescópios no solo terrestre. O poder de resolução de um telescópio é limitado tanto por sua óptica como pela atmosfera terrestre. Por exemplo, o "seeing" limita a resolução angular dos telescópios a cerca de $1''$ ($0,25''$ em casos excepcionais). Para telescópios no espaço, o poder de resolução é limitado apenas por sua óptica. Um telescópio óptico não reproduz a forma geométrica de uma estrela, mas uma imagem chamada *padrão de difração*, que consiste em uma mancha central brilhante contendo cerca de 84% da energia total, circundada por anéis concêntricos mais fracos.

Definimos o *aumento* de um telescópio óptico como o número de vezes que o diâmetro aparente de um objeto é aumentado quando visto pelo telescópio, em relação ao visto a olho nu. O poder de aumento de um telescópio é dado pela razão entre a distância focal da *objetiva* e a distância focal da *ocular* (que é simplesmente um vidro de aumento para que o objeto seja visto pelo observador): $M = F(\text{objetiva})/F(\text{ocular})$. Para uma dada objetiva, como $F(\text{objetiva})$ é fixo, podemos mudar M usando oculares com diferentes distâncias focais; porém, M não pode ser aumentado efetivamente acima de um certo limite, mesmo nas melhores condições observacionais. Esse limite vem da própria natureza da luz e é cerca de 50 vezes por polegada do diâmetro da objetiva.

A observação da imagem formada por um telescópio pode ser feita de várias posições em relação à objetiva; a escolha de uma dada posição depende da medida a ser feita (isto é, do *periférico* a ser utilizado), do tipo e do tamanho do telescópio. O equipamento auxiliar pode ser colocado em um dos seguintes focos: (i) *foco primário* – nesse caso, o equipamento é colocado no foco primário do telescópio; só é usado em grandes telescópios, pois o bloqueio da luz incidente é percentualmente menor; (ii) *foco Newtoniano* – é o mais comum para os telescópios ópticos de pequeno porte, como os usados por astrônomos amadores; nesse caso, um espelho plano secundário é colocado no eixo do telescópio, em um ângulo de 45° , que desvia os raios de luz para o lado do tubo; (iii) *foco Cassegrain* – nesse caso a radiação, após incidir na objetiva, é refletida por um refletor secundário, voltando para a direção da objetiva (ou refletor primário) e atravessando um buraco no centro da mesma, de modo que o periférico é colocado atrás do refletor primário. É o mais utilizado; (iv) *foco coudé* – a radiação é desviada por uma série de reflexões, resultando na formação de um foco fixo, fora do telescópio, e portanto independente da posição do mesmo; dessa maneira, é possível a utilização de equipamento auxiliar grande e complicado, como em espectroscopia. Um esquema desses focos é mostrado na figura 10.3, para o caso de telescópios ópticos: foco primário, newtoniano, cassegrain e coudé, respectivamente nas figuras 10.3 a,b,c e d.

A seguir veremos algumas características específicas dos telescópios para as diferentes regiões espectrais.

(a) Região rádio

Os telescópios nessa região são chamados *radiotelescópios*. Geralmente a superfície coletora, também chamada *prato* ou *antena*, é um refletor curvo, normalmente parabólico, que concentra a energia rádio no seu foco. Essa energia é então conduzida para o receptor onde é medida e seu valor registrado. Como vimos, o poder de resolução depende inversamente do comprimento de onda; para um coletor único, na região rádio, é muito baixo; para

melhorar o poder de resolução utilizam-se duas ou mais antenas, como veremos abaixo. Atualmente, mais de 20 instrumentos que utilizam antena única com diâmetro superior a 15 m estão em utilização ou em projeto. O maior radiotelescópio existente é o de Arecibo, em Porto Rico, que é construído fixo no chão, aproveitando-se de uma depressão natural, e tem cerca de 300 m de diâmetro. A maior antena orientável é a do radiotelescópio de Effelsberg na Alemanha, com 100 m de diâmetro, que permite observações para $\lambda \sim 1$ cm.

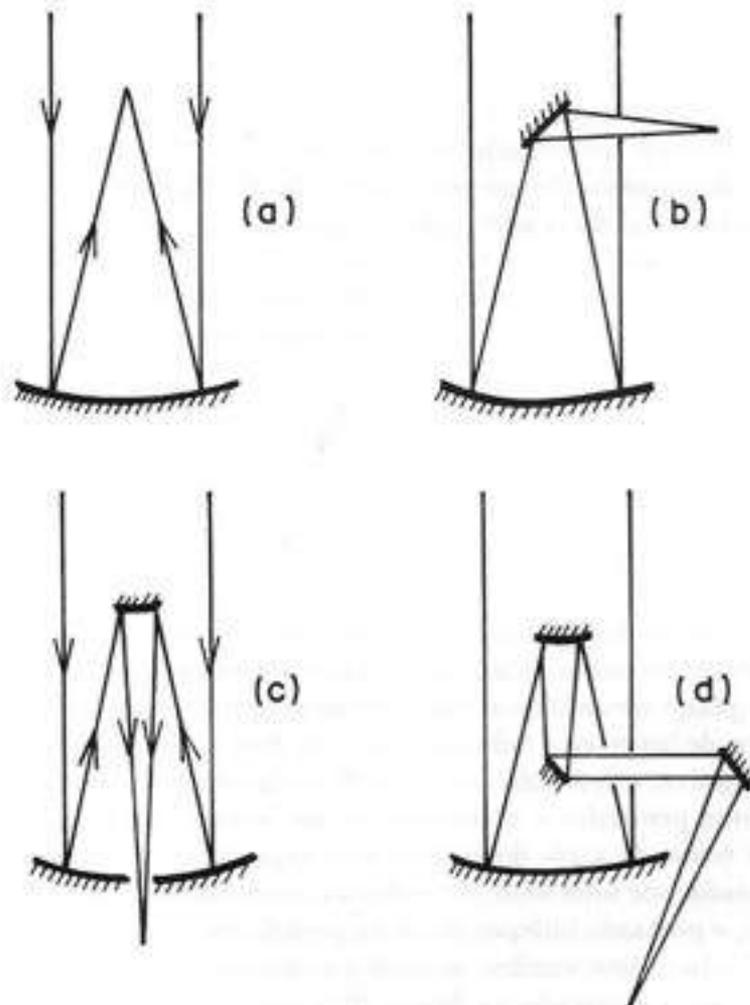


Figura 10.3

As observações nessa região espectral podem ser feitas durante o dia, pois o céu é tão “escuro” em rádio quanto a noite para as observações ópticas. Para ganhar em poder de resolução, os radioastrônomos usam a técnica de interferometria – que, a partir do uso de dois ou mais telescópios pequenos, simula a utilização de um grande. O VLA (*Very Large Array*) é um conjunto de 24 antenas dispostas em Y, o que permite observações com um bom poder de resolução; está situado no Novo México, EUA. Melhores resoluções podem ser obtidas com a técnica conhecida como VLBI (*Very Long Baseline Interferometry*); os

sinais de VLBI recebidos por antenas muito distantes são registrados em fita magnética e combinados posteriormente em um computador.

O Brasil possui os seguintes radiotelescópios: o maior deles, com 13,7 m de diâmetro, está situado no Observatório de Itapetinga (Atibaia, SP), e pertence a um convênio INPE/Escola Politécnica (USP); um outro, do IAG/USP, para ondas milimétricas, com diâmetro de 2,4 m; e um de 9 m, para observações do Sol, que pertence ao INPE.

(b) Visível, infravermelho, ultravioleta

O telescópio operando em luz visível é o mais antigo e popular dos coletores utilizados em Astronomia. A radiação que incide em um telescópio pode ser concentrada no foco usando um espelho curvo (por reflexão) ou uma lente (por refração).

Um telescópio *refletor* consiste de um espelho primário parabólico, formando no eixo a imagem de uma fonte situada no infinito. Essa imagem eventualmente pode ser refletida novamente por um ou vários espelhos secundários, etc., conforme a posição desejada para o foco. Esta configuração é utilizada desde a região sub-milimétrica e infravermelha até o ultravioleta distante, tanto em telescópios no solo como em telescópios espaciais.

Outro tipo de telescópio utiliza como objetiva, no lugar do espelho, uma lente através da qual a luz atravessa; é o chamado telescópio *refrator*. Grandes telescópios refratores não são fabricados, devido a problemas técnicos na confecção de lentes de grandes dimensões (o maior tem lente de um metro). Alguns dos maiores telescópios ópticos estão relacionados na tabela 10.2.

local	país	diâmetro	construção
Zelentchukskaia (Cáucaso)	URSS	6 m	1972
Palomar (California)	EUA	5 m	1948
La Palma (Tenerife)	Grã-Bretanha	4,2 m	1984
Siding Springs (Australia)	Australia- Grã-Bretanha	3,9 m	1974
Mauna Kea (Havai)	Grã-Bretanha	3,8 m	1979
Cerro Tololo (Chile)	EUA	3,8 m	1974
Kitt Peak (EUA)	EUA	3,8 m	1974

Tabela 10.2

O maior telescópio óptico brasileiro está situado no Pico dos Dias em Brasópolis (MG); tem 1,60 m de diâmetro e pertence ao *Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA)*. Existem ainda alguns telescópios de 60 cm, localizados em Valinhos (SP) pertencente ao IAG/USP, em Porto Alegre (RS) pertencente à UFRGS, e na Serra da Piedade (MG), pertencente à UFMG; o LNA também possui um telescópio de 60 cm.

Como foi dito acima, a construção de grandes telescópios para a observação em pequenos comprimentos de onda é extremamente dispendiosa. Utiliza-se, nesse caso, a chamada *tecnologia alternativa*. Um exemplo é o MMT (*Multi-Mirror Telescope*): é um conjunto de 6 espelhos parabólicos de 1,8 m de diâmetro cujos focos são concentrados num mesmo ponto por ação de um raio laser. Esse conjunto, localizado no Arizona (EUA), equivale a um espelho de 4,5 m. O projeto do VLT (*Very Large Telescope*) está sendo estudado por um consórcio de países europeus: serão 4 telescópios de 8 m cada um, que simularão um telescópio efetivo de 16 m.

No solo, os telescópios para observações no infravermelho (IV) são os mesmos utilizados no visível. Alguns telescópios no solo foram construídos especialmente para o IV, como o telescópio britânico de 3,8 m no Mauna Kea (Havaí), chamado UKIRT. Numerosos telescópios de diâmetro da ordem de 1 m foram lançados por balões. Um telescópio de 0,91 m de diâmetro (*Kuiper*), foi embarcado em um avião. O satélite IRAS (*Infrared Astronomical Satellite*) foi lançado em 1983, proporcionando grande quantidade de dados. Um outro satélite, ISO (*Infrared Space Observatory*) será lançado brevemente por um consórcio europeu. Muitas das observações IV podem ser feitas durante o dia, pois pouca luz solar é espalhada pelas moléculas do ar, deixando o céu IV "escuro" dia e noite. O telescópio emite como um corpo negro à temperatura de 300 K e gera muito fluxo IV; utilizam-se portanto detectores especiais resfriados.

Os telescópios para operação no ultravioleta, colocados no espaço, também não se distinguem dos telescópios que operam no visível; entretanto, a precisão da superfície deve ser maior, e deve-se colocar uma camada de MgF_2 para aumentar a refletividade. Como o vidro absorve radiação ultravioleta, telescópios refratores não podem ser utilizados. Nos anos 70, foram lançados os satélites OAO (*Orbiting Astronomical Observatory*). Em 1978, foi lançado o satélite IUE (*International Ultraviolet Explorer*), que ainda opera, com um telescópio de 45 cm de diâmetro e detectores sensíveis a comprimentos de onda entre 1150 e 3200 Å.

Recentemente, foi lançado pelos EUA o HST (*Hubble Space Telescope*), com um espelho de 2,4 m, que opera principalmente no visível e ultravioleta, orbitando em torno da Terra numa altitude de 500 km.

(c) Raios X

Depois da descoberta, em 1962, da primeira fonte X fora do Sistema Solar, a astronomia de raios X, que depende unicamente de instrumentos colocados em órbita, obteve grandes progressos. Em 1978, a colocação em órbita do satélite Einstein (HEAO-B) proporcionou uma grande quantidade de resultados e imagens em alta resolução, de 3 a 50 Å. As superfícies metálicas absorvem os raios X quando estes incidem perpendicularmente sobre elas. Portanto, os telescópios X são projetados para que a incidência seja rasante (cerca de 89°). Como exemplos de telescópios nessa região espectral, temos o EXOSAT, lançado pela Agência Espacial Européia em 1983, e o AXAF (*Advanced X-ray Astrophysics Facility*), instrumento projetado pela NASA para os anos 90.

(d) Raios γ

O problema da detecção e focalização dos raios γ é maior do que em raios X, e basicamente não existem telescópios γ - não são formadas imagens. São usados cristais

que fluorescem quando absorvem raios γ , e um pulso de luz visível é detectado por fototubos (seção 10.4). A primeira carta do céu em raios γ foi obtida pelo satélite COS-B, lançado em 1975.

10.3 Montagens

Devido à rotação da Terra, as estrelas parecem percorrer uma trajetória circular ao redor do polo celeste. Um telescópio fixo não permitiria então observações prolongadas de um determinado objeto. Portanto, um telescópio é montado de forma que, uma vez apontado para uma estrela, ele a segue em seu movimento “diurno”.

Para se poder apontar um telescópio para direções específicas no céu, é necessário montar o coletor numa plataforma que pode ser girada em dois eixos. A montagem mais simples tem movimento nos eixos vertical e horizontal. É a montagem *altazimutal*. Baseia-se no sistema *horizontal* (ou *altazimutal*) de referência (capítulo 1). Na figura 10.4a, vemos o esquema de um telescópio montado nesse sistema; a rotação no eixo vertical permite ao telescópio ser posicionado em azimute e a altura é ajustada através de rotação no eixo horizontal. Esse sistema necessita que o telescópio, para acompanhar um objeto, seja movimentado simultaneamente em dois eixos, a uma taxa de movimento que varia com o tempo; essa variação depende ainda da posição do objeto na esfera celeste.

Um outro tipo de montagem é a *equatorial*, baseada no sistema *equatorial* de referência (capítulo 1). O eixo polar é alinhado com o eixo de rotação da Terra e portanto aponta para a declinação (δ) de 90° , e uma rotação ao redor desse eixo varre um círculo de declinação constante. Uma rotação ao redor do eixo de declinação (perpendicular ao eixo polar) varre um círculo de ascensão reta (α) constante. Uma vez que um telescópio com este sistema é apontado para um determinado objeto, este pode ser seguido aplicando-se rotação ao eixo polar a uma taxa igual, mas em sentido contrário, à velocidade de rotação da Terra. O esquema dessa montagem é mostrado na figura 10.4b.

Até o presente, a montagem mais utilizada tem sido a equatorial, com exceção dos radiotelescópios. Entretanto, a tendência é construir telescópios com montagem altazimutal, cuja estrutura é mais simples. O acompanhamento é feito por um computador.

10.4 Detetores

Fotometria é a medida da energia transportada pela radiação eletromagnética (ver capítulo 8). Os *detetores* são instrumentos que transformam a informação proveniente dos objetos astronômicos em sinal explorável pelos astrônomos. Aos sinais produzidos pelo equipamento, isto é, gerados por processos outros do que aqueles que se pretende estudar (relacionados com a energia enviada pelo objeto observado), dá-se o nome de *ruído*. Um bom equipamento é o que tem uma grande razão sinal/ruído. A eficiência de um detetor pode ser dada pela *eficiência quântica*, que é a percentagem de fótons que chegam num detetor e que o ativam (isto é, que contribuem para a resposta), relativamente ao total incidente. A seguir é feita uma descrição de alguns dos detetores mais usados em Astrofísica.

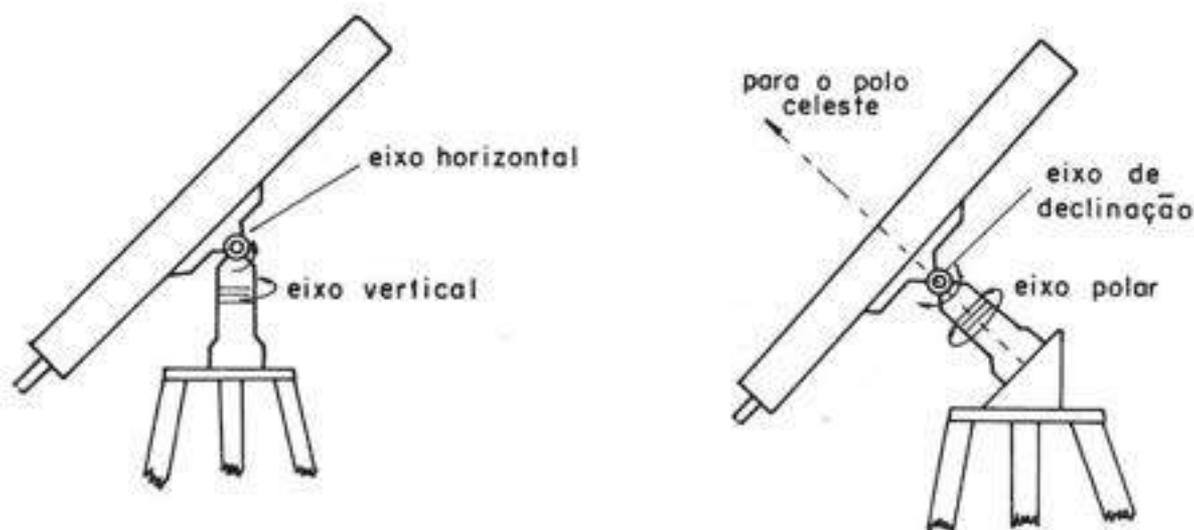


Figura 10.4

(a) Placa fotográfica

A *placa fotográfica* é um dos mais antigos detectores, ainda muito usado devido à grande quantidade de informação que pode armazenar em um curto período de tempo, nas regiões do visível e ultravioleta. Emulsões fotográficas especiais usadas pelos astrônomos são geralmente revestidas em uma placa de vidro, cujo tamanho depende das características do telescópio usado. A emulsão pode integrar a radiação que chega e construir uma imagem de objetos muito fracos em um longo período de tempo. As placas são geralmente tratadas para aumentar sua sensibilidade à radiação, mas raramente têm eficiência quântica maior do que alguns %. Apesar da eficiência quântica de uma placa ser pequena, sua grande área coleta informações de uma grande parte do campo de visão de um telescópio. Essa imagem pode ser mais tarde convertida em uma forma digital que pode ser manipulada por computadores para realçar aspectos específicos dos dados originais. Esse processo, chamado *processamento de imagens*, tem um papel importante em todas as áreas da Astronomia, principalmente na Astronomia não visível (utilizando-se, nesse caso, outros detectores), onde a imagem processada rapidamente transmite uma grande quantidade de informação para o pesquisador.

(b) Fototubos

Nesse tipo de detectores, é usado o efeito fotoelétrico: quando a radiação atinge a superfície de certos materiais, pode ser absorvida ocasionando a emissão de elétrons e criando uma corrente, que pode ser medida. O aparelho que faz esta contagem chama-se *fototubo*.

Um fototubo que transforma um elétron em muitos (cerca de 10^5) é chamado *fotomultiplicadora* (figura 10.5). A resposta de uma fotomultiplicadora é bastante linear: o valor da corrente medida é diretamente proporcional ao número de fótons incidentes. Portanto, a intensidade da radiação incidente pode ser medida com grande precisão, medindo-se a corrente produzida. Os fototubos não produzem imagens, só medem o fluxo de fótons que atravessam o plano focal do telescópio, geralmente através de uma pequena abertura que restringe o campo de visão a, por exemplo, uma estrela ou uma galáxia. Filtros podem ser colocados na trajetória da luz na frente do fototubo para restringir a detecção a certas bandas de comprimento de onda. Os materiais usados em fototubos têm eficiência quântica que pode chegar a 20%, embora o valor de 10% seja mais típico. Os fototubos são sensíveis ao UV, visível e IV próximo.

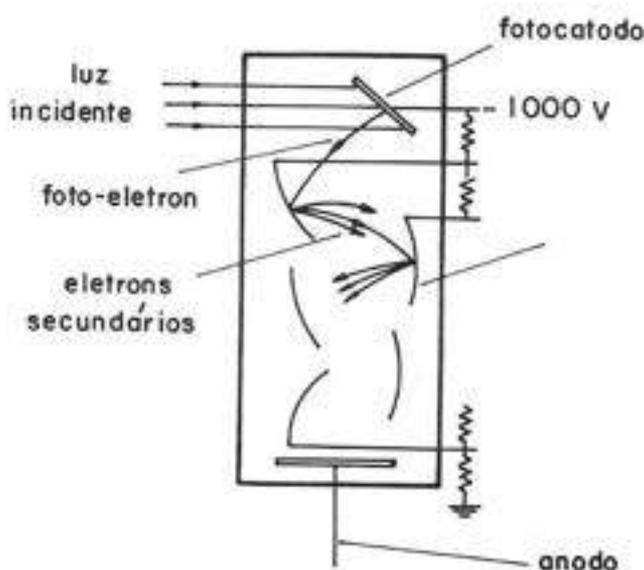


Figura 10.5

(c) CCD (“charge-coupled devices”)

Um CCD, ou sistema de carga acoplada, é uma pequena pastilha (*chip*), de alguns milímetros de espessura, que usa a mesma tecnologia usada nos circuitos integrados. Consiste de um grande número de pequenos elementos chamados *pixel*. Um chip típico contém 500×500 pixels arranjados em colunas e linhas que podem ser controlados eletronicamente. Cada pixel pode, independentemente, acumular carga que os fótons incidentes produzem pelo efeito fotoelétrico ao incidirem no material. De um certo modo, cada pixel funciona como um pequeno fototubo, mas um CCD pode integrar a carga nos pixels por um tempo longo, e essas cargas podem ser digitalizadas conservando a informação espacial da intensidade de radiação incidente. O CCD possui inúmeras vantagens sobre outros

detetores. A eficiência quântica é alta – próximo a 100%. São bastante lineares, podendo portanto medir a intensidade de radiação com grande precisão. Cobrem uma grande porção do campo de visão do telescópio, e a imagem é produzida de uma forma digital, pronta para processamento em um computador.

(d) Bolômetros

O olho humano e a placa fotográfica não são sensíveis à radiação IV; para a detecção nesses comprimentos de onda, usa-se, por exemplo, o bolômetro, que é um chip de germânio resfriado a 2 K. Quando a radiação atinge o bolômetro, aquece-o, mudando sua resistência. Os bolômetros medem portanto a radiação integrada em todos os comprimentos de onda. A mudança na resistência pode ser medida eletronicamente, e a quantidade de variação indica a quantidade de radiação infravermelha absorvida pelo bolômetro.

(e) Radiômetros

Na região rádio, a potência da radiação é transformada em voltagem, por meio de um detector quadrático que “retifica” o sinal. Uma imagem rádio pode ser obtida de duas maneiras: (i) *varredura bidimensional*, no caso de um telescópio único (antena) onde cada direção apontada representa um pixel de imagem; (ii) *síntese de abertura* ou combinação de antenas.

(f) Contadores geiger

São usados para a detecção de raios X e raios γ . Dois eletrodos são mantidos a uma determinada diferença de potencial, de tal maneira que a radiação incidente ocasiona uma descarga, resultando em um pulso de corrente entre os eletrodos que pode então ser amplificado e detectado. Como o fluxo de elétrons satura rapidamente, o pulso detectado é independente da energia original dos fótons. Devido a esse problema, os contadores geiger foram substituídos pelos *contadores proporcionais*. Estes detetores são muito parecidos com os contadores geiger, mas operam com uma voltagem mais baixa; o ganho é reduzido, mas a intensidade é proporcional à energia original dos fótons. Existem ainda outros detetores usados para a região de raios X e raios γ , como cintiladores, detetores Spark, Cerenkov, etc.

10.5 Espectroscopia

Podemos dizer que a Astrofísica nasceu da Espectroscopia: é a partir da observação e interpretação do *espectro* dos objetos que obtemos inúmeras informações como composição e abundância de moléculas, átomos, íons e partículas, campos magnéticos ou elétricos, campos de velocidade macroscópicos ou microscópicos, condições físicas como temperatura, densidade, etc. (capítulo 9). A espectroscopia é a ferramenta fundamental para estudos de atmosferas planetárias ou estelares, do meio interestelar diluído e quente ou de nuvens moleculares densas e frias, de fenômenos de fusão termonuclear que ocorrem na superfície de objetos hiperdensos, da produção de energia nos núcleos de galáxias ativas, etc. Portanto, o desenvolvimento de instrumentos para a espectroscopia foi e é uma preocupação constante, de modo que esta é a área instrumental mais avançada em Astronomia.

Na verdade, existe uma certa arbitrariedade na distinção entre fotometria e espectroscopia, pois em ambas é feito um certo isolamento espectral. O termo espectroscopia é geralmente utilizado para os casos onde a *resolução espectral*, definida como

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} \quad (10.1)$$

é maior do que algumas unidades. $\delta\lambda$ é a separação mínima em comprimento de onda que o instrumental consegue distinguir. R mede a capacidade de, em uma dada observação, medirmos independentemente a radiação em dois comprimentos de onda distintos.

A Figura 10.6 mostra observações de uma linha espectral com poder de resolução crescente.

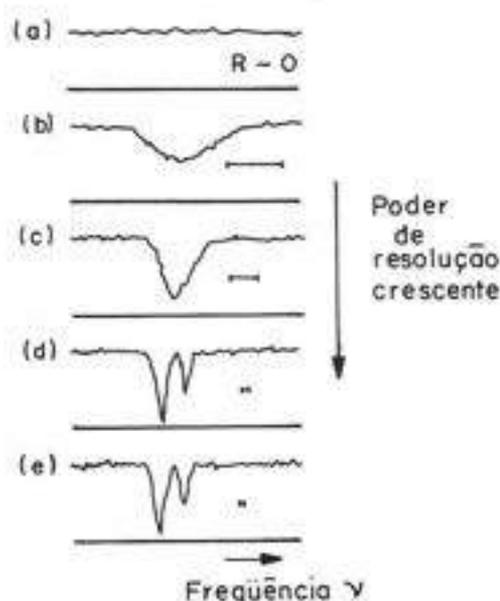


Figura 10.6

Na figura, (a) $R \sim 0$; (b) a linha aparece; (c) a linha parece dupla, mas não resolvida (“blended”); (d) as duas linhas são resolvidas; (e) atinge-se a largura própria das linhas, e aumentar R não altera em nada. O traço horizontal fixa a largura instrumental utilizada.

A *dispersão* de um espectrógrafo é a quantidade, em unidades de comprimento de onda por milímetro no espectro que mede a separação entre linhas espectrais.

Os espectroscópios usados em Astronomia são geralmente baseados em um de dois princípios ópticos bastante distintos: *interferência* ou *refração diferencial*. O primeiro consiste em instrumentos baseados em redes de difração ou interferômetros, enquanto que o último utiliza prismas. O arranjo óptico básico de um espectrógrafo com prisma é mostrado na figura 10.7.

Nos espectrômetros interferenciais, o isolamento espectral é obtido fazendo-se a radiação incidir em um elemento dispersor, introduzindo mudanças de fase na onda incidente, de modo que a interferência fique construtiva na frequência estudada e destrutiva em todas as outras.

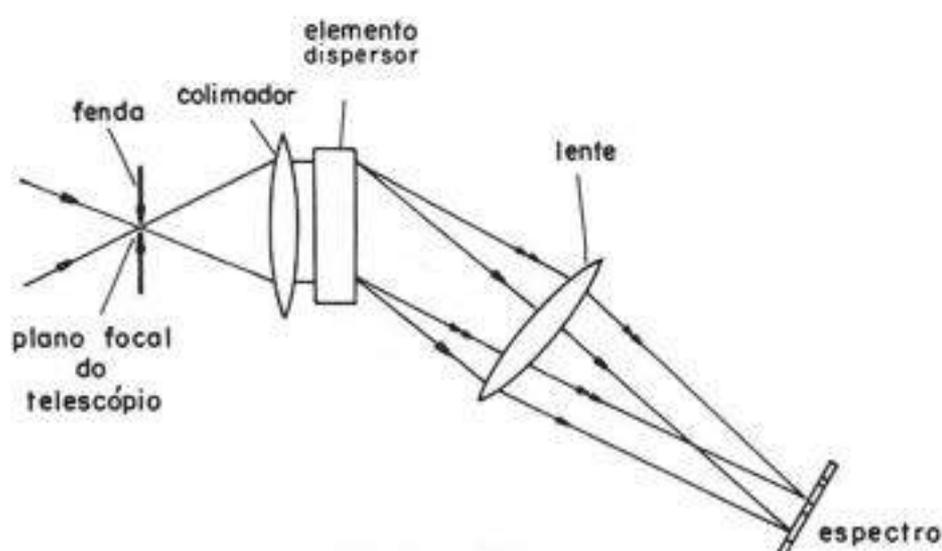


Figura 10.7

Como os detectores rádio normalmente aceitam somente uma banda estreita de frequências, os radiotelescópios são, geralmente, também radioespectrômetros. Para se medir a intensidade em diferentes frequências sintoniza-se o receptor em diferentes frequências.

Os planos dos átomos em um cristal são separados por distâncias de 10^{-10} a 10^{-8} m, comparáveis a comprimentos de onda na região dos raios X. Portanto, os raios X podem sofrer difração ao incidirem em um cristal. Os detalhes dessa interação foram primeiramente explicados pelos Bragg (pai e filho). O *espectrômetro de Bragg* usa um cristal, por exemplo de LiF, para produzir uma radiação monocromática de comprimento de onda conhecido, que depende do ângulo de incidência. A intensidade da radiação nesse comprimento de onda pode ser detectada, por exemplo, por um contador proporcional, e o espectro como um todo pode ser obtido pela variação do ângulo de incidência.

10.6 Polarimetria

Embora a descoberta da luz polarizada em fontes astronômicas tenha sido feita no começo do último século, o desenvolvimento de seu estudo é um fenômeno relativamente recente. O motivo, em grande parte, é devido às dificuldades técnicas envolvidas. Muitos fenômenos podem contribuir para a polarização da radiação, e sua observação pode fornecer informações importantes sobre os objetos e/ou o meio entre o observador e estes objetos.

Um polarímetro é um instrumento que mede o estado de polarização, ou algum aspecto do estado de polarização, de um feixe de radiação. As informações obtidas a partir de uma observação, na maioria das vezes, se restringem ao grau de polarização linear e sua direção. Os polarímetros astronômicos geralmente utilizam detecção fotográfica ou fotoelétrica.

Capítulo 11

ATMOSFERAS E INTERIORES ESTELARES

José Alberto Marcondes Machado

11.1 Características observacionais

Conforme foi visto nos capítulos anteriores, praticamente toda a informação observacional existente a respeito das estrelas foi obtida a partir da radiação eletromagnética. A radiação estelar é estudada em seus vários aspectos: fluxo de radiação que atinge nossos detectores; distribuição da radiação ao longo do espectro eletromagnético; linhas espectrais. Quando o detector usado é o olho humano, as duas primeiras características correspondem às sensações de brilho e de cor, respectivamente.

(a) Magnitudes e Luminosidade

Como foi visto no capítulo 8, o brilho das estrelas é medido usando sistemas de magnitudes. A relação entre a escala de magnitudes e o fluxo de radiação (energia por unidade de área e por unidade de tempo), é (ver equações 8.17 e 8.18):

$$m = C - 2,5 \log F \quad (11.1)$$

onde C é uma constante, m é a magnitude, F o fluxo, e o sinal negativo resulta do fato de que, quanto maior o brilho, menor a magnitude de uma estrela. Para duas estrelas, 1 e 2,

$$m_2 - m_1 = -2,5 \log \frac{F_2}{F_1} \quad (11.2)$$

A constante C deve ser escolhida de forma conveniente para a atribuição de valores de magnitude; ela define o "zero" da escala.

A *magnitude* de uma estrela está, portanto, relacionada com o *fluxo*, que, por sua vez, relaciona-se com a sua *luminosidade*. Luminosidade de uma estrela é a quantidade de energia que ela emite na unidade de tempo. Se imaginarmos a estrela no centro de uma superfície esférica de raio r qualquer, essa quantidade de energia atravessará essa superfície imaginária na unidade de tempo; portanto, o fluxo a uma distância r da estrela será (equação 8.16):

$$F(r) = \frac{L}{4\pi r^2} \quad (11.3)$$

Se r for a distância da estrela à Terra, $F(r)$ será o fluxo na posição da Terra; no caso das magnitudes absolutas, o fluxo correspondente será $F(r = 10 \text{ pc})$. Assim, se m e M forem as magnitudes aparente e absoluta de uma dada estrela,

$$m - M = -2,5 \log \frac{F(r)}{F(10)} \quad (11.4)$$

com r em parsecs, e

$$m - M = -2,5 \log \frac{L}{4\pi r^2} \frac{4\pi 10^2}{L} = -2,5 \log \frac{10^2}{r^2}$$

ou (equação 8.21):

$$m - M = 5 \log r - 5 \quad (11.5)$$

Ou seja, dadas as magnitudes aparente e absoluta de uma estrela, podemos determinar sua distância; ou então, conhecidas a magnitude aparente e a distância, podemos obter sua magnitude absoluta e daí sua luminosidade.

Até aqui supusemos que a radiação estelar não é absorvida nem espalhada em seu trajeto da estrela até nossos detetores. Na realidade, porém, *absorção e espalhamento* (cujo efeito conjunto é chamado de *extinção* da luz) ocorrem no meio interestelar e na atmosfera terrestre. Esses fenômenos devem ser estudados, de maneira que seus efeitos sobre as medidas possam ser descontados.

(b) Cores e temperatura

Para tornar a noção de cor mais precisa e quantitativa, definimos o *índice de cor* de uma estrela como a diferença entre duas magnitudes definidas de acordo com os sistemas de magnitudes. Assim, são índices de cor as diferenças $(U - B)$, $(B - V)$, $(m_{bol} - V)$ etc.

Pelo que vimos anteriormente para a radiação de corpo negro, esperamos que esses índices de cor estejam relacionados com a temperatura: se as estrelas fossem corpos negros, seria possível, conhecendo as características dos sistemas de magnitudes e a lei de Planck, obter a relação entre temperatura e os índices de cor. As estrelas, porém, não se comportam exatamente como corpos negros. Apesar disso, uma relação semelhante pode ser encontrada para elas.

A radiação estelar que observamos tem origem nas camadas mais superficiais das estrelas. Entretanto, mesmo nessas camadas a temperatura não é constante, o que faz com que a radiação observada não corresponda a uma temperatura bem determinada. Introduzimos então a *temperatura efetiva* (T_{ef}), que é a temperatura a que um corpo negro deveria estar para emitir um fluxo de radiação (integrado sobre todas as frequências) igual ao fluxo superficial da estrela. De (8.30) e (8.31) temos:

$$F(R) \equiv \sigma T_{ef}^4 \quad (11.6)$$

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{ef}^4 \quad (11.7)$$

onde R é o raio da estrela.

A relação entre a temperatura efetiva e um índice de cor das estrelas, por exemplo $(B - V)$, é obtida empiricamente através de uma curva de calibração. Isto é, obtemos T_{ef} e $(B - V)$ para algumas estrelas, e a curva definida por esses pontos em um gráfico $T_{ef} \times (B - V)$ [ou $\log T_{ef} \times (B - V)$] é considerada representativa para outras estrelas. Assim, se tivermos o índice de cor de uma estrela, podemos, através da curva de calibração, obter sua temperatura efetiva.

Mas como obter os pontos que definem a curva de calibração, ou seja, como obter T_{ef} das estrelas que definem a curva de calibração? Combinando as equações (11.1), (11.3) e (11.7) obtemos:

$$\begin{aligned} m_{bol} &= C_{bol} - 2,5 \log \frac{R^2 \sigma T_{ef}^4}{r^2} \\ &= C_{bol} - 2,5 \log \sigma - 5 \log \frac{R}{r} - 10 \log T_{ef} \end{aligned} \quad (11.8)$$

Ou seja, para determinar T_{ef} , é necessário obter a magnitude aparente bolométrica, m_{bol} , e o raio angular, R/r , da estrela. A magnitude bolométrica é obtida medindo-se as magnitudes no maior número possível de regiões do espectro, e completando-se com interpolações e extrapolações; medidas feitas acima da atmosfera (balões, foguetes, satélites) têm aumentado a precisão das magnitudes bolométricas obtidas, por permitirem medidas em regiões do espectro nas quais a atmosfera terrestre é opaca. O raio angular é obtido por métodos interferométricos.

Dessa maneira, podemos relacionar uma grandeza facilmente mensurável – o índice de cor – com a temperatura efetiva da estrela.

(c) Diagrama Hertzsprung-Russell e classificação de estrelas

Uma classificação tradicional das estrelas, baseada em características de seus espectros, é feita dividindo-as em grupos designados por letras: O, B, A, F, G, K, M (existem outros grupos, mas estes são os mais importantes). Verifica-se que, na ordem apresentada, essa é uma sequência de cores, e portanto, de temperaturas efetivas. As estrelas O são mais azuis e mais quentes, e as M mais vermelhas e frias (um recurso para ajudar a memorizar a sequência acima é decorar a seguinte frase, em inglês: “Oh, be a fine girl, kiss me”). Uma classificação mais fina é feita por subdivisão dessas classes, de modo que cada uma delas, exceto a O, dá origem a dez subclasses; assim, por exemplo, temos a classe B subdividida em B0, B1 ... até B9. A classe O tem a primeira subdivisão em O5.

Verificamos, assim, que as duas características percebidas pelo olho, o brilho e a cor, estão relacionadas a duas grandezas intrínsecas das estrelas, a luminosidade e a temperatura efetiva, respectivamente. No caso do brilho essa relação não é direta, pois o brilho aparente depende também da distância e da extinção da luz. No caso da cor, igualmente, a luz percebida pode ser alterada pela extinção, que é função do comprimento de onda. Essas duas grandezas, luminosidade e T_{ef} , podem ser representadas de várias maneiras: magnitude absoluta bolométrica e, às vezes, magnitude absoluta visual, no caso da luminosidade, e tipo espectral e índices de cor no caso da temperatura efetiva.

Aspectos muito interessantes e frutíferos para a Astrofísica aparecem quando se constrói um gráfico em que se representa, no eixo horizontal, alguma grandeza associada à temperatura efetiva, e, no vertical, alguma grandeza associada à luminosidade (figura 11.1). Por tradição, costuma-se fazer esses gráficos com a temperatura aumentando para a esquerda e a luminosidade aumentando para cima. Num gráfico desses, chamado *diagrama Hertzsprung-Russell* ou *diagrama HR*, cada estrela é representada por um ponto; para um número razoável de estrelas, verifica-se que esses pontos não estão distribuídos ao acaso no diagrama, mas concentram-se em algumas regiões. A interpretação dessa distribuição está intimamente associada à compreensão da estrutura e da evolução das estrelas.

A maior parte das estrelas está na faixa que vai da parte superior esquerda do diagrama (estrelas quentes e luminosas) até a região inferior direita (estrelas frias e pouco luminosas) – daí o nome *Sequência Principal* atribuído a esta faixa. Nota-se também que para um mesmo tipo espectral (portanto mesma T_{ef}), existem estrelas de luminosidades diferentes. Isso mostra que a classificação baseada em apenas um parâmetro (no caso, a T_{ef}) não é suficiente para caracterizar as estrelas.

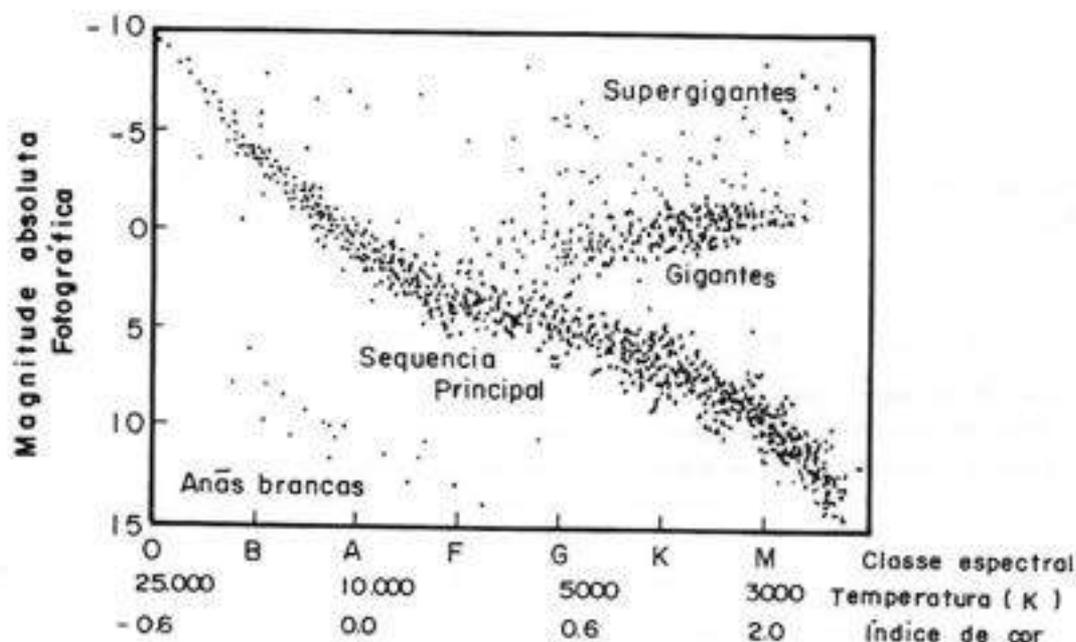


Figura 11.1

Um segundo parâmetro é introduzido agrupando-se as estrelas nas seguintes classes de luminosidade (figura 11.2):

- I – supergigantes
- II – gigantes luminosas
- III – gigantes
- IV – subgigantes
- V – sequência principal
- VI – subanãs luminosas
- VII – anãs brancas

Dessa maneira uma classificação a dois parâmetros é obtida. O Sol, por exemplo, é uma estrela de tipo G2V. A maioria das estrelas pode ser classificada dessa maneira; eventuais “excentricidades” são indicadas por sufixos e prefixos: por exemplo, uma dMe é uma estrela M, anã (“dwarf”) e que apresenta linhas de emissão em seu espectro.

Por que estrelas de mesma temperatura efetiva teriam luminosidades diferentes? A explicação fica evidente quando examinamos a equação (11.7): as diferenças em luminosidades nesse caso devem-se a diferenças nos raios; embora o fluxo superficial seja o mesmo, a superfície total aumenta com R^2 . Explica-se também, assim, a origem dos nomes da maioria das classes de luminosidade acima.

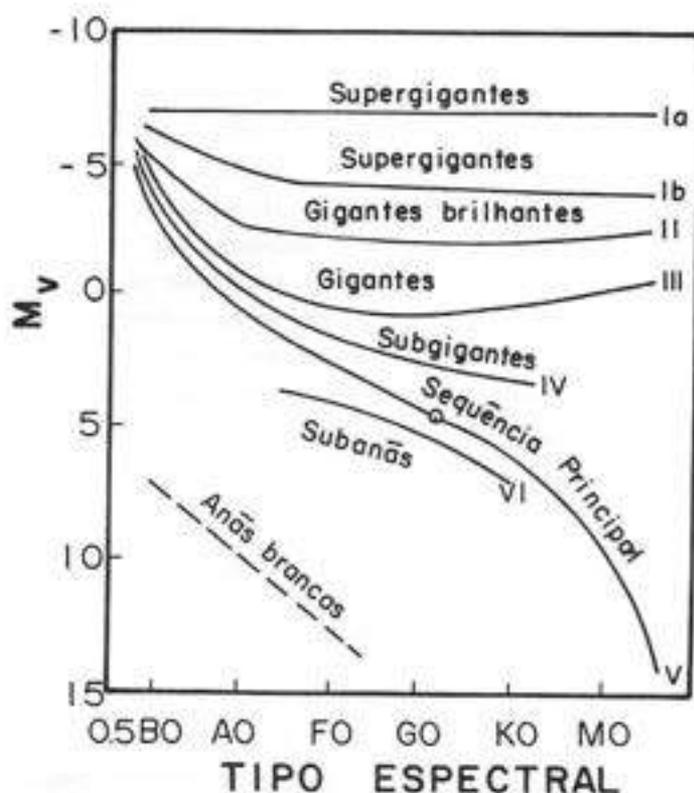


Figura 11.2

Como podemos saber, ao observarmos uma estrela, de tipo espectral M, por exemplo, se se trata de uma estrela da sequência principal ou de uma gigante? Essa discriminação é possível porque as estrelas de raio maior têm pressão eletrônica menor na atmosfera, o que implica em menor grau de ionização. Assim, a observação de determinadas linhas espectrais permite a determinação da classe de luminosidade. Conhecida a classe de luminosidade e o tipo espectral de uma estrela, o diagrama HR nos fornece sua magnitude absoluta. Isto, mais a medida da magnitude aparente, dá a distância da estrela, pelo método chamado de *paralaxe espectroscópica*.

(d) Massas e raios estelares

Consideremos a equação (11.7). Tomando logaritmos de ambos os membros, obtemos:

$$\log L = \log(4\pi\sigma) + 2 \log R + 4 \log T_{ef} \quad (11.7')$$

Então, num diagrama HR de $\log L \times \log T_{ef}$, cada valor do raio R corresponde a uma reta. Pode-se observar que, embora o raio varie ao longo da sequência principal, essa variação se dá dentro de limites não muito amplos: de alguns décimos do raio solar (R_{\odot}) até dezenas de raios solares. Raios bem maiores, de centenas a milhares de raios solares, são encontrados em estrelas fora da SP (gigantes e supergigantes), e estrelas em estágios finais de evolução têm raios muito menores, como veremos mais tarde.

Note que é conveniente, em Astrofísica estelar, usar como unidades as grandezas solares, indicadas com o símbolo " \odot ". Assim, escrevemos que uma estrela tem $R = 100 R_{\odot}$, e $L = 10 L_{\odot}$, por exemplo, ou simplesmente $R = 100$ e $L = 10$, em unidades solares.

Raios estelares podem ser medidos por métodos interferométricos, no caso de estrelas relativamente próximas e de raios grandes. Por outro lado, informações a respeito das massas (e raios) estelares podem ser obtidas pela aplicação das leis de Kepler (capítulo 3) aos sistemas binários de estrelas. Os principais sistemas são as *binárias visuais*, em que ambas as estrelas podem ser vistas e suas órbitas traçadas; as *binárias espectroscópicas*, detectadas pela variação da intensidade de suas linhas espectrais, e as *binárias eclipsantes*, em que ocorrem variações de brilho causadas por eclipses. Em especial, foi encontrada uma relação entre a massa e a luminosidade das estrelas (*razão massa-luminosidade*), que pode ser aplicada a outras estrelas, mesmo que não pertençam a sistemas binários. Os resultados mostram que as massas estelares variam desde dezenas de massas solares até décimos da massa do Sol; de fato, os cálculos teóricos indicam que objetos com massas menores do que $0,08 M_{\odot}$, aproximadamente, não chegam a se tornar estrelas. Além disso, a massa varia ao longo da SP, aumentando da região de baixa luminosidade (SP inferior) para a de alta luminosidade (SP superior), de acordo com a relação massa-luminosidade.

11.2 Atmosferas estelares

A radiação produzida nas regiões mais centrais da estrela passa a interagir com o material que a compõe, sendo espalhada, absorvida e emitida muitas vezes até que venha a atingir a superfície e abandonar a estrela. Nesse processo, suas características de distribuição espectral vão sendo alteradas, ao mesmo tempo em que as grandezas físicas do meio vão mudando. A distância que um fóton consegue percorrer, em média, sem ser absorvido ou espalhado, é chamada *caminho livre médio* do fóton, e é muitíssimo menor que o raio da estrela. É claro que um fóton, situado a muitos caminhos livres médios da superfície da estrela, tem uma probabilidade muito pequena de abandoná-la sem sofrer nenhuma interação. Isto significa que a maioria dos fótons que abandona a estrela sofreu sua última interação com material estelar situado a poucos caminhos livres médios da superfície, portanto a uma profundidade muito pequena em relação ao raio da estrela; essa é a profundidade a que podemos "enxergar" na estrela, e é esse material que vai determinar as características da radiação que observamos da estrela. Essa região da estrela, em que é emitida a radiação observada, é chamada de *atmosfera*. Ao contrário do caso da Terra, essa divisão não corresponde a uma fronteira real e bem definida na estrela, mas é determinada por razões práticas do estudo da estrutura estelar – embora existam diferenças entre as camadas mais externas e o interior estelar.

(a) Radiação contínua e linhas espectrais

A probabilidade de um fóton sofrer absorções depende de seu comprimento de onda. Um fóton que corresponda a uma transição de um átomo ou íon presente em grande quantidade, no estado de excitação adequado, terá uma probabilidade de absorção maior, e, conseqüentemente, um caminho livre médio menor. Isso significa que esses fótons devem se originar de camadas mais externas para poderem escapar da estrela. Como, em geral,

as camadas mais externas são mais frias, a radiação no comprimento de onda desses fótons terá intensidade menor do que nos comprimentos de onda vizinhos, aparecendo no espectro como uma linha de absorção. Se houver uma camada mais externa e mais quente (cromosferas, coroas) a radiação na linha será mais intensa, e teremos uma linha de emissão. A radiação fora das linhas é chamada radiação contínua.

(b) Transporte radiativo

Como as informações que temos a respeito das atmosferas estelares estão contidas na radiação observada, o estudo das atmosferas depende, de maneira crucial, da compreensão das interações entre a radiação e a matéria na qual ela se propaga.

Se considerarmos um feixe de radiação de intensidade I_λ , propagando-se numa certa direção, num meio qualquer, podemos imaginar dois tipos de efeitos do meio sobre o feixe: a matéria pode emitir radiação de comprimento de onda λ na direção do feixe, aumentando sua intensidade, ou pode absorver radiação do feixe, diminuindo a intensidade. Radiação espalhada de outras direções para a direção do feixe deve ser contabilizada juntamente com a emissão; da mesma maneira, radiação espalhada para fora do feixe é incluída na absorção.

O primeiro efeito é descrito pelo coeficiente de emissão, j_λ , definido de forma que o acréscimo de intensidade do feixe após percorrer uma distância dx seja:

$$dI_{\lambda e} = j_\lambda dx \quad (11.9)$$

As dimensões de j_λ são energia por unidade de tempo, por unidade de volume, por intervalo de comprimento de onda e por ângulo sólido.

As perdas do feixe são descritas pelo coeficiente de absorção, σ_λ , tal que o decréscimo de intensidade, numa distância dx seja dado por:

$$dI_{\lambda a} = -\sigma_\lambda I_\lambda dx \quad (11.10)$$

O coeficiente σ_λ tem dimensão de inverso de comprimento.

Note que a absorção é proporcional à intensidade do feixe, o que não acontece com a emissão.

A variação líquida da intensidade será, então,

$$dI_\lambda = (j_\lambda - \sigma_\lambda I_\lambda) dx \quad (11.11)$$

Esta última equação – chamada *equação de transporte radiativo* – é de extrema importância em Astrofísica. No caso das atmosferas estelares, ela nos permite relacionar a radiação observada com as propriedades físicas e químicas da atmosfera, através dos coeficientes de emissão e de absorção.

É instrutivo aplicar a equação (11.11) a um caso simples: consideremos uma placa de espessura L (figura 11.3), com j_λ e σ_λ constantes. Sobre um dos lados da placa incide radiação de intensidade $I_\lambda(0)$. Então:

$$dI_\lambda + \sigma_\lambda I_\lambda dx = j_\lambda dx$$

Multiplicando por $e^{\sigma_\lambda x}$,

$$e^{\sigma_\lambda x}(dI_\lambda + \sigma_\lambda I_\lambda dx) = d(e^{\sigma_\lambda x} I_\lambda) = j_\lambda e^{\sigma_\lambda x} dx$$

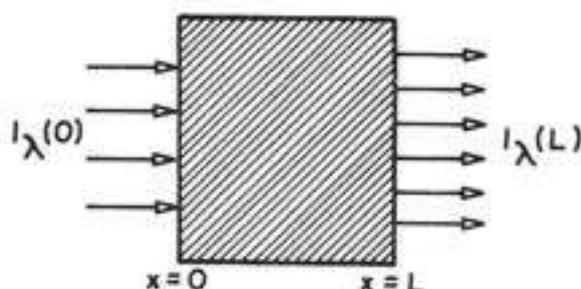


Figura 11.3

Integrando,

$$I_\lambda(L)e^{\sigma_\lambda L} - I_\lambda(0) = \int_0^L j_\lambda e^{\sigma_\lambda x} dx$$

$$I_\lambda(L) = I_\lambda(0)e^{-\sigma_\lambda L} + \int_0^L j_\lambda e^{-\sigma_\lambda(L-x)} dx \quad (11.12)$$

A equação (11.12) mostra que a intensidade que sai da camada, $I_\lambda(L)$, resulta de dois termos: o primeiro é a parte da radiação incidente que conseguiu atravessar a camada, e o segundo é a radiação devida ao termo de emissão, descontada a absorção.

Realizando a integração, obtemos:

$$I_\lambda(L) = I_\lambda(0)e^{-\sigma_\lambda L} + \frac{j_\lambda}{\sigma_\lambda}(1 - e^{-\sigma_\lambda L}) \quad (11.13)$$

Vejam os alguns casos limites:

(i) $\sigma_\lambda L \ll 1$: Absorção pequena, camada praticamente transparente, caso *opticamente fino*.

$$I_\lambda(L) = I_\lambda(0) + j_\lambda L \quad (11.14)$$

Neste caso, toda a radiação incidente atravessa a camada, e é acrescida de toda a radiação emitida na camada.

(ii) $\sigma_\lambda L \gg 1$: Absorção grande, camada praticamente opaca, caso *opticamente espesso*:

$$I_\lambda(L) = \frac{j_\lambda}{\sigma_\lambda} \quad (11.15)$$

Neste limite, nenhuma fração da radiação incidente consegue atravessar a camada. A radiação emergente consiste apenas da radiação emitida a distâncias de, no máximo, $1/\sigma_\lambda$

do "fim" da camada, ou seja, de no máximo um caminho livre médio, visto que este é justamente o inverso de σ_λ .

A razão j_λ/σ_λ é conhecida como *função fonte*.

O produto $\sigma_\lambda L$ é chamado *profundidade óptica*, τ_λ . No caso geral, em que σ_λ é função da posição,

$$\tau_\lambda(x) = \int_0^x \sigma_\lambda(x') dx' \quad (11.16)$$

O quanto um feixe de radiação é atenuado pode ser igual em uma camada geometricamente espessa, de material com pequeno coeficiente de absorção, e em uma camada geometricamente fina, de material com coeficiente de absorção grande. Isto é, a atenuação da radiação depende tanto do coeficiente de absorção quanto da distância percorrida. Por levar em conta esses dois efeitos simultaneamente, a profundidade óptica é uma grandeza muito usada em Astrofísica.

Devemos lembrar, neste ponto, que o transporte de energia pela radiação não é o único possível; a energia também pode ser transportada de duas outras maneiras: pela *condução* e pela *convecção*. No primeiro caso, as partículas (átomos, íons, elétrons, moléculas) que constituem o material são as responsáveis pela transferência de energia; no caso da convecção, porções macroscópicas do material realizam o trabalho. Nas atmosferas estelares, os modos mais importantes de transporte de energia são a radiação e a convecção. A radiação, evidentemente, está sempre presente; já a convecção só ocorre em certas condições – por exemplo, se o gradiente de temperatura for muito grande. Mais geralmente, podemos dizer que a convecção ocorre quando uma porção de material, depois de deslocada de sua posição original, para cima ou para baixo, fica sujeita a uma força de sentido igual ao de seu deslocamento. Esta força é a resultante da atração gravitacional e do empuxo que age sobre a porção de material.

De maneira semelhante ao caso simples que estudamos acima, no caso das atmosferas estelares desejamos obter a radiação emergente da estrela. As características dessa radiação emergente vão depender dos coeficientes de absorção e de emissão, que por sua vez dependem das condições físicas e químicas da atmosfera. Assim, podemos esperar que, ao adotarmos hipóteses a respeito dessas condições, que levem a um acordo entre as características da radiação emergente calculada e as da radiação observada, estejamos obtendo uma descrição da situação na atmosfera.

(c) Modelos de atmosferas

A solução da equação de transporte radiativo, no caso das atmosferas estelares, é bastante mais complicada que o exemplo simples visto acima. Os coeficientes de emissão e de absorção, neste caso, variam com a posição; além disso, como eles dependem das condições físicas e da composição química do material, devemos construir um *modelo da atmosfera*.

Normalmente são feitas algumas hipóteses simplificadoras, para tornar o problema tratável. Uma delas é supor que podemos dividir a atmosfera em camadas, de tal forma que cada camada possa ser considerada em equilíbrio termodinâmico a uma dada temperatura. Isto corresponde à hipótese de *equilíbrio termodinâmico local (ETL)*. Outra hipótese, a de atmosfera plano-paralela, consiste em ignorar a curvatura da atmosfera, por ser ela pouco

espessa em relação ao raio da estrela. Neste caso, como na atmosfera não há geração nem “desaparecimento” líquido de energia (equilíbrio radiativo), há a conservação do fluxo na atmosfera. Isto é, o fluxo em cada uma das camadas deve ser o mesmo, e igual ao fluxo superficial, dado pela equação (11.6). Note que se trata do fluxo integrado sobre todos os comprimentos de onda; a distribuição do fluxo em comprimentos de onda pode variar ao longo da atmosfera.

Com essas aproximações chega-se a uma equação de transporte apropriada para a atmosfera. Para que essa equação possa ser resolvida, entretanto, é preciso conhecer o coeficiente de extinção em cada camada da atmosfera (na hipótese de ETL o coeficiente de emissão pode ser obtido como função do coeficiente de extinção e da temperatura). Se deixarmos de lado o estudo individual das linhas espectrais, isto é, se estudarmos apenas a radiação contínua, as principais fontes de absorção serão as ionizações, o espalhamento por elétrons, a absorção por moléculas e o *encobrimento* (“blanketing”, em inglês), que é o efeito acumulado de todas as linhas de absorção. Esses efeitos dependem da composição química, da densidade de elétrons (ou da pressão eletrônica) e da temperatura. Portanto, devemos construir um modelo da atmosfera, supondo uma composição química e obtendo equações que descrevam o estado físico da atmosfera.

Fazendo mais uma hipótese simplificadora, de que o material da atmosfera esteja em equilíbrio hidrostático, obtemos:

$$\frac{dP(z)}{dz} = g \rho(z) \quad (11.17)$$

onde z é a profundidade na atmosfera, medida a partir da superfície, $P(z)$ é a pressão, $\rho(z)$ a densidade e g a aceleração da gravidade; como a atmosfera é fina em relação ao raio estelar, g pode ser considerada constante.

A equação (11.17) resulta simplesmente de considerarmos a atração gravitacional sobre um elemento de volume da atmosfera igual ao empuxo devido à diferença de pressão na base e no topo do elemento.

Introduzindo o coeficiente de absorção por massa, $\kappa_\lambda = \sigma_\lambda/\rho$, obtemos:

$$d\tau_\lambda(z) = \sigma_\lambda(z) dz = \kappa_\lambda(z) \rho(z) dz \quad (11.18)$$

Com a ajuda da equação (11.18), podemos reescrever a equação (11.17) na forma:

$$\frac{dP}{d\tau_\lambda} = \frac{g}{\kappa_\lambda} \quad (11.19)$$

Temos também que

$$\kappa_\lambda = \kappa_\lambda(T, P_e, \text{comp.}) \quad (11.20)$$

As duas equações (11.19) e (11.20) relacionam quatro grandezas, P , κ_λ , T e P_e . Para resolver a estrutura da atmosfera precisamos de mais duas equações. Lembrando que

$$\frac{P_e}{P} = \frac{N_e}{N}$$

e que N_e/N depende (ver equação de ionização 9.12) de T , P_e e da composição química, podemos escrever:

$$P = P(T, P_e, \text{comp.}) \quad (11.21)$$

que é a terceira equação. A quarta equação vem da equação de transporte, que relaciona o fluxo ($= \sigma T_{ef}^4$) com a temperatura (via coeficiente de emissão); o coeficiente de absorção fica incluído na variável independente que é a profundidade óptica.

Quando as condições para convecção estiverem presentes, devemos somar ao fluxo radiativo o fluxo de energia transportada pela convecção, e lembrar que é esta soma que se conserva nas várias camadas da atmosfera: $F_{rad} + F_{conv} = \sigma T_{ef}^4$. Para o fluxo convectivo não se dispõe de teoria que permita um cálculo preciso; modelos aproximados são usados.

Essas equações (na realidade a (11.20) e a (11.21) são dadas como tabelas) são então resolvidas, obtendo-se T , P , P_e e κ_λ como função da profundidade óptica. Temos então um modelo tentativo para a atmosfera.

Uma simplificação feita às vezes é a de se supor o coeficiente de absorção independente da frequência. Essa é a chamada aproximação de *atmosfera cinza*, e implica na adoção de um valor médio do coeficiente de absorção; justifica-se pelo fato de que a maior parte das fontes de absorção contínua não depende muito fortemente do comprimento de onda. Neste caso, a solução da equação de transporte radiativo fica mais fácil; uma solução aproximada é dada pela chamada *aproximação de Eddington*:

$$T^4 = \frac{3}{4} T_e^4 (\tau + 2/3) \quad (11.22)$$

O estudo do transporte de radiação em linhas é feito basicamente da mesma maneira que no contínuo. O objetivo é semelhante, procuramos fazer com que as características da linha espectral calculada coincidam com as da linha observada; quando isto acontece, dizemos que as hipóteses e valores adotados nos cálculos descrevem as propriedades da atmosfera. Evidentemente, existem diferenças. Assim, o coeficiente de absorção envolvido refere-se a apenas um tipo de evento, que é a transição entre dois níveis de energia determinados, de um dado elemento, em um dado estado de ionização. Portanto, o coeficiente de absorção vai depender da abundância do elemento químico considerado, e das condições físicas que determinam que fração desse elemento estará no estado de ionização e de excitação necessários para que ocorra a transição considerada. Além disso, devemos considerar que a absorção envolvida não se dá sempre no valor do comprimento de onda correspondente à transição considerada; ela pode se dar também em valores adjacentes de λ , devido ao *alargamento* da linha. Como foi visto no capítulo 9, esse alargamento tem várias causas: (i) as energias dos níveis têm uma imprecisão intrínseca (quântica) – *alargamento natural*; (ii) a presença de partículas próximas altera os níveis de energia – *alargamento colisional* ou de *pressão*; (iii) se existe velocidade relativa entre o íon e o observador, o comprimento de onda absorvido será diferente nos dois referenciais – *alargamento Doppler*. Esses mecanismos de alargamento devem ser estudados, para o cálculo do coeficiente de absorção em cada comprimento de onda nas vizinhanças do centro da linha. Reciprocamente, o cálculo da forma da linha (perfil da linha) permite obter informações a respeito desses fatores.

Como a estrutura detalhada da linha é difícil de se obter observacionalmente, estuda-se mais comumente a *largura equivalente* da linha, definida no capítulo 9. De acordo com a discussão naquele capítulo, chamando I_c e I_ν as intensidades no contínuo e na linha, respectivamente, a largura equivalente é dada por

$$W = \int_0^\infty \frac{I_c - I_\nu}{I_c} d\nu \quad (11.23)$$

A largura equivalente depende do número de íons “absorventes”, isto é, no estado de excitação adequado para a transição estudada. Por isso o estudo das larguras equivalentes é usado para a obtenção de abundâncias químicas.

11.3 Estrutura interna das estrelas

No caso dos interiores estelares a informação disponível é mais indireta, evidentemente, do que para as atmosferas. A radiação presente no interior só abandonará a estrela após sofrer inúmeras interações com a matéria, o que fará com que suas características espectrais sejam alteradas. A quantidade total de radiação emitida pela estrela na unidade de tempo – sua luminosidade – será, porém, determinada pelas condições do interior da estrela. O estudo da estrutura interna das estrelas consiste, assim, na aplicação das leis da física a um material caracterizado pelas informações disponíveis sobre massas, raios, luminosidades, abundâncias químicas, etc. Constroem-se dessa maneira modelos matemáticos – “estrelas teóricas” – que são comparados com as estrelas reais.

(a) Condições nos interiores estelares

Algumas das simplificações adotadas para o estudo das atmosferas são claramente inaplicáveis no caso dos interiores estelares: a hipótese plano-paralela e a constância de g , por exemplo. Por outro lado, a hipótese de ETL é muito mais segura no caso dos interiores estelares, porque os caminhos livres médios dos fótons e das partículas são tão pequenos que eles interagem com material muito próximo, que está essencialmente à mesma temperatura. Além disso, o material que compõe o interior estelar está totalmente ionizado (ou quase); como os íons e elétrons têm raios muito pequenos, a aproximação de gás ideal pode ser usada. Essas considerações não se aplicam, evidentemente, se o material for degenerado (capítulo 12).

Várias hipóteses simplificadoras costumam ser adotadas na construção de modelos de estrutura interna:

- (i) Simetria esférica: supõe-se que todas as grandezas físicas dependem apenas da distância ao centro;
- (ii) Equilíbrio hidrostático: supõe-se que a estrela não está nem em contração nem em expansão;
- (iii) Equilíbrio radiativo: a energia gerada é igual à emitida;
- (iv) Ausência de campos magnéticos.

Essas hipóteses implicam ignorar a rotação da estrela, que destrói a simetria esférica, e a presença de companheiras próximas, que, além de destruir a simetria esférica, pode causar perdas ou ganhos de massa.

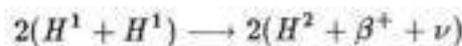
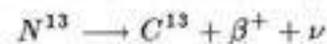
Embora existam estrelas para as quais essas hipóteses claramente não se apliquem, na maioria dos casos elas constituem boas aproximações; de qualquer forma, a solução do problema nos casos mais simples é certamente um passo importante para a compreensão da estrutura estelar.

(b) Geração de energia

A fonte da energia das estrelas permaneceu durante muito tempo como um enigma. Embora várias possibilidades tenham sido cogitadas (energia química, energia potencial gravitacional liberada na contração, etc.), nenhuma era suficiente para explicar a energia liberada pelo Sol durante os bilhões de anos de sua existência; tal período de vida é indicado por evidências geológicas e paleontológicas, que também indicam que a luminosidade solar não mudou apreciavelmente nesse intervalo de tempo. É um fato histórico curioso que, ao invés desse enigma astronômico ter fornecido uma pista para a descoberta das reações entre núcleos atômicos, tenha sido a descoberta da energia nuclear, e a compreensão desse fenômeno, que permitiu o entendimento do modo de geração da energia das estrelas.

Aceitamos atualmente que as estrelas geram energia pela fusão de núcleos atômicos. O processo mais comum é a transformação de quatro núcleos do isótopo mais comum do hidrogênio (H^1) em um núcleo do isótopo mais comum do hélio (He^4). Ou seja, a transformação de quatro prótons em uma partícula α , constituída por 2 prótons e 2 nêutrons. A massa da partícula α é menor que a massa de 4 prótons, e a energia correspondente à massa "desaparecida" é dada pela equação de Einstein, $\Delta E = \Delta m c^2$. Este é um processo muito eficiente de geração de energia; além disso, o hidrogênio é o elemento mais abundante nas estrelas. Para uma estrela como o Sol, admitindo que apenas os 10% do hidrogênio das regiões mais centrais possam ser utilizados, resulta que a energia disponível é da ordem de 10^{51} erg! Ou seja, como a luminosidade do Sol é $L_{\odot} = 3.9 \times 10^{33}$ erg/s, existe energia suficiente para cerca de 10^{10} anos.

A queima nuclear do hidrogênio pode se processar de duas maneiras: reação próton-próton e ciclo do carbono-nitrogênio. As reações principais são as seguintes:

Cadeia PP**Ciclo CN**

onde β^+ é o pósitron, ν o neutrino e γ o fóton.

Nos dois casos, o resultado líquido é a transformação de quatro prótons (H^1) em uma partícula α (He^4). Os neutrinos têm pouquíssima interação com a matéria, e abandonam

a estrela sem trocar energia. Como eles não são contados na luminosidade, sua energia cinética deve ser subtraída da energia produzida nas reações.

Qual dos processos vai predominar? No caso do ciclo CN, as repulsões eletrostáticas entre os núcleos são maiores; para que as reações ocorram, é necessário que as partículas tenham grandes energias cinéticas, que lhes permitam vencer as barreiras coulombianas. Por isso, esse processo é muitíssimo dependente da temperatura. Já na reação PP, as barreiras coulombianas são menores, mas em compensação a probabilidade de ocorrer a primeira reação, entre os dois prótons com produção de deutério (H^2), é extremamente pequena. Resulta, assim, que para temperaturas muito grandes o ciclo CN predomina, enquanto para temperaturas menores é a reação PP a responsável pela maior parte da produção de energia. Estrelas de massa grande utilizam principalmente o ciclo CN, pois têm temperaturas centrais maiores; estrelas de massa menor, como o Sol, utilizam principalmente a reação PP.

A produção de neutrinos nas reações acima abre perspectivas de “observação direta” dos interiores estelares. Como os neutrinos atravessam toda a extensão da estrela, sua detecção possibilita obter informações diretas sobre os processos em curso nas regiões centrais das estrelas. Experimentos destinados à detecção de neutrinos solares têm sido realizados, mas o fluxo medido é menor que o esperado com base nos modelos teóricos. A explicação disso talvez implique em uma reformulação de nossas idéias a respeito da estrutura estelar; talvez alguma das hipóteses simplificadoras adotadas na construção dos modelos de estrutura interna não seja tão razoável quanto parece ...

Embora a “queima” do hidrogênio possa prosseguir por muito tempo, esse combustível acaba se esgotando na região central da estrela. Isso acontece bem mais depressa no caso de estrelas de maior massa, que gastam mais rapidamente seu combustível. Quando o hidrogênio das regiões mais centrais da estrela foi todo convertido em hélio, as reações nucleares cessam, e o núcleo da estrela passa a se contrair e, por isso, a se aquecer, até atingir a temperatura suficiente para que o hélio passe a ser “queimado”. A queima nuclear do hélio se dá pelo processo chamado α -triplo, em que 3 partículas α são convertidas em um núcleo de C^{12} . Essa mudança para combustíveis cada vez mais pesados pode continuar, desde que a estrela tenha massa suficiente para que as temperaturas necessárias sejam atingidas em seu interior. De qualquer forma, ao se chegar a um núcleo estelar composto de Fe^{56} o processo se detém; reações de fusão envolvendo elementos mais pesados são endoenergéticas, isto é, necessitam de energia para ocorrerem, ao invés de cederem energia.

(c) Equações da estrutura interna

Nosso objetivo, ao construir modelos de estrutura interna, é obter equações envolvendo as grandezas físicas que descrevem a situação do interior estelar, de modo a determinar as funções que relacionam essas grandezas com a distância ao centro da estrela.

Duas dessas equações resultam diretamente de hipóteses simplificadoras relacionadas na seção 11.3(a). Assim, da hipótese de simetria esférica, obtemos a *equação de distribuição de massa*:

$$dM(r) = 4\pi r^2 \rho(r) dr \quad (11.24)$$

onde $M(r)$ é a massa contida numa esfera de raio r , e $\rho(r)$ é a densidade em r ; $dM(r)$ é a massa de uma casca esférica de espessura dr , a uma distância r do centro da estrela.

A hipótese de equilíbrio hidrostático leva a

$$dP(r) = -\rho(r) g(r) dr \quad (11.25)$$

onde $P(r)$ é a pressão em r , e $g(r)$ a aceleração gravitacional à mesma distância. Essa equação é equivalente à (11.17) das atmosferas estelares, porém temos agora que levar em conta a variação da aceleração da gravidade com r :

$$g(r) = \frac{GM(r)}{r^2} \quad (11.26)$$

Temos, por enquanto, duas equações, (11.24) e (11.25), relacionando três grandezas: $M(r)$, $\rho(r)$ e $P(r)$. Precisamos obter mais uma equação para podermos resolver o sistema. É fácil ver que

$$dL(r) = 4\pi r^2 \rho(r) \epsilon(r) dr \quad (11.27)$$

onde $L(r)$ é a energia que atravessa uma esfera de raio r na unidade de tempo (ou seja, é a luminosidade dessa esfera), e $\epsilon(r)$ é a taxa de geração de energia por unidade de massa. $dL(r)$ é a variação da luminosidade quando se atravessa uma casca de espessura dr : como estamos supondo que a energia não “desaparece” na estrela (hipótese de equilíbrio radiativo), essa variação só pode ocorrer por geração de energia na casca. Se $\epsilon(r)$ for nulo (não há geração de energia na casca), a variação da luminosidade será obviamente nula.

Ocorre, porém, que ao obtermos mais uma equação, introduzimos mais duas funções incógnitas: $L(r)$ e $\epsilon(r)$! Precisamos agora de mais duas equações, ao invés de uma. A taxa de geração de energia por massa pode ser calculada se forem conhecidas a composição química, a densidade e a temperatura; assim podemos escrever mais uma equação, na forma

$$\epsilon(r) = \epsilon(\rho(r), T(r), \text{comp.}) \quad (11.28)$$

Novamente, obtivemos mais uma equação mas introduzimos uma nova função incógnita, $T(r)$; continuamos precisando de mais duas equações. Nos interiores estelares, a aproximação de gás ideal é geralmente satisfeita, e podemos escrever

$$P(r) = \frac{k \rho(r) T(r)}{m(r)} \quad (11.29)$$

onde k é a constante de Boltzmann, e $m(r)$ é a massa média por partícula, que pode ser obtida da composição química e das condições físicas em r . A equação (11.29) é a equação de estado. Quando o gás no interior da estrela é muito denso, como no caso das anãs brancas, o gás torna-se degenerado, isto é, sua pressão depende apenas da densidade eletrônica, e não depende da temperatura (capítulo 12).

Ainda continuamos precisando de mais uma equação! O gradiente de temperatura, $dT(r)/dr$, é determinado pela transferência de energia no interior da estrela, e pelo valor local da temperatura. Se a transferência de energia for feita pelo campo de radiação, ela vai ser caracterizada pela luminosidade e pelo coeficiente de absorção $\kappa(r)$. Ou seja, uma relação do tipo

$$\frac{dT(r)}{dr} = f(T(r), L(r), \kappa(r)) \quad (11.30)$$

pode ser obtida; no caso da energia ser transportada por convecção (seção 11.2b), a equação (11.30) deve ser adequadamente modificada. Nos interiores estelares a convecção pode ser tão eficiente para transportar a energia, devido às densidades mais altas em comparação com as atmosferas, que praticamente toda a energia é transportada por este processo.

Mas, continuamos precisando de mais uma equação ... O coeficiente de absorção pode ser calculado a partir da composição química, da densidade e da temperatura:

$$\kappa(r) = \kappa(\rho(r), T(r), \text{comp.}) \quad (11.31)$$

O que, finalmente, completa o conjunto de equações da estrutura interna. Para que esse conjunto de equações seja resolvido, é necessário ainda que tenhamos algumas condições de contorno, que podem ser, por exemplo,

$$M(0) = 0, \quad L(0) = 0 \quad (r = 0) \quad (11.32)$$

$$T(R) = 0 \quad P(R) = 0 \quad (r = R) \quad (11.33)$$

A condições (11.32) são óbvias, e as (11.33) valem aproximadamente no sentido de que $T(R)$ e $P(R)$ são pequenas em relação aos valores do interior estelar.

É importante observar que existem duas grandezas envolvidas nas equações da estrutura interna e nas condições de contorno que devem ser dadas para que o problema possa ser resolvido: a composição química e o raio da estrela, R . Na realidade, ao invés de R , poderíamos usar outra grandeza física qualquer, visto que elas estão relacionadas pelas equações de estrutura interna. Normalmente se escolhe a massa total M . Isto significa que a massa total e a composição química determinam a estrutura da estrela, afirmação esta conhecida como *teorema de Vogt-Russell*. Como a composição química (e também a massa total) muda com a idade, pode-se modificar essa afirmação para: a estrutura da estrela é determinada pela massa e composição química iniciais, e pela idade. De fato, essa afirmação é válida dentro das simplificações adotadas, em que se ignoram a rotação estelar, campos magnéticos e companheiras próximas; nesse caso, ela é uma consequência lógica das hipóteses iniciais.

Resolvido o sistema de equações da estrutura interna, obtemos as funções $P(r)$, $T(r)$, etc. para todos os valores de r . Repetindo este procedimento após intervalos de tempo convenientes podemos, em princípio, conhecer a variação com o tempo das propriedades físicas das estrelas, como sua temperatura efetiva e luminosidade. Estas variações caracterizam a *evolução estelar*, que será examinada no próximo capítulo.

Capítulo 12

EVOLUÇÃO ESTELAR

José Alberto Marcondes Machado

Observamos as estrelas emitindo energia, sob a forma de radiação, e acreditamos que a fonte dessa energia seja aquela descrita no capítulo anterior. As reações de fusão nuclear, bem como todas as fontes de energia conhecidas, chegam, mais cedo ou mais tarde, a um fim: não são inesgotáveis. Isto significa que as estrelas não podem durar para sempre; devem ter um fim e um início. Esperamos mais ainda: que, durante seu período de atividade, suas propriedades variem com o tempo.

O estudo da origem, evolução e fim das estrelas vai constituir o assunto deste capítulo. Devemos notar que a Astrofísica tem uma posição peculiar em relação às outras áreas de pesquisa científica: seu objeto de estudo não é acessível à manipulação experimental. Por isso, o método adotado é o da construção de modelos teóricos (nos quais podemos “manipular” variáveis como massa, composição química, etc.) e a comparação desses modelos com as observações. Vimos, no capítulo anterior, como podemos construir modelos de estrutura estelar. Séries de modelos como esses, em que cada modelo difere do anterior de acordo com as alterações provocadas, ao longo do tempo, pelas reações de fusão, permitem o estudo da evolução das estrelas.

12.1 Formação de estrelas

Temos razões para acreditar que as estrelas se formam a partir das nuvens de gás e poeira existentes no meio interestelar (ver capítulo 14). Para que uma nuvem dessas inicie um processo de contração, é necessário que a atração gravitacional entre suas partes sobrepuje os efeitos do movimento térmico das partículas; isso ocorre quando a massa da nuvem é maior que um valor crítico chamado *massa de Jeans*, que é função da densidade e da temperatura. Iniciado o processo de colapso gravitacional, os cálculos indicam que acontece uma primeira fase, em que a contração é rápida (colapso dinâmico), seguida da formação de um núcleo em equilíbrio quase estático sobre o qual o material externo vai se depositando. A seguir, novamente uma fase de colapso dinâmico, seguida de uma segunda fase de quase equilíbrio, que culmina com o início das reações de fusão do hidrogênio nas regiões centrais do objeto – a partir de então, uma estrela. Como vimos no capítulo anterior, as reações de fusão só ocorrem se a massa do objeto for maior que cerca de $0,08 M_{\odot}$; caso contrário, a densidade e a temperatura das regiões centrais não atingem os valores necessários para o início daquelas reações, e o objeto não chega a se tornar uma estrela.

As fases de quase equilíbrio ocorrem porque, na contração, parte da energia potencial gravitacional que está sendo perdida é transformada em energia cinética das partículas do gás; a pressão resultante tende a contrabalançar a atração gravitacional, freando a contração. Durante o primeiro colapso dinâmico a energia cinética das partículas do gás é transferida aos grãos de poeira, que se aquecem e irradiam energia no infravermelho. Como, nessa fase, o material da nuvem é transparente à radiação infravermelha, a energia acaba sendo perdida. Em outras palavras, os grãos de poeira resfriam o material, que, assim, perde a sustentação contra a atração gravitacional; o gás não se aquece, e o colapso ocorre a temperatura decrescente no início e constante no resto desta fase. No segundo colapso dinâmico, o mecanismo de resfriamento é a transformação da energia cinética térmica em energia de dissociação das moléculas de hidrogênio. Durante a contração –

exceto no primeiro colapso dinâmico – o objeto se aquece, por transformação da energia potencial gravitacional perdida em energia térmica. Dessa maneira, ele passa a emitir radiação visível, e, como no caso de uma estrela, podemos obter sua magnitude e sua temperatura efetiva: ele pode então ser representado no diagrama HR. Os pontos que descrevem a protoestrela à medida que ela se contrai formam uma trajetória no diagrama (figura 12.1); a parte vertical dessa trajetória é conhecida como *trajetória de Hayashi*.

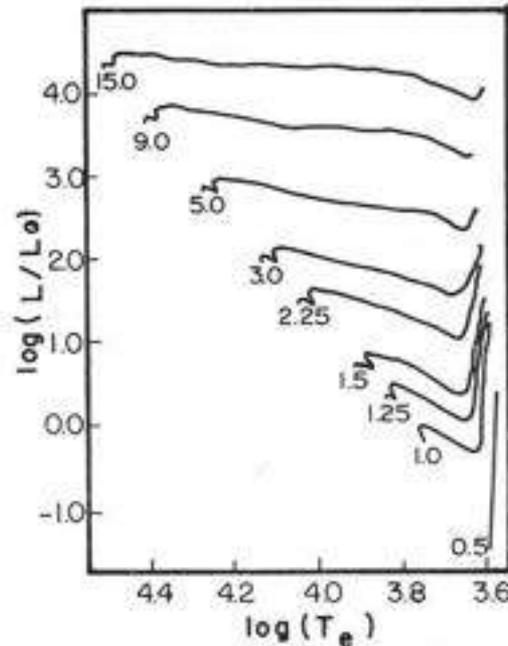


Figura 12.1

Evidentemente, a cada massa de protoestrela corresponde uma trajetória dessas, e essas trajetórias terminam no ponto em que a protoestrela passa a gerar energia por fusão nuclear, tornando-se uma estrela. Assim, a cada valor da massa corresponde um ponto desses, e, como vemos, o conjunto desses pontos forma a *sequência principal de idade zero* (SPIZ). Isso mostra que a sequência principal (SP) é uma sequência de massas, que aumentam da região inferior direita para a superior esquerda.

O processo descrito acima ainda apresenta alguns aspectos que não são perfeitamente compreendidos. Assim, para satisfazer a condição de Jeans, ou seja, para que a contração gravitacional tenha início, é preciso que a nuvem interestelar atinja densidades maiores que as usuais; o mecanismo que faz com que isso ocorra ainda está sujeito a controvérsias (explosões de supernovas, ondas de densidade na Galáxia e outros têm sido propostos). Por outro lado, a massa, o momento angular e o campo magnético das nuvens interestelares são muito maiores que os das estrelas. No caso da massa e do momento angular a explicação parece estar no processo de fragmentação, que se supõe ocorrer durante as fases de colapso dinâmico: com o aumento de densidade provocado pela contração, massas menores passam a satisfazer a condição de Jeans, podendo, então, ocorrer fragmentação seguida de colapso gravitacional dos fragmentos. Dessa maneira, a massa da nuvem seria dividida entre os

fragmentos, e parte do momento angular da nuvem iria para o movimento orbital desses fragmentos em torno do centro de massa do sistema. Ocorreria, assim, a formação de várias estrelas, e não de estrelas isoladas. De fato, a maioria das estrelas observadas não é isolada, mas parte de sistemas múltiplos, principalmente binários. Mesmo no caso de estrelas isoladas, o momento angular pode estar repartido entre o movimento de rotação da estrela e o movimento orbital de um sistema planetário; no caso do Sistema Solar, o momento angular do Sol é muito menor que o dos planetas em seu movimento orbital.

A observação do processo de formação estelar é dificultada pela opacidade das nuvens densas à maior parte do espectro eletromagnético. Por isso, devemos contar apenas com observações de nuvens difusas, principalmente em ondas milimétricas, e de radiação infravermelha (à qual as nuvens são parcialmente transparentes) originária de protoestrelas em vias de se tornarem estrelas; as fases intermediárias não são observadas. À medida que o objeto se torna luminoso, a pressão da radiação afasta o material remanescente da nuvem, e a estrela recém formada pode então ser observada normalmente, localizando-se, no diagrama HR, na sequência principal de idade zero. Os cálculos teóricos indicam que, enquanto houver hidrogênio sendo “queimado” nas regiões centrais, a estrela permanecerá próxima a esse ponto da SP. Os cálculos indicam também que pequenas variações na composição química inicial levam a pequenas diferenças na posição ocupada pela estrela no diagrama HR. Esses dois efeitos, a mudança de posição com o tempo e as diferenças de composição química inicial, explicam porque a SP não é uma linha, mas uma faixa.

12.2 Trajetórias evolutivas

O tempo que uma estrela leva para esgotar o hidrogênio das regiões centrais depende, evidentemente, da quantidade de hidrogênio disponível e da taxa de queima desse hidrogênio. Ou seja, esse tempo, que é o tempo que ela passa nas proximidades da SP, é proporcional à massa e inversamente proporcional à luminosidade da estrela:

$$t_{SP} \propto \frac{M}{L} \quad (12.1)$$

A relação massa-luminosidade na SP é aproximadamente $L \propto M^3$. Então,

$$t_{SP} \propto \frac{M}{M^3} \quad (12.2)$$

Esperamos que t_{SP} do Sol seja da ordem de 10^{10} anos. Então, tomando M em unidades solares,

$$t_{SP} \approx \frac{10^{10}}{M^2} \text{ anos} \quad (12.3)$$

Como vemos, estrelas de pequena massa permanecem muito mais tempo na SP que as de grande massa.

O que acontece quando as estrelas consomem todo o hidrogênio das regiões centrais e abandonam a SP? O núcleo da estrela para de produzir energia; com isso, começa a se

contrair, e, devido à contração, se aquece, provocando a expansão das regiões mais externas. Ao mesmo tempo, continua a queima de hidrogênio, agora em uma camada em torno do núcleo de hélio. O resultado disso é que o raio da estrela aumenta, enquanto sua luminosidade fica aproximadamente constante; como sabemos, isso implica que a temperatura efetiva diminui (capítulo 11). No diagrama HR, a estrela se desloca para a direita. Os cálculos, baseados nos modelos teóricos, indicam que, a seguir, com a continuação da contração e conseqüente aquecimento do núcleo, a luminosidade passa a aumentar, enquanto prossegue o aumento do raio. Nessa fase, a estrela segue uma trajetória quase vertical no diagrama HR, tornando-se uma *gigante vermelha*.

A continuação do processo de contração e aquecimento do núcleo prossegue, até que sejam atingidas as condições para as reações de queima nuclear do hélio (processo $3 - \alpha$, ver capítulo anterior). Se, nessa fase, o núcleo estiver degenerado, o aquecimento devido às reações de fusão não causa expansão, visto que a densidade não depende da temperatura, para matéria degenerada. Dessa forma, o aquecimento leva a um aumento na taxa de reações nucleares, com conseqüente aumento de temperatura, com conseqüente aumento na taxa de reações, etc. – é o chamado *flash* do hélio. A temperatura termina por atingir valores tão altos que a degenerescência é removida; o retorno do material à condição de gás não degenerado provoca uma violenta expansão, e o conseqüente resfriamento da estrela. Com isso, as reações nucleares cessam em toda a estrela. O flash do hélio, por ser muito rápido e ocorrer bem no interior da estrela, não é observado.

Com a cessação das reações nucleares, a estrela entra em um processo de contração semelhante ao que ocorreu durante a fase de protoestrela: sua luminosidade diminui, com a temperatura superficial variando pouco. Com a contração do núcleo, novamente as condições para a fusão do hélio são atingidas; desta vez, porém, o núcleo não está degenerado, e o processo de *regulagem* via expansão e resfriamento permite que a estrela atinja uma nova configuração de equilíbrio. Ela passa a percorrer, então, o chamado *ramo horizontal*, com hélio queimando no centro e hidrogênio queimando em uma camada mais externa. Esta fase dura menos que a da SP, visto que as reações de fusão do hidrogênio fornecem mais energia que as reações de fusão do hélio. Exaurido o hélio das regiões centrais, o núcleo volta a se contrair, com hélio e hidrogênio queimando em camadas; a estrela volta, no diagrama HR, à região das gigantes vermelhas. Se sua massa for semelhante à do Sol, o núcleo não atingirá as condições para a queima do carbono.

A descrição acima é baseada em cálculos de modelos estelares e também no estudo das reações nucleares que podem ocorrer nas condições presentes nos modelos. As linhas que representam os resultados desses cálculos no diagrama HR são chamadas *trajetórias evolutivas*; na figura 12.2 está representada esquematicamente a trajetória evolutiva de uma estrela de massa igual à do Sol.

O que ocorre após a segunda passagem pelo ramo das gigantes vermelhas é mais especulativo. Há uma fase de perda de massa acentuada, na qual o material mais externo da estrela é ejetado; observamos estrelas muito quentes circundadas por uma concha de material em expansão – as *nebulosas planetárias* – e acreditamos que elas correspondam a essa fase. Supõe-se que, a seguir, a estrela central, já livre da nebulosa circundante, e desprovida de fontes de energia nuclear, vá se contraindo e esfriando até tornar-se uma *anã branca*.

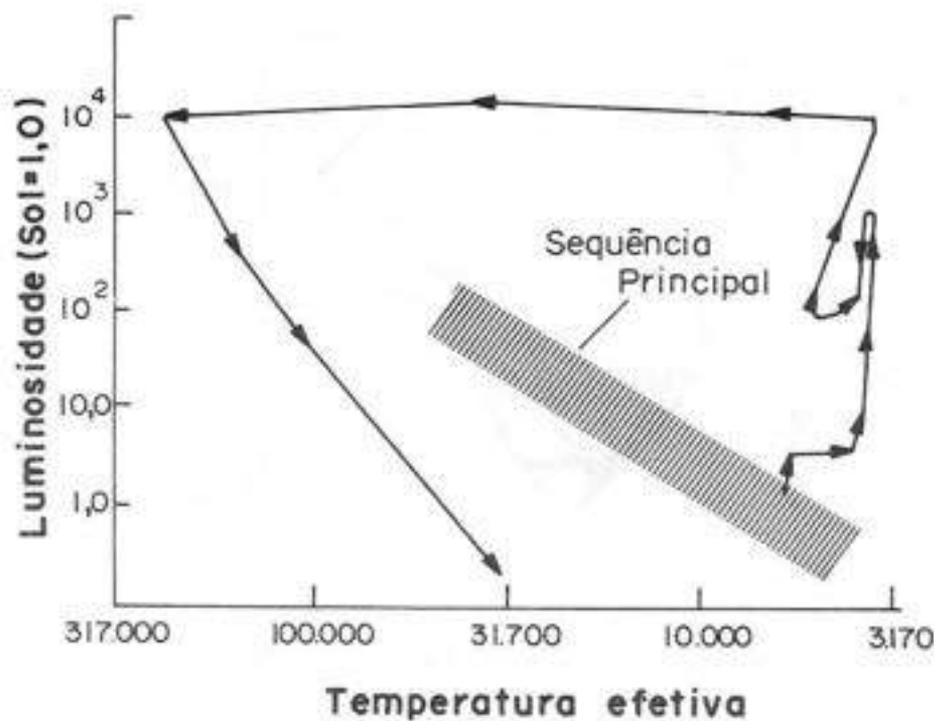


Figura 12.2

12.3 Aglomerados estelares

As conclusões dos cálculos teóricos de evolução estelar devem passar pelo teste observacional: estrelas com as características previstas devem ser observadas, e a distribuição delas pelas várias fases deve ser coerente com as durações previstas para essas fases. Assim, por exemplo, se os cálculos indicam que o tempo de permanência na sequência principal é muito maior do que na região das gigantes, devemos observar muito mais estrelas na SP do que no ramo das gigantes. As estrelas observadas normalmente têm idades diferentes e, talvez, composições químicas iniciais também diferentes. Isso torna a interpretação do diagrama HR, obtido a partir delas, muito menos útil para a comparação com a teoria. Felizmente existem conjuntos de estrelas, ligados gravitacionalmente, chamados *aglomerados estelares*, que parecem ter sido formados na mesma época e a partir do mesmo material. Assim, as diferenças entre as estrelas de um aglomerado devem-se apenas às diferenças de massas, facilitando o teste observacional das teorias evolutivas.

Da mesma forma, a comparação entre aglomerados de idades diferentes, mas de composição química semelhante, e entre aglomerados de idades semelhantes mas com composições químicas diferentes, fornece mais um instrumento para o teste e o aperfeiçoamento das teorias de evolução estelar. Na figura 12.3 temos o diagrama HR de vários aglomerados.

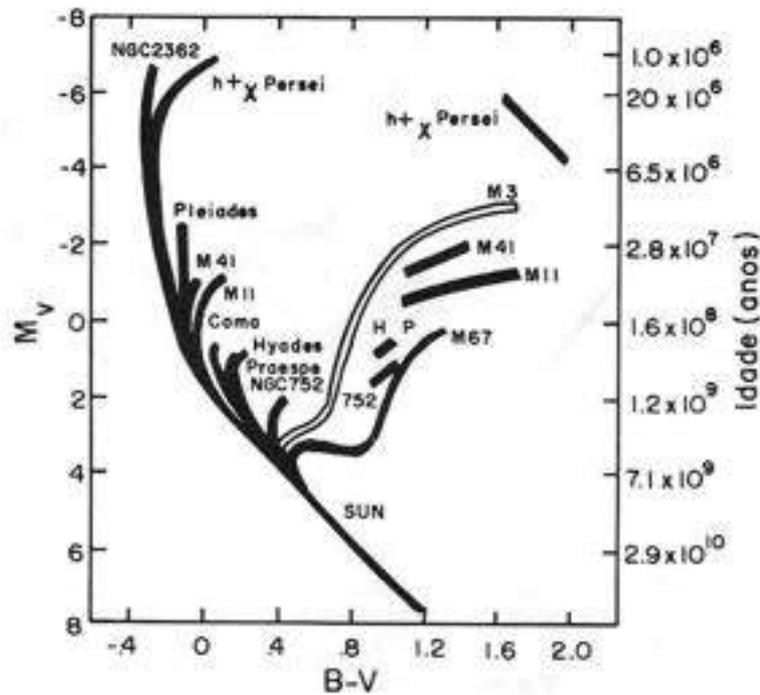


Figura 12.3

Os aglomerados estelares podem ser divididos em dois grupos: *aglomerados galáticos* ou *abertos*, e *aglomerados globulares*. Estes últimos têm forma aproximadamente esférica, um número geralmente maior de estrelas, e sua distribuição na Galáxia não é concentrada no disco; além disso, suas estrelas têm menor abundância de elementos mais pesados que o hélio, e eles são todos muito velhos. Os aglomerados galáticos têm formas, dimensões e idades variadas, abundância “normal” de elementos químicos, e estão mais concentrados no plano galático. Isto indica que os aglomerados globulares são objetos de População II, e os galáticos, de População I; os primeiros formaram-se no início da vida da Galáxia, a partir de material ainda não enriquecido pelos elementos pesados produzidos nas estrelas.

As características presentes na figura 12.3 são compatíveis, em linhas gerais, com os resultados da teoria. Como vimos, as estrelas de massa maior ficam menos tempo na SP; aglomerados mais antigos não apresentam a região superior esquerda da SP, que é onde se localizam as estrelas de maior massa. De fato, essa é uma maneira de atribuir idade aos aglomerados: as estrelas de maior massa ainda localizadas na SP (no chamado *ponto de virada*), devem ter idade igual à do aglomerado. Quanto mais baixo o ponto de virada, mais antigo o aglomerado. Coerentemente, os aglomerados globulares têm pontos de virada mais baixos, ou no máximo iguais, que os galáticos. Aglomerados muito jovens não apresentam o ramo das gigantes vermelhas; aglomerados muito velhos não apresentam supergigantes vermelhas, estrelas muito massivas que já devem ter terminado sua evolução; o ramo horizontal só aparece em aglomerados velhos, etc.

Uma informação observacional que levou ao aperfeiçoamento das teorias evolutivas foi a presença de anãs brancas, cuja massa, como veremos, não pode ser grande, em alguns aglomerados: estrelas com as massas esperadas para anãs não teriam tido tempo para chegar a essa fase final da evolução, durante o tempo de existência do aglomerado. Isso tornou evidente a necessidade de introdução, nos cálculos de evolução estelar, do fenômeno da *perda de massa*. De fato observa-se, nas gigantes e supergigantes vermelhas, um *vento estelar* importante, que pode chegar a $10^{-5} M_{\odot}/\text{ano}$, causado, possivelmente, pela pressão de radiação agindo sobre material sujeito a uma aceleração gravitacional relativamente baixa. Além disso, perda de massa importante também é evidente no caso das nebulosas planetárias. Assim, a massa de uma anã branca pode ser muito menor que a da estrela que a originou.

12.4 Fases finais da evolução estelar

Mencionamos atrás que estrelas de massa semelhante à do Sol terminam como anãs brancas. Isso ocorre quando a estrela deixa de gerar energia, por não atingir as condições necessárias para passar a queimar o próximo combustível – no caso, o carbono. Sem geração de energia, a estrela não consegue mais manter o equilíbrio hidrostático: a força gravitacional vence, e ela colapsa. O aumento de densidade devido à contração acaba levando à *degenerescência* dos elétrons; a pressão dos elétrons degenerados, sendo muito grande, pode deter a contração.

Para entender o que é matéria degenerada, vamos considerar uma porção de gás ideal; nesse caso, sabemos que as velocidades (e, portanto, as quantidades de movimento) das partículas têm uma distribuição estatística – distribuição de Maxwell – em que a maioria delas têm velocidades próximas da velocidade mais provável, e um número cada vez menor tem velocidades maiores ou menores que esta. Suponhamos agora que esta porção de gás vá sendo comprimida; o que ocorre? Do ponto de vista da física clássica, não ocorre necessariamente nada de muito notável; o gás pode continuar a ter uma distribuição maxwelliana de velocidades, e as partículas vão ficar mais próximas umas das outras. Se continuarmos a comprimir o gás, essas partículas vão ficar cada vez mais próximas, mas, se considerarmos as partículas como esferas duras, só teríamos como limite a condição de que elas não poderiam se interpenetrar. Embora isso possa ser verdade na física clássica, deixa de sê-lo do ponto de vista da Mecânica Quântica. Dois princípios da Mecânica Quântica estão envolvidos nisto: o princípio da incerteza de Heisenberg, e o princípio da exclusão de Pauli. O princípio da incerteza, aplicado à posição e à quantidade de movimento de uma partícula, afirma que o produto das incertezas nos valores da posição (δx) e da quantidade de movimento (δp_x) não pode ser menor que uma constante: $\delta x \delta p_x \geq h/2\pi$, onde h é a constante de Planck, e onde estamos considerando, por simplicidade, apenas uma dimensão. Já o princípio da exclusão afirma que partículas como as que constituem um gás não podem ter, ao mesmo tempo, o mesmo estado quântico.

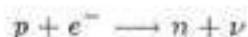
Voltando ao nosso gás extremamente comprimido, consideremos duas de suas partículas, e admitamos que elas estejam muito próximas (devido à compressão) e têm valores semelhantes de quantidade de movimento. O que acontece, então? Se as diferenças entre suas posições e quantidades de movimento tiverem um produto menor que $h/2\pi$, do ponto

de vista da Mecânica Quântica, elas terão a mesma posição e quantidade de movimento (devido ao princípio da incerteza), e, portanto, o mesmo estado quântico – o que não é permitido (princípio da exclusão). Como estamos supondo que o gás está muito comprimido, não é possível fazer as diferenças de posição – as distâncias entre partículas – aumentarem; o que ocorre, então, é que as diferenças entre as quantidades de movimento, e, portanto, entre as velocidades, aumenta, de modo a levar as partículas a estados quânticos diferentes. Pode-se perceber, assim, que a distribuição de velocidades é alterada, deixando de ser maxwelliana; não podemos mais ter muitas partículas com velocidades próximas da mais provável; elas devem tomar os valores “disponíveis” de velocidade. Inicialmente são ocupados os valores mais baixos, e, à medida que aumentar a compressão (e portanto a densidade), valores de velocidade mais altos. Uma distribuição plana de velocidades, diferente da maxwelliana, resulta, e a matéria que obedece a essa nova distribuição é dita *degenerada*. Ela não mais obedece à equação de estado de um gás ideal; a nova equação de estado tem a peculiaridade de relacionar a pressão e densidade entre si, mas não com a temperatura! Isto significa, por exemplo, que, se a temperatura aumentar, a densidade não muda, isto é, a matéria degenerada não se expande ao ser aquecida. Se a temperatura aumentar mais que um valor limite, porém, a matéria deixa de ser degenerada (podendo então se expandir).

Na explicação acima foi feita uma simplificação, com o objetivo de torná-la mais facilmente compreensível. De fato, como as partículas consideradas têm *spin*, uma grandeza quântica que pode assumir dois valores diferentes (“para cima” e “para baixo”), as duas partículas consideradas acima poderiam ter valores muito próximos de posição e de quantidade de movimento, e ainda assim não pertencerem ao mesmo estado quântico, se tivessem spins diferentes. Isto, porém, não muda a essência da situação, bastando apenas estender o raciocínio para mais de duas partículas.

A pressão de um gás degenerado somente é capaz de deter a contração se a massa da estrela não for muito grande: os cálculos teóricos indicam que a massa limite é $M = 1,44 M_{\odot}$. Para massas maiores, a pressão dos elétrons degenerados não é suficiente para deter a contração. Se a massa for menor que a massa limite, a contração cessa, e resulta um objeto muito denso (10^4 a 10^7 g/cm³), de raio da ordem do raio da Terra, e onde não mais ocorre geração de energia; a energia térmica existente é lentamente radiada, tornando-se visível como uma anã branca. Como, para matéria degenerada, a densidade não depende da temperatura, o raio da anã branca permanece constante enquanto ela resfria.

No caso de estrelas de massa maior, a evolução prossegue, após a exaustão do hélio, com a queima de elementos sucessivamente mais pesados. De qualquer forma, a geração de energia acaba cessando, como vimos, visto que elementos mais pesados que o ferro não fornecem energia por fusão nuclear. Começa, então, o colapso gravitacional, que, neste caso, não se detém pela pressão de degenerescência dos elétrons. Com a continuação do colapso, a densidade e a temperatura atingem valores que permitem a reação de captura de elétrons:



onde p é o próton, e^{-} o elétron, n o nêutron e ν o neutrino.

Com essa reação, que é endoenergética, o material da estrela é transformado em nêutrons, visto que a reação ocorre também com os prótons que estão em núcleos. Com o

desaparecimento dos elétrons, a pressão diminui, e o colapso se acelera. Como os nêutrons também podem se tornar degenerados, a contração ainda pode ser detida pela pressão de nêutrons degenerados, resultando uma *estrela de nêutrons*, com densidade da ordem de 10^{15} g/cm³, e raio da ordem de alguns quilômetros. Durante a reação de captura de elétron, e subsequente colapso acelerado, as camadas mais externas da estrela, aquecidas pelos neutrinos e sofrendo um choque ao cair sobre o núcleo de nêutrons, passam por um processo de ejeção altamente energético; esse evento explosivo é visto como uma *supernova*.

A estrela de nêutrons que “sobra” da explosão é observada como um *pulsar*, uma fonte de rádio que emite pulsos periódicos. Essa emissão é produzida por elétrons e íons acelerados pelo campo magnético da estrela de nêutrons. Se o eixo magnético e o de rotação não coincidem, o eixo magnético precessiona durante a rotação da estrela; como a emissão de rádio produzida nessas circunstâncias é dirigida principalmente ao longo das linhas do campo magnético, ela só é detectada quando o eixo magnético aponta para o observador. Assim, o período dos pulsos é igual ao período de rotação do pulsar. Como a estrela de nêutrons é o resultado de uma enorme contração, tanto a velocidade de rotação quanto a intensidade do campo magnético são muito grandes.

Dependendo da massa da estrela, mesmo a pressão dos nêutrons degenerados é incapaz de sustar o colapso gravitacional. A massa limite, neste caso, ainda não é bem conhecida; acredita-se em algo como 2 a 3 M_{\odot} . De qualquer forma, para massas maiores que a massa limite, o colapso não pode ser freado, e continua indefinidamente, com o raio do objeto tendendo a zero. Ao atingir um raio para o qual o campo gravitacional seja tão intenso que a radiação eletromagnética não consiga escapar da sua superfície, o objeto torna-se um *buraco negro*. Como nada, nem mesmo a radiação, pode sair do buraco negro, ele não é observável diretamente. Entretanto, em certas circunstâncias, podemos observar seus efeitos e deduzir sua presença. Assim, por exemplo, se o buraco negro evoluiu a partir de um membro de um sistema binário, pode acontecer, se a distância entre o buraco negro e a estrela normal for pequena, que matéria da estrela seja atraída para o buraco negro. Em sua trajetória de queda, essa matéria espirala, formando um disco de material sujeito a forte aceleração. Nessas circunstâncias, o material do disco emite radiação, inclusive raios X, que pode ser detectada. De fato, observamos objetos que apresentam as características esperadas para esses casos. Uma outra possibilidade aparece devido à ação do campo gravitacional sobre a trajetória dos raios luminosos; uma fonte de radiação situada atrás de um buraco negro, na linha que passa por ele e pelo observador, sofreria um efeito de *lente gravitacional*, e tal efeito daria informações sobre o buraco negro.

Resumindo, podemos dizer que, dependendo da massa da estrela, ela pode terminar sua vida como uma anã branca, uma estrela de nêutrons, ou como um buraco negro.

12.5 Estrelas variáveis

Como foi visto na seção anterior, as supernovas são estrelas cujo brilho aumenta fortemente em um período de tempo relativamente curto, contrastando com a maior parte das estrelas observadas, que mantêm sua luminosidade essencialmente constante. De fato, outras estrelas com condições físicas diferentes também apresentam variações de brilho, que

podem ser de pequenas frações de magnitude até várias magnitudes, com ou sem periodicidade. São as chamadas *estrelas variáveis*, das quais exemplos clássicos são: δ Cephei, protótipo do tipo chamado *Cefeidas*, e o Ceti, ou Mira, protótipo das *estrelas variáveis de longo período*, ou *Miras*.

As estrelas variáveis podem ser *extrínsecas* – quando a causa da variabilidade está fora da estrela, como por exemplo no caso de um sistema binário em que uma das estrelas periodicamente oculta a outra; ou *intrínsecas*, quando a variabilidade é causada por transformações ocorridas na própria estrela. Estas últimas podem aproximadamente ser subdivididas em variáveis *pulsantes*, em que as camadas atmosféricas expandem-se e contraem-se periodicamente, causando as variações de luminosidade, e *não pulsantes*, em que variações súbitas podem ocorrer. As variáveis não pulsantes incluem uma grande variedade de objetos, que apresentam geralmente fenômenos repentinos e mais violentos do que as pulsantes; incluem as *novas*, *supernovas*, *novóides*, *R Coronae Borealis*, *T Tauri*, *RS Canum Venaticorum* etc.

As variáveis pulsantes são também de diversos tipos, sendo os principais as *Cefeidas*, as estrelas do tipo *W Virginis*, as *RR Lyrae*, as *Miras*, as *RV Tauri*, as δ Scuti, e as β Canis Majoris, havendo ainda as *semi-regulares vermelhas*. Cada um destes tipos tem uma *curva de luz* característica, isto é, uma variação bem definida do brilho com o tempo, o que inclui o período da variação e a amplitude. Por exemplo, as Cefeidas são estrelas de população I e tipo espectral F6 a K2, com períodos característicos de 5 a 10 dias. Neste tipo de variáveis, ocorrem normalmente variações do tipo espectral, raio e velocidade radial, além da variação de brilho. Tais variações são devidas à não validade do equilíbrio hidrostático durante a fase em que a estrela atravessa uma região do diagrama HR chamada *faixa de instabilidade*.

Estrelas variáveis periódicas são especialmente importantes devido à existência de uma relação *período-luminosidade*, isto é, medido o período de uma estrela, pode-se inferir sua magnitude absoluta, e portanto, sua distância. Esta relação foi descoberta empiricamente no início do século para as Cefeidas e W Virginis, e tem sido extensivamente utilizada para a calibração de escalas de distâncias.

Capítulo 13

O SOL

Oscar T. Matsuura

Algumas propriedades básicas do Sol estão relacionadas na tabela 13.1. Os primeiros quatro parâmetros permitem caracterizar fisicamente uma estrela. Os valores solares são medianos. Sendo uma estrela da Sequência Principal, o Sol é típico e representativo da maioria das estrelas.

Propriedade	valor
Massa	$1,99 \times 10^{33}$ g
Composição química	X = 0,730
	Y = 0,245
	Z = 0,025
Temperatura efetiva	5770 K
Luminosidade	$3,82 \times 10^{33}$ erg/s
Raio	$6,96 \times 10^{10}$ cm
Tipo espectral	G2 V
Idade	$4,5 \times 10^9$ anos
Magnitude visual aparente	-26,74
Magnitude visual absoluta	+4,83
Magnitude bolométrica aparente	-26,82
Magnitude bolométrica absoluta	+4,76
Densidade central	160 g/cm ³
Temperatura central	$1,5 \times 10^7$ K

Tabela 13.1

Pela sua proximidade o Sol pode ser observado detalhadamente sobre sua superfície. Seu estudo constitui portanto um precioso subsídio para a compreensão das estrelas em geral.

O Sol tem uma estrutura interna com núcleo radiativo e envelope convectivo. Nem todas as estrelas têm essa estrutura, comum às estrelas mais tardias do que F na Sequência Principal. Muitas propriedades observáveis decorrem desse particular tipo de estrutura. Sob esta consideração, o Sol é paradigma só das estrelas mais frias da Sequência Principal. Em comum elas têm ainda rotação mais lenta, cromosferas e coroas, e atividade magnética.

13.1 Fotosfera

A *fotosfera* é uma camada de apenas 500 km de espessura, que emite quase metade da luminosidade solar concentrada na região visível do espectro. Sua temperatura é de 5770 K. Nas camadas mais internas o Sol é mais denso e opaco, portanto invisível de fora. Nas camadas mais externas, graças à diminuição da densidade, a radiação se propaga livremente. Na fotosfera portanto ocorre a transição do regime radiativo opaco ao transparente. O bordo do Sol parece nítido porque a fotosfera é fina. A densidade numérica é de 5×10^{21}

cm^{-3} , 5 mil vezes inferior à do ar que respiramos! Para nós a fotosfera é a manifestação mais imediata do Sol. A temperatura efetiva e o raio do Sol são definidos pelos valores fotosféricos.

Fotografias não deterioradas pela turbulência da atmosfera terrestre mostram que a fotosfera não é homogênea. Ela é um mosaico de granulações com diâmetro de uns 400 km, como mostra a fotografia da figura 13.1 tirada numa torre solar (*The Cambridge Atlas of Astronomy*, 1985, p. 27). Cada granulação, que subtende $0,6''$ em média é uma coluna de convecção, e sobrevive de 5 a 10 minutos. A parte central, na qual o gás mais quente procedente do interior sobe, é mais brilhante. Esse gás irradia e se resfria. Depois desce pelos bordos mais escuros da coluna. A convecção ocorre no envelope solar por causa da baixa temperatura que propicia a formação do íon negativo H^- , um átomo de H com 2 elétrons. Esse íon exacerba a opacidade e debilita o transporte radiativo. Nessa circunstância passa a operar o transporte convectivo.

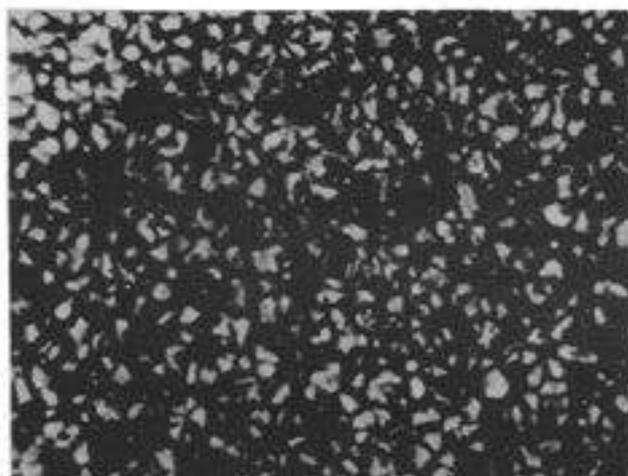


Figura 13.1

Quando se dispersa a luz fotosférica por meio de um prisma, tem-se a impressão de que as cores do arco-íris se distribuem continuamente. Utilizando-se espectroscópios com maior poder de dispersão, percebe-se que o espectro solar é entrecortado por dezenas de milhares de linhas escuras conhecidas como *linhas de Fraunhofer*. Exemplo: o par de linhas D do sódio no amarelo. Trata-se de linhas de absorção. Sua presença evidencia que uma camada de gás mais frio envolve a fotosfera. As linhas permitem inferir a composição química do Sol. Quanto aos elementos pesados, a composição solar concorda com a da crosta terrestre.

O brilho sobre o disco fotosférico não é uniforme. Ele diminui no bordo, fenômeno esse conhecido como *obscurecimento do limbo*. A figura 13.2 apresenta o Sol fotografado na luz branca. No bordo obscurecido o brilho das fáculas contrasta mais. Há também algumas manchas solares (*The Cambridge Atlas of Astronomy*, 1985, p. 26). O brilho observado num dado ponto do disco resulta da adição de contribuições ao longo da linha de visada, mas não além do ponto em que o meio torna-se opaco para o observador. A figura 13.3

ilustra que, perto do bordo, a fotosfera torna-se opaca em camadas mais externas. Elas são mais frias e menos brilhantes, pois, logo acima da fotosfera, a temperatura decresce até 4150 K. No centro do disco o observador consegue enxergar camadas mais profundas e mais quentes.

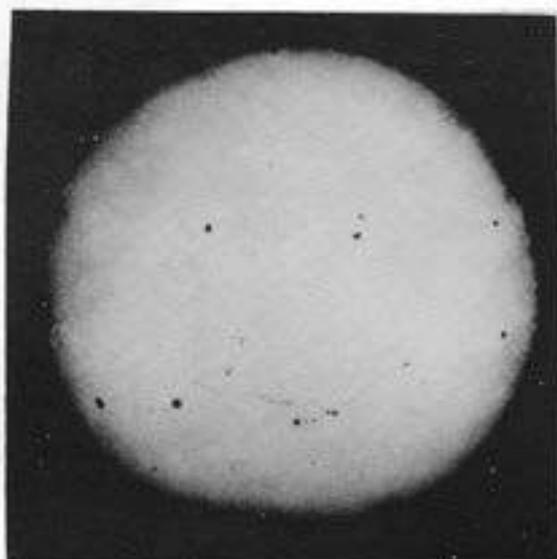


Figura 13.2

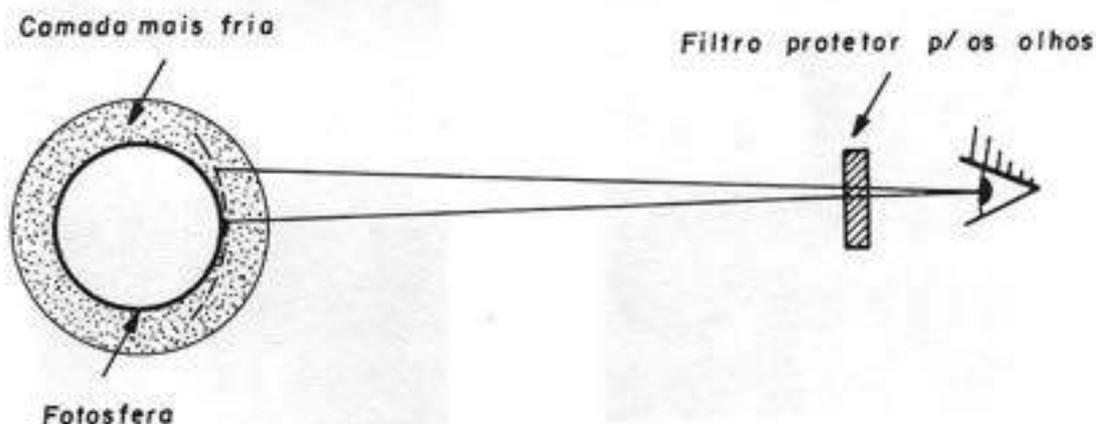


Figura 13.3

Outro fenômeno fotosférico importante é o das *manchas solares* (figura 13.2). Elas são regiões permeadas por intensos campos magnéticos de alguns milhares de gauss (G). (Para comparação: o campo geomagnético nos pólos é de 0,7 G). Técnicas observacionais tiram partido do desdobramento Zeeman de linhas espectrais, e de sua polarização circular, para diagnosticar o campo magnético longitudinal (paralelo à linha de visada).

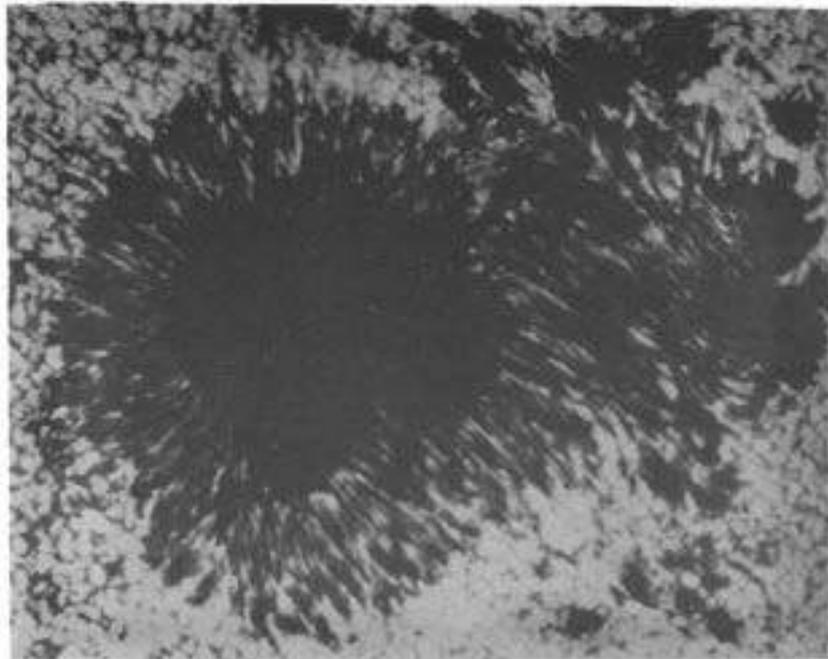


Figura 13.4

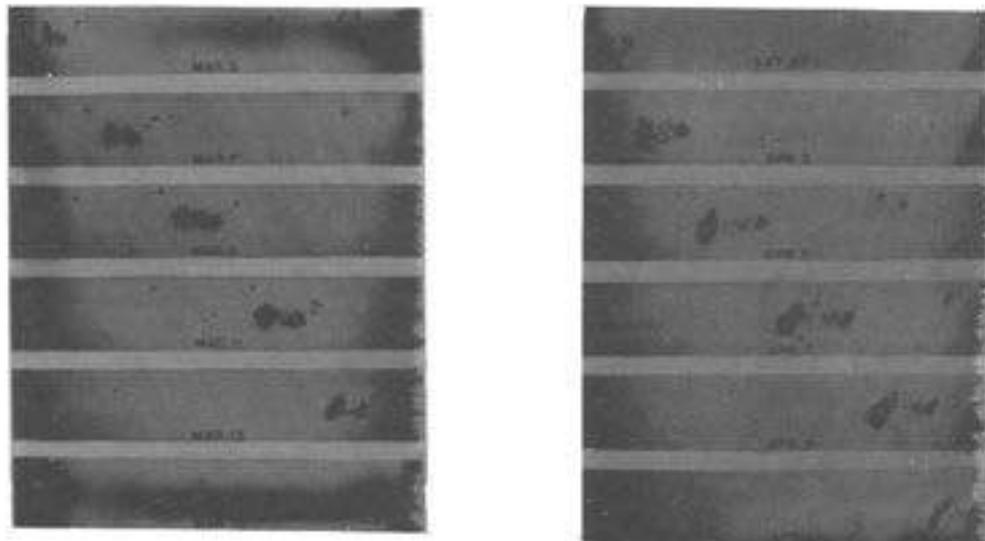


Figura 13.5

A figura 13.4 (*The Cambridge Atlas of Astronomy*, 1985, p. 36) mostra que a parte central das manchas (umbra) é mais escura que a parte periférica (penumbra). Nesta a matéria se move radialmente para fora (*efeito Evershed*). No bordo do disco nota-se que as manchas são escavadas. As manchas são mais escuras por serem 2000 K mais frias, possivelmente porque os fortes campos magnéticos inibem o transporte convectivo. Uma

mancha perdura de uma semana até meses. Como ela permanece relativamente imóvel na superfície solar, presta-se ao acompanhamento da rotação da fotosfera e à determinação do equador solar. Como se vê na figura 13.5 (Mount Wilson and Palomar Observatories), a mancha se desloca de Leste para Oeste (da esquerda para a direita). À direita é mostrada a mesma mancha quando reapareceu no bordo Leste 16 dias depois de ter desaparecido no bordo Oeste. O período sideral de rotação é de 25 dias no equador e de 33 dias perto dos pólos. O Sol não gira, portanto, como um corpo sólido mas possui rotação diferencial em latitude. O plano equatorial do Sol forma um ângulo de $7,2^\circ$ com a eclíptica.

13.2 Cromosfera

Nos instantes de totalidade de um eclipse solar, o brilhante disco fotosférico fica oculto atrás do disco lunar. Pode-se então perceber contra o fundo escuro do céu que, externamente à fotosfera, não há vácuo perfeito, mas uma tênue atmosfera. A camada mais interna dessa atmosfera solar é a *cromosfera*. Sua espessura é de 10000 km. Seu nome se deve à cor avermelhada, visível durante breves segundos antes e depois da totalidade de um eclipse. Essa coloração é devida à linha $H\alpha$. O espectro cromosférico do Sol revelou, pela primeira vez, as linhas de um átomo então desconhecido, o segundo elemento mais abundante no Universo: o hélio. A densidade na base da cromosfera é de 10^{12} partículas por cm^3 e, no topo, de 10^9 cm^{-3} . A temperatura cresce da base para o topo, sendo de 15000 K o seu valor típico. Vê-se portanto que a cromosfera não pode ser aquecida pela radiação fotosférica. O aquecimento tem origem na turbulência do envelope convectivo. Essa turbulência excita ondas que, ao se propagarem para regiões cada vez menos densas, amplificam-se em choques. Choques dissipam-se facilmente, podendo assim aquecer a cromosfera.

Entidades cromosféricas podem ser vistas fora de eclipses. Embora transparentes em outros comprimentos de onda do espectro visível, no comprimento de linhas intensas tais como $H\alpha$ (6563 Å), K e H do Ca II (3933,7 e 3968,5 Å) são opacas e detectáveis sobre o disco fotosférico. Suas formas são controladas por campos magnéticos. A cromosfera aparece como um mosaico de supergranulações com diâmetros de 30 mil km, conforme mostra a imagem obtida na luz do $H\alpha$ reproduzida na figura 13.6 (*University Astronomy*, J. M. Pasachoff e M. L. Kutner, W. B. Saunders Co., Philadelphia, 1978). Cada supergranulação tem tempo de vida de meio dia. A matéria tem movimento ascendente na parte central, e descendente nos bordos. As supergranulações tomam parte no processo convectivo do envelope solar. A rede global de supergranulações oscila coerentemente como um todo com período de $\simeq 5$ minutos. Os contornos das supergranulações são ocupados por uma miríade de entidades filamentosas, quase verticais, denominadas *espículos* (figura 13.6). Eles têm diâmetro médio de 700 km, altura de 7000 km, temperaturas cromosféricas, mas densidades maiores. Assim, a cromosfera não é uma concha homogênea, mas possui uma estrutura complexa. É impressionante observar a matéria fria da cromosfera coexistindo lado a lado com a matéria da coroa, cuja temperatura é de milhões K. É o que acontece com as pontas dos espículos mais altos. Acredita-se que os espículos canalizam a matéria ejetada ao meio interplanetário na forma de vento solar.



Figura 13.6

Nos locais onde há manchas subjacentes a cromosfera apresenta emissão mais intensa nas linhas $H\alpha$ e do $Ca II$ formando as *praias*. Sua contrapartida na luz branca são as *fáculas* (figura 13.2). O excesso de emissão cromosférica constitui diagnóstico indireto da atividade magnética de outras estrelas.

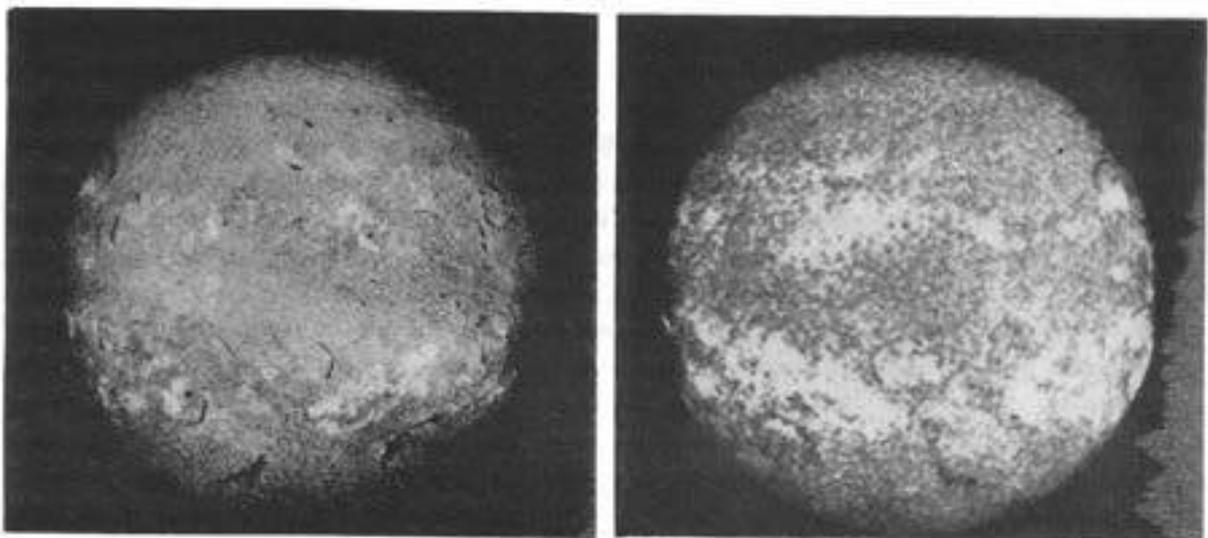


Figura 13.7

Na Figura 13.7 (*The Cambridge Atlas of Astronomy*, 1985, p. 29), à esquerda aparece uma imagem do Sol em $H\alpha$. À direita, imagem simultânea na luz do $Ca II$. As praias,

mais brilhantes, ficam sobre as manchas, o que pode ser verificado comparando-se com a imagem da figura 13.2 que também é simultânea.

Nas proximidades de praia surgem frequentemente umas estruturas escuras e alongadas, muito apropriadamente denominadas *filamentos* (figura 13.7). Eles são relativamente estáveis, densos, e têm temperatura de ~ 7000 K. Ficam sustentados no meio coronal mais rarefeito e quente, por forças de origem magnética. Ocupam locais tais como o topo de arcadas magnéticas. Na linha $H\alpha$ a emissão do próprio filamento fica fraca em face do forte brilho fotosférico de fundo. Por isso o filamento aparece escuro. As *proeminências* vistas no bordo do disco não são outra coisa senão os mesmos filamentos. Observadas contra o fundo escuro do céu aparecem como formações conspícuas. Imagens obtidas durante eclipses confirmam que as proeminências jazem no topo de arcadas magnéticas debaixo de elmos magnéticos. É o que se pode ver na figura 13.8 (*Physics of Solar Prominences*, Eds. E. Jensen, P. Maltby, F.Q. Orrall, Institute of Theoretical Astrophysics, Blindern, 1978) que mostra a estrutura da coroa observada no sul do Brasil no eclipse de 12 de novembro de 1966.



Figura 13.8

Nota-se claramente que as proeminências no bordo estão associadas aos filamentos. As proeminências que acabam de ser descritas são usualmente designadas proeminências

quiescentes, de longa vida, que distinguem-se das proeminências *eruptivas*, de duração efêmera, associadas a explosões solares. A figura 13.9 (McMath-Hulbert Observatory, University of Michigan) mostra a proeminência eruptiva vista na linha K2 do Ca II no dia 17 de setembro de 1937. A: 14h50,69m. B: 14h55,84m. C: 15h06,13m. D: 15h09,11m. E: 15h14,31m. F: 16h06,70m TU.

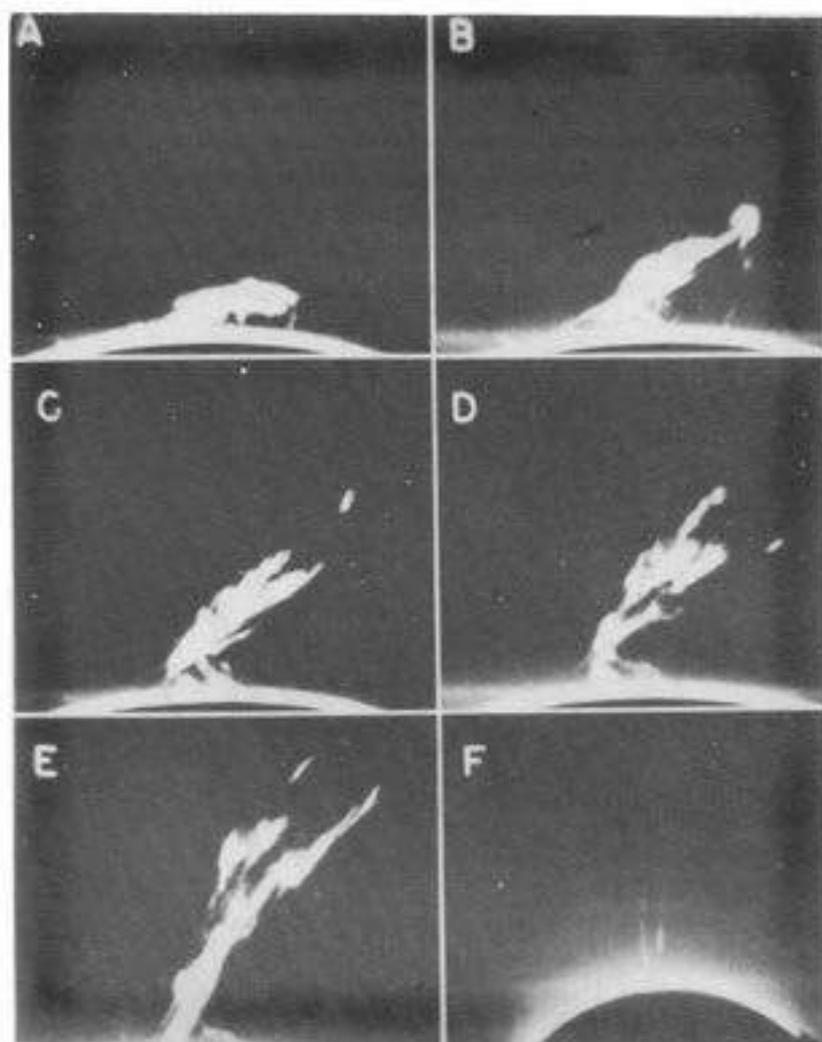


Figura 13.9

A cromosfera também pode ser observada através de ondas de rádio com comprimentos centimétricos e milimétricos. Quanto mais curto é o comprimento de onda, mais profundas são as camadas investigadas. Como as camadas mais externas são mais quentes, o limbo observado nessas ondas de rádio apresenta abrilhantamento em vez de obscurecimento.

Uma camada delgada de apenas 1000 km em que a temperatura cresce muito, de 20 a 500 mil K sobrepõe-se à cromosfera. É a *região de transição* entre cromosfera e coroa. Ela emite linhas de íons no extremo ultravioleta, detectáveis somente por meio de sondas espaciais.

13.3 Coroa

O espectro da coroa contém linhas de emissão como a do Fe XIV. A presença desse íon, que perdeu 13 dos seus 26 elétrons, indica que a temperatura é da ordem de 1,5 milhões K. O hidrogênio já não se apresenta mais como unidade atômica, pois o elétron destaca-se do próton. As partículas constituintes são cargas elétricas e o gás é designado *plasma*. Ele é um fluido condutor de eletricidade que interage dinamicamente com o campo magnético. A coroa se caracteriza pelo caráter isotérmico decorrente da alta condutividade térmica de plasmas quentes.

A coroa não é aquecida pela radiação fotosférica, mas pela energia turbulenta do envelope convectivo trazida por ondas de Alfvén ao longo de linhas de força do campo magnético.

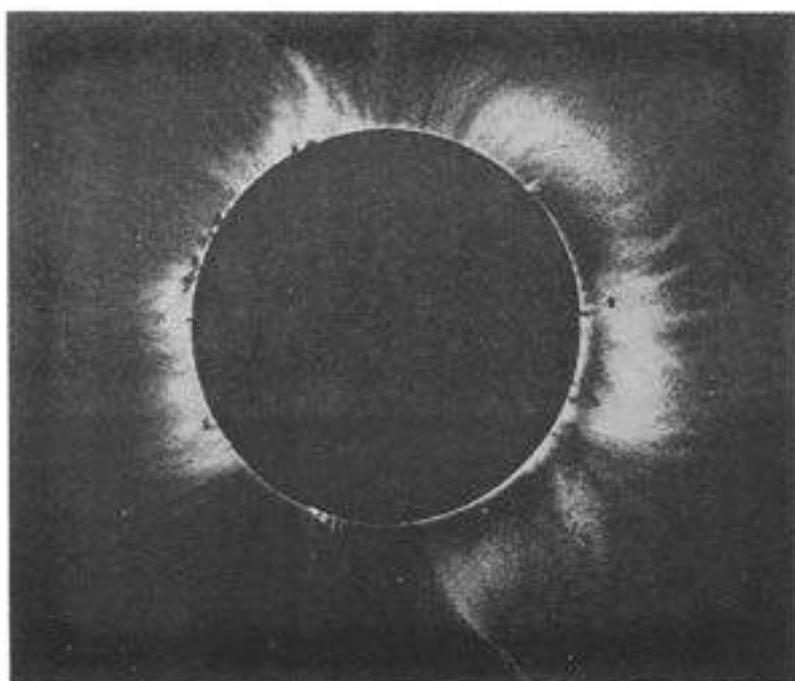


Figura 13.10

A espessura da coroa é de dois raios fotosféricos. Seu brilho é um milionésimo do brilho fotosférico. Trata-se na maior parte, de luz fotosférica espalhada por elétrons livres (*espalhamento Thomson*). Pela medição dessa luz é possível concluir que a densidade eletrônica é da ordem de 10^8 cm^{-3} . Imagem do eclipse de 31 de julho de 1981 reproduzida na figura 13.10 (*The Cambridge Atlas of Astronomy*, 1985) mostra que a coroa também é bastante estruturada. O campo magnético pode ser traçado através das variações de brilho porque os elétrons, responsáveis pelo espalhamento da luz, deixam-se aprisionar em estruturas magnéticas fechadas (garrafas magnéticas). O Sol possui pólos magnéticos de onde emanam as plumas. Na faixa equatorial aparecem estruturas tais como arcos,

elmos e flâmulas que são extensões das manchas fotosféricas e das praias cromosféricas. Atualmente há coronômetros a bordo de satélites que permitem observar a coroa mesmo que não haja eclipse. Casualmente numa dessas observações pôde-se registrar a queda de um cometa no Sol.

Um gás à temperatura da coroa emite termicamente em raios X. Imagens em raios X revelam, de um lado, regiões brilhantes e, de outro, regiões escuras, denominadas *buracos coronais*. A figura 13.11 (American Science and Engineering, Inc., Cambridge, Massachusetts) mostra a coroa vista do Skylab em raios X a 1 de junho de 1973. A parte escura é um extenso buraco coronal onde a densidade eletrônica é reduzida e as linhas do campo abrem-se para o meio interplanetário. Sem estarem aprisionados, os elétrons dos buracos coronais acabam fluindo para fora, constituindo o *vento solar*. As partes mais brilhantes têm arcos magnéticos fechados aprisionando elétrons. Satélites têm medido a emissão coronal de raios X em estrelas tardias da Sequência Principal. Quando a emissão é fraca considera-se que os buracos coronais predominam nas suas coroas.



Figura 13.11

A emissão térmica da coroa também pode ser detectada em ondas de rádio com comprimentos entre dezenas de centímetros e vários metros. Ondas mais longas revelam as partes mais externas, e vice-versa. Isso se deve a dois fatos: (i) para cada densidade eletrônica corresponde um comprimento de onda acima do qual a propagação é impossível. Esse comprimento é inversamente proporcional à raiz quadrada de densidade eletrônica; (ii) a densidade eletrônica decresce quando se afasta do Sol. Radiomapas da coroa mostram abrilhantamento nos bordos e são sensivelmente maiores que o disco fotosférico.

13.4 Vento Solar

A existência do vento solar foi prevista teoricamente por Eugene Parker em 1958. Segundo ele uma coroa isotérmica a 1,5 milhões K não se sujeitaria ao equilíbrio hidrostático. Na sua viagem para Vênus a sonda Mariner 2 confirmou essa predição. Não se sabe ainda até onde o vento se expande. Por certo, até além da órbita de Plutão, no meio interestelar, formando uma gigantesca bolha ao redor do Sol denominada *heliosfera*. Seu tamanho deve ser modulado pela atividade solar. Sendo magnetizada a heliosfera dificulta a penetração de raios cósmicos no Sistema Solar. Especialmente quando ocorre uma erupção solar, o vento transporta verdadeiras línguas magnéticas capazes de reduzir eficazmente a penetração dos raios cósmicos na Terra. Essa redução é o *efeito Forbush*.

O vento, a rigor, é um processo de perda de massa, mas tão diminuto que não acarreta influência marcante na evolução do Sol. O vento tem papel relevante na perda de momento angular durante a Sequência Principal. É que o campo magnético atua como prolongador do braço do torque. Assim é que o Sol e demais estrelas tardias da Sequência Principal diminuem gradativamente a sua rotação.

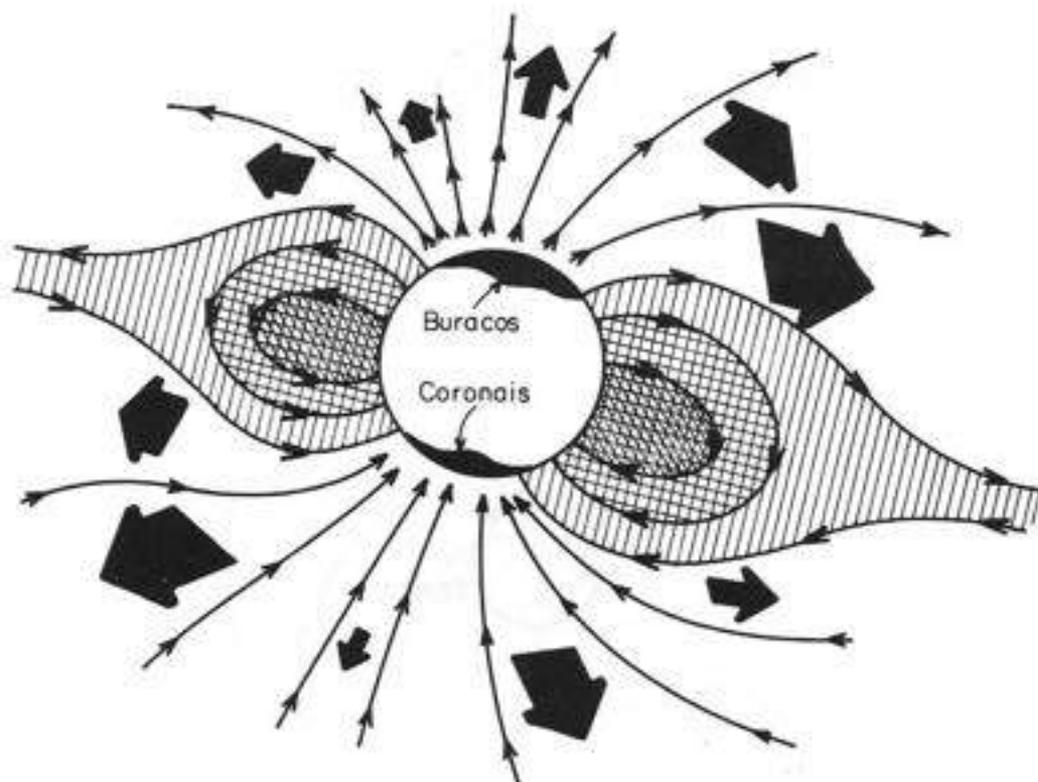


Figura 13.12

O vento é mais intenso nas épocas em que a atividade solar é mínima pois, então, os fortes campos das manchas são inexistentes, reduzindo portanto os arcos magnéticos fechados. O campo magnético polar, que é aberto, abrange uma calota mais extensa, ficando

a coroa confinada à região equatorial. A figura 3.12 é uma representação esquemática do escoamento do vento solar (setas largas) na época de menor atividade solar. Os elétrons aprisionados tendem a se concentrar na região equatorial. As setas finas indicam a orientação do campo magnético. Já na época de máxima atividade o campo polar fica restrito a uma calota pequena e os arcos fechados tornam-se predominantes. A coroa se contrai e assume sensível simetria circular.

A estrutura magnética tridimensional do vento solar é complexa e um pouco melhor conhecida na região equatorial. As sondas espaciais têm investigado quase que exclusivamente nas proximidades do plano da eclíptica que, por sua vez, é próximo ao plano equatorial do Sol. Algumas informações relativas a regiões polares são inferidas através do comportamento da cauda ionizada (Tipo I) de cometas, quando suas órbitas são muito inclinadas. No plano equatorial a matéria se expande quase radialmente, não porém o campo magnético. Este se expande através de estruturas espirais (espirais de Arquimedes), como as das conchas de caracóis. A explicação das espirais fundamenta-se sobre dois fatos: (i) o Sol tem rotação; (ii) o campo magnético fica congelado no vento solar por ser eletricamente condutor, isto é, as linhas de força do campo acompanham as deformações do fluido. A matéria sai quase radialmente, mas o lugar geométrico das partículas ejetadas sucessivamente por aquele ponto, ao longo do tempo, visto por um observador que não gira com o Sol, é uma espiral. (O borrifador giratório de jardim ajuda a visualizar essa espiral.) Devido ao congelamento as linhas do campo coincidem com o lugar geométrico (figura 13.13).

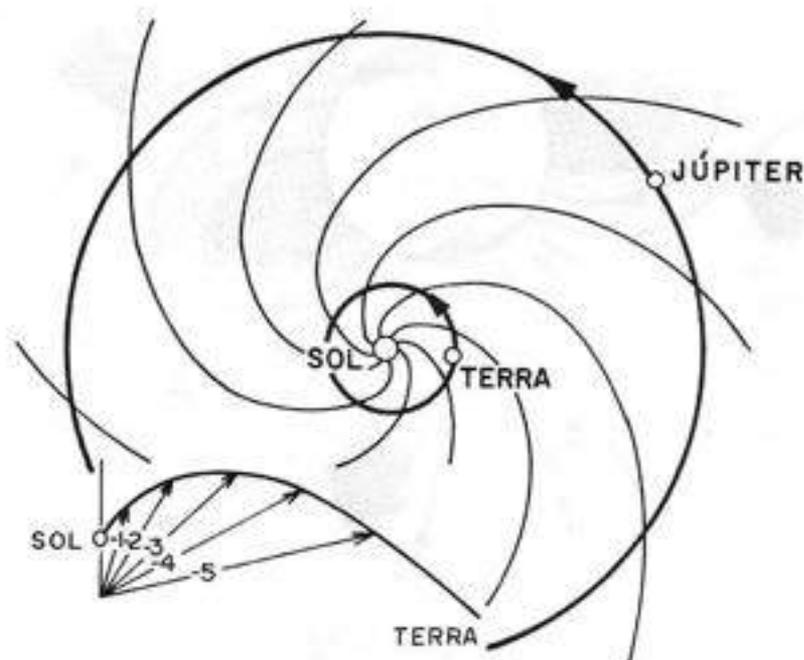


Figura 13.13

Observações espaciais revelam que as espirais formam número par de setores magnéticos, cada um com polaridade N ou S bem definida. Os setores são extensões dos campos fotosféricos polares de grande escala, mais ordenados que os campos equatoriais de menor escala. Setores com polaridades inversas são separados por uma superfície fronteira representada na figura 13.14 (*The Cambridge Atlas of Astronomy, 1985, p. 35*), semelhante à saia de uma bailarina. Acima dessa superfície o campo magnético tem uma polaridade e, abaixo, polaridade oposta.



Figura 13.14

Na altura da órbita da Terra o vento flui a uma velocidade supersônica média de 500 km/s, com cerca de 5 partículas cm^{-3} , campo magnético de 20 μG e temperatura de 500 mil K. Ele é tão rarefeito que o caminho livre médio de uma partícula chega a ser da ordem da UA. Assim o vento não deveria se comportar como um fluido, nem poderia abrigar turbulência. Em parte é o campo magnético que confere ao vento o caráter de fluido ao interagir com obstáculos como cometas, Terra, Vênus, Júpiter, etc. Mas no vento, além das partículas e do campo magnético, há também ondas de plasma. Pela troca de energia entre ondas e partículas, o vento assume o caráter de fluido.

13.5 Atividade Solar

A variação da atividade solar ao longo do tempo pode ser acompanhada pela contagem de manchas presentes no disco solar. Um outro método consiste na medição do fluxo do

Sol na onda de rádio de 10 cm. Este método permite a detecção da atividade em 3 escalas de tempo:

(i) **Ciclo de 11 anos** – O número de manchas e a emissão em 10 cm atingem valores mínimos no começo de cada ciclo; depois crescem em fase até o máximo, declinando novamente ao mínimo ao cabo de 11,2 anos. A parte inferior da figura 13.15 (*The Cambridge Atlas of Astronomy*, 1985, p. 44) mostra a atividade solar em termos do número de manchas.

O nível máximo de atividade varia muito de um ciclo para outro. No começo do ciclo, quando a quantidade de manchas é mínima, as poucas que aparecem aparecem em altas latitudes heliográficas (cerca de 30°) nos dois hemisférios. À medida que o ciclo vai evoluindo as manchas começam a aparecer cada vez mais perto do equador. Esse comportamento é ilustrado através do diagrama da borboleta na parte superior da figura 13.15.

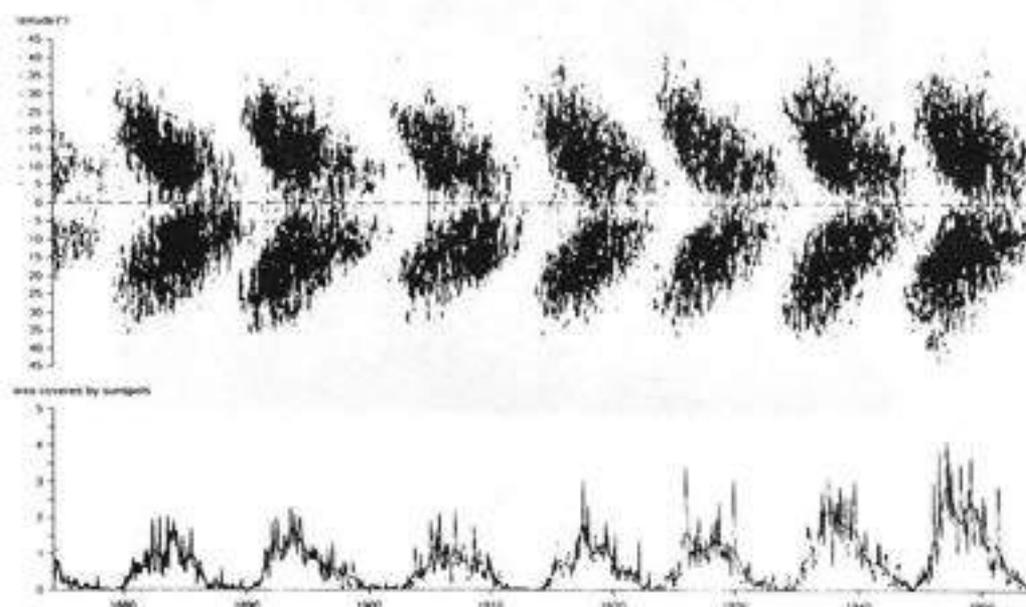


Figura 13.15

Numa mancha as duas polaridades magnéticas geralmente se dispõem ao longo de uma linha quase paralela ao equador. Como as manchas giram com o Sol, pode-se distinguir a polaridade que vai à frente e a que vai atrás. Dentro de um ciclo de 11 anos, em todas as manchas de um dado hemisfério solar, a polaridade que vai à frente é a mesma (S, por exemplo). Em todas as manchas do outro hemisfério a polaridade que vai à frente será invertida (N, no caso, figura 13.16). Mais ou menos no meio do ciclo, quando a atividade é máxima, o campo polar se anula e inverte de polaridade. No ciclo seguinte as polaridades das manchas estarão invertidas. Portanto o ciclo magnético é de 22,4 anos.

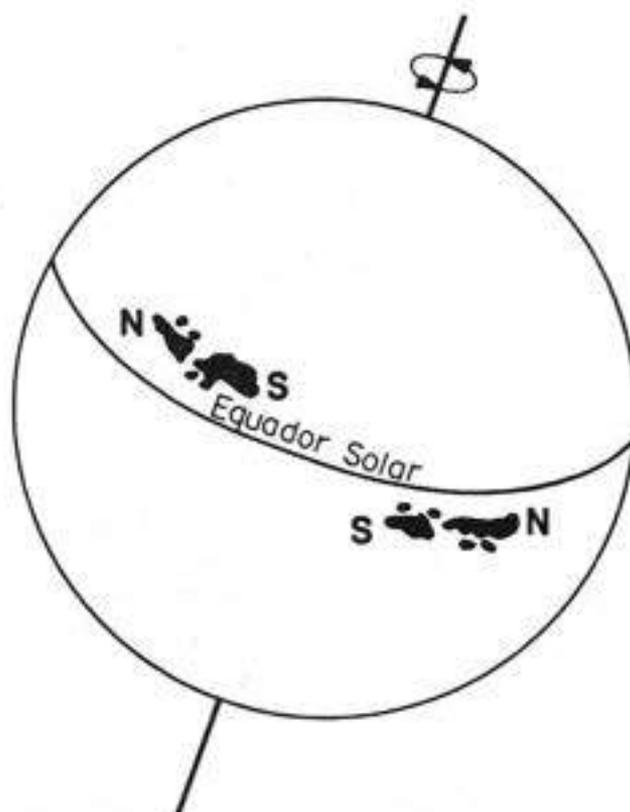


Figura 13.16

Não há um modelo auto-consistente que explique o comportamento magnético do Sol. Há uma preferência geral por explicações baseadas na indução cíclica do campo magnético pelo mecanismo de dínamo. Os ingredientes básicos desse dínamo são a rotação diferencial do interior do Sol e a convecção no envelope. A partir de um campo polar a rotação diferencial amplifica um campo toroidal equatorial na base do envelope convectivo. Por causa do congelamento magnético ocorre um enrolamento azimuthal de linhas de força. O gás permeado por esse campo toroidal amplificado é menos denso que o gás circundante. Assim o campo toroidal boia para a superfície, aí emergindo e formando as manchas. Para assegurar uma evolução cíclica é preciso que o campo toroidal regenere o campo poloidal. Movimentos ciclônicos devem ser induzidos em células convectivas individuais pela força de Coriolis. Cada célula poderá produzir um pequeno campo poloidal. De um grande número de células resultará um campo poloidal global. Os cálculos são prejudicados pela incertezas nos parâmetros de entrada que especificam a rotação e a convecção nas camadas subfotosféricas.

Parece que sedimentos glaciais australianos registraram o ciclo solar já há 680 milhões de anos. Mas há indícios também de que a atividade cíclica desapareceu entre 1645 e 1715. Esse período de 70 anos é conhecido como *mínimo de Maunder*, durante o qual não foram registradas observações de manchas solares. Há indicações de que três mínimos

aconteceram nos últimos mil anos, com base em medidas da abundância do isótopo ^{14}C nos anéis de seções de troncos de árvores. Esse isótopo é produzido na atmosfera da Terra através de raios cósmicos, cuja penetração é modulada pela atividade solar. Quanto mais ativo é o Sol, tanto maior é a produção desse isótopo. Como a meia-vida do isótopo (5730 anos) é mais longa que o ciclo de 11 anos, esse método revela apenas a envoltória dos ciclos. Vista pois numa escala de tempo mais ampla, a atividade solar poderia até mesmo se aperiódica, cabendo-lhe mais apropriadamente um modelo de caos determinístico. Apesar de todas essas incertezas admite-se geralmente que o campo magnético de todas as estrelas tardias da Sequência Principal é induzido pelo dínamo convectivo. E que as suas emissões cromosféricas e em raios X provêm de atmosferas aquecidas por processos não-radiativos como no Sol.

(ii) Modulação de 28 dias – As manchas maiores estão associadas a manchas maiores e emissões mais intensas em ondas de rádio. A esse conjunto de fenômenos se designa *centro de atividade*. Como os centros de atividade são entidades discretas, quando surgem no bordo Leste do disco provocam aumento de emissão e, simetricamente, diminuição quando desaparecem no bordo Oeste. Os surgimentos e desaparecimentos de centros de atividade modulam a curva de luz da radioemissão em 10 cm de acordo com a rotação.

(iii) Erupções solares – São fenômenos muito energéticos que liberam cerca de 10^{32} erg de radiação em apenas alguns minutos. Ocorrem nos centros de atividade, em regiões fronteiriças entre campos magnéticos de polaridades opostas. No $\text{H}\alpha$ a erupção se manifesta como um súbito e breve clarão. Concomitantemente se observa emissões em ondas de rádio, raios X, ultravioleta. Invariavelmente em erupções mais fortes, as emissões eletromagnéticas são acompanhadas de ejeção de elétrons, prótons e outras partículas que, ao atravessarem a coroa e interagirem com campos magnéticos, podem excitar a emissão síncrotron ou outras emissões de ondas de rádio. Ejeções velozes acabam se superpondo ao vento solar, provocando depois na Terra fenômenos como as auroras, tempestade magnética, efeito Forbush, etc. Erupções muito violentas produzem raios cósmicos solares com dezenas de milhares de km/s. Acredita-se que as erupções sejam essencialmente fenômenos de instabilidade de plasmas magnetizados.

13.6 Problemas, Hélio-Sismologia

Embora a emissão em raios X e UV varie ao longo do ciclo solar, a luminosidade solar foi até recentemente considerada constante. Radiômetros a bordo do satélite SMM (*Solar Maximum Mission*), fazendo medições fora da atmosfera turbulenta da Terra, constataram definitivamente que a luminosidade solar não é constante. A presença das manchas reduz. Deve haver mecanismos compensatórios que façam o déficit de fluxo visível nas manchas reaparecer mais tarde sob outra forma em outro lugar. Constatou-se também um declínio da luminosidade solar, em escala de anos, que se reverteu em 1987 ao início de um novo ciclo solar. Muito pode ser especulado também sobre as possíveis influências dessas variações no clima de nosso Planeta. Por exemplo, o mínimo de Maunder foi uma época de temperaturas anormalmente baixas no hemisfério Norte.

Reações termonucleares no Sol requerem a transformação de prótons em nêutrons, estes necessários à formação do hélio. Essas reações envolvem as interações fracas e produzem neutrinos. Estas partículas elementares viajam à velocidade da luz e levam vantagem sobre a luz, pois enquanto esta se difunde lentamente (milhões de anos) por causa da opacidade, desde o centro do Sol até a sua superfície, os neutrinos escapam livremente logo depois que são produzidos. Portanto os neutrinos possibilitam um diagnóstico do estado atual do interior solar. O fato de a matéria ser transparente para os neutrinos transforma-se em problema quando a tarefa é a de detectá-los. Para isso construiu-se no fundo de uma mina, um tanque contendo cerca de 400 mil litros de percloroetileno C_2Cl_4 . Provocou-se a reação do ^{37}Cl com o neutrino, donde resulta o ^{37}Ar que é radioativo e tem meia-vida de 35 dias. A profundidade da mina visa reduzir a produção do ^{37}Ar por raios cósmicos que atingem a superfície do solo. Para recolher os poucos átomos de ^{37}Ar borbulhou-se hélio gasoso no tanque. Depois o ^{37}Ar foi separado do hélio por adsorção pelo carbono, quando o volume da amostra foi bastante reduzido. Em torno dessa amostra foram instalados contadores à espera da desintegração radioativa. Segundo as teorias atuais era esperada a detecção de 6 neutrinos por dia. As detecções constatadas corresponderam a apenas 1/3, se muito, dessa expectativa. Há várias soluções alternativas igualmente plausíveis para explicar essa carência de neutrinos. De um lado há propostas de modificação dos modelos do interior do Sol. Por exemplo, as reações termonucleares poderiam variar no tempo e estar atualmente numa fase menos ativa. Ou então, por causa de intensos campos magnéticos, ou por causa de rotação rápida, a parte central poderia ser mais fria e menos ativa. De outro lado há sugestões partindo da física de partículas, segundo as quais os neutrinos poderiam sofrer transformações e tornarem-se indetectáveis para aquele experimento. Novos experimentos para detectar neutrinos com outras energias vêm sendo realizados, mas o problema persiste.

Um ramo da astrofísica solar que vem se desenvolvendo bastante nos últimos anos é a *hélio-sismologia*. A informação observacional consiste na medição ao longo do tempo, através do efeito Doppler, de movimentos de até alguns m/s na superfície solar. Esses movimentos são causados por ondas acústicas ressonantes no interior do Sol. Sua análise permite conferir modelos da estrutura interna, diagnosticar a convecção e a rotação em diferentes profundidades. O interior solar do centro até $0,2 R_{\odot}$ parece girar como um sólido com velocidade angular igual ao dobro do seu valor na superfície. A hélio-sismologia tem também imposto vínculos severos ao problema dos neutrinos.

Capítulo 14

MEIO INTERESTELAR

Jacques R. D. Lépine

O termo *meio interestelar* designa a matéria rarefeita e a radiação que ocupam o espaço entre as estrelas. Constituído principalmente de gás e de poeira, este meio representa cerca de 20% da massa da Galáxia, o restante estando concentrado nas estrelas. O estudo do meio interestelar é, no entanto, da maior relevância para a Astrofísica. Os objetos celestes mais espetaculares para os observadores, como as regiões HII (observáveis até mesmo em galáxias distantes), as nebulosas planetárias e os restos de supernovas, são exemplos de matéria interestelar. Este meio afeta a radiação que nos chega das estrelas, e é através dele que se pode alcançar o conhecimento da estrutura da Galáxia, e do processo de formação das estrelas.

Excetuando-se as nebulosas, a primeira evidência de que existe gás interestelar, distribuído de maneira não uniforme e apresentando concentrações, foi obtida a partir das linhas de cálcio ionizado (Ca^+) e de sódio neutro (Na^0) nos espectros ópticos de estrelas. A origem interestelar destas linhas foi provada por meio das observações de sistemas duplos de estrelas, em que as linhas estelares apresentam deslocamento Doppler variável, enquanto que estas linhas mantêm frequência constante. Trabalhando com o telescópio de 2,5 m do monte Wilson, Adams mostrou em 1949 a existência de nuvens interestelares, e determinou algumas de suas propriedades: dimensão e número de nuvens por kpc^3 .

A partir de 1950, as observações radioastronômicas da linha de 21 cm do hidrogênio neutro permitiram um avanço considerável no conhecimento das características físicas (dimensões, densidade, massa, temperatura) das nuvens interestelares. Nessa mesma década tiveram início as observações no contínuo do espectro rádio, que evidenciaram dois tipos básicos de radiofontes associadas ao meio interestelar, que são as fontes de emissão térmica (regiões de gás ionizado) e as fontes não térmicas (restos de supernovas).

Outro passo importante no conhecimento do meio interestelar ocorreu a partir de 1968, quando as detecções das moléculas OH, H_2O , e NH_3 foram seguidas pela descoberta de um grande número de outras transições moleculares, que constituem as únicas ferramentas para observar as regiões mais densas das nuvens.

14.1 Nuvens interestelares

As *nuvens interestelares* de gás, que são as concentrações de mais alta densidade, estão imersas num meio mais rarefeito chamado *meio internuvens*. Embora a proporção de poeira para gás seja pequena (da ordem de 1% em massa) e aproximadamente constante, frequentemente as nuvens são chamadas de *nuvens de poeira*, simplesmente porque o efeito da poeira, que é de extinguir a luz das estrelas, é o mais notável. Algumas das nuvens mais densas e mais próximas do Sol são visíveis a olho nu, distinguindo-se como regiões escuras sobre o fundo de estrelas. Um exemplo é o *Saco de Carvão*, que ocupa uma área de 6 por 6 graus na vizinhança do Cruzeiro do Sul.

As temperaturas e densidades típicas de nuvens estão indicadas na tabela 14.1. Note-se que as nuvens sempre são frias, e que mesmo as nuvens “densas” na realidade apresentam densidades extremamente baixas para nossos padrões usuais.

Tipo	Temperatura (K)	Densidade (cm^{-3})
Meio internuvens	$> 10^4$	0,1
Nuvens difusas	50-150	$10-10^3$
Nuvens escuras (moleculares)	3-10	10^3-10^6

Tabela 14.1

As dimensões típicas de nuvens são de 1 a dezenas de parsecs, e as massas envolvidas de 100 a 10^5 massas solares. Apesar das massas serem elevadas, as nuvens não são gravitacionalmente ligadas; o que mantém sua integridade na fronteira com o meio internuvem é o equilíbrio de pressão. O meio internuvem, com densidade muito menor, apresenta temperatura muito maior, o que garante uma pressão semelhante.

A composição química das nuvens é dada pela abundância universal dos elementos: elas são constituídas basicamente de hidrogênio, hélio na proporção de 10%, e elementos mais pesados (O,C,N) na proporção da ordem de 0,01%. Nas nuvens difusas o hidrogênio se encontra na forma atômica (H), facilmente detectável através da linha de 21 cm; algumas moléculas e radicais, como CH, CH^+ e OH também estão presentes. Nas nuvens densas praticamente todo o hidrogênio se encontra na forma molecular (H_2), que é dificilmente detectável, já que esta molécula não apresenta transições na região visível nem na região rádio do espectro.

Como as partes internas das nuvens densas são protegidas da radiação ultravioleta das estrelas, muitas espécies moleculares conseguem sobreviver, e podem ser observadas através de suas linhas de emissão, geralmente situadas na região milimétrica do espectro de radio-frequências. A nuvem molecular denominada Sgr B2, situada próxima do centro da Galáxia, é a mais densa (até 10^7 cm^{-3}) e a mais massiva ($> 3 \times 10^6 M_{\odot}$) conhecida. Nela foram encontradas mais de 50 espécies moleculares distintas, sendo a maioria orgânicas. Algumas das moléculas mais complexas observadas são $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ (álcool etílico), $(\text{CH}_3)_2\text{O}$, $\text{C}_2\text{H}_5\text{CN}$, e a série de moléculas lineares HCN, HC_3N , ... até HC_{13}N .

14.2 Poeira Interestelar

A existência de *poeira* no espaço interestelar já era suspeitada desde o século passado, mas ficou bem estabelecida somente em 1930 a partir de um trabalho do astrônomo americano J.C. Trumpler. Estudando os aglomerados abertos de estrelas, ele determinou a distância destes utilizando a relação (capítulo 8, equação 8.21):

$$m - M = 5 \log r - 5 \quad (14.1)$$

para as estrelas do aglomerado. Conhecendo o diâmetro aparente, calculou os diâmetros dos aglomerados abertos. Obteve o resultado surpreendente de que, quanto maior a

distância dos aglomerados, maior eram seus diâmetros! Além disto, as estrelas pertencentes a aglomerados mais distantes pareciam mais avermelhadas do que as de aglomerados próximos. Trumpler percebeu que era possível resolver o problema dos diâmetros dos aglomerados supondo que existe uma atenuação da luz das estrelas proporcional à distância, e introduzindo um fator adicional na expressão (14.1):

$$m - M - A = 5 \log r - 5 \quad (14.2)$$

onde A é a *extinção interestelar* em magnitudes.

O avermelhamento das estrelas distantes é devido à dependência de A com o comprimento de onda. Supõe-se que a extinção seja produzida pelo espalhamento e pela absorção da luz por grãos com dimensões da ordem de 10^{-5} a 10^{-6} cm, que afetam mais a luz azul do que a luz vermelha. Este efeito é comparável ao efeito que faz o Sol parecer avermelhado quando está próximo do horizonte.

A principal característica da poeira interestelar, portanto, é o fato de apresentar uma *extinção seletiva*, ou seja, dependente do comprimento de onda. A curva de extinção média observada é mostrada na figura 14.1. Neste gráfico, a extinção é expressa em magnitudes, relativas à extinção no visível, e a frequência da radiação é apresentada em termos do inverso do comprimento de onda.

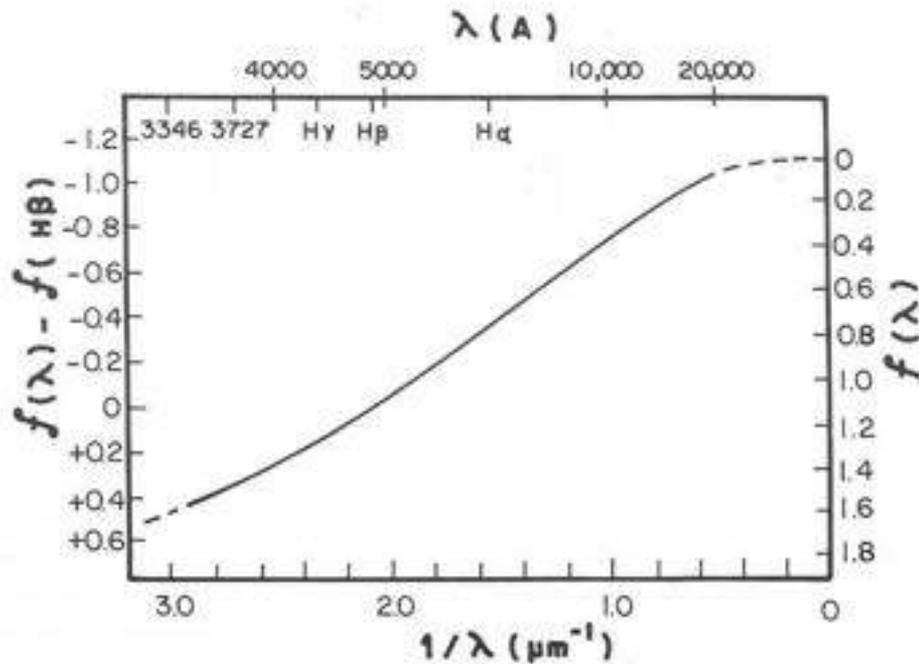


Figura 14.1

Uma forma de caracterizar o avermelhamento que afeta uma estrela é o *excesso de cor* $E(B - V)$, isto é, a diferença entre o índice de cor $B - V$ observado e aquele que seria

esperado para a mesma estrela se não houvesse extinção. O excesso de cor, evidentemente, cresce com a quantidade de matéria interestelar atravessada pela luz da estrela, e deve ser portanto proporcional à própria extinção A_V da luz no visível. As observações mostram que esta relação é:

$$A_V \cong 3 E(B - V) \quad (14.3)$$

Por outro lado, tanto A_V quanto $E(B - V)$ são proporcionais à densidade de coluna do H (número de átomos de H por cm^2) ao longo da linha de visada até a estrela observada, como indica a figura 14.2. Este fato indica que a poeira e o gás estão homogeneamente misturados. O valor médio de A_V é da ordem de 1 magnitude por kpc.

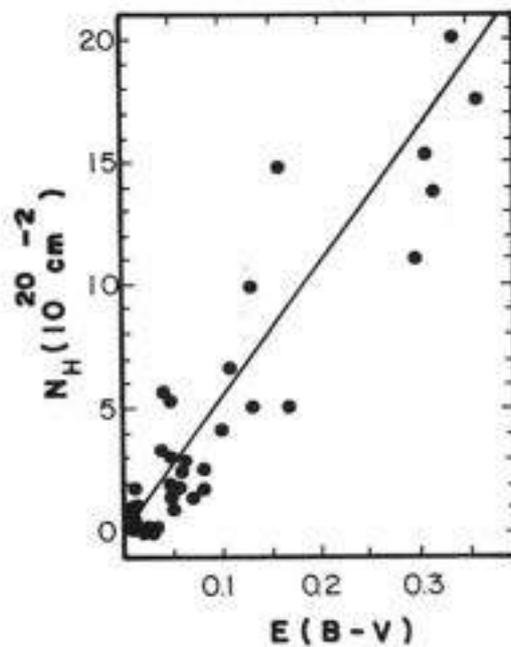


Figura 14.2

Além da extinção e do avermelhamento resultante, a poeira interestelar também produz uma *polarização* parcial da luz. Muitas estrelas produzem luz não polarizada, isto é, com orientação aleatória do vetor campo elétrico da radiação (capítulo 8). No entanto, a luz chega geralmente com um certo grau de polarização, interpretado como o resultado de uma maior extinção para os fótons que apresentam uma dada orientação de seu vetor campo elétrico, do que para os fótons cujo campo elétrico é orientado perpendicularmente a esta direção. Este efeito pode ser observado com o auxílio de uma lâmina polarizadora, intercalada no caminho do feixe de luz antes de alcançar o detector, dentro de um fotômetro. Girando-se a lâmina, observa-se um máximo e um mínimo de intensidade. Esta variação alcança no máximo cerca de 7% da intensidade média. A polarização é atribuída à presença no meio interestelar de grãos de poeira alongados e alinhados com a direção do campo magnético.

Como já mencionamos, a extinção é o resultado de dois processos distintos, que são a *absorção* e o *espalhamento*. No primeiro processo a energia do fóton incidente é absorvida pelo grão de poeira, fazendo com que sua temperatura aumente; posteriormente, o grão irá reemitir esta energia no infravermelho. No processo de espalhamento, o fóton é refletido, isto é, desviado para outra direção. A importância deste processo pode ser vista nas *nebulosas de reflexão*, que são regiões densas de gás e poeira situadas próximas de estrelas brilhantes; a luz observada destas nebulosas nada mais é do que luz da estrela, refletida.

As propriedades da poeira descritas até agora se referiam aos efeitos sobre a luz visível, região do espectro em que os grãos não possuem luz própria. Na região infravermelha do espectro, ao contrário, aparece a emissão própria da poeira, que é a emissão térmica. Observando-se a distribuição de energia emitida em função da frequência, pode-se medir a temperatura da poeira, que varia de uma dezena a centenas de kelvins.

Quanto à composição química dos grãos, sabe-se que eles só poderiam se formar a partir dos elementos cujas abundâncias relativas ao H são as mais altas, na faixa de 10^{-3} a 10^{-4} : O, C, N, Fe, Si. A presença de silicatos (materiais contendo SiO) é indicada pela banda de absorção em $9,8 \mu\text{m}$, no infravermelho, e observada em quase todas as regiões densas. A presença de magnetita (Fe_2O_3) é invocada para explicar a capacidade dos grãos se alinharem com o campo magnético. O grafite (uma das formas do carbono) poderia explicar várias das propriedades observadas. Mais recentemente, alguns autores mostraram que algumas das bandas de emissão ou de absorção observadas no infravermelho próximo coincidem com as bandas exibidas por hidrocarbonetos poli-aromáticos (moléculas orgânicas contendo estruturas fechadas de carbono parecidas com a do benzeno).

14.3 Regiões HII

Como mencionamos, entre os objetos mais proeminentes da Galáxia se encontram as *regiões HII*, ou regiões de hidrogênio ionizado. Estas regiões são fontes intensas de radiação nas regiões visível, infravermelha e rádio do espectro. As maiores regiões HII se encontram concentradas nos braços espirais da Galáxia e das galáxias em geral, e permitem portanto o estudo destas estruturas. São objetos muito jovens, comparativamente às idades médias de objetos galácticos, e estão conseqüentemente sempre ligados a regiões de formação de estrelas. O exemplar mais próximo e mais estudado de região HII é a *Nebulosa de Orion*.

Para se entender a física que rege as regiões HII, é indispensável tomar em consideração dois tipos de equações de equilíbrio, que são o *equilíbrio de ionização* e o *balanço de energia*. Discutiremos primeiro o equilíbrio de ionização.

Para ionizar um átomo de hidrogênio, é necessária uma energia mínima de 13,6 eV; apenas as estrelas mais quentes, de tipo espectral O ou B, emitem quantidade apreciável de fótons com tal energia. Quando estrelas destes tipos espectrais se formam no seio de uma nuvem interestelar, uma região esférica de gás ionizado se desenvolve em torno delas e atinge um raio bem definido, chamado de *raio da esfera de Strömngren*, em homenagem ao astrônomo dinamarquês que publicou em 1939 um trabalho sobre este assunto. Em cada elemento de volume da região ionizada ocorrem dois tipos de reações:



A primeira é uma reação de ionização, em que um fóton ionizante vindo da estrela ioniza um átomo de hidrogênio neutro; a taxa desta reação depende do fluxo de fótons ionizantes e da densidade de átomos neutros de hidrogênio. A segunda reação é uma reação de recombinação, em que um próton e um elétron se juntam para formar um átomo de hidrogênio, com a emissão de um ou mais fótons; a taxa desta reação depende basicamente da densidade de prótons e de elétrons, e da temperatura do meio. As duas reações têm que ocorrer com a mesma taxa, numa situação de equilíbrio. Considerando-se o volume todo da esfera de Strömngren, o número total de recombinações que ocorrem por segundo é igual ao número total de fótons ionizantes emitidos por segundo pela estrela excitadora da região HII. Esta condição é que determina o raio da esfera de Strömngren.

Passando agora para a segunda equação de equilíbrio a ser considerada, a quantidade total de energia recebida por segundo por um elemento de volume deve ser igual à soma das energias perdidas por segundo pelos vários processos de emissão de radiação, também chamados de mecanismos de resfriamento. Este equilíbrio é que determina a temperatura do gás ionizado, normalmente situada na faixa de 7000 a 10000 K.

Entre os processos de emissão a serem considerados, o mais importante é o de emissão de linhas na região visível do espectro. As regiões HII são caracterizadas pela presença de linhas intensas em seus espectros: linhas do íon O^+ no violeta, do íon O^{++} no verde, e do íon N^+ no vermelho. Paradoxalmente, a maior parte destas linhas são *linhas proibidas*, o que significa que elas apresentam uma probabilidade muito baixa de ocorrerem, tanto que não são observadas nos espectros obtidos dos mesmos íons em laboratório. Os astrônomos do início do século, não conseguindo identificá-las, atribuíram-nas ao elemento químico *nebulium*, desconhecido na Terra, mas que seria abundante nas nebulosas. Nas regiões HII, estes íons são excitados pelas colisões com elétrons; o subsequente decaimento para o estado fundamental acaba ocorrendo porque os íons podem permanecer longos períodos de tempo sem que nenhuma outra colisão aconteça.

Na região infravermelha do espectro de radiação, mais precisamente no infravermelho distante, entre 30 e 300 μm , aproximadamente, as regiões HII apresentam emissão muito intensa, atribuída à radiação térmica dos grãos de poeira que estão misturados com o gás ionizado. Os grãos são aquecidos pelas colisões com os elétrons livres, como também pela absorção de fótons ultravioletas originários da estrela excitadora da região, ou dos fótons reemitidos ou espalhados dentro da nebulosa. Estes processos de aquecimento dos grãos são compensados pelo processo de resfriamento, que é a radiação térmica no infravermelho; a temperatura de equilíbrio resultante para os grãos é da ordem de 100 a 300 K, bastante abaixo da temperatura do gás.

Também na região rádio do espectro, as regiões HII se apresentam como fontes intensas de radiação. A forma do espectro em função da frequência é mostrada na figura 14.3. A intensidade cresce com a frequência ($S \propto \nu^2$), na região de baixas frequências, e mostra-se plana nas altas frequências.

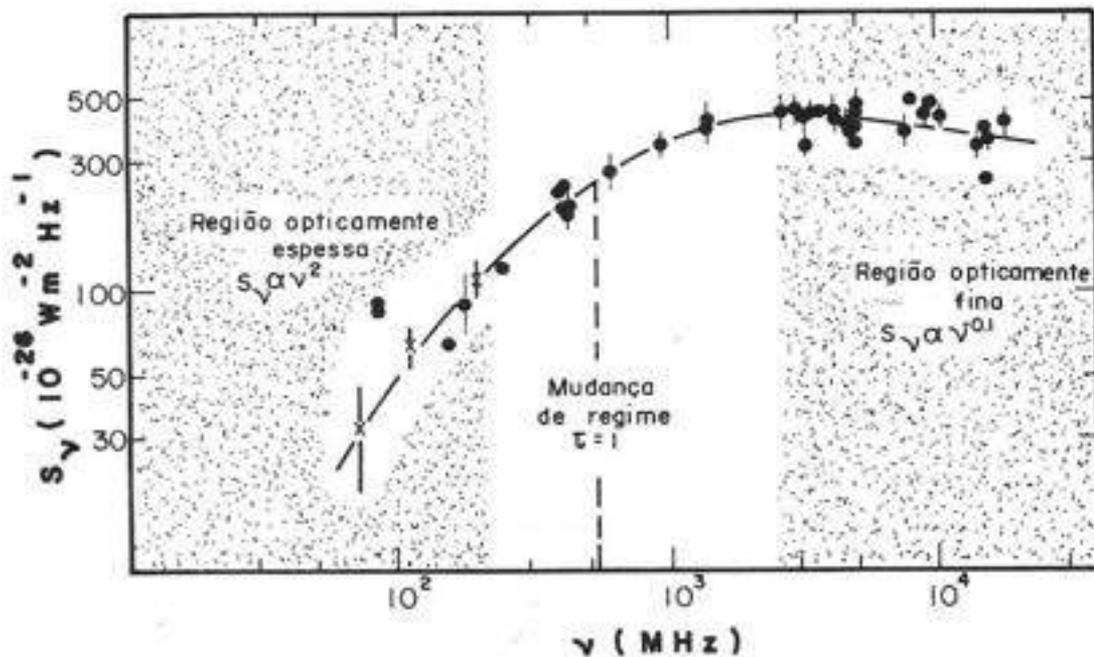


Figura 14.3

O processo de emissão de radiação, neste caso, é chamado de *livre-livre* ou *bremstrahlung* (capítulo 8). Os fótons de baixa energia são emitidos cada vez que as partículas carregadas sofrem alterações de velocidade, quando colidem entre si.

14.4 Nebulosas Planetárias

As *nebulosas planetárias* são regiões de gás ionizado que circundam estrelas geralmente isoladas, que alcançaram estágios avançados de evolução. A rigor, poderiam ser chamadas também de regiões HII, já que são constituídas principalmente de hidrogênio ionizado. A diferença com as regiões HII que descrevemos anteriormente reside na origem do gás, que, no caso das nebulosas planetárias, resulta de um processo de perda de massa sofrido pela própria estrela excitadora da região. Esta ejeção de matéria é um fenômeno que caracteriza os estágios finais da evolução estelar, antes das estrelas se transformarem em anãs brancas (capítulo 12).

No caso das planetárias, o que define o raio da região ionizada não é a quantidade de fótons ionizantes, mas a própria distância alcançada pela matéria ionizada desde sua ejeção; elas são geralmente muito menores que as regiões HII. As estrelas excitadoras apresentam frequentemente temperaturas mais altas (da ordem de 100000 K) que as regiões HII. De resto, a física das nebulosas planetárias é semelhante à das regiões HII; elas também

apresentam linhas proibidas no espectro visível, emissão térmica de poeira no infravermelho e emissão livre-livre na região rádio.

14.5 Restos de Supernovas

A explosão de uma supernova produz uma concha de gás que se expande rapidamente no meio interestelar, formando um *resto de supernova*. Inicialmente esta concha é constituída de matéria da estrela, com velocidade entre 2000 e 10000 km/s, e com massa entre 0,1 e 0,2 M_{\odot} para supernovas de tipo I, e de várias massas solares para supernovas de tipo II. Em alguns anos a expansão sofre desaceleração, à medida que uma quantidade apreciável de matéria interestelar está sendo varrida.

O exemplo mais estudado de resto de supernova é a *Nebulosa do Caranguejo*, cuja explosão se deu em 1054 AD e foi observada por astrónomos chineses. Uma característica deste e de outros restos de supernovas é a presença de filamentos, geralmente situados próximos à borda em expansão.

Como as regiões HII, os restos de supernovas são radiofontes intensas encontradas no plano da Galáxia. É possível distingui-los pela forma do espectro rádio: ao contrário das regiões HII, sua emissão é intensa nas baixas frequências, e cai em forma de lei de potência para as frequências mais altas. O mecanismo de emissão é *sincrotrónico*: a radiação provém de elétrons de alta energia que estão espiralando no campo magnético do resto de supernova. Estes praticamente não apresentam emissão no infravermelho, mas são geralmente fontes de raios X.

14.6 O campo magnético galáctico

Vários métodos são utilizados para se inferir o valor e a orientação do *campo magnético* da Galáxia. O mais importante é a observação dos pulsos dos pulsares, que informa sobre o valor médio do campo. Estes são estrelas de nêutrons que giram sobre si mesmas com alta velocidade e funcionam como faróis que nos iluminam com um feixe de radiação uma vez a cada rotação. Os pulsos emitidos na região rádio do espectro saem do pulsar num dado instante e com uma dada polarização linear. No entanto, o instante de chegada na Terra, assim como o ângulo de polarização na chegada, dependem da frequência de observação! Mesmo não tendo informação sobre o tempo total de viagem dos pulsos, uma informação facilmente obtida é a diferença de tempo de chegada para dois receptores sintonizados em frequências próximas. A grandeza obtida é chamada de *medida de dispersão*, que informa sobre $\langle N_e \rangle$, o valor médio da densidade de elétrons ao longo do percurso dos pulsos. Da mesma forma, é possível medir como o ângulo de polarização varia para frequências próximas, o que nos dá a *medida de rotação*, que é proporcional à $\langle N_e B_p \rangle$, onde B_p é a componente do campo magnético paralela à direção de propagação. Dividindo uma medida pela outra, obtem-se o valor médio da componente B_p . Os valores encontrados são da ordem de 2×10^{-6} Gauss.

Outras estimativas baseadas sobre o efeito Zeeman (desdobramento de linhas devido à interação dos spins dos elétrons de átomos ou moléculas com o campo magnético), e sobre

as observações da radiação de fundo da Galáxia, observada em baixas frequências, atribuída à radiação sincrotrônica, dão as mesmas ordens de grandeza para o campo magnético, com dispersões da mesma ordem que as medidas.

As observações da polarização da luz das estrelas, atribuída ao alinhamento dos grãos de poeira interestelar com o campo magnético, não fornecem medida da intensidade do campo, mas contêm informações sobre a direção e distribuição do mesmo, que não são fornecidas pelos outros métodos. Basicamente, o campo magnético parece estar alinhado com os braços espirais da Galáxia, mas as flutuações locais de direções e intensidades são importantes.

14.7 Raios Cósmicos

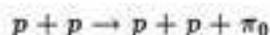
Os raios cósmicos são partículas de alta energia (de 10^9 a 10^{18} eV), sendo elétrons, prótons, partículas alfa e núcleos de elementos mais pesados, que atravessam o meio interestelar com velocidades muito altas, próximas à da luz. Enquanto que antigamente se observavam principalmente os raios cósmicos secundários, que se originam da interação dos raios cósmicos primários com a atmosfera terrestre, hoje se tem acesso aos raios cósmicos primários, por meio de satélites e de balões. Verifica-se que a abundância relativa dos elementos nos raios cósmicos é parecida com a abundância universal, a menos de um forte excesso dos elementos lítio, berílio, boro e ^3He . Estes elementos são produtos de reações de *espalação*: elementos como carbono, nitrogênio e oxigênio dos raios cósmicos têm prótons ou nêutrons arrancados em colisões de alta energia com átomos de hidrogênio. Utilizando-se as seções de choque de espalação medidas com aceleradores nucleares, conclui-se que a quantidade média de matéria interestelar atravessada pelos raios cósmicos antes de atingir a Terra é da ordem de 3 g cm^{-2} . Desta grandeza deduz-se que os raios cósmicos passam em média 2×10^6 anos espiralando no campo magnético do disco galáctico antes de escaparem ou serem absorvidos.

A distribuição de energia é a mesma para todos os elementos que compõem os raios cósmicos, e é exemplificada na figura 14.4, para os prótons e partículas alfa. Para as altas energias, o fluxo de raios cósmicos é dado por uma lei de potência do tipo

$$\frac{dJ}{dE} \cong E^{-2.6} \quad (14.4)$$

onde J é o fluxo de raios cósmicos. A presença dos raios cósmicos é bastante importante para o equilíbrio do meio interestelar; a densidade de energia que eles representam, da ordem de $0,5 \text{ eV cm}^{-3}$, é da mesma ordem que a densidade média de energia associada ao campo magnético galáctico, e da densidade de energia associada ao campo de radiação médio produzido pelas estrelas. Somente os raios cósmicos conseguem penetrar no interior das nuvens moleculares mais densas, constituindo um mecanismo de aquecimento para estas, através da energia perdida pelas ionizações que provocam.

Os prótons dos raios cósmicos reagem com os átomos de hidrogênio do meio interestelar por meio da reação:



O pión π_0 decai posteriormente emitindo dois gamas. A emissão dos raios gama é mais intensa na direção de nuvens, onde há maior ocorrência de hidrogênio. As imagens do satélite de raios gama COS B permitiram assim visualizar a distribuição de nuvens interestelares da Galáxia.

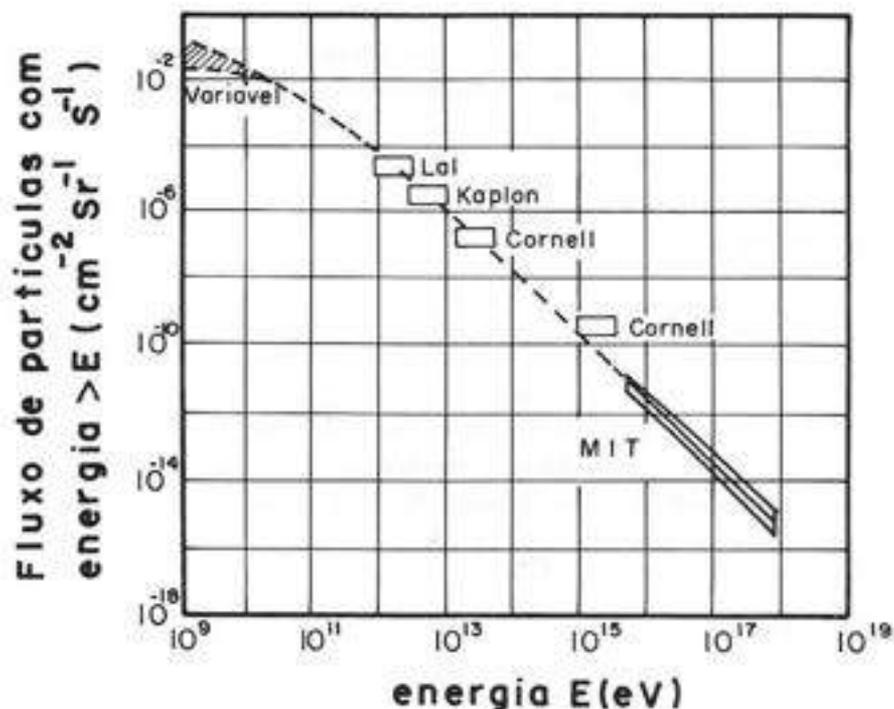


Figura 14.4

A origem dos raios cósmicos ainda não é bem conhecida; eles podem ser produzidos em explosões de supernovas, ou em estrelas que apresentam fulgurações ("flares") parecidas com as do Sol. A análise dos rastros deixados por núcleos pesados em meteoritos e em amostras lunares mostram que o fluxo de raios cósmicos não sofreu alterações sensíveis nos últimos 5×10^7 anos.

Capítulo 15

ESTRUTURA DA GALÁXIA

Jacques R. D. Lépine

A extensa faixa de luz esbranquiçada que se destaca do fundo de céu mais escuro, visível tanto do hemisfério Norte como do Sul, foi denominada *Galáxia* pelos gregos e *Via Láctea* pelos romanos, por seu aspecto leitoso. Desde a Antiguidade, a natureza da Via Láctea foi objeto de um grande número de mitos.

A primeira observação científica da Via Láctea foi realizada por Galileu Galilei (1564–1642) em 1610, com a luneta astronômica por ele construída. Galileu relatou, com alguma surpresa, que o aspecto esbranquiçado da Via Láctea era devido a uma enorme quantidade de estrelas, muitas delas reunidas em aglomerados. Nos séculos que se seguiram, quase todos os esforços foram dirigidos a descrever da melhor forma possível a forma e a natureza deste sistema de estrelas.

No final do século seguinte (em 1785), o astrônomo William Herschel (1738–1822), inclinado para os métodos estatísticos, contruiu um modelo da Via Láctea baseado num grande número de observações cientificamente controladas. Por este motivo, Herschel é considerado por muitos como o pai da astronomia moderna. Ele emitiu a hipótese de que a densidade espacial das estrelas era aproximadamente constante, a maior concentração aparente de estrelas em algumas direções sendo explicada por uma maior extensão da Via Láctea nestas direções. Herschel deduziu assim a extensão do sistema estelar em um grande número de direções. Para Herschel, a Via Láctea se confundia com o próprio Universo, e tinha a forma de uma lente, com duas elongações maiores de um lado. O Sol está localizado próximo do centro do sistema.

O modelo de Herschel sobreviveu até nosso século. Os pesquisadores que seguiram Herschel aperfeiçoaram aspectos do método estatístico, para levar em conta a distribuição de luminosidade das estrelas e o fato da distribuição espacial não ser uniforme, como mostra a existência de aglomerados. A versão mais recente do modelo de Herschel foi o chamado *Universo de Kapteyn*, apresentado em 1922 pelo astrônomo holandês Jacobus Cornelius Kapteyn (1851–1922). Neste modelo, o Universo mantinha sua forma lenticular, com 18 kpc de diâmetro e 3,5 kpc de espessura, sendo a densidade de estrelas maior no centro, onde estaria o Sol. Este modelo era considerado por todos, no início do século, como a palavra final, cientificamente estabelecida. Somente por volta de 1930 foi abandonado, devido a descobertas que não conseguiam se encaixar no modelo, como a distribuição espacial de aglomerados globulares, a rotação da Galáxia, a poeira interestelar, e a descoberta de outras galáxias.

15.1 A distribuição dos aglomerados globulares

Os aglomerados de estrelas são de dois tipos bastante distintos (capítulo 12). Os *aglomerados abertos* são os mais numerosos; eles são formados tipicamente de 100 a 1000 estrelas, espalhadas num diâmetro de alguns parsecs. Os *aglomerados globulares* são bem mais raros, contando-se pouco mais de uma centena para nossa Galáxia. Eles contêm no mínimo 100000 estrelas, distribuídas esfericamente em sistemas com mais de 100 pc de diâmetro. Mostramos na figura 15.1 o aspecto de um aglomerado globular.



Figura 15.1

Um estudo da distribuição espacial dos aglomerados globulares, iniciado em 1915 por Harlow Shapley, do Observatório do Monte Wilson, Califórnia, conduziu a resultados que transformaram nossa visão da Galáxia. Partindo inicialmente do estudo de um tipo de estrelas variáveis na vizinhança do Sol, as RR Lyrae, Shapley conseguiu obter o valor médio das magnitudes absolutas destas estrelas. Os aglomerados globulares contêm estrelas deste tipo, identificáveis por seu tipo de variabilidade, com período inferior a 1 dia. A partir da magnitude aparente destas estrelas, Shapley estimou a distância de um certo número de aglomerados globulares, suficientemente próximos para que suas estrelas RR Lyrae fossem observadas. Shapley verificou que os diâmetros reais dos aglomerados globulares variavam pouco, de objeto para objeto. Usando esta constatação, foi estimada a distância de todos os aglomerados, mesmo os mais distantes, a partir do diâmetro aparente. A distribuição espacial dos aglomerados globulares obtida por Shapley é mostrada na figura 15.2.

Esta distribuição, aproximadamente esférica, é correta segundo nosso conhecimento atual. Em 1920, ela estava em profundo desacordo com o modelo aceito do Universo de Kapteyn, porque o centro da distribuição de aglomerados não coincidia com o centro do sistema estelar, o que seria dinamicamente instável. A descoberta da existência de poeira interestelar (capítulo 14) trouxe a explicação para a discrepância entre o pequeno sistema estelar heliocêntrico de Kapteyn e o sistema maior proposto por Shapley. Como mostramos

esquemáticamente na figura 15.3, a poeira diminui o brilho das estrelas situadas na região levemente hachurada, e impede a observação das estrelas da região fortemente hachurada, fazendo com que o "Universo" observável seja bastante reduzido.

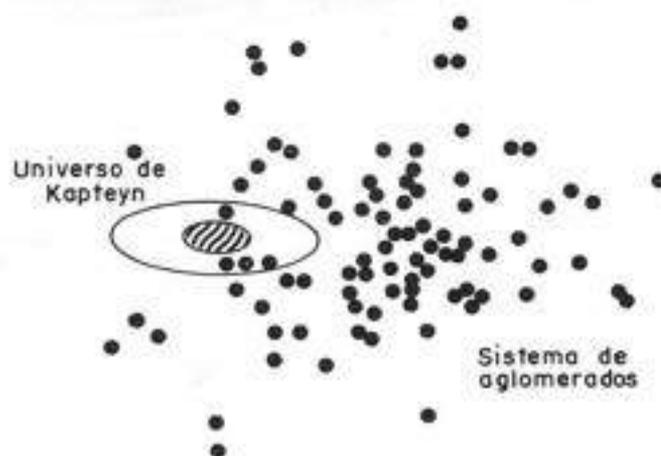


Figura 15.2

Na figura 15.3, os pontos representam os aglomerados globulares; estes praticamente não são afetados pela poeira interestelar, pois estão afastados do plano galáctico, no qual a poeira está concentrada.

15.2 A Galáxia e as outras galáxias

Ao mesmo tempo em que se estabeleceu um modelo aproximadamente correto da Galáxia, que é o representado na figura 15.3, percebeu-se que este sistema de estrelas não poderia ser confundido com o Universo como um todo. Durante o século passado, nebulosas com forma de espirais tinham sido observadas, mas não se desconfiava que fossem muito mais distantes que outras nebulosas da Galáxia. Com o advento de telescópios maiores, em particular do telescópio de 2,5 m do monte Wilson, os astrônomos verificaram que estas nebulosas na realidade eram constituídas de estrelas. Em 1923, E.P. Hubble identificou uma variável de tipo Cefeida na Nebulosa de Andromeda, e demonstrou que este era um sistema estelar bastante distante e independente da Galáxia. Ficou claro, então, que a Galáxia era apenas uma entre milhares de galáxias que existem no Universo.

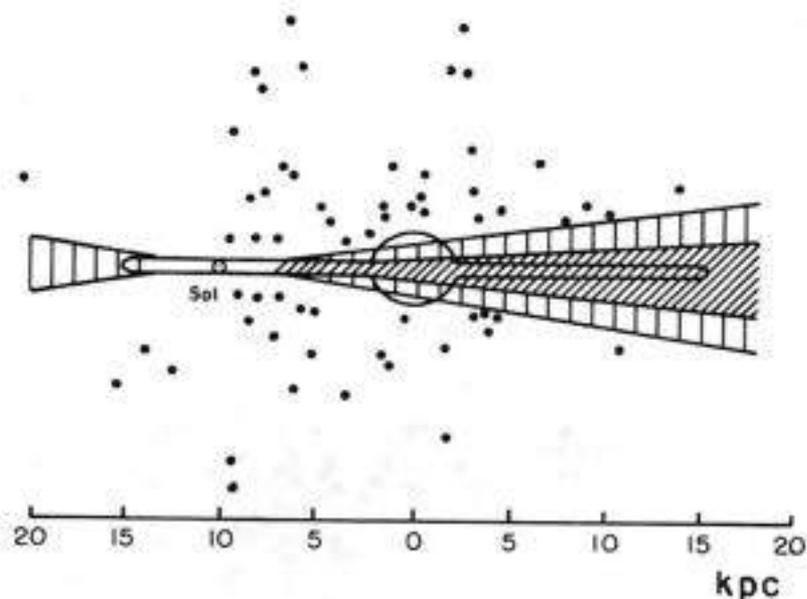


Figura 15.3

Cerca da metade das galáxias possui uma estrutura com braços espirais. A observação destas galáxias sugere qual deve ser a estrutura da Galáxia: provavelmente ela é bastante achatada, com estrutura espiral, com um bulbo, ou bojo central rico em estrelas mais avermelhadas do que aquelas dos braços espirais, e com poeira interestelar concentrada no plano galáctico. No entanto, como todas as galáxias são diferentes entre si, só observando a Galáxia saberemos se os braços espirais existem, e onde eles estão localizados. Este trabalho é bastante dificultado pela nossa posição dentro do plano galáctico, e pela extinção da luz pela poeira. O maior passo que foi dado rumo ao descobrimento da estrutura da Galáxia, sobre o qual voltaremos adiante, foi a observação em 1951 da primeira linha na região rádio do espectro, a linha de 21 cm (1420 MHz) do hidrogênio neutro. A radiação nesta frequência não sofre absorção pelo meio interestelar e permite observar as regiões mais remotas da Galáxia.

15.3 Os constituintes da Galáxia e sua distribuição espacial

Nesta seção recapitularemos brevemente os tipos de objetos encontrados na Galáxia, antes de prosseguir com o estudo da sua estrutura.

As *estrelas* são responsáveis por cerca de 80% da massa da Galáxia, estimada em $10^{11} M_{\odot}$. As estrelas são geralmente classificadas a partir de suas posições no diagrama HR, um gráfico da luminosidade em função da temperatura, discutido no capítulo 12.

Uma outra classificação, bastante útil no estudo da Galáxia, é a das *populações*, conceito introduzido por Walter Baade em 1944. Esta classificação agrupa as estrelas basicamente em dois tipos, *população I* e *população II*, que se distinguem por suas distribuições na Galáxia (as estrelas de população I são muito próximas do plano galáctico, enquanto as de população II alcançam distâncias bem maiores na direção z , perpendicular ao plano), por suas propriedades dinâmicas (a dispersão de velocidades na direção perpendicular ao plano, V_z , é maior para a população II), cor (as estrelas de população II são mais avermelhadas), e composição química (as estrelas de população I contêm uma fração maior de elementos mais pesados que o hélio). Algumas destas características estão resumidas na tabela 15.1.

	População I	População II
Tipos de objetos	Estrelas O, B regiões H II Aglomerados abertos Estrelas T Tauri	Nebulosas planetárias Aglomerados globulares Estrelas RR Lyrae Variáveis de longo período
Escala de altura $\langle z \rangle$	120 pc	> 400 pc
Velocidade $\langle V_z \rangle$	8 km/s	> 20 km/s
Idade (10^9 anos)	$< 0,1$	> 3

Tabela 15.1

O fato de propriedades aparentemente tão diferentes estarem correlacionadas vem de que a classificação de populações é basicamente uma classificação de idades. As estrelas de população I são estrelas de formação recente; elas se formaram a partir do gás interestelar que está concentrado no plano galáctico, e estão portanto também concentradas neste plano. Elas se formaram a partir de gás já enriquecido com elementos mais pesados, o que explica sua composição química diferente.

Como já comentamos, os *aglomerados globulares* apresentam uma distribuição praticamente esférica em torno do centro galáctico; eles constituem um exemplo extremo de objetos de população II. Os *aglomerados abertos*, ao contrário, estão bastante concentrados no plano galáctico e são um exemplo extremo de população I.

Além das estrelas, encontramos o *meio interestelar* discutido no capítulo anterior. Seus principais componentes, gás e a poeira interestelar, estão extremamente concentrados no plano da Galáxia. A espessura do plano ocupado pelo gás interestelar é de apenas 100 pc (50 pc de cada lado do plano de simetria), para um raio do disco maior do que 10 kpc, o que corresponde à proporção de um disco com 2 m de diâmetro e 1 cm de espessura! Dentro deste mesmo plano estão concentrados os *restos de supernovas* e as *regiões H II*, que são formações gasosas já descritas no capítulo anterior. Estes objetos são casos extremos de população I; eles resultam da evolução de estrelas muito massivas, que evoluíram portanto rapidamente e ainda se encontram próximas ao local de formação.

A classificação dos objetos galácticos em duas populações é apenas esquemática. Na realidade, utiliza-se normalmente um sistema mais refinado, contendo 5 grupos: a população

I extrema, a população I "velha", a população II disco, a população II intermediária e a população II extrema, ou do halo, refletindo mais precisamente as diferenças entre os objetos da Galáxia.

Examinando agora a distribuição dos objetos dentro do plano galáctico, constatamos em outras galáxias que esta não é uniforme, mas que as regiões H II, os restos de supernovas e os aglomerados galácticos tendem a formar desenhos espirais. Em nossa Galáxia estamos em péssima posição para visualizar esta estrutura espiral, porque também estamos dentro do mesmo plano. Temos no entanto a esperança de descobrir a forma dos braços espirais da Galáxia, medindo a distância de objetos como as regiões H II, e traçando no papel um desenho em escala. Estes objetos que em outras galáxias delineiam os braços espirais são chamados *traçadores da estrutura espiral*.

15.4 Coordenadas galácticas

O fato do plano galáctico ser extremamente delgado como discutimos acima sugere o uso de um sistema de coordenadas muito conveniente para localizar os objetos da Galáxia. Estas coordenadas são a *longitude galáctica* l e a *latitude galáctica* b , mostradas na figura 15.4. Nós estamos no centro deste sistema; a direção do centro galáctico define a origem das longitudes ($l = 0$); os objetos situados no plano galáctico têm $b = 0$.

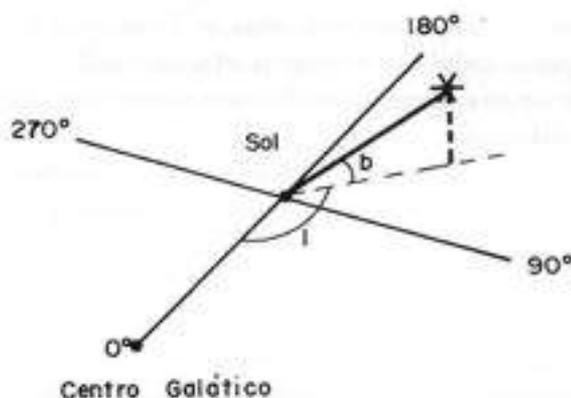


Figura 15.4

15.5 A curva de rotação e as distâncias cinemáticas

Como existe uma grande concentração de massa no centro da Galáxia, as estrelas distantes do centro giram em torno deste, como os planetas em torno do Sol, de tal forma que a força de atração gravitacional seja compensada pela força centrífuga. Quanto mais distante uma estrela, menor será sua velocidade de rotação (lei de Kepler). Por outro lado, as estrelas distantes do centro sentem não só a atração do centro em si, mas também de todas as estrelas da região central, o que faz com que a massa aparente que está atraindo para o centro aumente. Isto define uma *curva de rotação*, que é o gráfico da velocidade de rotação em função da distância ao centro. Esta lei de velocidades não é seguida apenas pelas estrelas, mas também pela matéria interestelar. Pode-se inclusive dizer que o gás interestelar é que melhor segue a curva de rotação, pois qualquer pequeno desvio com relação ao movimento geral seria logo corrigido pela interação com o meio circundante.

Foi possível estabelecer a forma da curva de rotação da Galáxia observando a linha de 21 cm do hidrogênio neutro. Mais recentemente, as observações de uma linha da molécula CO em 3 mm têm contribuído bastante para este objetivo. Esta curva é mostrada na figura 15.5. Para $R_0 = 8,5$ kpc, que é a distância aceita do centro galáctico ao Sistema Solar, a velocidade de rotação é de 220 km/s. Mais precisamente, esta não é exatamente a velocidade de rotação do Sol em torno do centro galáctico, mas do conjunto de estrelas próximas ao Sol, que define o *padrão local de repouso*.

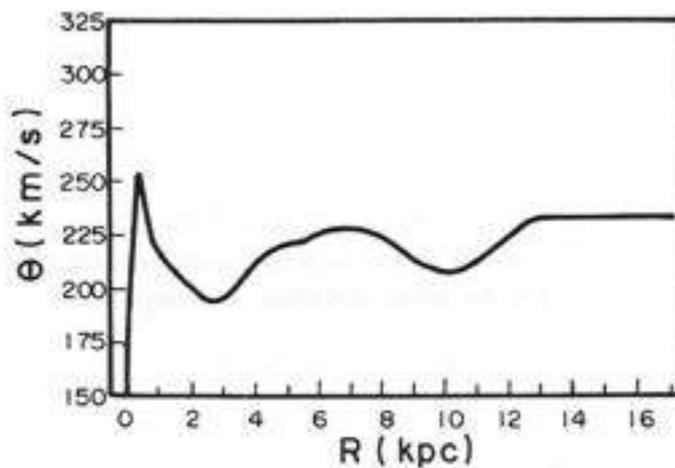


Figura 15.5

Para explicar como foi obtida a curva de rotação e como ela pode ser usada para estimar distâncias de objetos dentro do plano galáctico, definimos as seguintes grandezas, conforme a figura 15.6:

- R_0 – distância do Sol ao centro galáctico (8,5 kpc)
 d – distância da nuvem de gás ou outro objeto estudado ao Sol
 R – distância do objeto ao centro galáctico
 l – longitude galáctica do objeto
 θ – velocidade linear (em km/s) de rotação da Galáxia no raio R
 θ_0 – velocidade de rotação para $R = R_0$
 V_r – velocidade radial observada

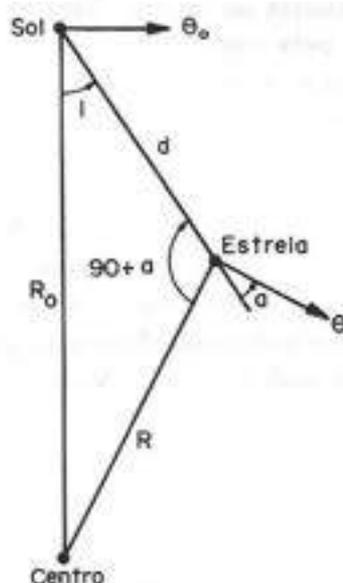


Figura 15.6

Os desvios de frequência das linhas observadas de um objeto estudado, com relação à frequência de laboratório são devidos ao efeito Doppler. Este efeito só nos informa sobre a componente radial do movimento relativo (ou seja, se o objeto está se aproximando ou se afastando de nós). Para um objeto do plano galáctico, a componente radial de velocidade é dada por (figura 15.6):

$$V_r = \theta \cos a - \theta_0 \operatorname{sen} l \quad (15.1)$$

Os termos representam respectivamente as projeções da velocidade do objeto, e do Sol, sobre a linha de visada. Pela lei dos senos temos:

$$\frac{\operatorname{sen} l}{R} = \frac{\operatorname{sen}(90^\circ + a)}{R_0} = \frac{\cos a}{R_0} \quad (15.2)$$

$$V_r = \left[\theta \frac{R_0}{R} - \theta_0 \right] \operatorname{sen} l \quad (15.3)$$

Para uma direção l determinada, a cada distância d corresponde um valor de R . O comportamento de V_r em função de d é ilustrado para dois valores de l na figura 15.7. A partir

deste gráfico, conhecendo-se V_r , pode-se determinar a distância do objeto. No entanto, em alguns casos, como o exemplificado pela linha tracejada, obtêm-se duas distâncias possíveis. Este é o principal inconveniente do método cinemático de determinação de distâncias.

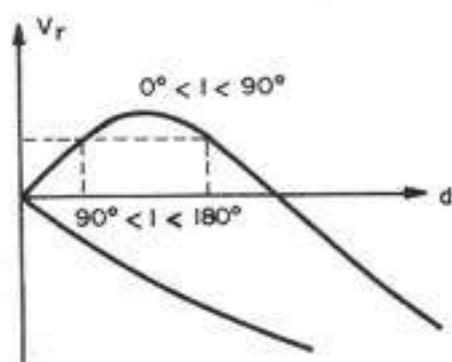


Figura 15.7

Voltemos agora à obtenção da curva de rotação, que é um passo preliminar para traçar curvas como as da figura 15.7. Resumidamente, o procedimento é o seguinte: são obtidos espectros (gráficos da intensidade em função da frequência) do hidrogênio neutro ou de CO para um grande número de direções (valores diferentes de l), dentro do plano galáctico ($b = 0$). A maior velocidade observada no espectro, para cada l , provem do ponto no qual a linha de visada passa mais próximo do centro galáctico. A distância deste ponto (chamado ponto subcentral) ao centro é $R = R_0 \text{ sen } l$. Para cada direção observada temos portanto um valor de R e um valor da velocidade máxima V observada. Basta então fazer o gráfico de V em função de R .

15.6 Os braços espirais da Galáxia

Como vimos, a Galáxia não gira como um disco rígido, mas apresenta rotação diferencial, em que as partes internas têm velocidade angular maior que as partes externas. Em poucas rotações de uma galáxia, qualquer desenho espiral deveria ficar totalmente enrolado e desaparecer. Como, então, explicar a permanência de um padrão espiral, que é observado em tantas galáxias? Na realidade, os braços espirais são *ondas de densidade*, isto é, regiões onde a densidade de estrelas e de gás é maior. As estrelas penetram e depois deixam estas regiões, como automóveis que alcançam um engarrafamento de trânsito e

conseguem atravessá-lo. O engarrafamento pode permanecer num mesmo lugar, mas não são sempre os mesmos carros que o constituem, ou em outras palavras, a velocidade do engarrafamento (região densa) não é a mesma que a velocidade dos automóveis. Os braços espirais apresentam uma velocidade de rotação própria, que é bastante menor (pelo menos nas regiões mais centrais) do que a velocidade de rotação das estrelas.

O gás interestelar, orbitando em torno do centro galáctico, sofre compressão quando alcança a região dos braços espirais, e esta compressão desencadeia a formação de estrelas. As estrelas mais massivas, que têm vida efêmera, ionizam o gás em torno de si, formando as regiões H II. Os braços espirais ficam portanto delineados pelas regiões H II; estas são facilmente observadas opticamente nas outras galáxias, e podem ser identificadas por meio de sua emissão rádio em nossa Galáxia, já que as observações ópticas são dificultadas pela poeira interestelar. Um levantamento sistemático das posições e distâncias das regiões H II, efetuado pelos astrônomos franceses Y. M. Georgelin e Y. P. Georgelin, tem seu resultado apresentado na figura 15.8. Esta figura representa o que se sabe, atualmente, da estrutura espiral da Galáxia. O braço situado a cerca de 2 kpc do Sol na direção oposta ao centro é chamado de *braço de Perseus*, e o braço mais próximo, na direção do centro, é chamado *braço de Sagittarius*.

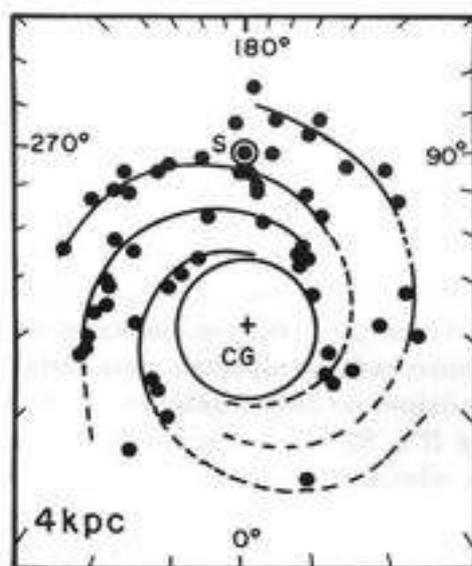


Figura 15.8

15.7 O centro da Galáxia

A região central da Galáxia não pode ser observada através da luz visível, pelo fato de existir uma grande concentração de poeira interestelar em seu plano. Esta poeira absorve a luz, mas não a radiação infravermelha nem as ondas de rádio. As observações radioastronômicas permitem localizar exatamente o centro, por ser este o ponto em torno

do qual o gás contido no plano da Galáxia gira. O ponto central determinado a partir destas observações coincide com uma fonte intensa de emissão rádio, denominada Sagittarius A. Esta é uma fonte de radiação contínua, isto é, emite em todas as frequências rádio e não apenas em linhas.

Observações de Sagittarius A com resolução angular muito alta (milésimos de segundos de arco) por meio de interferometria de longa base (observações simultâneas por radiotelescópios situados a milhares de quilômetros uns dos outros) mostram que na realidade esta fonte é constituída de duas fontes próximas. Uma delas é um tipo de fonte comum na Galáxia (um resto de supernova), enquanto a outra é um objeto diferente, muito brilhante em rádio e muito compacto, com diâmetro inferior a 10 UA (UA = unidades astronômicas; $1 \text{ UA} = 1,5 \times 10^{13} \text{ cm}$). A natureza exata deste objeto não está bem estabelecida; acredita-se que ele deva conter um buraco negro. As observações no infravermelho em $2 \mu\text{m}$ nos ensinam que existe uma grande densidade de estrelas na vizinhança do centro da Galáxia. Num raio de 50 pc em torno do centro, a massa de estrelas é estimada em cerca de $5 \times 10^8 M_{\odot}$. Por outro lado, a rotação do gás ionizado em torno do núcleo da Galáxia, que pode ser observado por meio de uma linha de emissão do neônio ionizado em $12,8 \mu\text{m}$, permite estimar em cerca de $4 \times 10^6 M_{\odot}$ a massa contida num raio de 1 pc do centro, o que inclui o objeto compacto central.

Capítulo 16

ASTRONOMIA EXTRAGALÁTICA

Ruth B. Gruenwald

A certeza de que muitos objetos, considerados como simples nebulosas próximas ao Sol, eram na realidade objetos externos ao grupo de estrelas e gás interestelar ao qual o Sol pertence (a Galáxia), é um fato relativamente recente. Essa confusão durou alguns séculos, mesmo após a invenção do telescópio, pois mesmo distinguindo-se estrelas nas galáxias observadas, estas eram confundidas com certas nebulosas, como Orion, que contém estrelas em seu interior. Por exemplo, a galáxia de Andromeda, visível a olho nu no hemisfério norte, já era conhecida dos árabes no século X; mais tarde, com o auxílio dos telescópios, era catalogada como nebulosa; seu caráter extragalático só foi confirmado em 1925.

Para uma conclusão definitiva sobre o caráter extragalático de um objeto, são necessários dois dados fundamentais: o tamanho da nossa Galáxia e a distância ao objeto.

Em 1915/18, Harlow Shapley (1885–1972) foi o primeiro a dar uma idéia correta das dimensões da Galáxia (capítulo 15); as conclusões de Shapley continham erros de até um fator 3, mas em linhas gerais estavam corretas. Em 1925, Edwin Powell Hubble (1889–1953) conseguiu resolver e identificar estrelas variáveis Cefeidas em M31 (Andromeda). Usando a relação período-luminosidade conhecida para essas variáveis, determinou a distância a M31, valor este muito maior que as dimensões da Galáxia. A determinação de Hubble também continha erros (na escala da relação P–L), ocasionando uma subestimação dos valores de distância e tamanho de galáxias externas, assim como uma superestimação do tamanho da Galáxia. Por algum tempo, achava-se que a Galáxia era muito maior do que as outras; agora sabe-se que é maior que a média, mas seu valor não é fora do normal; entretanto, as conclusões permanecem as mesmas, mostrando que Andromeda é um objeto com tamanho comparável à nossa Galáxia, e que sua distância é muito maior do que o tamanho. Com essa determinação de Hubble, foi inaugurada efetivamente a Astronomia Extragalática.

O estudo sistemático dos objetos externos à nossa Galáxia é, apesar de seu começo recente, muito desenvolvido. Depara, entretanto, com diversos problemas, como a necessidade de grandes telescópios e longos tempos de observação. Além dos problemas observacionais, existem problemas de caráter essencialmente teórico, como por exemplo o problema da origem da enorme quantidade de energia emitida em um curto espaço de tempo, aparentemente de um pequeno volume, observada em determinados objetos (núcleos de galáxias ativas). Tem-se buscado soluções para esses problemas teóricos que muitas vezes esbarram em dúvidas que a Física, em seu estágio atual, não consegue explicar. É portanto um campo que pode apresentar muitas novidades em nível teórico e até resultados que exijam uma reformulação da própria Física.

16.1 Catálogos

Os primeiros catálogos que contêm galáxias foram feitos para objetos extensos e de aparência difusa em geral, que continham gás e/ou estrelas em seu interior. Os catálogos de galáxias mais usados são descritos a seguir.

Messier (final do século XVIII) – contem galáxias, nebulosas e aglomerados de estrelas com um total de cerca de 100 objetos, dos quais 33 extragaláticos. São designados pela letra M e um número. Por exemplo, M31 (Andromeda), M3 (um aglomerado globular).

NGC "New General Catalogue" (século XIX) – com aproximadamente 8000 objetos; também contem nebulosas, galáxias e aglomerados. Cataloga objetos até magnitude 15. Posteriormente, foi complementado para 13000 objetos. Exemplo: NGC 224 (Andromeda).

O primeiro catálogo a tratar exclusivamente de galáxias surgiu em 1932; é o *Catálogo de Shapley e Ames*. Tem 1249 objetos com magnitude mais brilhante que $m_{ph} = 12,9$.

Catálogo de galáxias e aglomerados de galáxias (1960/68) de Zwicky, Herzog e Wild, com 20000 objetos com $\delta > 2^\circ$.

Existem também catálogos especializados, como: *Atlas e catálogo de galáxias em interação (1959)*, de Vorontsov-Velyaminov (VV); *Galáxias com contínuo UV (1967/71)*, de Markarian e colaboradores; *Catálogo de galáxias anãs (1959/66)*, de van den Bergh, etc.

16.2 Sistemas de classificação

Quando estudamos placas fotográficas (que nos fornecem maiores detalhes que as observações diretas no telescópio), verificamos que muitas galáxias podem ser distribuídas segundo suas características morfológicas (forma) em um sistema de classificação.

Em 1925/26, Hubble propôs um sistema de classificação morfológica das galáxias. Posteriormente, foram propostas várias variantes para esse sistema. Algumas são somente uma modificação dos símbolos de Hubble; outras tentam dar uma descrição mais completa das galáxias e são mais complicadas que a de Hubble. Aqui vamos descrever somente o *sistema de classificação de Hubble*, que é o mais simples e o mais utilizado.

Classificação de Hubble

Numa primeira divisão, agrupam-se as galáxias em *regulares*, caso contenham alguma simetria de rotação, ou *irregulares* (Irr), caso não. Entre as regulares, podemos ter as seguintes classes: *elípticas* (E), *lenticulares* (S0) e *espirais* (S). Somente cerca de 1% das galáxias observadas não podem ser classificadas nestas categorias. Cada um dos tipos básicos de Hubble pode ser ainda sub-dividido, como veremos a seguir (figura 16.1).

Elípticas – São galáxias cuja projeção tem forma elíptica. Não apresentam estrutura marcada, além de um núcleo pequeno brilhante e condensado sem limites bem definidos. A luminosidade decresce progressivamente desde a região central, muito brilhante, até a borda, mal definida.

São ainda subdivididas em 8 classes, de 0 a 7, em ordem crescente de achatamento. Se o elipsóide projetado de uma dada galáxia elíptica tem semi-eixo maior a e semi-eixo menor b , seu achatamento se exprime pelo índice $10(a-b)/a$ (número inteiro mais próximo deste valor). As classes observadas, de 0 a 7, correspondem a $b/a = 1$ (classe 0, esférica) a $b/a = 0,3$ (classe 7). Não existem galáxias elípticas mais achatadas que E7.

Como as elípticas não têm um plano fundamental (como por exemplo galáxias com disco), a sua orientação absoluta não é conhecida; o que aparece nas placas fotográficas é uma imagem projetada. Considerando-se estatisticamente o efeito de projeção, constata-se que estão distribuídas mais ou menos uniformemente de E0 a E7. Admite-se que as elípticas são esferóides oblatos.

Espirais – São galáxias com grande concentração de estrelas no centro, conhecido como núcleo. São muito achatadas, em razão de sua rotação rápida. Têm simetria de rotação num plano (disco), que apresenta uma estrutura em braços, geralmente colocados em lados opostos do núcleo. São sub-divididas em dois grupos: (i) *espirais normais* (S), em que os braços aparecem tangencialmente ao núcleo em pontos opostos, também chamadas SA; (ii) *espirais barradas* (SB), em que os braços aparecem nas extremidades de uma barra que atravessa o núcleo, e perpendicularmente à mesma.

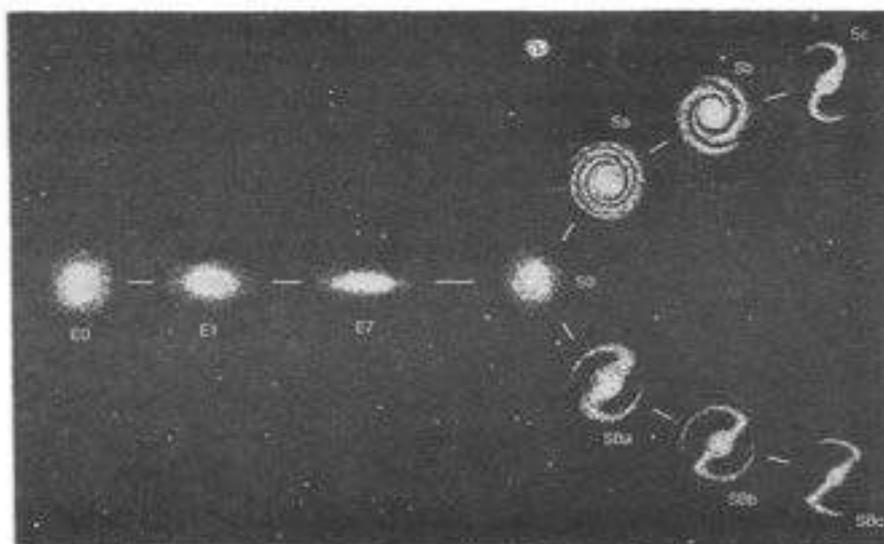


Figura 16.1

Esses dois grupos são sub-divididos em sub-grupos *a*, *b*, e *c*, segundo a importância relativa do núcleo em relação aos braços. Esses sub-grupos constituem uma sequência que vai das espirais com núcleo relativamente grande com braços pequenos e fortemente encurvados, de difícil resolução (Sa, SBa), até as galáxias com núcleo relativamente pouco importante e estrutura espiral aberta, com braços altamente resolvidos em estrelas e regiões de emissão; geralmente os braços são múltiplos (Sc, SBc).

Em algumas espirais (barradas ou não), os braços se originam tangencialmente de um anel brilhante ao redor do núcleo.

Lenticulares – Em 1936, Hubble introduziu um novo tipo, entre E e S, que é o tipo S0. Essa introdução foi feita hipoteticamente, e somente depois confirmada a existência desse tipo de galáxia, através de observações. São também conhecidas pelo nome de “lenticulares”. São tão achatadas intrinsecamente quanto as espirais – são as “espirais sem braços”. Têm uma condensação central geralmente importante; não têm braços, e possuem um envelope ao redor do núcleo.

As placas fotográficas de algumas lenticulares mostram uma estrutura em barra, com estrelas e gás embebidos no plano fundamental. São as lenticulares barradas (SB0).

Existe uma transição contínua entre as E e as S0; de fato, parece existir um achatamento crítico das E, além do qual uma estrutura elipsoidal simples não é mais estável e onde a matéria se assemelha a um disco e uma concentração central. Este achatamento é da ordem de 3, o que corresponde à classe E7.

Irregulares – São assim denominadas porque seu aspecto não mostra simetria nem estrutura bem definidas. São sub-divididas em dois grupos bem distintos: (i) *Irr I* (tipo magalhânico), com conteúdo de estrelas semelhante às Nuvens de Magalhães; facilmente resolvidas e ricas em estrelas e regiões HII. Algumas vezes, como na Grande Nuvem de Magalhães, parecem ter uma barra. A distribuição de luminosidade é caótica; (ii) *Irr II*, não é original de Hubble. São mais raras, e muitas vezes consideradas como peculiares. Não apresentam resolução em estrelas. Acredita-se que algumas estão em uma fase de evolução pós-eruptiva; outras seriam resultados de encontros catastróficos.

Uma estatística feita por Hubble com 600 galáxias brilhantes mostra a seguinte distribuição entre tipos (tabela 16.1):

tipo	E	Sa,SBa	Sb,SBb	Sc,SBc	Irr
%	17	19	25	36	3

Tabela 16.1

Costuma-se, também para as galáxias, utilizar os termos “early-type” e “late-type”, que indicam simplesmente uma posição relativa num esquema do tipo da figura 16.1, os objetos mais à esquerda são do tipo “late” e mais para a direita de tipo “early”.

Logo após a classificação feita por Hubble, em 1926, as evidências eram de que a série morfológica correspondia a uma sequência evolutiva no sentido Irr – S – E, devido à quantidade de gás e número de estrelas jovens. Com o aumento dos dados observacionais obtidos, essa teoria evolutiva teve de ser posta de lado. Novas teorias mostram que a forma de uma galáxia depende de seu momento angular: quanto maior o momento angular, mais achatada é a galáxia. Nas galáxias elípticas, a condensação de gás em estrelas foi eficiente, e portanto rápida, o que leva a uma distribuição mais ou menos esférica de estrelas e uma alta concentração de estrelas no núcleo. Nas espirais, a formação de estrelas ocorreu mais lentamente, e resultou numa distribuição dual: o sistema em rotação lenta contém estrelas distribuídas esfericamente e a parte de rotação rápida é um disco achatado contendo estrelas, pó e gás. Vamos ver que um grande número de evidências sugere que a sequência de galáxias de Hubble não é somente uma ordenação de formas, mas também de inúmeras outras propriedades.

A figura 16.2 mostra as galáxias elípticas NGC 4486 (M87, de tipo E0); NGC 4472 (E1); NGC 221 (E2), e NGC 205 (E6). A figura 16.3 mostra as galáxias lenticulares NGC 1201 (S0) e NGC 2859 (SB0). A figura 16.4 mostra as galáxias espirais NGC 2811 (Sa), NGC 3031 (Sb) e NGC 628 (Sc). Finalmente, a figura 16.5 mostra as galáxias espirais barradas NGC 175 (SBa), NGC 1300 (SBb) e NGC 2525 (SBc).

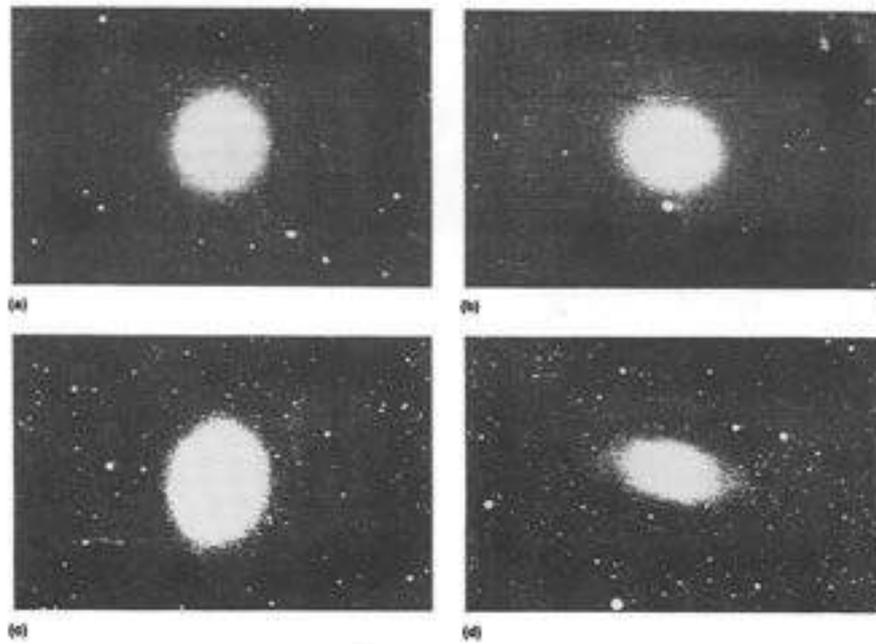


Figura 16.2

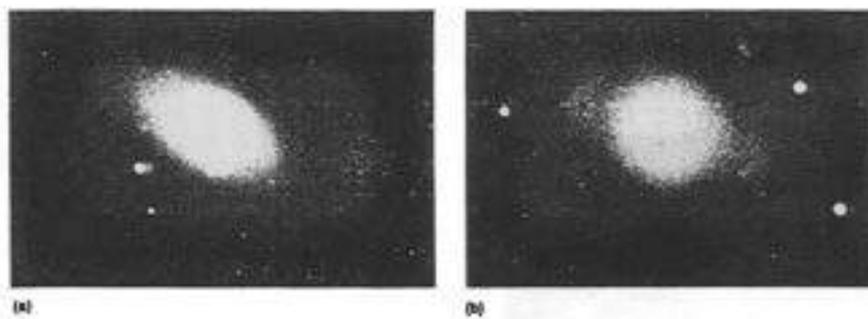


Figura 16.3

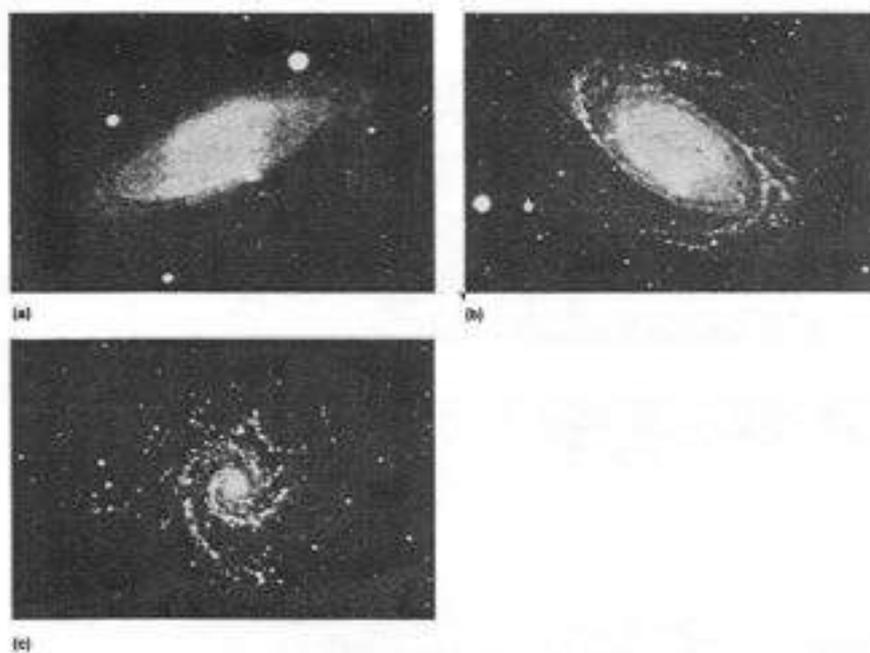


Figura 16.4

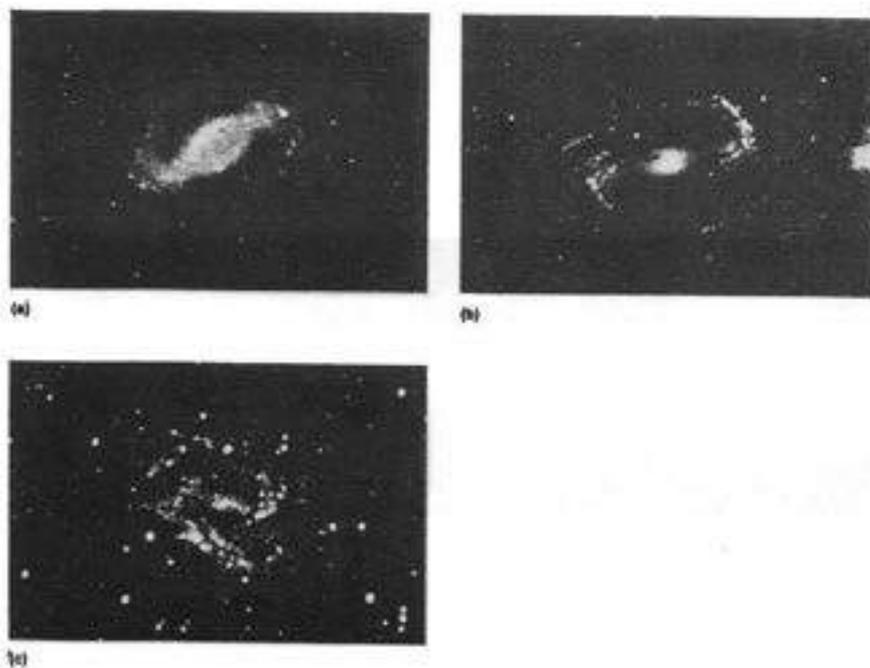


Figura 16.5

16.3 Galáxias: propriedades integradas

Exceto para poucas galáxias próximas, é praticamente impossível a obtenção de informações diretas sobre dados quantitativos de populações estelares (seus tipos e distribuição), meio interestelar, etc.

As observações fornecem dados que se referem à galáxia como um todo. Por exemplo, a cor corresponde a todo um conjunto de estrelas, e não à cada estrela em particular. O que se obtêm são as *propriedades integradas*.

Para obter informações sobre a distribuição da população estelar, matéria interestelar e composição química das galáxias, são feitos modelos, complementados com o que sabemos de nossa galáxia e galáxias próximas, e pela comparação com as observações. Os dados assim obtidos são a base para o estudo da origem, formação e evolução de galáxias e também para a resolução de alguns problemas cosmológicos fundamentais.

(a) Luminosidade

A definição do que é a luminosidade total ou a magnitude de uma galáxia é relativamente imprecisa, pois as galáxias não têm um limite bem definido. Para se evitar a ausência de contornos bem definidos, utiliza-se a magnitude dentro de uma dada *isofota* (curva de mesma luminosidade), por exemplo, a magnitude correspondente à quantidade de radiação dentro de uma isofota definida pelo brilho do céu noturno (26,5 magnitudes por segundo de arco quadrado na banda fotográfica). Magnitudes medidas dessa maneira vão desde -22 para gigantes vermelhas até -10 para as elípticas anãs (dE). A faixa em magnitude absoluta varia com o tipo. Elípticas variam de $M_v = -22$, os objetos normais mais brilhantes no Universo, a -9, para a elíptica anã Leo II. Espirais e lenticulares variam de -22 a -16 e irregulares de -18 a -12. Nossa Galáxia vista de fora teria uma magnitude absoluta de -21. A faixa em magnitudes absolutas de -9 a -22 corresponde a uma faixa em luminosidade de 10^6 a $10^{11} L_{\odot}$.

Além da luminosidade total, uma varredura fotoelétrica de uma galáxia dá informação sobre a distribuição de luminosidade projetada, $I(r)$, definida como a intensidade aparente por unidade de área emitida pela galáxia. A distribuição de luminosidade dá informação sobre a estrutura interna e dinâmica das galáxias. As observações mostram que $I(r)$ é diferente para os tipos E, S0, e S.

Para as galáxias do tipo E, $I(r)$ varia gradualmente do centro para fora, não mostrando descontinuidades e pode ser reproduzida, para regiões fora do núcleo, pela expressão

$$I(r)/I_0 = \begin{cases} (r/a + 1)^{-2} & \text{para } r/a < 21,4 \\ 22,4(r/a + 1)^{-3} & \text{para } r/a \geq 21,4 \end{cases} \quad (16.1)$$

onde a e I_0 são parâmetros que diferem de uma galáxia para outra, e r é a distância medida a partir do centro ao longo do eixo maior projetado.

Fotometria de galáxias lenticulares mostra uma estrutura composta. A região mais interna é semelhante à distribuição esferoidal para as elípticas e para $r/a > 0,1$ é válida a aproximação

$$\log[I(r)/I_0] = -\alpha r \quad (16.2)$$

As lenticulares parecem portanto consistir de um núcleo esferoidal, com distribuição de luminosidade típica de galáxias elípticas, embebida em um disco exponencial.

A distribuição de luminosidade em espirais é complicada pela presença dos braços espirais e efeitos de orientação. Três componentes de $I(r)$ são distinguidas para essas galáxias: disco (dada pela expressão 16.2), nuclear (dada pela equação 16.1) e braços espirais, obtida da diferença entre fluxos total e disco.

(b) Cor

Existe uma correlação direta entre o tipo morfológico e a cor observada de uma galáxia. As elípticas tendem a ser mais avermelhadas que as espirais, que por sua vez são mais avermelhadas que as irregulares. Dentro de um grupo espiral, as galáxias são mais vermelhas quanto maior o núcleo e menores os braços. Uma maneira de descrever a cor de uma galáxia é especificar a classe espectral das estrelas cuja cor se assemelha à da galáxia. As galáxias elípticas e Sa têm a mesma cor que as estrelas K, as Sb se assemelham às estrelas de classe F a K e galáxias Sc e Irr têm a mesma cor que classes A a F.

A distribuição de cor nas galáxias pode ser obtida através de observações com diferentes aberturas, centradas na galáxia. A figura 16.6 mostra a distribuição de cores $B - V$ e $U - B$ para diferentes tipos de galáxia (A : diâmetro da abertura; $d(0)$: diâmetro da galáxia vista de frente); um aumento em $A/d(0)$ significa que mais radiação do disco (não nuclear) está sendo incluída. Podemos verificar que, com exceção das irregulares, as galáxias tendem a ser mais azuis quando se inclui mais radiação de material não nuclear; essa tendência é pequena para as elípticas, mas se torna significativa para as espirais.

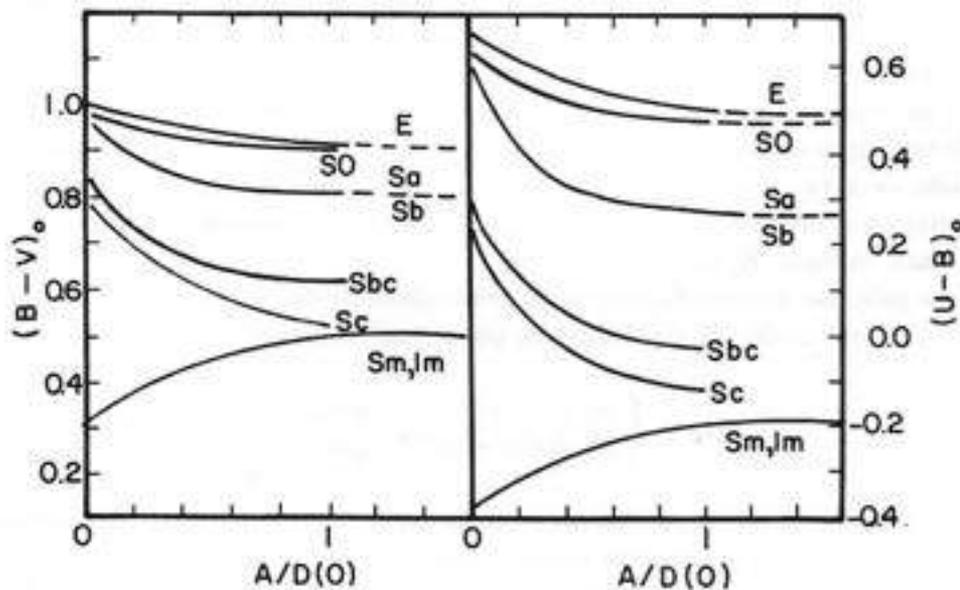


Figura 16.6

As elípticas apresentam uma distribuição de cor mais ou menos constante ao longo da galáxia, o que sugere que os mesmos tipos estelares dominam na luminosidade em todo o sistema. Além disso, a dependência da cor integrada com M_b sugere que a componente estelar depende da magnitude absoluta, o que pode significar que o processo de formação estelar é diferente em elípticas gigantes ou anãs. Ou pode indicar ainda que os processos de formação e evolução galácticos são diferentes.

(c) Massas de galáxias

A massa de uma galáxia pode ser determinada através dos seguintes métodos:

Massas estatísticas – nesse caso, determina-se uma massa para um par ou grupo de galáxias, e obtém-se um valor médio para cada galáxia. No caso de um par, utilizam-se as equações para o movimento de dois corpos e obtêm-se massas para um grande número de pares, para obter um valor com significado estatístico. Para um grupo, utiliza-se o teorema do virial e determina-se a massa para todo o sistema; divide-se pelo número de galáxias visíveis, obtendo-se uma massa média para as galáxias.

Massas individuais – para galáxias próximas, obtemos a massa a partir da curva de rotação (para sistemas com rotação rápida, como as galáxias espirais) ou através das dispersões em velocidade das estrelas (para sistemas em rotação fraca, como as galáxias elípticas). Para galáxias distantes, podemos obter a massa a partir da luminosidade, se a razão M/L for conhecida. A observação de uma curva de rotação permite calcular o potencial e a distribuição de massas na galáxia e portanto a massa total da galáxia. No caso das galáxias com rotação baixa, é utilizado o teorema do virial.

Massas medidas para galáxias através da utilização do teorema do virial para grupos de galáxias são sistematicamente grandes comparadas com estimativas baseadas em pares, em dispersão de velocidades das estrelas ou curva de rotação. Os valores podem ser diferentes por uma ordem de magnitude. A razão de tal discrepância ainda não é clara. As alternativas para se explicar essa diferença são: os aglomerados devem conter massa que não está em forma de galáxias, assim como gás intergaláctico ou estrelas colapsadas. Se essa alternativa é a correta, a teoria deve explicar porque menos que 10% da matéria no Universo está na forma de galáxias e porque a massa que falta (“massa faltante”) é invisível. Outra explicação seria que os aglomerados não são sistemas isolados e portanto o teorema do virial não pode ser aplicado. Nesse caso, as massas seriam menores.

(d) Conteúdo estelar

A distribuição de cor dá alguma indicação dos tipos estelares que compõem as várias partes das galáxias, como visto na seção 16.2.

A progressão de cor das irregulares mais azuis para as elípticas mais avermelhadas reflete uma diminuição do número relativo de estrelas jovens de um tipo para outro. Uma população I velha predomina nas elípticas e as irregulares possuem uma população I bem mais jovem. A mistura de populações nas espirais é determinada pelo tamanho do núcleo (população I velha) relativo ao dos braços espirais (população I jovem). Há também uma tendência para o azul nas partes mais externas do disco. Por exemplo, nas Sc os braços mais externos parecem conter populações estelares mais jovens e portanto mais gás do que

os braços mais internos. A distribuição para galáxias Sc indica uma sub-estrutura rica de tipos estelares: as estrelas mais velhas e vermelhas tendo sido formadas no núcleo; uma população achatada de estrelas semelhantes ao Sol, chamada população disco, mais ou menos uniformemente distribuídas; e uma população azul de estrelas jovens recentemente formada nos braços espirais. Essas propriedades das Sc são mais ou menos características das espirais em geral.

Uma descrição mais detalhada do conteúdo estelar é obtida de estudos de síntese de populações estelares, que tenta relacionar as cores observadas e as características dos espectros de emissão e absorção à componente estelar. O espectro e luminosidade total de estrelas conhecidas (vizinhança do Sol, galáxias próximas) são combinados em diferentes proporções de estrelas, até que o espectro e luminosidade resultantes coincida com as características observadas do objeto em estudo. Dessa maneira, o número absoluto de estrelas dos diferentes tipos espectrais no sistema estudado pode ser estimado.

(e) Meio Interestelar

Observações da matéria interestelar nas galáxias vêm principalmente das linhas em emissão, que em geral são linhas semelhantes às observadas na Galáxia.

A maior parte da matéria interestelar é neutra e usa-se a linha de 21 cm do H neutro como indicador do conteúdo gasoso de uma galáxia. As irregulares têm cerca de 20 – 25% de sua massa total em matéria interestelar, embora as massas sejam muito incertas. As espirais têm somente 1 – 2% de sua massa na forma de gás, com a maior parte nos braços espirais. As elípticas têm muito menos gás que as espirais.

A poeira é aparentemente distribuída como o gás. Nas irregulares ela é espalhada por toda a galáxia, e decresce em quantidade para as espirais e elípticas. Nas espirais ocorre principalmente nos braços, e por isto a orientação espacial relativa ao observador tem um efeito importante na cor e na magnitude aparente.

(f) Tamanhos

Uma vez conhecida a distância de uma galáxia, podemos determinar seu diâmetro a partir de seu diâmetro angular. Entretanto, como a definição de limite de uma galáxia é mais ou menos arbitrária, costuma-se considerar como extremidade de uma galáxia o contorno definido por uma isofota de dada intensidade, ou que os limites definidos pelo diâmetro circundam uma certa porção da luminosidade total. As dimensões absolutas das galáxias cobrem uma grande faixa de valores: os diâmetros das menores anãs têm 0,1 – 1 kpc, enquanto que os maiores sistemas podem ter diâmetros maiores que 50 kpc.

(g) Razão massa-luminosidade

A razão entre a massa e a luminosidade de uma galáxia é uma indicação da energia emitida por unidade de massa da galáxia. É geralmente dada em unidades de massa e luminosidade solares. Determinações recentes usando massas de galáxias binárias dão um valor médio para M/L de 35 para as espirais e 70 para as gigantes elípticas e lenticulares (em comparação, para as estrelas da vizinhança do Sol, $M/L = 1$). As elípticas têm um maior valor de M/L porque contêm uma maior porcentagem de estrelas de baixa massa

de classe espectral M; essa grande abundância de estrelas M é compatível com a cor mais avermelhada das elípticas. Outra possibilidade são as estrelas de nêutrons, buracos negros e matéria interestelar escura, que contribuem para *M* mas não para *L*.

(h) Conclusões

As descrições que fizemos do conteúdo estelar e gasoso mostram que ele é relacionado ao tipo morfológico, o que confirma o interesse da classificação de Hubble; as diferenças devem ser devidas às condições de origem. A tabela 16.2 contém um resumo dos valores característicos para os diferentes tipos de galáxias.

16.4 Galáxias ativas e objetos quasi-estelares

Costuma-se denominar as galáxias classificáveis no diagrama de Hubble de galáxias “normais”. As que não se enquadram nesse sistema de classificação são as “peculiares”. Portanto, a definição de um objeto como normal ou peculiar é na verdade um conceito estatístico. O termo peculiar é usado em contraste com normal, sendo a nossa Galáxia considerada como uma galáxia espiral normal típica. Certos objetos peculiares possuem várias características que se assemelham a alguma classe de objetos normais, mas outras de suas características não permitem classificá-los como tal.

	E	S	Irr I
massa (M_{\odot})	10^5 a 10^{13}	10^9 a 4×10^{11}	10^8 a 3×10^{10}
magnitude absoluta	-9 a -23	-15 a -21	-13 a -18
luminosidade (L_{\odot})	3×10^5 a 10^{10}	10^8 a 2×10^{10}	10^7 a 10^9
M/L ($M_{\odot}/L_{\odot} = 1$)	100	2 a 20	1
diâmetro (kpc)	1 a 200	5 a 50	1 a 10
população estelar	II e I velha	I (braços), I-II (espalhada)	I, algumas II
poeira	quase nenhuma	sim	sim
M_{HI}/M_T (%)	0	2 (Sa), 5 (Sb), 10 (Sc)	22
tipo espectral	K	K (Sa), F/K (Sb), A/F (Sc)	A/F

Tabela 16.2

Galáxias que têm alta luminosidade e espectro não térmico (como um todo ou em parte) formam a classe das galáxias peculiares “ativas”. Como um grupo, as galáxias ativas apresentam as seguintes características: (i) alta luminosidade, maior que 10^{44} ergs/s; (ii)

parte da luminosidade é proveniente de emissão não térmica, com grande quantidade de fluxo ultravioleta, infravermelho, rádio e em raios X, comparativamente às normais; na maioria dessas galáxias, essa radiação vem do núcleo; (iii) uma região pequena de rápida variabilidade (no máximo alguns anos-luz); (iv) alto contraste de brilho entre o núcleo e as estruturas em grande escala; (v) muitos desses objetos apresentam linhas largas em emissão. O núcleo da nossa Galáxia apresenta algumas dessas características, mas não produz tanta energia como o núcleo das galáxias ativas.

Não existe uma classificação simples das galáxias ativas como para as normais. Geralmente um pesquisador escolhe para estudo ou observação uma ou mais peculiaridades que está presente em vários objetos e os agrupa dentro de uma classe. Em uma classificação desse tipo pode ocorrer que um objeto pertença a mais de uma classe se alguma outra de suas características também fizer parte dos critérios usados por outros autores. Assim, existem várias "classes" de objetos ou galáxias ativas com grande superposição entre elas.

Apesar de vários problemas existirem ainda para a compreensão dos fenômenos que ocorrem nesses objetos, está se chegando a um consenso de que esses fenômenos são estágios transitórios na vida das galáxias normais. A seguir vamos descrever algumas "classes" de objetos peculiares e suas principais características.

(a) Galáxias de Seyfert

Em 1943, C. Seyfert identificou seis galáxias espirais com linhas em emissão muito alargadas. Quando observadas opticamente, essas galáxias apresentam núcleos extremamente brilhantes. São chamadas de *galáxias de Seyfert*, e atualmente são conhecidos cerca de 100 objetos.

As galáxias de Seyfert têm um núcleo extremamente pequeno e brilhante, de onde provêm as linhas alargadas. A largura das linhas em emissão é interpretada como devida ao deslocamento Doppler produzido por movimentos no gás emissor. Linhas em emissão de galáxias normais apresentam larguras Doppler equivalentes a algumas centenas de quilômetros por segundo, enquanto que as das galáxias de Seyfert podem chegar a alguns milhares de quilômetros por segundo.

As galáxias de Seyfert são geralmente espirais (cerca de 1% de todas as espirais são Seyfert), e podem ser classificadas em dois tipos, de acordo com o espectro. Galáxias de Seyfert tipo I apresentam linhas permitidas bastante alargadas (em média 3400 km/s, mas podem chegar a 10000 km/s), enquanto que as proibidas são mais estreitas (500 km/s a 1000 km/s, mas ainda bem mais alargadas que as das galáxias normais). As de tipo II têm todas as linhas de mesma largura, com valor para o alargamento da mesma ordem das proibidas em objetos de tipo I.

(b) Radiogaláxias

O termo *radiogaláxia* é usado para galáxias com luminosidade rádio maior que 10^{40} ergs/s. Existem dois tipos de radiogaláxias: compacta e extensa. Uma radiogaláxia é dita extensa quando a emissão rádio provem de uma região que é maior que a imagem óptica da galáxia, enquanto que as compactas têm mesmo tamanho ou menor. Frequentemente as compactas apresentam radio fontes muito pequenas, geralmente nucleares e com diâmetros de no máximo alguns anos-luz. As extensas apresentam muitas vezes uma estrutura dupla

de dois enormes lobos separados por distâncias de megaparsecs e simetricamente colocadas em lados opostos ao núcleo; nessas fontes, as duas componentes rádio são bem separadas da galáxia óptica, e são muito maiores; o núcleo geralmente é também uma fonte rádio. As radiogaláxias extensas são elípticas.

As radiogaláxias que apresentam linhas em emissão podem ser divididas em dois tipos, um com características espectrais semelhantes às galáxias de Seyfert tipo I (radiogaláxias de linhas largas, BLRG) e outro semelhante às Seyfert tipo II (radiogaláxias de linhas estreitas, NLRG)

Frequentemente são observados jatos ("jets"), que emitem em uma grande faixa de frequência, de rádio a raios X; esses jatos, quando observados em alta resolução, mostram estrutura múltipla. Os jatos e os lobos emitem um espectro não térmico de energia. A física desses jatos é um problema ainda não resolvido.

(c) Objetos BL Lacertae

O nome provem do protótipo dessa classe. Como um grupo, os objetos BL Lac têm as seguintes características: rápida variabilidade rádio, infravermelho e no visível, sem linhas em emissão, emissão contínua não térmica, e polarização forte e rapidamente variável. A maior diferença entre esses objetos e os outros objetos ativos é a grande e rápida variação da luminosidade. Cerca de 40 BL Lac são atualmente conhecidos. Alguns são claramente núcleos de galáxias, outros mostram alguma nebulosidade (que pode ser uma galáxia) circundando o objeto de forma estelar, outros ainda são pontuais, sem evidência de material circundante.

(d) Objetos quasi-estelares

Em 1960, T. Matthews e A. Sandage identificaram a fonte rádio 3C 48 com um objeto de aparência estelar (daí o nome *quasar*, e mais geralmente *objeto quasi-estelar*, QSO) de magnitude 16. Este objeto apresentava um espectro de linhas alargadas em emissão que não podiam ser identificadas. Em 1963, um segundo objeto foi identificado, a radio fonte intensa 3C 273. Nesse mesmo ano M. Schmidt identificou as linhas de Balmer em 3C 273, que indicavam um grande deslocamento para o vermelho, $z = 0,158$ (capítulo 17).

Hoje são identificados milhares de objetos quasi-estelares. O grande valor para o deslocamento das linhas (cuja explicação mais natural é a de origem cosmológica) e o fluxo observado indicam uma luminosidade, de origem não térmica, extremamente alta para esses objetos. Um QSO típico libera cerca de 1000 vezes a luminosidade de uma galáxia S normal.

Praticamente todos os QSOs com $z > 2,2$ apresentam intensas linhas em absorção em seu espectro; estas são, em sua maioria, muito mais estreitas que as de emissão. Algumas vezes, o espectro de um QSO apresenta mais de um sistema de linhas em absorção, com diferentes valores de z . As linhas em absorção são produzidas nos arredores do QSO, para $z(abs) > z(em)$, ou no espaço entre os objetos e o observador, para $z(abs) < z(em)$; nesse último caso, o tipo de região que produz as linhas em absorção é um dos grandes problemas da astrofísica moderna.

Os QSOs e os outros objetos ativos com intensa emissão nuclear têm muitas características em comum. Os processos físicos devem ser os mesmos, em diferentes escalas de

intensidade, e hoje em dia todos esses objetos são conhecidos como *núcleos de galáxias ativas* (AGN, do inglês "active galactic nuclei"). Uma hipótese é que os diferentes AGNs são objetos em diferentes estágios de evolução.

A energia não térmica emitida por esses objetos não pode ser explicada como a emissão combinada de um conjunto de estrelas; a hipótese utilizada é a de emissão síncrotron produzida por elétrons de alta energia em campo magnético. A intensa luminosidade proveniente de uma região relativamente pequena do espaço, de horas-luz ou dias-luz até no máximo alguns anos-luz em diâmetro (evidenciado por observações de variabilidade e de VLBI ou VLA), sugerem a existência de um buraco negro supermassivo para o centro dos AGNs. Esse buraco negro seria alimentado por estrelas, e esse material estelar formaria um disco de acreção e irradiaria ao espiralar para dentro do buraco negro, produzindo então a energia observada. Os cálculos mostram que luminosidades de $10^{12} L_{\odot}$, como dos QSOs brilhantes, são possíveis com uma acreção de uma massa solar ou menos de matéria/ano.

16.5 Aglomerados de galáxias

(a) Definição e catálogos

Fotografias de grandes áreas do céu mostram que a distribuição espacial de galáxias não é uniforme. Observa-se que a grande maioria das galáxias pertence a grupos que variam em tamanho e número de galáxias: desde associações pobres (por exemplo binárias ou grupos de algumas galáxias) até aglomerados ricos em galáxias, com milhares de membros visíveis. Nossa Galáxia é um dos membros do Grupo Local, que contém pelo menos 20 membros brilhantes.

Como um aglomerado de galáxias não tem uma extremidade bem determinada, seu tamanho e população não são definidos unicamente. Na elaboração de catálogos, costuma-se definir que um determinado conjunto de galáxias forma um aglomerado quando se observa um aumento de densidade numérica superficial sobre a densidade de fundo. O valor para esse "aumento" é uma questão de definição, isto é, depende das definições usadas no processo de identificação dos aglomerados.

Os dois catálogos de aglomerados ricos mais conhecidos são os de *Abell (1955)* e *Zwicky (1961/68)*. Os dois usaram as placas do *Palomar Sky Survey*, mas com diferentes critérios. No catálogo de Zwicky, um conjunto de galáxias define um aglomerado quando, dentro de um raio para o qual a densidade de galáxias é o dobro da densidade de campo, houver pelo menos 50 galáxias com magnitude entre a magnitude da galáxia mais brilhante e 2 magnitudes acima deste valor; o catálogo inclui aglomerados para $\delta > -3^{\circ}$. O critério de Abell fixa um raio $(1,7/z)$, onde z é o "redshift" do aglomerado), dentro do qual deve haver ao menos 50 galáxias com magnitude entre a da terceira galáxia mais brilhante e 2 magnitudes acima.

(b) Galáxias cD

Em muitos aglomerados ricos são observadas galáxias supergigantes elípticas, conhecidas como galáxias cD. Algumas de suas propriedades são: (i) grande extensão, até 1 Mpc

em diâmetro; (ii) muitas vezes possuem núcleos múltiplos (mais de 50%); (iii) na grande maioria das vezes, estão localizadas no centro de aglomerados.

As propriedades observadas, juntamente com cálculos teóricos, sugerem que as galáxias cD resultaram de “canibalismo” galáctico, isto é, forças de maré causadas pelas galáxias maiores (as mais massivas têm pelo menos 10^7 vezes mais massa que as menos massivas) destruiriam as galáxias menores e as incorporariam às galáxias maiores. As evidências sugerem que as galáxias cD eram, originalmente, galáxias E.

(c) Classificação

O estudo de várias propriedades dos aglomerados, como forma, concentração de galáxias, domínio da galáxia mais brilhante, emissão rádio, emissão X, etc., mostra que essas propriedades estão correlacionadas, isto é, podemos classificar os aglomerados em uma sequência, na qual as propriedades variam gradativamente.

Existem várias classificações, cada uma de acordo com uma característica ou grupo de características. As principais características das diferentes classificações podem ser representadas em termos de aglomerado regular e irregular, e estão dadas na tabela 16.3.

(d) Meio intergaláctico

Meio intergaláctico designa a matéria que existe entre aglomerados de galáxias (também chamada “matéria intra-aglomerado”) e entre as galáxias de um aglomerado. A procura de evidências a favor ou contra a existência dessa matéria é objeto de estudos intensos. As observações visam a procura de gás e poeira como componentes desse meio. A poeira, se for semelhante à poeira interestelar da nossa galáxia, iria extinguir e avermelhar a luz de galáxias distantes. Estudos de extinção e avermelhamento resultaram em menos que 4×10^{-4} magnitudes por megaparsec. Portanto, o espaço intergaláctico não deve conter muito pó; a densidade deve ser menor que 4×10^{-33} g/cm³.

propriedades	regular	irregular
simetria	esférica	irregular
concentração central	alta	pequena
conteúdo de galáxia (%E,S0,S)	rico em E e S0 35, 45, 20	rico em S e Irr 15, 35, 50
emissão rádio	alta L_R	baixa L_R
emissão X	alta L_X	baixa L_X
domínio da galáxia mais brilhante	galáxia cD ou gigante E	não contem gal. mais brilhante
número de galáxias	mais de 1000 c/ $M_V < -16$	dezenas a milhares
exemplo	Coma	Virgo

Tabela 16.3

Evidência indireta para a existência de gás entre galáxias em aglomerados ricos vem de observações de radiogaláxias. Muitos desses objetos consistem de uma grande galáxia central, geralmente peculiar, com dois grandes lobos simetricamente localizados em relação a esse objeto central e a grandes distâncias do mesmo; esses lobos emitem intensa radiação na faixa rádio. Os lobos rádio consistem de partículas carregadas de alta energia ejetadas em direções opostas da galáxia central, e a emissão rádio vem do processo síncrotron nos lobos. Devido ao seu movimento orbital dentro do aglomerado, uma radiogaláxia se movendo através de gás intergaláctico produz um encurvamento da região onde se localizam as partículas carregadas e no campo magnético ao qual elas estão acopladas.

O gás neutro pode ser detectado através das linhas $L\alpha$ (em absorção) ou 21 cm (em absorção ou emissão) do hidrogênio neutro. Observações em $L\alpha$ mostram que o H neutro tem uma densidade menor que 10^{-15} átomos/cm³. Em 21 cm o limite superior é 3×10^{-7} cm⁻³. Portanto, se houver hidrogênio, ele deve estar ionizado.

Muitos aglomerados ricos regulares emitem um espectro difuso em raios X, com luminosidade da ordem de $10^{44} - 10^{45}$ erg/s. A luminosidade X varia lentamente ao longo do aglomerado, o que é consistente com um gás intergaláctico. O mecanismo mais provável é o *bremstrahlung* térmico de um gás quente e diluído. O espectro observado para raios X difuso em aglomerados corresponde a um gás com temperatura da ordem de 10^8 K e densidade próximo ao centro de 10^{-3} cm⁻³, que corresponde a 2×10^{-27} g/cm⁻³; com esses resultados a massa total em gás pode ser obtida. Temos portanto evidências razoáveis de gás intergaláctico, com quantidade da ordem da quantidade de massa nas galáxias. Mas ainda não temos evidência de gás entre aglomerados.

Espectroscopia em raios X do gás em emissão nos aglomerados mostra, em quase todos os casos, linhas de Fe altamente ionizado; os modelos teóricos requerem abundância de Fe (relativa ao H) de cerca de 1/2 da solar. Portanto, o material intergaláctico deve ter sido processado em estrelas e depois removido das galáxias (talvez por explosões de supernovas).

(e) A massa faltante

A massa de um aglomerado pode ser determinada pelo teorema do virial ou através de contagem de galáxias e de uma estimativa da massa de cada tipo de galáxia, como foi visto. Contagens de galáxias predizem sistematicamente massas para os aglomerados que são menores que a massa obtidas pelo teorema do virial. Por exemplo, para o aglomerado de Coma a massa obtida pelas contagens resulta em $6 \times 10^4 M_{\odot}$, que é cerca de 1/5 da massa obtida pelo teorema do virial. Apesar das incertezas inerentes aos métodos de determinação de massa individuais das galáxias, geralmente a massa obtida pelo teorema do virial é maior que a soma das massas individuais por um valor significativo.

A massa calculada pelo teorema do virial inclui não somente massa na forma de galáxias, mas todas formas de matéria. Entretanto, a massa do gás estimada da luminosidade em raios X resulta em $M_{\text{gas}}/M_{\text{total}} = 0,1$, o que mostra que o gás quente não contribui para explicar a massa "faltante" para os aglomerados. A massa faltante requerida pelo teorema do virial poderia estar em buracos negros, distribuídos ao longo dos aglomerados ou no seu centro. Um limite para a massa do buraco negro localizado no centro de um aglomerado pode ser determinado considerando-se os efeitos de maré que

ele teria nas galáxias vizinhas. Entretanto, cálculos mostram que se houvesse um buraco negro no centro do aglomerado, com a massa que “falta”, as galáxias centrais se arreben-tariam, resultando numa atividade não observada. Um grande número de buracos negros poderia estar distribuído ao longo do aglomerado, sem produzir distorção nas galáxias; esta hipótese poderia resolver o problema, mas não há teoria que explique a existência de tantos buracos negros massivos (10^5 para o aglomerado de Coma).

16.6 Distribuição em grande escala

Como vimos, as galáxias, em sua grande maioria, estão agrupadas em aglomerados de galáxias. Estes, por sua vez, estão agrupados nos “superaglomerados”. Estes superaglomerados têm uma estrutura filamentar de cerca de 100 Mpc de comprimento; entre eles existem enormes vazios. Os superaglomerados podem estar interconectados e representam as maiores estruturas que podem ser vistas no Universo.

O Superaglomerado Local tem um diâmetro de 30 Mpc e contém o Grupo Local e o aglomerado de Virgo, entre outros, totalizando cerca de 10^{15} massas solares. Aparentemente o Superaglomerado Local é achatado (cerca de 2 Mpc de espessura), o que pode implicar que ele está em rotação. O centro de massa está dentro ou próximo do aglomerado de Virgo (que contém cerca de 20% das galáxias do Superaglomerado Local). Nossa Galáxia está na extremidade do superaglomerado. Outros superaglomerados bem estudados são os de Perseus, Hercules e Coma.

PARTE IV - COSMOLOGIA

Capítulo 17

COSMOLOGIA

Sueli M. M. Viegas

A observação dos astros é tão antiga quanto a própria humanidade. Desde que o homem tomou consciência de sua existência na natureza, sua atenção se voltou para os fenômenos astronômicos dos quais ele dependia estreitamente: alternância dia-noite, volta quotidiana do Sol, periodicidade das estações. Antes de ter inventado a escrita, o homem já conhecia as fases da Lua, o movimento diurno das estrelas, o deslocamento do Sol entre as constelações. O estudo do Universo (Cosmologia) surgiu da necessidade do homem de compreender o mundo à sua volta.

De início, prevalecia a concepção mística do Universo, povoado por espíritos que determinavam todos os eventos. Durante muito tempo, o estudo do Universo apresentou um duplo aspecto. De um lado, revelava ao homem a existência de leis naturais (a repetição de fenômenos cíclicos) que lhe permitiram chegar a um conceito de tempo não individual. De outro lado, na tentativa de explicar essas leis, o homem recorreu a seres sobrenaturais. Desse modo, o Sol foi divinizado e adorado pelos egípcios. Já os caldeus incluíam na sua mitologia sete divindades: Sol, Lua e os cinco planetas visíveis.

Na Grécia Antiga, surgiu com Aristóteles a concepção do Universo geocêntrico: a Terra estava localizada no centro do Universo, enquanto o Sol, a Lua, os planetas e estrelas estavam fixos em esferas celestiais translúcidas que giravam em torno da Terra. Tal concepção perdurou por muito tempo, embora Heráclides tivesse sugerido que a Terra girava em torno de seu eixo, e Aristarco tivesse proposto que, além da rotação diária, a Terra também girava, anualmente, ao redor do Sol. Mas foi também na Grécia Antiga que Anaxágoras foi acusado de ateísmo e julgado por ter dito que a Lua era semelhante à Terra, e o Sol era uma pedra incandescente. Temos aí uma primeira defrontação entre a ciência e a religião.

Entretanto, foi apenas no século XVI que Nicolaus Copérnico (1473–1543) propôs o Universo heliocêntrico, dizendo que todos os planetas giram ao redor do Sol. A grande mudança social e intelectual da Renascença e as primeiras lutas dos burgueses contra o feudalismo propiciaram a difusão da teoria heliocêntrica. No final do século XVI, Giordano Bruno (1550–1600) identificou outras estrelas com o Sol e sugeriu que o Universo era infinito, com muitos sistemas análogos ao Sistema Solar. Tal “heresia” foi punida na fogueira. Em 1616, a Igreja condenou as teses heliocêntricas de Copérnico. Nesse mesmo período, Johannes Kepler (1571–1630) deu sua grande contribuição à ciência ao determinar as leis dos movimentos planetários. Galileu Galilei (1564–1642) confirmou a teoria de Copérnico ao observar com uma luneta os satélites de Júpiter e as fases de Vênus. Estava definitivamente provado que a Terra não era o centro do Universo. Mais uma vez, a Igreja condena um avanço científico, processando Galileu em 1633. Finalmente, no final do século XVII, Isaac Newton (1642–1727) estabeleceu a lei de Gravitação Universal. Nesse ponto, a Física passa a se desenvolver independentemente da Cosmologia.

Foi a Teoria Geral da Relatividade de Albert Einstein (1879–1955) que recolocou o problema cosmológico, ao abordar a questão de saber se as geometrias locais estão ligadas a uma geometria universal. A partir daí, o desenvolvimento da Cosmologia esteve associado à observação astronômica. Em particular, no início do século XX, observações de aglomerados globulares indicaram que estes estão distribuídos ao redor do centro da Galáxia e não ao redor do Sol. Mais uma vez se deslocava o centro do Universo. Por outro lado, a obtenção de um método de determinação de distâncias extragalácticas permitiu que

Hubble verificasse a existência de outras galáxias além da Via Láctea, e abrisse, assim, a via para o grande desenvolvimento da Cosmologia moderna.

17.1 Expansão do Universo

Em 1912, Slipher e Pease, observando galáxias, descobriram que suas linhas espectrais apresentavam um desvio para o vermelho, ou seja, uma linha emitida com um comprimento de onda λ_0 , característico da transição atômica, é observada com um comprimento de onda $\lambda > \lambda_0$. O deslocamento $\Delta\lambda$ sofrido depende de λ_0 , mas para todas as linhas do espectro a razão

$$z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \quad (17.1)$$

é constante, sendo z definido como *desvio para o vermelho*, ou "redshift".

Em 1929, a partir da observação de várias galáxias para as quais foi possível determinar a distância D , Hubble verificou que havia uma correlação entre z e a distância (figura 17.1), ou seja,

$$z = (H_0/c) D \quad (17.2)$$

onde c é a velocidade da luz e H_0 uma constante, conhecida atualmente como *constante de Hubble*. Essa relação entre "redshift" e distância é chamada *lei de Hubble*.

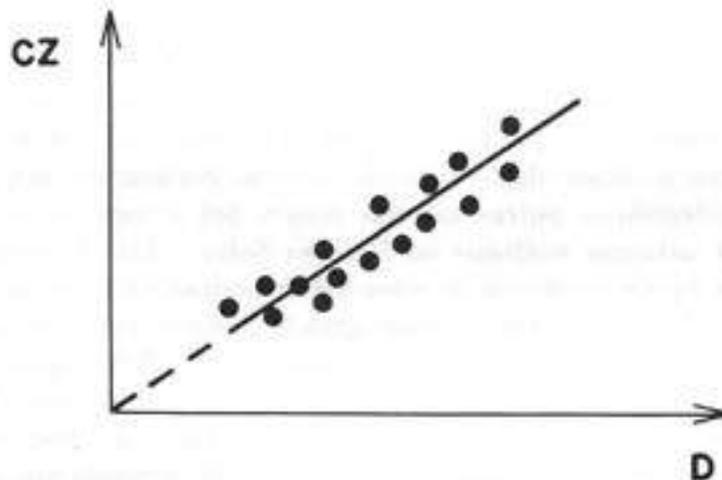


Figura 17.1

Uma explicação para esse desvio para o vermelho é o efeito Doppler, isto é, a fonte está em movimento com relação ao observador (Capítulo 8). Como o comprimento de onda aumenta, a fonte está se afastando do observador com velocidade v , e o "redshift" é dado por:

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \left(1 + \frac{v}{c}\right) / \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2} - 1 \quad (17.3)$$

Para $v \ll c$ (caso das galáxias observadas):

$$z = v/c \quad (17.4)$$

Desse modo, substituindo (17.4) em (17.2), a lei de Hubble pode ser escrita como:

$$v = H_0 D \quad (17.5)$$

indicando que as galáxias estão se afastando de nós com velocidade v proporcional à distância que nos separa.

A constante de Hubble H_0 , que corresponde à inclinação da reta num gráfico $v \times D$, tem um valor entre 50 e 100 km/s.Mpc. Esse valor depende criticamente de uma boa determinação da distância, visto que a medida de z tem uma precisão de 10^{-4} .

Uma característica importante do movimento de recessão das galáxias é sua *isotropia*, isto é, é o mesmo em qualquer direção. Não importa a região do espaço em que a galáxia se encontra, sua velocidade de recessão, em relação ao observador, é proporcional à sua distância, com a mesma constante de proporcionalidade. Tal fato sugere que o Universo é simétrico em relação ao observador, e que o Universo está *em expansão*. Podemos entender essa expansão a partir de uma imagem bidimensional: imagine um balão esférico com a superfície povoada de pintas (representando as galáxias); quando esse balão é inflado, a distância entre suas pintas aumenta com uma velocidade que é proporcional à distância entre elas. Qualquer que seja a pinta em que se encontra o observador, as demais estão sempre se afastando em todas as direções. Portanto, nenhuma pinta tem uma posição privilegiada.

17.2 Princípio cosmológico

A lei de Hubble indica que o Universo é isotrópico e está em expansão. Existem outras evidências para a isotropia do Universo:

- (a) A distribuição das galáxias e das radiogaláxias.
- (b) A radiação de fundo em microondas, prevista por Gamow na década de 40, e detectada pela primeira vez por Penzias e Wilson em 1965, cujo espectro corresponde a um corpo negro de temperatura $T = 2,7$ K.
- (c) A radiação de fundo em raios X, entre 2 e 18 keV, correspondendo, provavelmente, à radiação integrada dos Objetos Quasi-estelares.

Por outro lado, uma análise das radiogaláxias mostra que sua distribuição é uniforme, sendo evidenciada pela contagem de radiogaláxias até um fluxo limite S , através do gráfico conhecido como $\log N - \log S$ (figura 17.2). De fato, sendo $N(L)$ o número de radiogaláxias com fluxo maior que S , se esses objetos estão homoganeamente distribuídos, temos

$$N(L) \propto \rho V \propto \rho D^3 \quad (17.6)$$

onde V é o volume de raio D onde as radiogaláxias estão distribuídas. Sendo S o fluxo limite, à distância D poderemos observar objetos de luminosidade $L = 4\pi D^2 S$. Daí,

$$N(L) \propto \rho L^{3/2} S^{-3/2} \quad (17.7)$$

ou

$$\log N(L) \propto \log(\rho L^{3/2}) - \frac{3}{2} \log S \quad (17.8)$$

como o primeiro termo do segundo membro da equação (17.8) é uma constante, essa é a equação de uma reta, o que de fato ocorre com os objetos observados (figura 17.2).

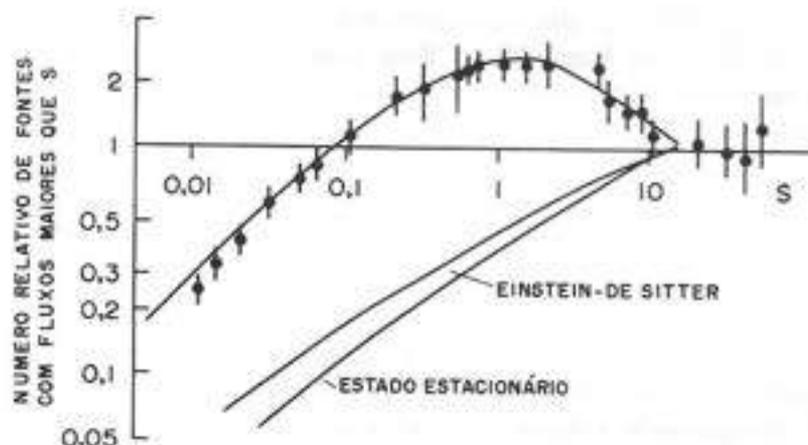


Figura 17.2

Sabe-se, entretanto, que a distribuição das galáxias não é homogênea até escalas da ordem de 100 Mpc, pois elas se distribuem irregularmente no espaço, formando aglomerados e superaglomerados de galáxias. Desse modo, pode-se considerar o Universo homogêneo em escalas maiores que 100 Mpc.

Todas essas observações levam a uma generalização das propriedades do Universo, que constitui o ponto de partida da Cosmologia: o *Princípio Cosmológico*. Tal princípio estabelece que o Universo é homogêneo e isotrópico para qualquer observador que participe da sua expansão. Na verdade, a isotropia e homogeneidade do Universo foi adotada nos modelos cosmológicos como uma hipótese simplificadora muito antes de ter sido evidenciada pelas observações astronômicas.

17.3 Modelos cosmológicos

A gravitação é a interação entre os objetos celestes. Portanto, qualquer teoria sobre a origem e a evolução do Universo deve ser baseada em uma Teoria da Gravitação. No século XVII, Newton concebe a interação gravitacional como o resultado de uma força que atua entre as massas dos corpos e varia com o inverso do quadrado da distância.

Existe um modelo newtoniano para o Universo, cujas hipóteses fundamentais são: o Universo é infinito e homogêneo, e a velocidade da luz é infinita. Entretanto, pode-se dizer que foi o aparecimento da Teoria da Relatividade Geral de Einstein, em 1915, que possibilitou o desenvolvimento da cosmologia teórica como ciência. Essa é uma teoria da gravitação na qual o espaço-tempo é curvo, e as trajetórias dos objetos são determinadas por essa curvatura; esta, por sua vez, determinada pela matéria e energia contidas no Universo. Ao contrário de Newton, Einstein não viu a gravitação como uma força, mas como uma manifestação da curvatura do espaço-tempo.

Considere um observador em repouso com relação à matéria local, e, portanto, participando da expansão do Universo. Dizer que o Universo se expande é dizer que a distância entre dois observadores cresce com o tempo. Se a expansão é homogênea e isotrópica, define-se o *fator de escala* $R(t)$ como

$$r(t) = R(t) r'(t') \quad (17.9)$$

onde r e r' são as posições dos observadores em dois instantes t e t' . Pelo Princípio Cosmológico, $R(t)$ é o mesmo em qualquer ponto do espaço e independe do sistema de referência. $R(t)$ é chamado fator de escala pois, à medida que o tempo passa, todas as distâncias variam com esse fator. Note que, se $R(t)$ aumenta com o tempo, o Universo está em *expansão*, e se diminui, o Universo está em *contração*.

Tomemos a derivada da equação (17.9) em relação a t :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{d(Rr')}{dt} = \frac{1}{R} \frac{dR}{dt} Rr' \quad (17.10)$$

que pode ser posta na forma de

$$\frac{dr}{dt} = H(t) r \quad (17.11)$$

onde usamos

$$H(t) = \frac{1}{R} \frac{dR}{dt} \quad (17.12)$$

Considerando na equação (17.11) $t = t_0$, isto é, o instante presente, e $dr/dt = v$, temos $v = H(t_0)r$, que corresponde à lei de Hubble (equação 17.5) com $H_0 = H(t_0)$.

São 10 as equações de Einstein da relatividade geral, associando a geometria do espaço-tempo às propriedades físicas. Esse sistema de equações se reduz a duas se for escolhida uma métrica e se o princípio cosmológico for adotado, além da conservação energia-momento. No chamado *modelo padrão*, as equações tomam a seguinte forma:

$$\dot{R}^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho R^2(t) - K(t) c^2 \quad (17.13)$$

$$\ddot{R} = -\frac{4\pi G}{3} \left[\rho(t) + \frac{3p(t)}{c^2} \right] R(t) \quad (17.14)$$

onde $\rho(t)$ e $p(t)$ são a densidade e pressão totais (matéria mais radiação) e $K(t) = k/R^2(t)$ a curvatura do espaço, sendo k o chamado *índice de curvatura*, com valores $+1$, 0 e -1

e correspondendo, respectivamente, a Universo fechado, plano e aberto (ver tabela 17.1). As equações (17.13) e (17.14) são também chamadas de *equações de Friedmann*, com a constante cosmológica igual a zero. Vale notar que Einstein introduziu a constante cosmológica nas equações para evitar uma solução que implicava em expansão do Universo, que, na época, ainda não fora observada.

As equações (17.13) e (17.14) são resolvidas para equações de estado (relação entre ρ e p) convenientes. As soluções fornecem $R(t)$, que está diretamente associado à curvatura (tabela 17.1). Modelos com $p = 0$, ou *modelos de Friedmann*, são uma boa aproximação para o Universo atual, pois a densidade de matéria é muito maior que a da radiação, e a pressão, associada ao movimento peculiar das galáxias, pode ser considerada nula.

Há algumas grandezas cujos valores estão diretamente relacionados à curvatura do Universo, de modo que uma determinação observacional poderia definir o tipo de Universo em que vivemos. São elas:

Parâmetro de densidade:

$$\Omega = \rho / \rho_c \quad (17.15)$$

onde $\rho_c = 3H^2/(8\pi G)$ é a chamada *densidade crítica*, cujo valor atual, usando-se $H_0 = 50 \text{ km/s.Mpc}$ é $\rho_{c,0} = 5 \times 10^{-30} \text{ g/cm}^3$. Usando-se as equações (17.12) e (17.13), temos

$$K = (\Omega - 1) \frac{R^2 H^2}{c^2} \quad (17.16)$$

que relaciona o parâmetro de densidade à curvatura do espaço. Portanto, o sinal de K está determinado pelo sinal de $(\Omega - 1)$, isto é, o Universo é fechado, plano, ou aberto se o parâmetro de densidade for maior, igual, ou menor que 1, respectivamente, ou seja, se a densidade for maior, igual, ou menor que a densidade crítica.

Parâmetro de desaceleração:

$$q = - \frac{\ddot{R}}{RH^2} \quad (17.17)$$

no caso dos modelos de Friedmann com pressão nula, $q = \Omega/2$.

Tais parâmetros são importantes, pois são, em princípio, mensuráveis. Em geral, os seus valores atuais são indicados por Ω_0 e q_0 .

17.4 Testes cosmológicos

Como vimos na seção anterior, o Universo tem uma curvatura que define o seu futuro, isto é, se vai expandir para sempre (aberto e plano), ou se vai expandir até um raio máximo e depois contrair (fechado). A curvatura é uma propriedade intrínseca de uma superfície e poderia ser determinada com medidas locais.

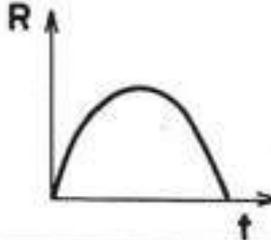
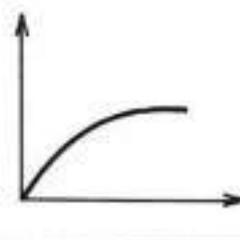
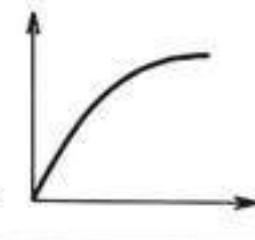
Tipo de Universo	Fechado	Plano	Aberto
Índice de Curvatura	+1	0	-1
Geometria	Hiperbólica	Plana	Esférica
Densidade	$> \rho_c$	ρ_c	$< \rho_c$
Ω	> 1	1	< 1
q_0	$> 1/2$	1/2	$0 < q_0 < 1/2$
Evolução			
de			
$R(t)$			

Tabela 17.1

Vamos considerar superfícies bidimensionais. Superfícies planas têm curvatura nula. O espaço de curvatura nula é o espaço euclidiano, infinito. A esfera é um espaço de curvatura constante positiva, e fechado. Uma superfície de curvatura constante e negativa se assemelha a uma sela de cavalo. Para se obter a curvatura de uma superfície podem-se medir ângulos, áreas ou perímetros de círculos sobre a mesma. Os valores obtidos permitem conhecer sua curvatura conforme ilustrado na figura 17.3.

No caso do Universo, uma medida desse tipo somente seria possível se pudéssemos ir a galáxias muito distantes e fazer medidas por triangulação. Como não é possível, procuram-se observações possíveis:

(a) Número de galáxias em um dado volume

Ainda usando a representação bidimensional (figura 17.4), podemos verificar que, se as galáxias estão uniformemente distribuídas no espaço, o número de galáxias em um volume de raio r aumenta se aumentarmos o raio. Entretanto, o fator de aumento depende do tipo de Universo. Assim, se o raio passa de r a $2r$, o número de galáxias passaria de N a $8N$ no caso plano, mas seria menor que $8N$, no caso fechado, e maior que $8N$, no Universo aberto. Infelizmente, as observações atuais ainda não permitem decidir entre os três tipos de Universo.

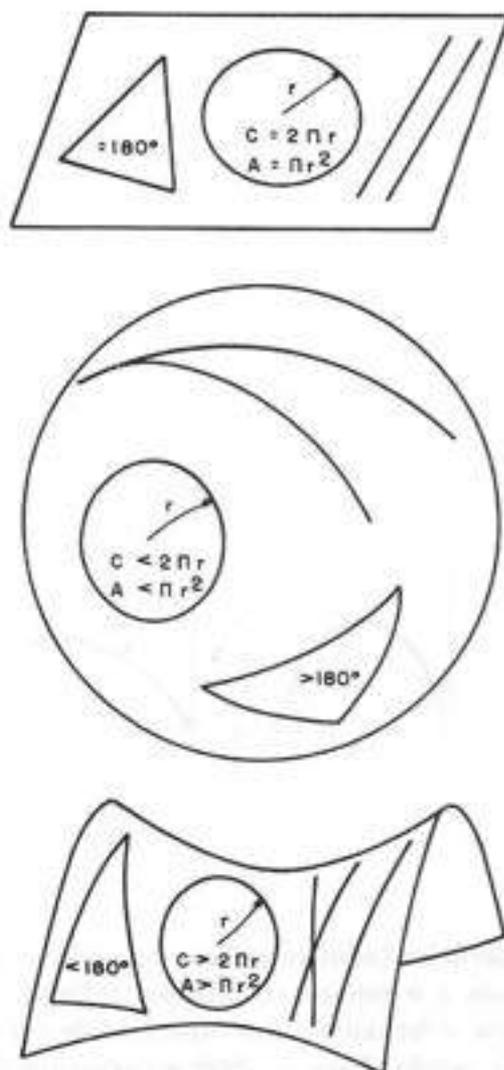


Figura 17.3

(b) Relação magnitude-“redshift”

Já foi visto que existe uma relação entre a magnitude aparente m , a magnitude absoluta M , e a distância D de um objeto, dada por (Capítulo 8)

$$m - M = 5 \log D(\text{pc}) - 5 \tag{17.18}$$

ou seja, conhecendo-se o valor M , e medindo-se o valor m , pode-se determinar a distância D . No caso de galáxias, usando-se a lei de Hubble (equação 17.2), e lembrando que a distância é expressa em Mpc, temos

$$m - M = 25 - 5 \log H_0 + 5 \log(cz) \tag{17.19}$$

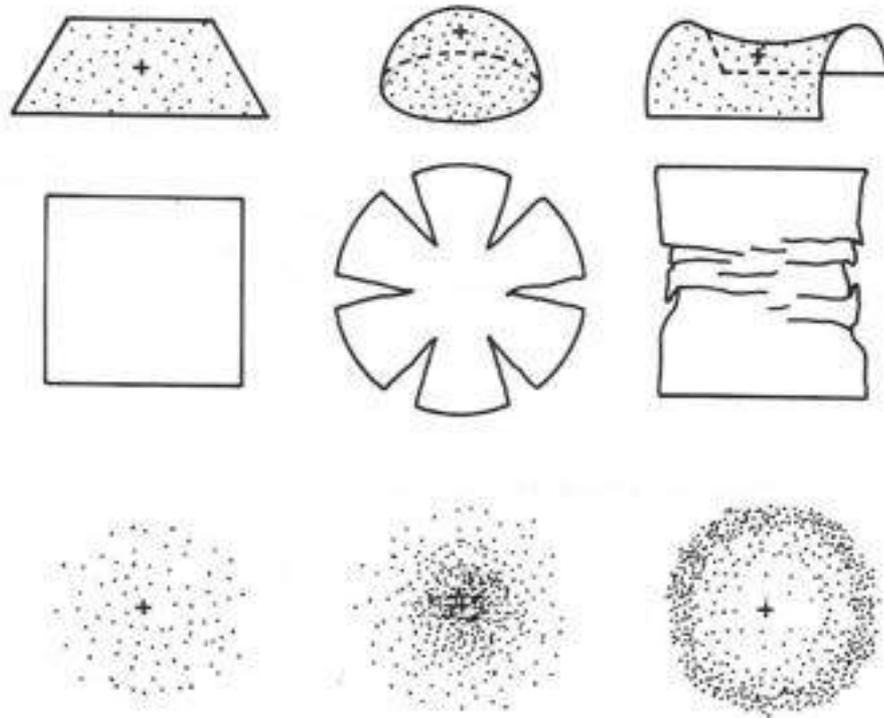


Figura 17.4

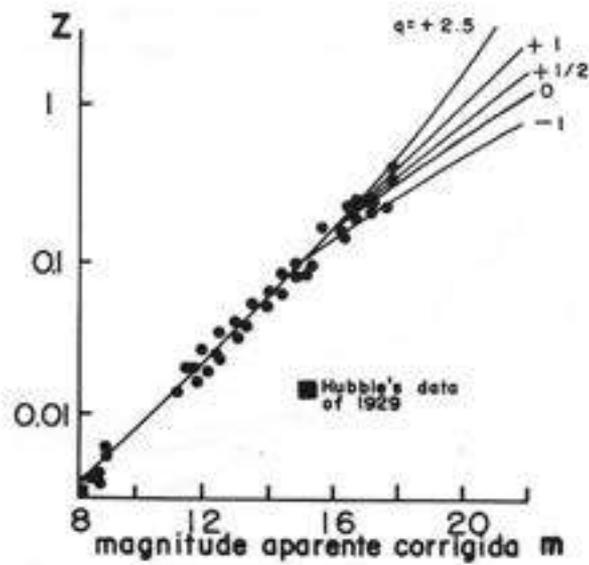


Figura 17.5

Entretanto, essa expressão só é válida se $z \ll 1$. Para objetos muito distantes, os efeitos da curvatura do Universo devem ser levados em conta, e é possível mostrar que, nesse caso,

$$m - M = 25 - 5 \log H_0 + 5 \log(cz) + 1,086(1 - q_0)z + \dots \quad (17.20)$$

Então, H_0 e q_0 podem ser determinados (figura 17.3). Para isso é necessário encontrar um conjunto de objetos de mesma magnitude absoluta, e medir suas magnitudes aparentes e seus "redshifts". Isso foi feito para as galáxias mais brilhantes de 103 aglomerados. Entretanto, a dispersão dos pontos no gráfico "redshift"-magnitude é muito grande e a magnitude aparente atingida ($m < 18$) não foi suficiente para permitir uma boa determinação de q_0 . Há ainda uma dificuldade de caráter fundamental: a da evolução da luminosidade desses objetos, que, caso exista, deve ser levada em conta, pois objetos com z pequeno seriam mais evoluídos que aqueles com z grande. Até o presente momento, os dados observacionais somente permitem concluir que $\Omega_0 < 4$.

(c) Relação diâmetro aparente-"redshift"

Um objeto de diâmetro d que está a uma distância $D \gg d$ é visto no espaço euclideo com um diâmetro aparente $\theta = d/D$. Atuando como uma lente, a curvatura do espaço modifica essa relação. Pode-se mostrar que

$$\theta = \frac{H_0 D}{cz} \left[1 + (q_0 + 3)z/2 \dots \right] \quad (17.21)$$

fornecendo uma relação entre θ e z que depende de q_0 .

Esse teste foi aplicado às galáxias mais brilhantes de vários aglomerados (figura 17.6), obtendo-se $q_0 = 0,15$, ou seja, $\Omega_0 \sim 0,3$. Entretanto, neste teste há também uma dificuldade de caráter evolutivo, pois o diâmetro das galáxias pode variar com o tempo (por canibalismo, por exemplo) e falsear a relação, pois aglomerados com diferentes z podem estar em fases diferentes de evolução.

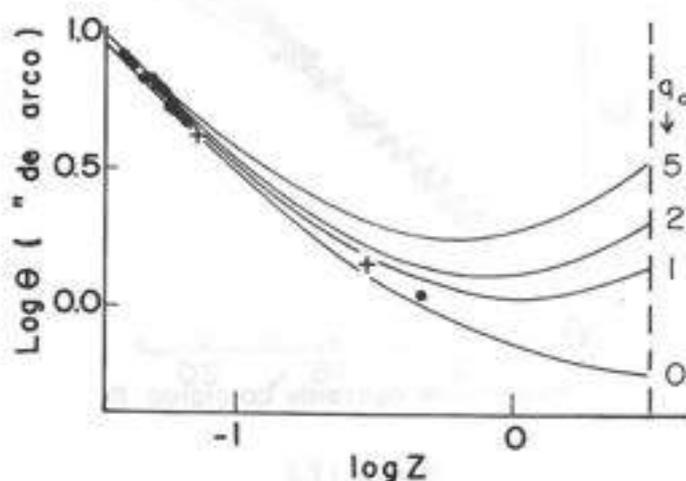


Figura 17.6

(d) Densidade atual

O valor de Ω_0 depende do valor da densidade atual do Universo, ρ_0 . Se, de fato, a maior parte da matéria estiver na forma de galáxias, podemos ter uma estimativa de ρ_0 e compará-lo a ρ_c . Para isso, devemos ter o número de galáxias por unidade de volume e multiplicar pela massa média das galáxias. Observações indicam $\Omega_{gal} \simeq 0,01$, apontando para um Universo aberto.

Entretanto, a determinação da massa das galáxias, e conseqüentemente, de sua massa média, envolve dificuldades maiores. No caso de galáxias espirais, a massa pode ser obtida a partir da chamada *curva de rotação*, que fornece a velocidade de rotação v em função da distância r ao centro da galáxia (Capítulo 15). Se supusermos que a massa está concentrada nas regiões centrais, espera-se que longe do núcleo a velocidade de rotação varie com $r^{-1/2}$. Entretanto, observações recentes têm indicado que v é aproximadamente constante longe do centro, sugerindo a presença de *massa escondida* ou *massa escura*. Nesse caso, existiria no Universo uma quantidade de matéria maior que a indicada pela matéria brilhante, e o parâmetro de densidade poderia ser maior.

A natureza da matéria escura, bem como sua distribuição, não são conhecidas. Pode tratar-se de matéria comum na forma de buracos negros, planetas, ou gás muito quente em aglomerados de galáxias que somente emite raios X, ou ser constituída de partículas exóticas como neutrinos massivos, axions, fotinos, gravitinos, etc. Esse é um dos grandes problemas da Astrofísica contemporânea.

17.5 O Big Bang

A partir do Princípio Cosmológico e dos dados observacionais, o que se pode saber sobre a história do Universo? Como para qualquer outro sistema físico, o estudo das propriedades do Universo através dos tempos é feito com *modelos teóricos*, a partir dos quais as características do sistema são calculadas e comparadas com os dados observacionais. Os modelos são baseados nas equações de Einstein da Relatividade Geral.

Na década de 40, Gamow e colaboradores propõem um modelo de Universo, atualmente conhecido como *modelo padrão*, baseado no fato de que o Universo está em expansão. Houve então um instante no passado em que a matéria que hoje constitui as galáxias esteve muito concentrada. Esse estado inicial, de densidade infinita, é o chamado *Big Bang*. Supondo que a velocidade de recessão das galáxias não variou com o tempo, podemos calcular o tempo decorrido desde o Big Bang até o presente, denominado *tempo de Hubble*. Esse é o tempo necessário para que duas galáxias, atualmente separadas pela distância D , estivessem juntas, ou seja, $t_H = D/v = 1/H_0$. Portanto, supondo $H_0 = 50$ km/s.Mpc, o Big Bang ocorreu a cerca de 20 bilhões de anos.

O Big Bang corresponde a uma singularidade nas equações de Einstein, quando $t \rightarrow 0$, $R \rightarrow 0$, $\rho \rightarrow \infty$, $T \rightarrow \infty$, e cuja natureza depende da curvatura do Universo. Nos instantes iniciais, os efeitos quânticos seriam importantes, mas nada se sabe sobre esse período, conhecido como *era de Planck*. Embora ainda não se tenha a teoria adequada para a determinação das condições físicas nos instantes iniciais, o sucesso do modelo padrão tem sido reconhecido, sendo amplamente aceito.

De início, a matéria estava extremamente concentrada, havendo uma interação muito forte com a radiação eletromagnética, o que garantia o equilíbrio termodinâmico matéria-radiação. Como resultado, essa "sopa" inicial se comportava como um corpo negro a alta temperatura. Com a expansão, matéria e radiação se resfriaram e a evolução do Universo apresenta diferentes fases:

(a) Origem da matéria

A matéria teria se originado nos primeiros instantes através de processos de interconversão de partículas do tipo



onde a energia dos fótons, para formar um par partícula-antipartícula, deve ser da ordem de $E = 2mc^2$. Como a energia média da radiação de corpo negro é kT (k é a constante de Boltzmann), uma partícula X com massa de repouso m_X pode ser formada, juntamente com sua antipartícula, enquanto $kT > 2m_X c^2$. Por exemplo, os prótons e antiprótons teriam sido formados enquanto $T > 10^{13}$ K, que corresponde a $t \sim 2 \times 10^{-6}$ s. Como os prótons são as mais leves das partículas pesadas (hadrons: p, n, \dots), esse tempo marca o final da *era hadrônica*. Já os elétrons e pósitrons (leptons: e, e^+ , e neutrinos correspondentes) são formados enquanto $T > 10^{10}$ K, ou até $t \simeq 2$ s, tempo correspondente ao final da *era leptônica*.

(b) Nucleossíntese primordial

Após a formação das partículas, a maior parte da energia do Universo está na forma de fótons, portanto, essa época é denominada *era da radiação*. No início dessa era, quando a temperatura era da ordem de 10^9 K, reações nucleares entre prótons e nêutrons acabam por produzir os primeiros núcleos compostos. É a *nucleossíntese primordial*.

Os cálculos mostram que, até $t \sim 3$ minutos, formam-se os núcleos de ^4He e pequenas quantidades de D, ^3He e ^7Li (figura 17.7). Núcleos mais pesados não são formados, principalmente porque não existem núcleos estáveis com massa atômica 5 e 8, e, também, porque o resfriamento do Universo por expansão não permite haver mais reações de fusão. Todos os demais elementos formam-se mais tarde, no interior das estrelas ou em processos explosivos associados aos estágios finais da evolução estelar.

A nucleossíntese primordial é um dos resultados importantes do modelo de Big Bang, pois a abundância de ^4He prevista pela teoria (da ordem de 25% da massa de H) é próxima do valor observado. Além disso, como as abundâncias produzidas dependem fortemente das condições físicas nos primeiros instantes da era da radiação, uma comparação com os resultados observacionais permite impor limites sobre a densidade atual da matéria bariônica (p, n). Os resultados restringem a densidade de matéria na forma bariônica entre $0,01 < \Omega_b < 0,2$. Um outro resultado importante é a previsão de que há apenas três tipos de neutrinos (do elétron, do múon e do tau), o que foi recentemente confirmado nos aceleradores do CERN e de Stanford.

(c) Radiação de fundo e formação de estruturas

Após uns 2000 anos do início da expansão, a matéria começa a dominar o Universo e a radiação se torna um constituinte secundário. É a *era da matéria*. A matéria existe na forma ionizada e interage fortemente com a radiação. Entretanto, a temperatura continua

a diminuir e quando $T \simeq 3000$ K, ou $t \simeq 10^6$ anos, os prótons e núcleos de He recapturam os elétrons do gás e se recombinam. Depois da recombinação, a matéria fica neutra e transparente à radiação. É o desacoplamento matéria-radiação, e os dois constituintes do Universo passam a evoluir independentemente um do outro.

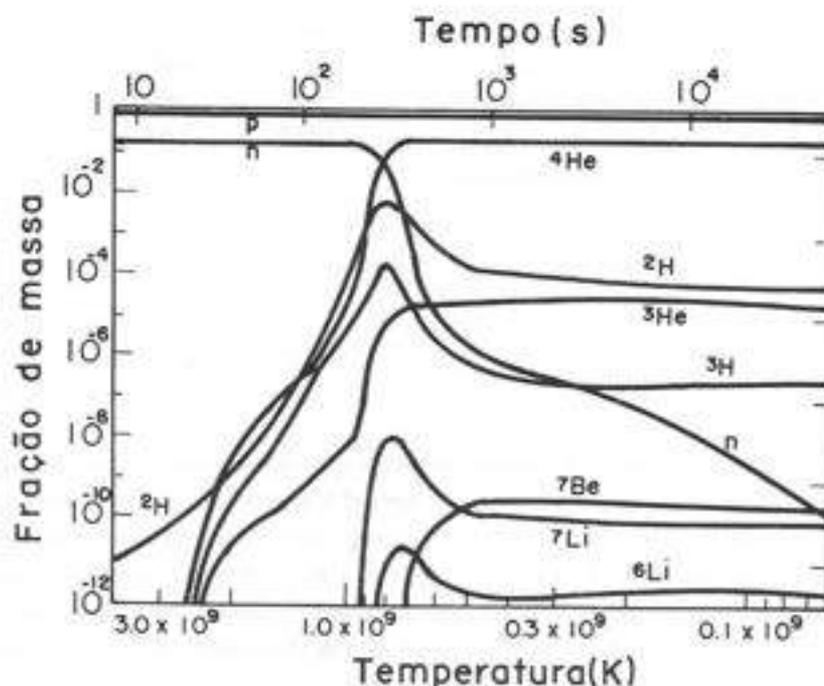


Figura 17.7

A radiação se resfria como um corpo negro, hoje com temperatura $T = 2,73$ K. Essa radiação remanescente do Big Bang, conhecida como *radiação cósmica de fundo*, foi prevista por Gamow e detectada pela primeira vez por Penzias e Wilson em 1965. Esse resultado constitui mais um ponto a favor do modelo padrão e destruiu definitivamente o modelo de Universo estacionário. Uma vez que antes da recombinação o Universo era opaco à radiação, só podemos “vê-la” em uma esfera limitada pela época da recombinação, e que corresponde a um “redshift” da ordem de 1000.

É após a recombinação que se originam as estruturas de matéria: galáxias, estrelas, planetas. Flutuações de densidade no Universo primordial crescem após a época da recombinação e podem se condensar ou se fragmentar dando origem aos objetos celestes. Existem dois cenários possíveis que descrevem esse processo: (i) o adiabático, em que as grandes estruturas são formadas primeiramente, e depois as menores se formam por fragmentação (superaglomerados de galáxias são formados com massas da ordem de $10^{13} M_{\odot}$ e se fragmentam em aglomerados de galáxias e galáxias); (ii) o isotérmico, que prevê que as primeiras estruturas formadas têm massas da ordem de $10^6 M_{\odot}$, típicas de aglomerados estelares, e as maiores são formadas por agregação. Um resumo dos diferentes períodos de evolução do Universo é dado na tabela 17.2.

evento	t (s)	z
Big Bang	0	
Final da era de Planck	10^{-43}	10^{32}
Final da era hadrônica	10^{-6}	10^{13}
Final da era leptônica	1	10^9
Nucleossíntese primordial	10^2	10^8
Final da era da radiação	10^{11}	10^4
Época da recombinação	10^{12}	10^3
Tempo presente	10^{17}	0

Tabela 17.2

17.6 Modelo Inflacionário

Os sucessos do modelo de Big Bang dependem de eventos que aconteceram nos primeiros segundos, cuja compreensão ainda não está completa e depende muito da teoria das partículas elementares. Um grande esforço tem sido empregado para se construir uma teoria que unifique as interações fortes, fracas e eletromagnéticas, estas duas últimas já unificadas pela teoria de Weinberg-Salam-Glashow. São as chamadas *Teorias de Grande Unificação* (ou GUTs). Como parte desse trabalho de unificação, foi desenvolvido o conceito de *quark*, uma partícula elementar que seria o constituinte básico das demais partículas. As GUTs predizem que a unificação das interações forte e eletrofraca só aparece a energias mais altas que 10^{15} J. Tais energias não são atingidas pelos aceleradores terrestres, mas poderiam ocorrer a 10^{-35} s do Big Bang. Assim sendo, o Big Bang pode servir como teste das GUTs, que, por sua vez, têm implicações importantes no modelo de Big Bang.

Apesar de seu sucesso, o modelo padrão apresenta alguns problemas:

- (i) O desbalanceamento entre matéria e antimatéria: a interação fóton-fóton produz pares partícula-antipartícula, mas o Universo observado não contém 50% de antimatéria.
- (ii) A planura do Universo: se Ω_0 for levemente diferente de 1 no início do Universo, o desvio cresce muito com a evolução e seria muito diferente de 1 no presente. Somente num Universo plano Ω_0 seria sempre igual a 1. Como explicar os valores observados próximos de 1? O modelo padrão considera um valor muito próximo de 1.
- (iii) A formação de galáxias: observações indicam que as galáxias foram formadas nos primeiros bilhões de anos, mas, antes do desacoplamento, a radiação impede a formação de condensações. O modelo padrão supõe que existem inhomogeneidades criadas no primeiro segundo, sem nenhuma explicação física.

As GUTs fornecem uma solução para esses problemas ao predizer uma quebra espontânea de simetria das interações fundamentais quando $T \simeq 10^{27}$ K, ou $t \simeq 10^{-25}$ s. Uma analogia permite entender melhor esse processo. Considere um líquido que se congela. Enquanto líquido, pode ser visto de qualquer direção e parece exatamente o mesmo, isto

é, tem simetria de rotação. Quando se solidifica, sua estrutura é diferente em diferentes direções - a simetria de rotação foi quebrada. O mesmo teria ocorrido no Universo com a quebra de simetria das interações.

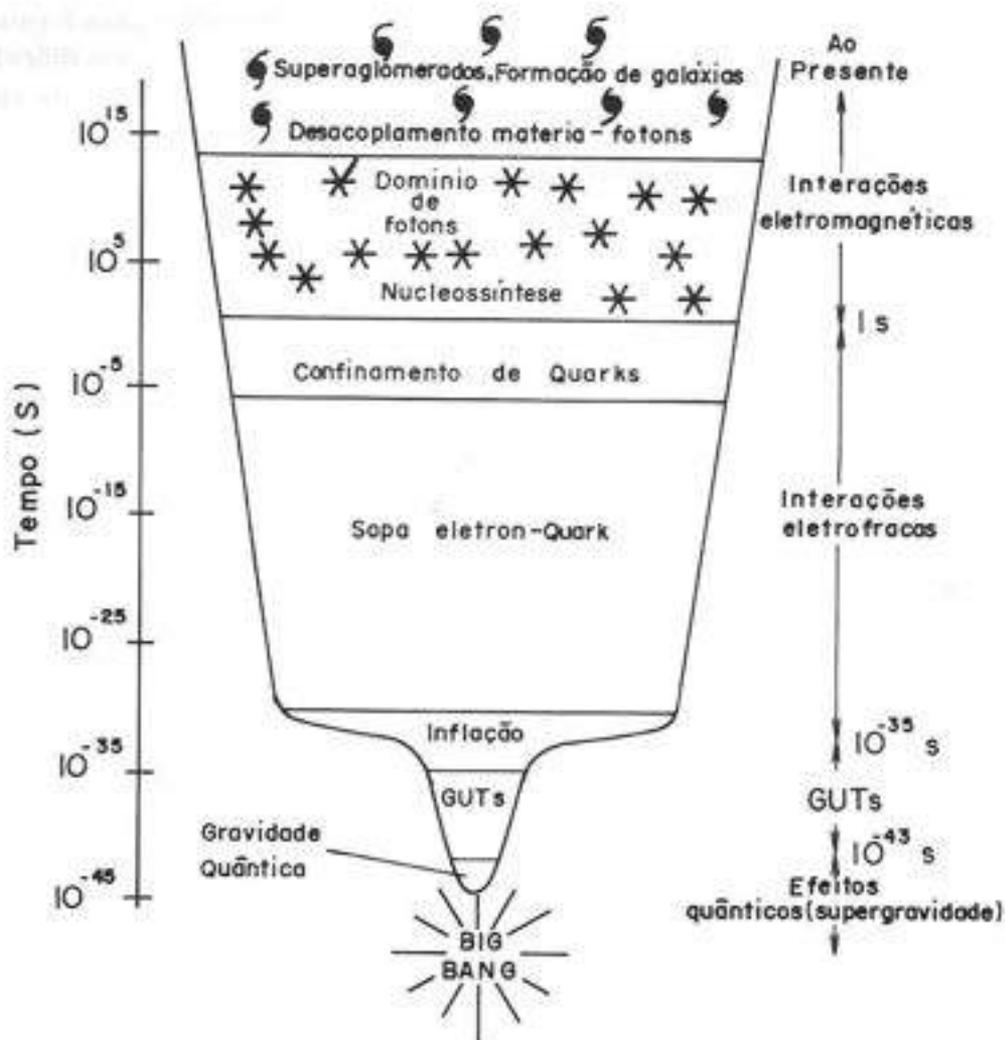


Figura 17.8

Durante a mudança de fase há liberação de energia, provocando uma grande e rápida expansão do Universo - um fator 10^{50} em 10^{-32} s. É o período inflacionário, que resolve o problema da planura do Universo, pois essa expansão rápida torna planas as regiões curvas. Além disso, na mudança de fase o número bariônico não é conservado, permitindo uma diferença entre número de bárions e de anti-bárions. Finalmente, assim como num líquido

congelado aparecem imperfeições, a mudança de fase criaria pequenas falhas no Universo que serviriam como núcleos de condensação, ou sementes, para a formação das estruturas observadas.

A figura 17.8 ilustra, esquematicamente, a evolução do Universo primordial num cenário inflacionário.

Embora o modelo inflacionário resolva alguns problemas, ainda restam vários pontos a serem esclarecidos. Em particular, o do crescimento das condensações para formação de estruturas, cujas teorias, mesmo com o auxílio da matéria escura, encontram dificuldades, principalmente devido aos limites impostos pela isotropia e homogeneidade da radiação cósmica de fundo, indicando que na época do desacoplamento matéria-radiação grandes condensações de matéria não poderiam estar presentes.

BIBLIOGRAFIA

- Abell, G., *Exploration of the Universe*, Saunders, 1982
- Boczko, R., *Conceitos de Astronomia*, Edgard Blücher, 1984
- Harrison, E., *Cosmology*, Cambridge University Press, 1981
- Harwit, M., *Astrophysical concepts*, Springer, 1988
- Médici, R. N., *Astronomia de posição*, Forense Universitária, 1989
- Pasachoff, J. M., *Contemporary Astronomy*, Saunders, 1985
- Pasachoff, J. M., Kutner, M. L., *University Astronomy*, Saunders, 1978
- Roy, A. E., Clarke, D., *Astronomy: Principles and practice*, Adam Hilger, 1988
- Roy, A. E., Clarke, D., *Astronomy: Structure of the Universe*, Adam Hilger, 1988
- Shu, F. H., *The physical Universe: An introduction to Astronomy*, University Science Books, 1982
- Weinberg, S., *Os três primeiros minutos*, Guanabara Dois, 1980
- Zeilik, M., *Astronomy: The evolving Universe*, Wiley, 1988
- Zeilik, M., Smith, E. v. P., *Introductory Astronomy and Astrophysics*, Saunders, 1987

ISBN: 978-65-88233-05-4

CRJL



9 786588 233054