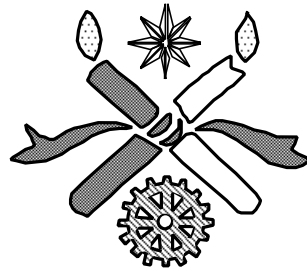


Universidade da Beira Interior

Trabalho final de Monografia do curso de Física ramo Ensino



Anãs Castanhas: Entre Estrelas e Planetas

MONOGRAFIA REALIZADA POR: Luis Carlos Oliveira Carvalheiro, aluno n.º 10007

ORIENTADOR: Prof. Dr. Paulo Vargas Moniz

Covilhã, Maio de 2003

Resumo

Palavras-chave: *Estrelas, Formação Estelar, Evolução Estelar, Anãs Castanhas.*

As Anãs Castanhas são, actualmente, um dos campos de maior investigação em Astronomia e Astrofísica.

Até há bem pouco tempo atrás, as Anãs Castanhas eram tidas como objectos míticos, vagabundos num terreno desconhecido algures entre Estrelas e Planetas. A sua massa era demasiado pequena para que pudessem ser estrelas, mas por outro lado, demasiado grande para que pudessem ser planetas. Assim, esperava-se que fossem ténues, na ordem de um milhar de vezes menos luminosas que o Sol, e relativamente frias, com temperaturas menores que 2500 graus Celsius.

Devido à intrínseca fraca luminosidade e baixa temperatura, as Anãs Castanhas não foram descobertas até 1995. Contudo, e actualmente, o número está a crescer rapidamente, graças a pesquisas com telescópios equipados com detectores de infravermelhos bastante sensíveis. Estima-se, nos dias de hoje, que as Anãs Castanhas sejam aproximadamente tão numerosas como as estrelas “normais” nas galáxias.

Este trabalho pretende ser uma investigação completa e detalhada sobre este tema fascinante.

Agradecimentos

Insuficientes serão as palavras para exprimir a minha gratidão ao meu orientador, Prof. Dr. Paulo Vargas Moniz que, para além de me acompanhar na realização deste trabalho com a sua experiência científica e humana, foi também um mapa de conhecimento, sempre pronto a ser consultado.

Gostaria também de exprimir a minha gratidão ao Prof. Didier Saumon, da Universidade de Vanderbilt por me ter introduzido no tema das Estrelas de pequena Massa, tendo posteriormente sido meu tutor num trabalho sobre Anãs Castanhas, durante uma semana plena de ciência, conhecimento, e amizade.

Tenho também a agradecer à Comissão Organizadora da 2ª Escola de Verão Interdisciplinar sobre o Sistema Solar pela atribuição de uma bolsa, que cobriu parcialmente a minha participação nesse evento, onde nasceu o meu interesse por esta área.

Queria ainda exprimir a minha gratidão ao Prof. Dr. António Rodrigues Tomé, pela sua preciosa ajuda na estruturação deste texto em L^AT_EX.

A todos os amigos e colegas, que, de alguma maneira, contribuíram com a sua visão crítica, salientando este ou aquele pormenor mal explorado neste trabalho: Bem-Hajam!

Conteúdo

Resumo	i
Agradecimentos	ii
1 Introdução	2
2 Evolução Estelar	6
2.1 Breve incursão	6
2.2 As Leis Físicas da Estrutura Estelar	14
2.2.1 Equilíbrio Hidrostático	15
2.2.2 Equação de Estado	16
2.2.3 Modos de Transporte de Energia	17
2.2.4 Fontes de Energia	21
3 Anãs Castanhas	28
3.1 Um primeiro contacto	28
3.2 Distinção entre Anãs Castanhas, Estrelas e Planetas	32

4	Observação de Anãs Castanhas	37
4.1	Como procurar Anãs Castanhas?	39
4.1.1	Técnicas de Detecção Directa	40
4.1.1.1	Aplicação directa da equação de Stefan-Boltzmann	40
4.1.1.2	O Teste do Lítio	41
4.1.2	Técnicas de Detecção Indirecta	42
4.1.2.1	Medição de Velocidades Radiais	42
4.1.2.2	Astrometria e Fotometria	43
4.2	Onde procurar Anãs Castanhas?	44
4.2.1	Anãs Castanhas como companheiras de estrelas próximas	44
4.2.2	Anãs Castanhas como objectos isolados	45
4.2.3	Anãs Castanhas em enxames de estrelas ou em regiões de formação estelar	48
5	A Física das Anãs Castanhas	50
5.1	A Física do Núcleo - Interiores	50
5.1.1	Uma primeira abordagem à teoria politrópica	51
5.2	Teoria Semi-Analítica das Anãs Castanhas	53
5.2.1	Equação de estado e Termodinâmica do Hidrogénio	56
5.2.2	Reacções Nucleares	59
5.3	A Física das Atmosferas - Exteriores	61
5.3.1	Espectro de AC's	62

5.4	Evolução das Anãs Castanhas	65
6	Conclusões	70
	Bibliografia	75

*“Ainda que se recorra à técnica mais perfeita, se o espírito pára, não se pode
conquistar a vitória”*

Munerori, *Heihokadensho*

Anãs Castanhas: Entre Estrelas e Planetas



Capítulo 1

Introdução

As Anãs Castanhas são objectos particularmente importantes, do ponto de vista da Astronomia, na medida em que combinam dois ramos fundamentais deste ramo da Física, a saber, a Astrofísica Estelar e a Planetologia. As Anãs Castanhas ¹ são objectos que ocupam a falha existente entre as estrelas de pequena massa e os planetas mais massivos, ou seja, povoam uma região que as coloca nitidamente entre estrelas e planetas.

Mas sejamos mais precisos na definição do tema abordado neste trabalho. Uma pergunta que surge naturalmente é o porquê do interesse por estes objectos, ou ainda o porquê da necessidade de um estudo. A resposta não é propriamente óbvia, e compreende vários aspectos. Por um lado, as AC's têm vindo a fascinar a comunidade astronómica pela necessidade de descobrir e identificar membros de uma classe de objectos de observação extraordinariamente difícil. Outra razão prende-se com a determinação rigorosa do limite inferior da massa de formação estelar. De um ponto

¹A partir deste ponto, e por motivos de abreviação e comodidade, a designação de Anã Castanha será referida simplesmente como AC.

de vista meramente teórico, pensa-se que este limite possa depender de processos como a física da fragmentação de nuvens moleculares. Contudo, também tem sido proposto que a diferença de massas que separa as estrelas usuais das AC's, já estabelecida na teoria da estrutura estelar, se pode justificar através da física nuclear dos processos atômicos. Será que estes dois valores para o limite de massa mencionado se relacionam?

Mas mais ainda: o objecto de menor massa que poderá tornar-se numa estrela da Sequência Principal terá 8% da massa do Sol. Por outro lado, o planeta mais massivo no nosso Sistema Solar é Júpiter, com 1% da massa do Sol. O que será que acontece no intervalo entre as massas do Sol e de Júpiter, que diferem por um factor de 100? É aí que podem surgir as AC's, encaradas como estrelas "falhadas". Uma estrela como o Sol gera energia através de reacções de fusão termonuclear no seu núcleo extremamente denso e quente. Mas quando uma estrela possui uma massa inferior a 0,08 vezes a massa do Sol, a temperatura no seu centro não é suficientemente elevada para converter hidrogénio em hélio através de um ciclo de reacções nucleares. As AC's estão, portanto, situadas abaixo deste valor para a massa.

Refira-se ainda o conhecido problema em Cosmologia e Astrofísica, da "massa desaparecida" [11]. Os astrónomos têm vindo a suspeitar que muita da matéria no Universo não se encontra retida nas estrelas que constituem as galáxias, mas antes sob outra qualquer forma de matéria que não é luminosa, completamente escura e talvez com características físicas diferentes da matéria usual. Vários argumentos de

índole observacional e teórica podem ser usados para mostrar que apenas podemos identificar 10% da massa do Universo, nas galáxias e/ou estrelas. Onde estão os outros 90%? Uma teoria actualmente em voga propõe que as AC's possam dar uma contribuição significativa para a resolução do “mistério”. As AC's, e em particular, as mais velhas, têm um quociente massa/luminosidade bastante grande e, portanto, podem representar bons candidatos ao problema da matéria escura. Assim, a descoberta de uma grande quantidade de AC's poderá ter grandes repercussões para a própria Cosmologia. Todas estas razões fazem do estudo das AC's uma área de pesquisa empolgante, que coloca aos seus estudiosos um desafio fascinante da Astrofísica moderna.

Ao longo deste trabalho pretender-se-à então efectuar um estudo detalhado e preciso sobre estes objectos, utilizando para isso todos os resultados conhecidos até à data, não só a nível observacional, mas também no que toca aos resultados fornecidos pelas modernas simulações de computador. O objectivo, portanto, é que este trabalho seja abrangente, embora permitindo a obtenção de um conhecimento detalhado sobre este assunto.

Para que este trabalho possa ser facilmente consultado por um qualquer leigo na área, é feita uma primeira abordagem à Teoria de Evolução Estelar, por forma a que, de uma forma suave, o leitor se possa familiarizar com os princípios teóricos que constituem a base da Evolução Estelar, adquirindo (ou recordando) alguns conceitos que serão úteis numa fase posterior deste texto. São feitas considerações gerais

sobre a formação de estrelas, evolução temporal e os passos necessários para a construção de um modelo computacional que descreva a estrutura estelar. De particular importância, como se verá posteriormente, será o modelo politrópico, um dos modelos estelares mais simples, mas cuja aplicação ao estudo de AC's fornece resultados bastante realistas.

São ainda esclarecidas algumas técnicas utilizadas para a detecção de AC's, por forma a elucidar o leitor das principais técnicas de detecção destes objectos extremamente ténues e, portanto, de difícil detecção. Para além disso, e após ter familiarizado o leitor com uma certa metodologia empregue actualmente na detecção, são ainda abordados os locais onde a pesquisa por AC's tem sido feita.

Numa fase mais avançada deste texto, são expostas as bases da física empregue para a compreensão da estrutura destes objectos. Em particular, são analisados os interiores (o núcleo), na sua constituição e nas condições existentes, e os exteriores (a atmosfera), onde são tecidas algumas considerações sobre a composição da atmosfera, o espectro destes objectos, e a química atmosférica das AC's. Este último capítulo termina com a exposição de alguns resultados de simulações computacionais modernas, no que diz respeito à evolução temporal de alguns parâmetros de AC's [3].

Capítulo 2

Evolução Estelar

2.1 Breve incursão

Quando observamos o céu à noite, num local pouco exposto às luzes das grandes cidades, podemos deparar-nos com um espectáculo deslumbrante para a vista: milhões de estrelas povoam o céu, enchendo-o de salpicos de luz, numa extensão que nos parece infinita.

Na verdade, este espectáculo celeste exerce um fascínio tão grandioso sobre o Homem, que as estrelas têm sido, ao longo dos tempos, usadas como fonte de inspiração artística, de mitologia e religião, e inclusivé de inúmeras reflexões sobre a existência humana.



Figura 2.1: “A Noite Estrelada”, de Vincent Van Gogh (1889). Repare-se no fascínio que as estrelas exerceram sobre o artista, levando-o a pintá-las sobre tela, tão diferentes nos seus tamanhos, nas suas cores, e até no seu brilho.

Durante a maior parte da História, as estrelas representaram tudo o que é imutável nos céus, tornando-se assim as constelações num guia fiel para a orientação do Homem. Todavia, os astrónomos demonstraram que todas as estrelas também evoluem no tempo, se bem que essas alterações se manifestem em intervalos de tempo tão longos, que, quando comparados com os tempos de vida humanos, justificam porque não nos apercebemos dessas mudanças.

Actualmente, as evidências observacionais confirmam a hipótese de as estrelas se formarem de material interestelar, concentrado em nuvens de gás e poeiras que existem dispersas no espaço.



Figura 2.2: A Nebulosa da Cabeça do Fantasma (NGC2080), uma região de formação estelar localizada nas Grandes Nuvens de Magalhães, uma galáxia-satélite da “nossa” Via Láctea. Esta nebulosa estende-se por cerca de 50 anos-luz e está ilustrada com cores representativas. Crédito da imagem: Mohammad Heydari-Malayeri (Observatoire de Paris) et al., ESA, NASA

Deste modo, a questão que surge naturalmente, prende-se com as condições que devem existir para promover o nascimento de uma estrela.

Assim, recordemos que estas nuvens de poeiras e gases são dotadas de duas propriedades: gravidade e pressão interna ou temperatura. A gravidade da nuvem faz com que exista uma força gravitacional, favorecendo um colapso, ao passo que a pressão do gás quente perto do centro da nuvem, impede essa mesma contracção.

Em que condições a força gravitacional, tentando contrair a nuvem, pode ser maior que a pressão do gás do centro para o exterior? Para responder a esta pergunta, há que

atender ao teorema do virial que, para sistemas gravitacionais ligados em equilíbrio, refere que *a energia total do sistema é sempre metade da energia potencial média* [10], isto é:

$$\langle E \rangle = \frac{1}{2} \langle U \rangle \quad \text{ou, de outra forma,} \quad 2K + U = 0 . \quad (2.1)$$

Deste modo, se o dobro da energia cinética total de uma nuvem molecular ($2K$) exceder o valor absoluto da energia potencial ($|U|$), a força devida à pressão do gás dominará sobre a força gravítica, e a nuvem irá expandir-se. Por outro lado, se a energia cinética interna for demasiado baixa, a nuvem irá colapsar. A fronteira entre estes dois casos descreve a condição crítica para a estabilidade.

A energia potencial gravítica de uma nuvem esférica de densidade constante pode ser escrita como

$$U_g = \int_0^R -\frac{GM_N}{R} \cdot 4\pi r^2 \rho dr . \quad (2.2)$$

Sendo a densidade da nuvem, ρ , constante, temos simplesmente que

$$\rho = \frac{M}{\frac{4}{3}\pi R^3} \Rightarrow M_N = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho . \quad (2.3)$$

Portanto, obtemos assim que a energia potencial gravítica total será

$$U_g \approx -\frac{16\pi^2}{15} G \rho^2 R^5 \approx -\frac{3}{5} \frac{GM_N^2}{R_N} . \quad (2.4)$$

Nesta equação, M_N e R_N representam, respectivamente, a massa e o raio da nuvem.

Podemos ainda estimar a energia cinética média interna da nuvem, que, recorrendo à Mecânica Estatística, não é mais que:

$$K = \frac{3}{2} N k_B T . \quad (2.5)$$

Nesta expressão, N é o número total de partículas, T é a temperatura da nuvem e k_B é a constante de Boltzmann. É fácil verificar que $N = \frac{M_N}{\mu m_H}$, sendo μ o peso molecular médio, e m_H a massa de um átomo de hidrogénio. Apelando novamente ao teorema do virial, a condição para o colapso, $2K < U$ pode escrever-se como

$$\frac{3 M_N k_B T}{\mu m_H} < \frac{3 G M_N^2}{5 R_N} . \quad (2.6)$$

O raio pode ser substituído, usando a densidade da nuvem, que se assume ser constante, $R_N = \left(\frac{3 M_N}{4 \pi \rho} \right)^{1/3}$. Substituindo em (2.6), obtemos a massa mínima para necessária para iniciar o colapso espontâneo da nuvem, também chamada **massa de Jeans**:

$$M_N > M_J \quad \text{onde} \quad M_J \approx \left(\frac{5 k_B T}{G \mu m_H} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4 \pi \rho} \right)^{1/2} . \quad (2.7)$$

Como aplicação desta expressão, pode referir-se que, para o núcleo de uma nuvem molecular gigante, a uma temperatura de 150 K , a massa de Jeans situa-se em cerca de $17 M_\odot$, caindo bem dentro do intervalo $10 - 1000 M_\odot$ determinado observacionalmente para estes objectos.¹

¹Aparentemente, os núcleos das Grandes Nuvens de Magalhães são instáveis perante o colapso gravitacional, facto consistente com a designação destas nuvens como locais de criação estelar.

Se se verificar o colapso, à medida que a nuvem condensa, todo o material gasoso que se contrai liberta uma enorme quantidade de energia potencial gravítica². Basicamente, este colapso ocorre em queda livre, isto é, é apenas dominado pela gravidade, supondo que as partículas da nuvem não colidem entre si, por forma a que a pressão interna seja nula³. Mais ainda, ao longo deste período de colapso em queda livre, a temperatura do gás mantém-se sensivelmente constante, pelo que se diz que o colapso é isotérmico.

O processo de colapso prossegue, de forma bastante irregular, com as regiões centrais da nuvem a colapsar mais rapidamente que as camadas exteriores, até uma pequena condensação se formar no centro da nuvem. Neste processo, sempre que o equilíbrio hidrostático é perturbado, o sistema irá reagir à alteração até que o equilíbrio se atinja de novo. O tempo necessário para alcançar tal configuração é conhecido como **escala de tempo hidrodinâmica**, sendo de particular importância o colapso em queda livre e a escala de tempo de Kelvin-Helmholtz.

Assim, para o colapso em queda livre, supomos apenas que a pressão desencadeada pelo gás contido na nuvem não equilibra a força gravitacional. Aplicando a 2ª Lei de Newton, deverá existir uma aceleração (constante) e o tempo requerido para o material da nuvem percorrer uma determinada distância (o raio da nuvem, por exemplo) não será mais que o **tempo de queda livre**.

²É importante salientar que metade desta energia potencial gravítica libertada é utilizada para o aquecimento da própria nuvem, e a metade restante é libertada sob a forma de radiação térmica, de acordo com o teorema do virial já referido.

³Ou, mesmo que a pressão interna não seja nula, quaisquer gradientes de pressão são demasiado pequenos para influenciar apreciavelmente o movimento.

Por outro lado, e não tendo em conta a existência de reacções termonucleares no interior da nuvem, a radiação externa emitida pela nuvem irá consistir na dissipação da energia gravitacional e da energia interna. O tempo necessário para dissipar toda esta energia é definido como sendo a escala de tempo térmica ou a **escala de tempo de Kelvin-Helmholtz**. Portanto, a energia libertada pelo colapso é emitida ao longo do tempo e é a fonte da luminosidade do objecto. Note-se que a evolução de uma proto-estrela ocorre durante maior tempo que o colapso em queda livre.

Como forma de acompanhamento do ciclo da génese de uma estrela, façamos uso dos diagramas de Hertzsprung-Russel (HR), para a análise dos diferentes estágios de evolução estelar. Na verdade, iremos socorrer-nos de diagramas de HR específicos que ilustram a forma como a luminosidade e a temperatura de proto-estrelas variam ao longo das várias etapas da sua contracção, isto é, iremos utilizar os percursos evolutivos de proto-estrelas num diagrama de HR, como os que se ilustram na figura 2.3

As protoestrelas são relativamente frias quando começam a emitir em comprimentos de onda visíveis. Assim, os percursos evolutivos de protoestrelas iniciam-se perto do lado direito do diagrama de HR. Contudo, a constante tendência para a contracção gravitacional desvia as estrelas desta região do diagrama. Deste modo, a protoestrela continua a diminuir o seu raio, até que a temperatura no seu centro atinja alguns milhões de Kelvin.

Uma estrela deve produzir, de alguma forma, a energia que lhe permita manter

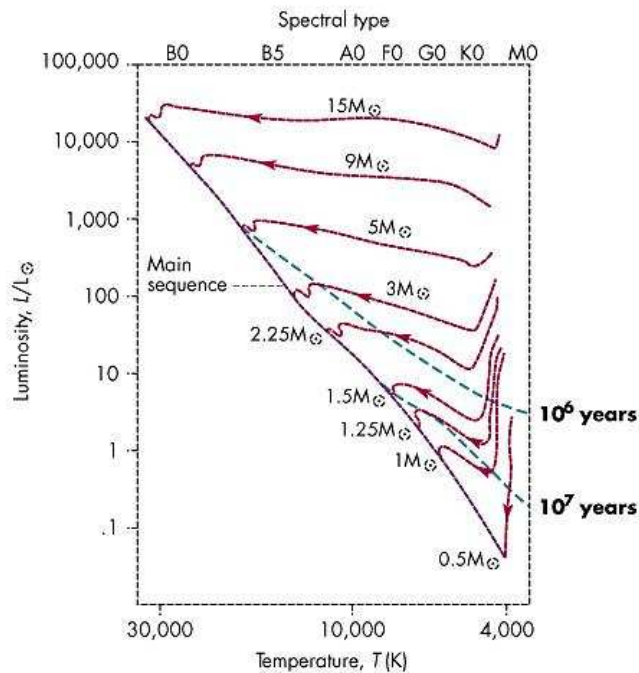


Figura 2.3: Percursos evolutivos de estrelas de várias massas. Neste diagrama de HR estão ilustrados os percursos evolutivos de nove estrelas de diferentes massas. As linhas a tracejado indicam a etapa alcançada após o número de anos de evolução indicado. Note-se que, neste diagrama, todos os percursos terminam na Sequência Principal.

uma pressão interna suficiente para impedir o colapso gravitacional. Essa forma é a fusão de hidrogénio no núcleo estelar, isto é, a conversão de hidrogénio em hélio. Deste modo, a estrela atinge uma configuração estável, dizendo-se estar em equilíbrio hidrostático⁴, ocupando um lugar na Sequência Principal⁵, onde passa a maior parte do seu tempo de vida produtivo. Basicamente, existem duas razões fundamentais para que isto aconteça: o apreciável rendimento de energia por grama através da

⁴Um equilíbrio entre a força gravitacional e a pressão do gás dentro da nuvem. Este assunto será aprofundado na secção seguinte.

⁵Uma região no Diagrama de Hertzsprung-Russel onde se encontram as estrelas estáveis e de meia idade. A Sequência Principal pode ser apreciada numa análise à figura 2.3

queima de hidrogénio, quando comparado com outras fontes de energia nuclear, e a vasta quantidade de hidrogénio disponível.

Pode, portanto, dizer-se que todo o percurso evolucionário de uma estrela pode ser considerado como uma constante batalha da estrela contra a sua própria gravidade que, uma vez que a estrela inicia a sua contracção por entre o meio interestelar, tenta eternamente contraí-la para uma esfera mais compacta.

Segue-se assim que o único aspecto de maior importância na determinação do ciclo de vida de uma estrela é a sua **massa**; este enunciado é conhecido como Teorema de Russel-Vogt [23]. Basicamente, o seu significado é simples: a evolução de uma estrela com 10 Massas Solares será completamente diferente da de uma estrela como o nosso Sol, e que por sua vez é também diferente da evolução de uma estrela com 0,1 Massas Solares. Na verdade, não só os seus percursos evolucionários são diferentes, como também estes objectos possuem estruturas diferentes: estrelas mais massivas vivem a sua vida mais rapidamente que estrelas menos massivas, dentro das estrelas de pequena massa, as estrelas de maiores massas são mais pequenas que as estrelas mais leves, e o estádios finais de evolução são totalmente diferentes.

2.2 As Leis Físicas da Estrutura Estelar

A estrutura de uma estrela pode ser completamente determinada a partir da construção de um modelo teórico que descreva os diferentes parâmetros e a taxa de evolução dos mesmos, na estrela. Assim, para a construção de um modelo deste tipo, os astró-

nomos recorrem basicamente a cinco ferramentas, descritas nas seguintes sub-secções.

2.2.1 Equilíbrio Hidrostático

Como se tem vindo a referir ao longo deste texto, uma estrela não é mais do que uma esfera gigante de gás, "presa" pela sua própria gravidade, e suportada contra o colapso pela sua pressão interna.

Deste modo, o equilíbrio hidrostático surge quando a força de atracção gravitacional equilibra as forças de pressão em todos os pontos da estrela.

Consideremos então as forças que actuam numa "coluna" de estrela de secção unitária e altura Δh . A força gravitacional, \vec{F}_g , pode exprimir-se como:

$$\vec{F}_g = M\vec{g} = \rho\vec{g}\Delta h . \quad (2.8)$$

Por outro lado, temos que considerar as forças de pressão à altura $h+\Delta h$. Ora, mas como o gás que compõe a estrela se supõe em equilíbrio e o seu volume é estacionário, então podemos escrever,

$$P(h) = \rho g(\Delta h) + P(h + \Delta h) \quad \text{Ou ainda,} \quad \frac{P(h + \Delta h) - P(h)}{\Delta h} = -\rho g . \quad (2.9)$$

É particularmente simples notarmos que, ao tomar o $\lim_{\Delta h \rightarrow 0}$, a expressão (2.9) pode ser escrita como:

$$\frac{dP}{dh} = -\rho g \quad \text{ou} \quad \text{grad } P = -\rho g . \quad (2.10)$$

Note-se, porém, que esta equação parece exibir três variáveis independentes: $P(r)$, $\rho(r)$ e $M(r)$. Uma forma de contornar este problema consiste em observar que $M(r)$, a distribuição de massa ao longo da estrela, pode ser escrita como:

$$dM(r) = 4\pi r^2 \rho(r) dr . \quad (2.11)$$

Deste modo, a massa total da estrela, de raio R , não será mais que:

$$M_{\star} = \int_{r=0}^{r=R} dM(r) = 4\pi \int_0^R \rho(r) r^2 dr . \quad (2.12)$$

2.2.2 Equação de Estado

Para que o nosso modelo estelar possa ser resolúvel, é necessário conhecer como varia a densidade na estrela, isto é, precisamos de conhecer $\rho(r)$. Porém, e antes de mais, é de particular importância que se conheça o estado em que se encontra o material estelar (isto é, sólido, líquido ou gasoso). Assim, para estrelas ditas normais, assume-se que o material constituinte é um gás perfeito, descrito pela conhecida equação:⁶

$$P(r) = n(r) kT . \quad (2.13)$$

Basicamente, a pressão está directamente relacionada com a densidade numérica de partículas de gás, $n(r)$ (expressa em partículas por metro cúbico), com a constante

⁶Como se verá posteriormente, as AC's não obedecem a este tipo de equação de estado, já que são constituídas por um plasma, tal como as anãs brancas. Distingam-se, todavia, estes dois objectos: uma anã branca é, como se sabe, uma estrela muito densa e de reduzido tamanho que colapsou depois de ter esgotado o seu combustível nuclear, ao passo que uma AC é um objecto cuja massa é insuficiente para dar início a processos de fusão nuclear.

de Boltzmann e com a temperatura do gás. Ora, mas como já se havia visto na secção 2.1, $n(r)$ pode ser expresso em termos da densidade do gás e da sua composição, $\mu(r)$:

$$n(r) = \frac{\rho(r)}{\mu(r) m_H} . \quad (2.14)$$

Nesta equação, $m_H = 1,67 \times 10^{-27}$ kg é a massa de um átomo de hidrogénio. Note-se que, em termos de fracção de massa de Hidrogénio (X), Hélio (Y) e todos os outros elementos mais pesados, "metais" (Z), a composição da estrela, ou o seu peso molecular médio não é mais que:

$$\mu = \left[2X + \frac{3}{4} + \frac{1}{2}Z \right]^{-1} \approx \frac{1}{2} . \quad (2.15)$$

Desta forma, a equação de estado dos gases ideais pode escrever-se, tendo em conta este último resultado, como:

$$P(r) = \frac{\rho(r) kT(r)}{\mu(r) m_H} . \quad (2.16)$$

Num modelo estelar, $\mu(r)$ é usualmente um dado, a metalicidade da estrela, por forma a que apenas $T(r)$ permanece como incógnita.

2.2.3 Modos de Transporte de Energia

Para determinar $T(r)$, debrucemo-nos sob a forma como a energia é transportada do interior da estrela até à superfície, onde é radiada para o espaço. A auto-gravidade da

estrela obriga o núcleo a atingir temperaturas substancialmente mais elevadas que a superfície. Assim, a energia sob a forma de calor deverá transferir-se, de acordo com a Segunda Lei da Termodinâmica, das regiões de temperaturas mais elevadas para regiões a temperaturas inferiores. Assim sendo, verifica-se que existem três processos de transporte de energia: **Condução**, **Convecção** e **Radiação**.

A **condução** ocorre quando átomos energéticos comunicam a sua agitação para átomos próximos mais frios, através de colisões. Este modo funciona extremamente bem em sólidos (especialmente em metais), mas não tão eficazmente em gases, devido às suas baixas condutividades térmicas.

A **convecção** transporta a energia através do movimento de massas nos fluidos. Quando $T(r)$ varia de uma forma suficientemente rápida com a distância (isto é, surge um gradiente $\frac{dT}{dr}$), o fluido torna-se instável e “ferve”. Este processo tem lugar em regiões limitadas da maioria das estrelas, com massas quentes de fluido a subirem, libertando a sua energia, e afundando-se novamente para obter mais energia. O topo de uma tal camada convectiva pode ser observada, por exemplo, na base da fotosfera solar.

O terceiro modo, o transporte por **radiação**, é um meio importante de fluxo de energia nas secções de muitas estrelas. Fótons de alta energia fluem do interior da estrela para o exterior, perdendo energia por difusão (*scattering*) e absorção no plasma quente da zona radiativa. Nas temperaturas extremas dos interiores estelares, as fontes mais importantes de tal opacidade são a difusão electrónica (*electron scattering*)

- a *difusão de radiação* (fótons) por electrões livres e a *fotoionização* - o uso de energia radiante para remover electrões de iões.

Claro que, numa estrela, estes modos de transporte de energia estão, por vezes, simultaneamente presentes. Assim, e em função da sua massa, podemos encontrar várias zonas diferenciadas de transporte de energia, como se ilustra na figura 2.4.

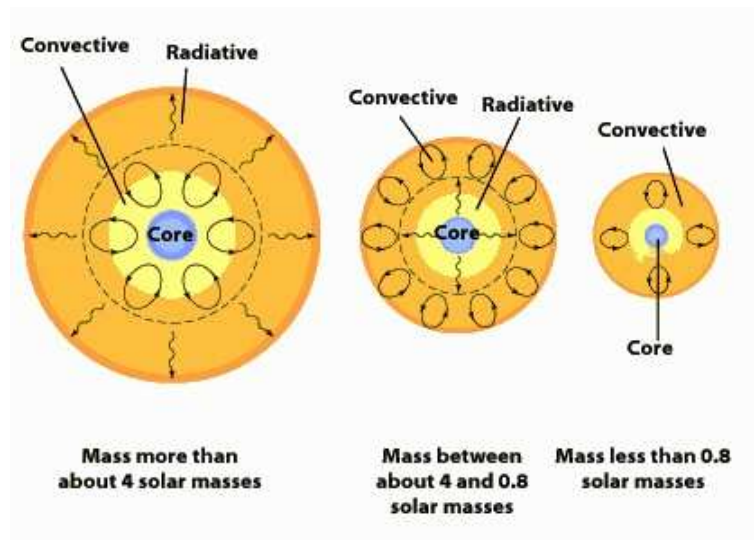


Figura 2.4: Zonas diferenciadas de transporte de energia, para estrelas de várias massas

Explicitados os modos de transporte de energia, podemos agora, de forma simples, tentar obter uma equação que traduz o transporte radiativo. Na base de uma camada fina, a superfície esférica é, tipicamente, um corpo negro, emitindo a uma temperatura $T(r)$, pelo que o fluxo radiativo não é mais do que:

$$F(r) = \sigma T^4(r) \quad \text{sendo } \sigma \text{ a constante de Stefan-Boltzmann.} \quad (2.17)$$

À distância $r + dr$, a temperatura é $T + dT$ e, portanto, o fluxo externo é $F + dF =$

$\sigma (T + dT)^4 \approx \sigma (T^4 + 4T^3 dT)$. Acontece, porém, que dT é negativo, já que o exterior da camada deverá estar mais frio que o seu interior, pelo que o fluxo absorvido dentro da camada é, simplesmente:

$$dF = 4\sigma T^3 (r) dT . \quad (2.18)$$

Note-se, todavia, que esta absorção é devida à opacidade do material constituinte da estrela, $k (r)$, pelo que podemos escrever:

$$dF = k (r) \rho (r) F (r) dr . \quad (2.19)$$

Combinando estas duas últimas equações e definindo a luminosidade da estrela por $L (r) = 4\pi r^2 F (r)$ temos que o fluxo total de energia por segundo, através de uma camada esférica fina, se pode escrever como:

$$L (r) = \left[\frac{-16\pi\sigma r^2 T^3 (r)}{k (r) \rho (r)} \right] \times \frac{dT}{dr} . \quad (2.20)$$

O formalismo completo da teoria do transporte radiativo introduz ainda um factor de $\frac{4}{3}$ na equação anterior, pelo que a equação final (e correcta) que traduz o transporte radiativo é:

$$L (r) = \left[\frac{-64\pi\sigma r^2 T^3 (r)}{3k (r) \rho (r)} \right] \times \frac{dT}{dr} . \quad (2.21)$$

Com esta última equação, o modelo estelar fica completo, uma vez que $k (r)$ depende apenas de $\mu (r)$, $T (r)$ e $\rho (r)$. Mais ainda, à superfície da estrela, $L (r)$ não

é mais do que a luminosidade observada da estrela.⁷

2.2.4 Fontes de Energia

Uma vez que a luminosidade estelar representa a perda de energia, nenhuma estrela poderá ser perfeitamente estática. É claro que um modelo estelar é uma excelente aproximação para intervalos de tempo que são curtos, quando comparados com o período de evolução estelar. Na verdade, as estrelas têm que evoluir, porque perdem energia para o espaço. A taxa de produção de energia por unidade de massa do material estelar é denotada por $\epsilon(r)$.

Tentemos, pois, inferir a forma como a geração de energia dentro da nossa fina camada esférica influencia a luminosidade estelar. Entretanto, recordemos que a luminosidade $L(r)$ entra na parte inferior da camada, ao passo que a luminosidade $L + dL$ abandona o topo da camada, partindo da energia produzida na massa da camada $4\pi r^2 \rho(r)$. Assim, a luminosidade adicional é:

$$dL = 4\pi r^2 \rho(r) \epsilon(r) dr . \quad (2.22)$$

Esta equação exprime o balanço entre a perda de energia da camada dL e a energia gerada dentro da camada, isto é, fica expressa uma equação que traduz o equilíbrio energético (ou equilíbrio térmico).

⁷Também conhecida como luminosidade bolométrica.

Numa estrela gasosa quase estática, a energia pode ser gerada por contracção gravitacional e/ou reacções de fusão termonuclear, sendo cada um destes processos importante num determinado estágio da evolução da estrela. Assim, torna-se importante abordar, separadamente, cada uma destas fontes de energia.

Assim, e referindo em primeiro lugar a **contracção gravitacional**, recordemos que a energia potencial se pode transformar em energia cinética. Um bom exemplo deste facto é a típica queda de um objecto a partir de uma certa altura. Acontece que a energia cinética se pode traduzir em calor. Se considerarmos uma estrela em contracção lenta, podemos dizer que a energia, sob a forma de calor, no seu interior, condiciona a pressão (a partir do movimento aleatório das partículas de gás). Quando a estrela se contrai para um raio menor, a sua auto-gravidade aumenta, por forma a que as pressões internas (e, portanto, a temperatura) possam também aumentar, para que se mantenha o equilíbrio hidrostático. A energia potencial gravitacional diminui cerca de duas vezes mais depressa do que a energia sob a forma de calor aumenta (por forma a satisfazer o teorema do virial), contudo, e por forma a que a energia total do sistema possa ser conservada, aproximadamente metade da mudança na energia potencial deverá ser radiada para o espaço, fornecendo assim a luminosidade da estrela.

Refiram-se agora as **reacções nucleares**: após 1938, e principalmente devido ao trabalho de Hans Bethe, os astrónomos compreenderam que a fonte de energia estelar a longo prazo deveria ter origem em reacções de fusão termonuclear. Neste processo,

núcleos atômicos leves colidem com tanta violência e frequência no interior estelar denso e extremamente quente, que acabam por se fundir em núcleos mais pesados, libertando assim uma enorme quantidade de energia.

Como se sabe, no núcleo atômico, a força nuclear forte supera a repulsão electrostática dos prótons, unindo assim desde um até 260 nucleões (prótons e nêutrons) numa região com cerca de 10^{-15} m em diâmetro. Dois núcleos fundir-se-ão para formar um núcleo maior se se conseguirem aproximar em cerca de 10^{-15} m um do outro, porém, a sua mútua repulsão electrostática faz surgir uma barreira de potencial com cerca de 1 MeV. Por outro lado, à temperatura típica do interior estelar, 10^7 K, a energia térmica média de um próton é cerca de 1 KeV. Consequentemente, e segundo um ponto de vista clássico, os prótons nunca se poderiam fundir, devido à barreira imposta pela interacção Coulombiana. Porém, a fusão ocorre, já que a física quântica permite que os prótons atravessem a barreira através de um “túnel”, ao invés de a tentarem transpor.

A reacção de fusão mais simples envolve, como se sabe, dois prótons (núcleos de hidrogénio), e tornam-se significativas para temperaturas na ordem de 1×10^7 K.

Note-se, porém, que a grande abundância de hidrogénio faz com que este seja dos principais protagonistas nas reacções nucleares estelares. O núcleo estável seguinte é o hélio (${}^4_2\text{He}$), com peso atômico 4. Ora, mas já que os núcleos de hidrogénio (que contêm apenas um próton) possuem um peso atômico de 1, são necessários quatro prótons para se obter um núcleo de hélio. Acontece porém que os pesos atômicos não

coincidem, já que o peso atómico exacto de um protão é de 1,0078, e, multiplicando por 4, perfaz um total de 4,0312, comparativamente aos 4,0026 de peso atómico do hélio. Surge, portanto, um defeito de massa de 0,0286, que é convertido numa quantidade de energia dada pela expressão de Einstein para a equivalência da massa e da energia,

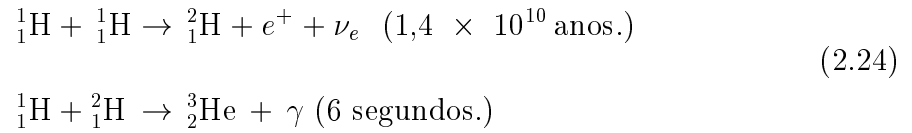
$$E = mc^2 . \quad (2.23)$$

Tendo em conta que uma unidade de massa atómica equivale a $1,66 \times 10^{-27}$ kg, e que $c = 3 \times 10^8$ m/s, a energia libertada na conversão de 4 núcleos de hidrogénio num núcleo de hélio é:

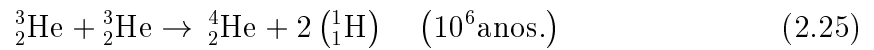
$$E = 0,0286 (1,66 \times 10^{-27}) (9 \times 10^{16}) = 4,3 \times 10^{-12} \text{ J} .$$

Ora, mas uma colisão simultânea que funde quatro partículas independentes é extremamente improvável, mesmo tendo em conta as densidades típicas dos interiores estelares. Deste modo, torna-se importante procurar por um mecanismo onde as reacções ocorram em cadeia.

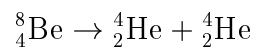
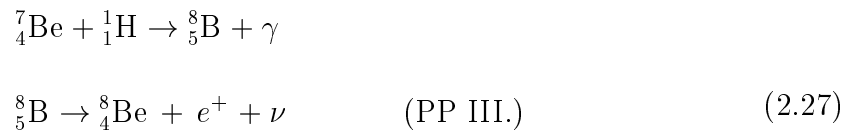
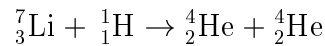
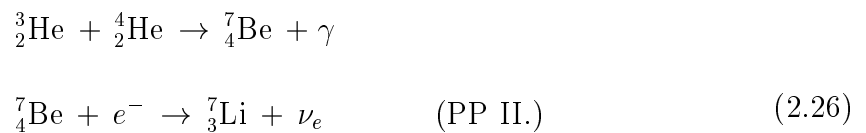
Tendo em conta os princípios de conservação dos números leptónico, bariónico e da carga eléctrica, uma das reacções em cadeia que permitem a conversão do hidrogénio em hélio é a cadeia protão-protão (PP, doravante), que se inicia, como se descreve de seguida, com a reacção de dois protões para a formação de um deuterão, ${}^2_1\text{H}$. Para baixas temperaturas, inferiores a 14×10^6 K, segue-se a seguinte cadeia (PP I):



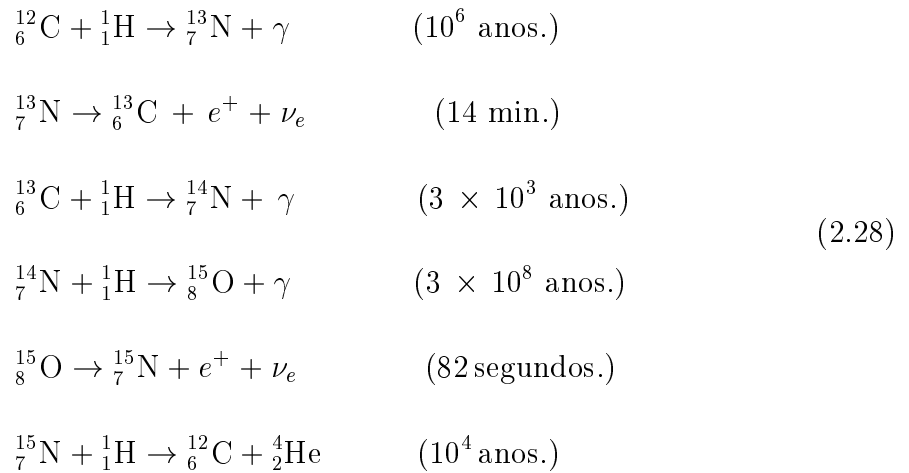
Note-se que os valores entre parêntesis dizem respeito aos tempos de reacção típicos para o interior do Sol. Para temperaturas abaixo de 10^7 K, esta reacção termina com a formação de ${}^3_2\text{He}$. Porém, a temperaturas mais elevadas, observa-se uma reacção adicional:



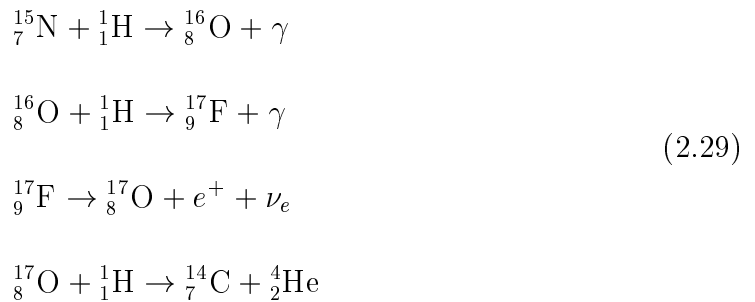
Para além das reacções anteriores, a cadeia PP pode assumir duas outras variantes, PP II e PP III,



Existe um segundo ciclo, diferente do anterior, onde se pode igualmente obter hélio a partir de hidrogénio. Este ciclo foi proposto, em 1938, por Hans Bethe, seis anos após a descoberta do neutrão. Neste ciclo, chamado **ciclo CNO**, o carbono, o azoto e o oxigénio são usados como catalisadores, sendo consumidos e regenerados ao longo do processo. Note-se, porém, que este ciclo ocorre a temperaturas mais elevadas que a cadeia PP, apresentada anteriormente. As reacções nucleares que ocorrem são:



Uma outra versão do ciclo CNO, que ocorre com menos frequência, é a seguinte:



No que diz respeito à comparação entre estas duas formas distintas de obter hélio, há que referir que, para estrelas do tipo espectral M, a cadeia PP é o mecanismo de obtenção de energia mais utilizado. Claro que, como já se disse, o ciclo CNO é mais dependente da temperatura do que a cadeia PP. Por isso mesmo, as estrelas de maior massa (e, portanto, de interiores mais quentes) fazem uso do ciclo CNO, ao passo que as estrelas de menor massa (e, conseqüentemente, mais frias) se baseiam na cadeia PP como processo de geração de energia.

Obtiveram-se, então, e de uma forma simplista, as equações fundamentais para a descrição da estrutura estelar. Estas equações, juntas com um conjunto de relações que descrevam as propriedades físicas do material estelar, podem ser resolvidas para obter um modelo estelar básico.

Capítulo 3

Anãs Castanhas

3.1 Um primeiro contacto

Como se viu na secção 2.1, a massa de uma estrela é um parâmetro fulcral para a determinação da história da sua vida. Viu-se também que a massa mínima requerida para a formação de uma estrela se situa em $0,08 M_{\odot}$. Porém, se regressarmos por instantes à teoria da Formação e Evolução Estelar, há que reconhecer a possibilidade de a massa total da proto-estrela ser inferior a cerca de 8% da massa do Sol, e de nem a temperatura nem a pressão no seu centro serem suficientemente elevadas para dar início a reacções nucleares. Nesta altura, estamos perante uma **anã castanha**, um dos provavelmente mais abundantes objectos da nossa Galáxia, se bem que de extraordinariamente difícil detecção.

As anãs castanhas são, como já se disse, objectos que preenchem o hiato que se supunha existir entre as estrelas de pequena massa e os planetas.

Ocupando então este lugar entre estrelas e planetas, as AC's possuem caracterís-

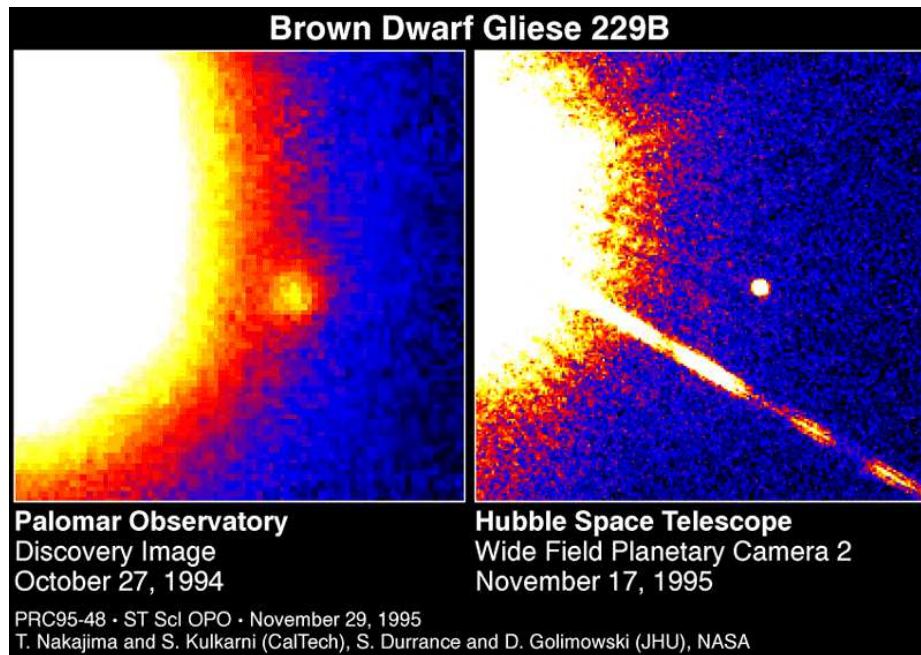


Figura 3.1: À esquerda: Imagem da descoberta da Anã Castanha Gliese 229B, obtida através do telescópio de 60 polegadas de Palomar, com o coronógrafo da Universidade John Hopkins. À direita: Imagem da mesma AC obtida com a câmara planetária de campo longínquo do satélite espacial Hubble. Créditos das imagens: T. Nakajima e S. Kulkarni (CalTech), S. Durrance e D. Golimowski (JHU), NASA

ticas tanto de estrelas como de planetas. Deste modo, e conforme referido, as AC's devem ser formadas da mesma forma que uma estrela, isto é, a partir do colapso gravitacional de uma nuvem de gás e poeiras cósmicas, ainda que tenha já sido proposto [34] que as AC's possam ser formadas a partir da ejeção de sistemas em formação. Todavia, e ainda que o assunto da formação de AC's seja algo controverso, acredita-se que, já que se reconhece que as AC's são provavelmente tão numerosas como as estrelas de pequena massa, as AC's se deverão formar de uma maneira similar às estrelas [11], [14].

Para além do problema da formação destes objectos, haverá sempre alguma partilha de características de estrelas e planetas nas AC's, isto é, ainda que estas se possam formar como as estrelas, pensa-se que, no que diz respeito à composição das suas atmosferas, possam haver algumas semelhanças com as atmosferas dos planetas gasosos do nosso Sistema Solar, como Júpiter.

De acordo com a teoria, a massa mínima para que possa existir ignição nuclear numa estrela, situa-se em $0,08 M_{\odot}$ (Massas Solares), pelo que as massas típicas das AC's se devam encontrar abaixo deste limite. Teorias recentes sugerem que, numa AC $M \lesssim 0,077 M_{\odot}$ [15], [3].

As AC's são objectos compactos, compostos predominantemente de hidrogénio e que, como se disse, não possuem massa suficiente para que possam fundir hidrogénio continuamente, alcançando assim a sequência principal, onde reside a maioria das estrelas da nossa galáxia. Contudo, isto não quer dizer que uma AC não queime, de todo, qualquer hidrogénio. Na verdade, as mais pesadas podem fundi-lo durante alguns biliões de anos, mas a verdade é que este pequeno período de actividade não é suficiente para impedir que elas arrefeçam até à obscuridade. É, portanto, de esperar que as AC's sejam mais frias e ténues do que as estrelas, tornando-as objectos de difícil detecção na Galáxia.

Debrucemo-nos agora sobre os valores de alguns parâmetros típicos. Tendo em conta que a temperatura crítica requerida por determinadas reacções nucleares ronda os $3 \times 10^6 K$, a temperatura no interior de uma AC deverá ser inferior a esta. Contudo,

e uma vez que a temperatura depende da massa, então será tanto menor quanto menor for a massa da AC. Já no que toca à temperatura da superfície, estima-se que esta seja de apenas 1000 K, embora, como é óbvio diminua com a idade da AC, já que a fusão nuclear que pode ocorrer, como se disse anteriormente, não dura muito tempo.

De acordo com o que já foi referido, uma AC tem uma fraca luminosidade. Ora, uma vez que a temperatura efectiva de uma AC é baixa, este resultado seria previsível, já que a temperatura efectiva de uma estrela e a sua luminosidade se relacionam através de:

$$L = 4\pi\sigma T^4 R^2 \quad (3.1)$$

Pensa-se então, de acordo com a equação (3.1) escrita anteriormente, que a luminosidade da uma AC seja na ordem de $10^{-4}L_{\odot}$, sendo esta energia emitida no infra-vermelho próximo.

Uma boa forma de sistematizar este primeiro contacto com as AC's consiste em compará-las directamente com estrelas e planetas, como se faz na figura 3.2.

Outra característica interessante das AC's tem a ver com a dependência do raio com a massa (fig. 3.3).

Pode-se também tomar conhecimento de algumas condições típicas das AC's, expondo numa tabela alguns valores típicos, comparados com os mesmos valores para estrelas e planetas.

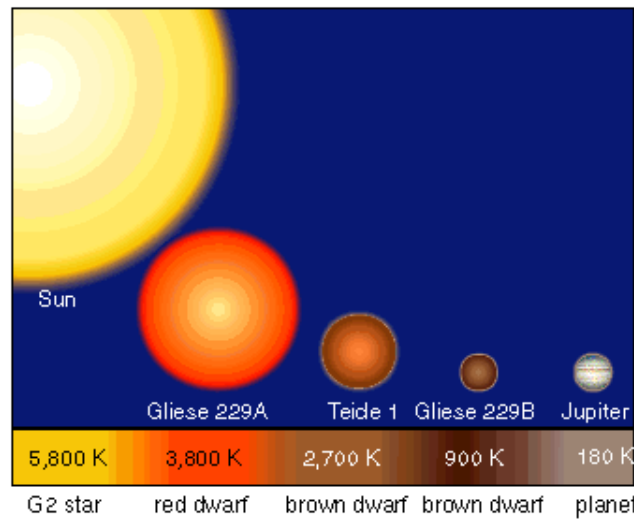


Figura 3.2: Comparação directa de Estrelas, AC's e Planetas, no que diz respeito às suas temperaturas e às suas dimensões relativas. Note-se, porém, que embora as AC's possam ser semelhantes em tamanho com Júpiter, elas são muito mais densas e produzem a sua própria luminosidade, ao passo que a luminosidade de Júpiter se deve à reflexão da radiação emitida pelo Sol

3.2 Distinção entre Anãs Castanhas, Estrelas e Planetas

Esclarecidas algumas generalidades sobre as AC's, torna-se importante distinguir estrelas e planetas destes objectos. Embora pareça óbvia, esta distinção está longe de ser meramente semântica. Por um lado, e embora a fronteira entre estrelas e AC's esteja bem delimitada, a divisão entre AC's e planetas permanece um pouco obscura. Será que existem planetas mais pesados que algumas AC's? Como distinguir planetas massivos ¹ de AC's? Por outro lado, note-se que a própria definição de AC, como

¹Muito em particular, considere-se o estudo dos Planetas Gigantes Extra-Solares, que, a par das Anãs castanhas, é outro dos campos mais activos de pesquisa em Astronomia e Astrofísica.

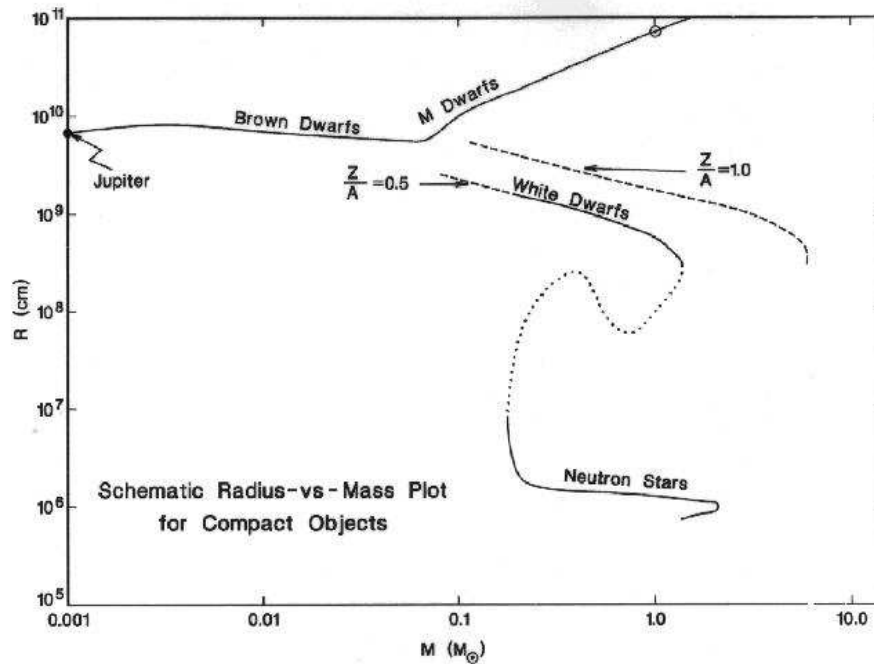


Figura 3.3: Traçado gráfico da Massa em função do Raio, para vários objectos compactos. Observe-se que as AC's têm um raio aproximadamente constante como função da sua massa. Figura adaptada de [30]

sendo um objecto compacto que possui uma temperatura no seu centro insuficiente para dar origem e manter reacções nucleares de fusão, não distingue planetas de AC's, pelo que se torna imperativo clarificar algumas definições.

Uma distinção entre estrelas, AC's e planetas muito utilizada no início do estudo destes objectos detinha-se na formação dos próprios objectos. Assim, ao passo que as AC's se formam de maneira similar às estrelas, a partir do colapso de uma nuvem de hidrogénio, os planetas formam-se, como se sabe, a partir de um disco de poeiras e gás que contém uma estrela recém-nascida. Os planetas aglomeram-se, a partir da

Curiosamente, a pesquisa em AC's conduziu à pesquisa sobre estes planetas

	Júpiter	AC	Estrela (VLM)
Massa (M_J)	1	$\approx 10 - 80$	≥ 100
Raio (R_J)	1	0,75 - 1,3	0,75 - 3
$T_{Superfície}$ (K)	135	$\approx 400 - 2200$	$\approx 2200 - 3200$
$P_{Superfície}$ (bar)	≈ 1	≈ 1	$\leq 0,1$
T_{Centro} (K)	≈ 15000	$0,5 - 3 \times 10^6$	$> 3 \times 10^6$
P_{Centro} (Mbar)	≈ 40	$\approx 10^3 - 10^5$	$\approx 10^5$
ρ_{Centro} (g/cm^3)	4	$10^2 - 10^3$	$10^2 - 10^3$

Tabela 3.1: Valores Típicos da Massa, Raio, Pressão e Temperatura à superfície, Pressão, Temperatura e Densidade no centro para Júpiter, AC's e Estrelas de pequena massa (VLM)

colisão de partículas de poeiras no disco, acrecionando cada vez mais matéria. A sua massa e composição ficam, portanto, determinados pela posição no disco em que o planeta se formou.

A descoberta dos Planetas Gigantes Extra-Solares veio tornar esta classificação insuficiente, na medida em que, tendo em conta que estes planetas podem ter massas até dez vezes a massa de Júpiter, a dificuldade de distinção entre estes objectos surge naturalmente. Tornou-se, então, urgente encontrar uma nova maneira de distinguir estes dois tipos de objectos.

Deste modo, há que reconhecer que a característica que define uma estrela é o facto de ela estabilizar a sua luminosidade durante um período de tempo, através do consumo de energia. Assim, uma estrela deriva a totalidade da sua luminosidade através da fusão de hidrogénio, quando se encontra na Sequência Principal, ao passo que mesmo a AC de maior massa tem como fonte de luminosidade pelo menos uma pequena parte de energia derivada de contracção gravitacional. Uma AC possui uma luminosidade mais intensa quando nasce, e a partir dessa altura arrefece (à superfície)

e perde luminosidade continuamente. Como já se disse, poderá eventualmente existir alguma fusão de hidrogénio nas AC's de maior massa, se bem que todos os objectos com até cerca de 13 Massas Solares queimarão pelo menos deutério.

Por outro lado, um planeta pode definir-se como sendo um objecto não-luminoso que orbita uma estrela, possuindo, tipicamente, uma fracção da massa da estrela. Porém, a característica definidora de um planeta diz respeito ao facto de que nenhum processo de fusão nuclear ocorre durante toda a sua história.

Pode-se assim sistematizar esta distinção, traçando um diagrama de evolução da luminosidade, para objectos de várias massas, conforme se faz na figura 3.4.

Como se pode ver no gráfico da figura 3.4 , as estrelas, objectos com massas superiores a $0,075 M_{\odot}$ atingem, eventualmente, uma luminosidade constante, ao passo que quer as AC's quer os planetas continuam a arrefecer ao longo das suas existências. Contudo, ao observarmos a curva de arrefecimento para os planetas ($M < 13M_J$), podemos verificar que o arrefecimento é contínuo, já que não há, em qualquer instante da sua vida, qualquer forma de fusão nuclear. Já nas AC's, podemos verificar alguma actividade nuclear, não sendo, porém, suficientemente duradoura para impedir o arrefecimento.

De notar ainda que este gráfico, por si só, pode resumir a distinção principal entre AC's e Planetas: nos segundos não ocorrerá, **nunca** qualquer processo de fusão nuclear, razão pela qual a sua luminosidade decresce constantemente ao longo do tempo. Assim, fica perfeitamente nítida a diferença entre AC's e planetas, como

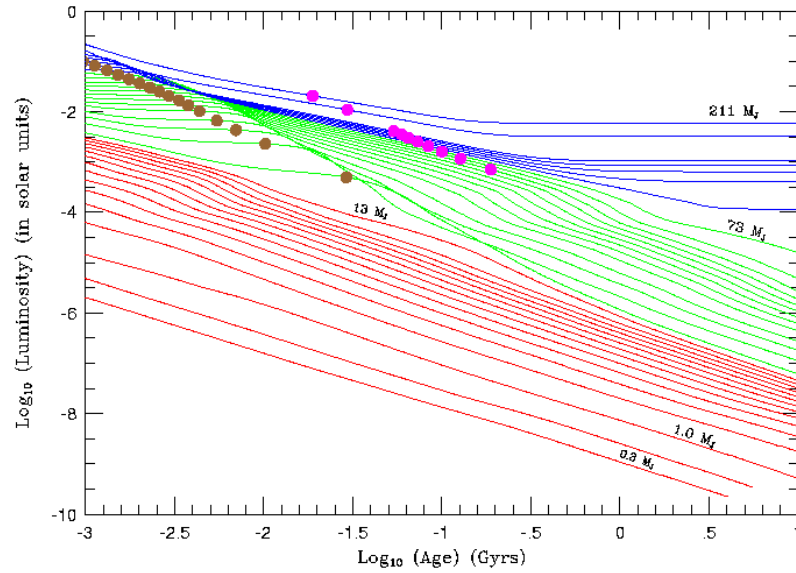


Figura 3.4: Evolução da Luminosidade para Estrelas de pequena massa (azul), AC's (verde) e Planetas (vermelho). Assume-se que a composição seja similar à do Sol, e que os objectos com menos de $0,013 M_{\odot}$ ($13 M_J$) sejam planetas. Abaixo deste limite, pode observar-se que nem o Deutério é queimado no interior estelar.

Júpiter, por exemplo.

Capítulo 4

Observação de Anãs Castanhas

Tendo tido um primeiro contacto com as AC's, e tendo-se referido muito basicamente a sua estrutura, torna-se imperativo referir alguns métodos de pesquisa observacional destes objectos, bem como fazer o levantamento de alguns casos estudados na pesquisa e “caça” aos mesmos.

A história das pesquisas observacionais por AC's é bastante longa [30]. Incidentalmente, as AC's foram primeiramente apelidadas de “anãs negras” (ou ainda de “anãs de café”, no México). Contudo, este nome havia já sido aplicado a anãs brancas extremamente frias e velhas. No entanto, e visto que na altura nenhum destes dois tipos de objectos havia ainda sido encontrado, a nomenclatura seria, talvez, de somenos importância.

Jill Tarter, em 1975, e durante a sua tese de doutoramento, propõe o termo “anã castanha”, se bem que, obviamente, não houvesse uma conotação directa com a cor destes objectos[14] . A razão deste termo prende-se com a dificuldade de compreensão dos fenómenos de emissão das atmosferas das AC's, dominadas por moléculas. Assim,

uma cor apropriada seria obtida através da mistura de várias cores simples, como o castanho. Curiosamente, existem rumores de que este raciocínio surgiu no fim de uma discussão tardia num bar.

Note-se, porém, que já antes de Tarter o trabalho pioneiro de Kumar [26] (1963), mostrou que a massa mínima para a estabilidade de objectos estelares, através da queima de hidrogénio¹ era de $0,07M_{\odot}$, ou um pouco mais. Os cálculos de Grossman e Graboske, em 1974 sugeriam uma massa mínima de $0,08M_{\odot}$, e os cálculos recentes mostram que a fasquia da estabilidade se situa algures entre estes dois valores [27].

Por meados de 1986, na altura em que ocorreu a primeira conferência sobre o tema das AC's, o “rótulo” proposto por Tarter era já largamente aceite. Ainda que actualmente se saiba que estes objectos são mais frios, e consequentemente mais escuros, do que qualquer anã branca alguma vez possa ser, o termo anã castanha foi aceite, mesmo sem que na altura não existissem confirmações observacionais.

As pesquisas por AC's prolongaram-se durante mais de dez anos com resultados negativos ou dúbios. Na verdade, esta é uma das áreas de pesquisa em Astrofísica cujo sucesso foi promovido por descobertas erradas. Em 1984 McCarthy, Probst e Low anunciaram a detecção, através de interferometria de infra-vermelhos, de uma companheira de reduzida luminosidade da estrela VB8 [30]. Esta primeira candidata, baptizada VB8B, nunca foi confirmada como sendo uma AC, mesmo depois de sucessivas observações. No entanto, e sem sombra de dúvida, a sua “descoberta” promoveu

¹Actualmente, esta massa mínima é conhecida como HBML - Hydrogen Burning Mass Limit

um enorme esforço observacional e teórico que nos conduziu aos enormes e preciosos resultados dos dias de hoje.

A procura por AC's pode ser dividida em três áreas distintas [6]: como companheiras de estrelas próximas, como objectos isolados no campo ou como membros de um enxame de estrelas.

Saber onde procurar é, contudo, apenas uma das partes do desafio da “caça” às AC's. A outra parte reside em conhecer as técnicas a utilizar durante a busca, isto é, como procurar AC's.

Note-se ainda que, se existe uma lição a reter da história das pesquisas, será com certeza que mesmo algumas falsas descobertas podem ser fundamentais para o desenvolvimento de uma área de pesquisa. Embora o trabalho teórico seja extremamente valioso, apenas as observações podem fornecer o ímpeto necessário para desenvolver ainda mais a teoria, ao longo das linhas traçadas pelas observações.

4.1 Como procurar Anãs Castanhas?

Existem, basicamente, duas formas de pesquisa por AC's: **métodos directos**, onde se propõe a detecção da radiação emitida directamente pela AC, e **métodos indirectos**, que fazem uso da detecção da influência gravitacional da AC sobre uma companheira. Curiosamente, na pesquisa dos Planetas Extra-Solares já referidos anteriormente, as técnicas usadas são essencialmente as mesmas. Contudo, ao passo que os métodos indirectos funcionam melhor na pesquisa por Planetas, os últimos sucessos na pesquisa

de AC's foram obtidos através da utilização de métodos directos.

4.1.1 Técnicas de Detecção Directa

4.1.1.1 Aplicação directa da equação de Stefan-Boltzmann

Tendo em conta as equações básicas abordadas ao longo deste texto, há que reconhecer a consequência da sua aplicação às observações de AC's, estrelas e planetas. Conforme visto na figura 3.4, há uma diferença óbvia entre AC's e estrelas: um objecto de metalicidade solar ², cuja luminosidade seja inferior a $10^{-4} L_{\odot}$ não poderá ser uma estrela, qualquer que seja a sua idade.

Ora, mas como se sabe, a luminosidade intrínseca, L , é um observável a ter em conta para distâncias conhecidas. Contudo, um método prático consiste em utilizar a definição de temperatura efectiva da superfície de uma estrela:

$$T_{ef} = \left(\frac{L}{4\pi R^2 \sigma} \right)^{1/4} \quad \text{sendo } \sigma \text{ a constante de Stefan-Boltzmann} \quad (4.1)$$

Note-se que, nesta equação, R é praticamente constante para objectos de pequena massa, situados abaixo do HBML, conforme, aliás, já se havia observado na análise à figura 3.3.

Fazendo uso das curvas de arrefecimento ilustradas na figura 3.4, pode referir-se que uma luminosidade de $10^{-4} L_{\odot}$ corresponde a uma temperatura efectiva de

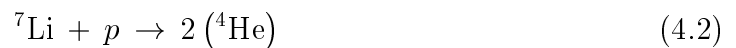
²Isto é, uma estrela com composição semelhante à do Sol

1800 K. As curvas de arrefecimento mostram que uma AC de $0,013 M_{\odot}$ atinge essa temperatura numa idade de 100 milhões de anos. Assim, esta técnica de identificação de AC's só funciona para objectos relativamente velhos e frios.

4.1.1.2 O Teste do Lítio

Estrelas de pequena massa e AC's podem possuir temperaturas e luminosidades idênticas na sua juventude, se bem que a estrela tenha, necessariamente, que ser mais velha. Não nos esqueçamos que, neste contexto, a “juventude” de uma estrela significa uma idade na ordem de vários giga-anos (10^{12} anos). Deste modo, deverá existir uma forma de distinguir entre uma estrela de pequena massa e uma AC. Note-se então que a diferença entre estes dois objectos reside, fundamentalmente, no comportamento nuclear dos seus núcleos.

O teste do lítio, proposto em 1992 pelos investigadores do Instituto de Astrofísica das Ilhas Canárias Rafael Rebolo, Eduardo L. Martín e Antonio Magazzu, apresenta um método expedito para distinguir estrelas de pequena massa de AC's. Basicamente, o teste do lítio postula que, para massas inferiores a $60 M_J$, uma AC nunca atinge as condições necessárias para sustentar a fusão de lítio no seu centro, de acordo com a equação:



A reacção nuclear (4.2) ocorre a uma temperatura ligeiramente inferior que a fusão

de hidrogénio e, como resultado, as estrelas consomem rapidamente a quantidade de lítio que dispõem. Mesmo a estrela de mais pequena massa poderá queimar todo o seu lítio em cerca de 100 milhões de anos, ao passo que as AC's (sobretudo as mais massivas) irão reter o seu lítio para sempre.

Assim, se se verificar a existência de lítio numa anã fria, então fica garantido que se trata de uma AC. Por outro lado, a ausência de lítio é um indicador ambíguo, uma vez que o objecto pode ser uma estrela, ou um objecto de transição.

Note-se porém, que esta técnica seria desprovida de sentido se os astrónomos não tivessem alguma facilidade em detectar o lítio. Contudo, a transição atómica mais forte deste elemento, a linha de ressonância Lítio-I, está localizada a um comprimento de onda visível (670,9 nm), onde os CCD's actuais atingem o pico da sua sensibilidade.

4.1.2 Técnicas de Detecção Indirecta

4.1.2.1 Medição de Velocidades Radiais

A detecção indirecta de objectos sub-estelares, companheiros de outras estrelas tem vindo, desde 1990, a produzir resultados impressionantes, através da descoberta de cerca de 20 objectos situados abaixo de limite de massa estelar. A maioria destas novas descobertas são uma consequência directa dos grandes avanços na precisão com que se pode medir ligeiras flutuações na velocidade radial de uma estrela (isto é, a velocidade com que a estrela se aproxima ou afasta de um observador).

A velocidade radial de uma estrela será vista variar à medida que a estrela e a

sua companheira (AC, Planeta...) executam simultaneamente órbitas simétricas em torno do centro de massa do sistema. Assim, através da detecção do movimento orbital estelar, pode-se inferir a presença de um companheiro “invisível”, e assim estimar um limite inferior para a sua massa.

4.1.2.2 Astrometria e Fotometria

Existem algumas técnicas alternativas para a detecção de AC's, entre os quais podemos incluir a astrometria, que mede a alteração de posição de uma estrela no céu, devido à sua órbita em torno do centro de massa de um sistema binário, e a fotometria, que mede a diminuição do brilho da estrela quando o objecto companheiro passa, na sua órbita, entre a Terra e a estrela (para sistemas cujo plano orbital se encontra na nossa linha de visão, relativamente à estrela).

Nem a astrometria nem a fotometria se tornaram técnicas suficientemente maduras para serem capazes de detectar um número significativo de objectos subestelares ou para colocar um limite interessante nas falsas detecções em pesquisas de larga escala. A precisão da astrometria clássica tem vindo a aumentar significativamente nos últimos anos, tendo vindo a aproximar-se de 0,1 miliarcos de segundo em grandes telescópios (na classe dos 5 aos 10 m). Se esta precisão conseguir ser mantida durante um intervalo de vários anos, a astrometria detém a promessa de conseguir detectar objectos com a massa de Júpiter em órbita, à distância de 4 a 5 UA das 30 estrelas semelhantes ao Sol mais próximas [19].

Maior precisão astrométrica pode, porém, ser obtida através da interferometria, na qual a luz de aberturas múltiplas separadas é combinada de uma forma coerente. Com aberturas múltiplas efectuadas numa plataforma de 100 m, conseguem-se obter precisões na ordem das dezenas de microarcos de segundo.

4.2 Onde procurar Anãs Castanhas?

4.2.1 Anãs Castanhas como companheiras de estrelas próximas

Nesta abordagem, a AC pode ser detectada directamente ou através dos seus efeitos gravitacionais sobre a estrela primária. Ora, tendo em conta que metade das estrelas visíveis no céu são sistemas binários (isto é, um sistema de duas estrelas que orbitam em torno do seu centro de massa) ou múltiplos, será lícito supor que muitas AC's possam ser companheiras de estrelas “verdadeiras”.

Esta pesquisa tem a vantagem adicional de que algumas propriedades do companheiro subestelar podem ser inferidas da estrela primária (por exemplo, a sua distância e a sua metalicidade). Em certos casos, o período orbital pode ser suficientemente curto para derivar uma estimativa da massa da AC. Contudo, este procedimento pode levar várias décadas de observação (...a duração da carreira de um astrónomo...).

Claro está que uma dificuldade a transpor se prende com o facto de o brilho da

estrela primária ofuscar a presença de um possível companheiro.

No caso da AC Gliese 229B, o primeiro exemplo encontrado de AC num sistema binário, a descoberta foi feita durante um projecto sistemático destinado à obtenção de imagens de alta gama dinâmica de estrelas próximas.

Esta AC, descoberta por Nakajima e seus colaboradores, em 1995 [6], foi encontrada através da observação da estrela Gliese 229 (uma estrela do tipo M1 V, a 5,7 pc), que revelou possuir um companheiro extremamente frio, com o mesmo movimento próprio.

Como se disse, esta descoberta foi efectuada como parte de uma pesquisa de companheiras de baixa massa de estrelas próximas. As imagens foram colhidas a partir do infravermelho e do visível, utilizando um coronógrafo para bloquear a luz da estrela principal, aumentando assim as possibilidades de detectar companheiras ténues em torna da estrela primária. Verificou-se assim que a AC Gliese 229B está a cerca de 8 arcos de segundo da estrela Gliese 229A.³

4.2.2 Anãs Castanhas como objectos isolados

A principal razão pela qual se efectuam estas pesquisas prende-se com o facto de se pretender adquirir um conhecimento pleno dos objectos abaixo do HBML, ou, de outra forma, para medir a função de massa. O número de AC's de uma determinada massa, comparado com o número de objectos de massas superiores pode ter implicações

³Mais detalhes podem ser encontrados em Nakajima et al, *Nature* 378:463-65 (1995).

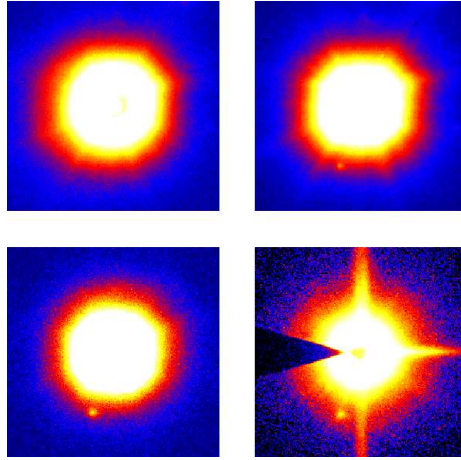


Figura 4.1: Fotografias obtidas aquando da descoberta da AC Gliese 229 B: imagens com filtros nas bandas r ($0.7 \mu\text{m}$), i ($0.8 \mu\text{m}$), K ($2.2 \mu\text{m}$) e z ($0.9 \mu\text{m}$). Todas as imagens usam um coronógrafo para obstruir a luz da estrela Gliese 229A. Crédito das imagens: Ben Oppenheimer

importantes para as teorias de evolução estelar.

As observações de regiões de formação estelar em que existam pedaços de gás de pequena massa sugerem, naturalmente, que as AC's se possam formar de acordo com este processo.

Claro está que as pesquisas por AC's como objectos isolados, fora de quaisquer associação estelar, requerem uma imensa cobertura do céu, na senda de objectos muito ténues. É evidente que uma grande desvantagem destas pesquisas reside em não haver forma de determinar a idade de um objecto isolado no espaço, e, por isso, a menos que este seja excepcionalmente frio, não há maneira de se saber ao certo se o objecto é ou não uma AC.

Apesar das dificuldades, a primeira AC isolada a ser descoberta foi anunciada,

em 1997, pela investigadora da Universidade do Chile, Maria Teresa Ruiz. Esta AC foi baptizada de “Kelu-1”, um nome que num dialecto índio sul-americano significa vermelho. Este objecto foi posteriormente confirmado ser uma AC, depois de se ter verificado a existência de lítio.⁴

Mais algumas AC’s foram também detectadas, em duas pesquisas diferentes: **2MASS**⁵ e **DENIS**⁶. Esta última pesquisa, que teve início em 1996, encontrou três objectos similares a Kelu-1, mas uma análise profunda revelou que apenas um destes objectos continha lítio.

Foi com o projecto 2MASS, todavia, que se encontrou o maior número de AC’s como objectos isolados. Nesta pesquisa foram detectados cerca de 100 objectos extremamente frios, tendo-se confirmado a existência de lítio em perto de 20. A maioria destes objectos possuem temperaturas entre 1600 e 2200 K, razão pela qual se infere que possuam uma idade inferior a um bilião de anos. Claro está que, sendo jovens, ainda são relativamente brilhantes, sendo portanto mais fáceis de observar que outros objectos, mais velhos.

Uma outra pesquisa, realizada no verão de 1999 (Sloan Digital Sky Survey), acrescentou mais duas AC’s, mais velhas, aos números já mencionados.

Extrapolações baseadas nos resultados das pesquisas DENIS e 2MASS sugerem que possam existir umas quantas centenas de AC’s como objectos isolados, dando

⁴Mais informações podem ser encontradas em Ruiz et al, *Ap. J.* 491:L107-110 (1997)

⁵2-Micron All Sky Survey

⁶Deep Near-Infrared Survey of the Southern Sky

confirmação à hipótese de que as AC's possam ser comuns como as estrelas ditas normais. Ainda assim, e apesar do número de AC's conhecido incrementar continuamente, crê-se que ainda só se encontrou a ponta do icebergue.

4.2.3 Anãs Castanhas em enxames de estrelas ou em regiões de formação estelar

Um terceiro local onde, supostamente, se podem procurar AC's, é em aglomerados estelares, também designados por enxames. Mas, mais ainda, e tendo em conta que as AC's arrefecem continuamente com o passar dos tempos e, portanto, a sua luminosidade decresce continuamente, parece fazer mais sentido procurar pelas AC's mais jovens que possam existir. Deste modo, parece sensato que se efectuem pesquisas por AC's em enxames estelares.

Pesquisar AC's em enxames de estrelas e em regiões de formação estelar tem, obviamente, as suas vantagens. Em primeiro lugar, os objectos contidos nessas agregações são muito jovens e, conseqüentemente, são relativamente luminosos. Por outro lado, todos os objectos terão aproximadamente a mesma idade, sendo, por conseguinte, possível obter uma distribuição das massas dos objectos tendo por base apenas a luminosidade. Para além disso, todos os objectos se encontram à mesma distância conhecida.

Claro está que também existem alguns contratempos: as regiões de formação estelar podem encontrar-se no plano galáctico, e, nesse caso, estrelas expostas sobre

um fundo demasiado vermelho podem ser confundidas com elementos genuinamente frios de uma associação. Por outro lado, estrelas recém-formadas possuem um disco de acreção remanescente, altas taxas de rotação e actividade cromosférica e coronal, o que pode distorcer o seu espectro e as suas “cores”. Para além disto, existem provas de variações consideráveis de certas propriedades de estrelas num mesmo enxame. Em sistemas muito jovens, a simetria esférica, suposta teoricamente, pode quebrar-se, o que geralmente dificulta a tarefa de cálculo teórico de percursos e compará-los com as observações.

Apesar das dificuldades, os enxames de estrelas e locais de formação estelar para onde os astrónomos têm virado a sua atenção são as nuvens de Taurus-Auriga (um dos mais próximos locais de formação estelar), as nuvens de ρ Ophiuchi, as Plêiades e as Híades (o agregado mais velho e próximo).

As buscas em enxames estelares deram origem à descoberta das AC's mais novas e luminosas, apesar da dificuldade de se distinguirem das estrelas. Evidentemente, e de acordo com o esperado, foi nas regiões de formação estelar que se encontraram as mais jovens AC's.

Capítulo 5

A Física das Anãs Castanhas

Neste capítulo pretende desenvolver-se a teoria física correntemente empregue no estudo das AC's, isto é, obter algum conhecimento físico sobre o interior destes objectos, bem como das suas atmosferas

5.1 A Física do Núcleo - Interiores

Um dos primeiros passos para a compreensão da estrutura interna das AC's é através do estudo analítico das mesmas, fazendo uso de um determinado modelo estelar. O principal interesse de uma primeira abordagem essencialmente analítica, ao invés de se fazer uso directo da modelação computacional, prende-se com o facto de o trabalho analítico ter a grande vantagem de mostrar explicitamente as dependências entre as várias quantidades, o que torna esta tarefa uma óptima forma de se perceber totalmente o que se passa nestes objectos.

Assim, é comum fazer-se uso de um modelo estelar relativamente simples, o modelo politrópico, que consiste numa bastante útil aproximação às estrelas reais, uma vez

que permitem:

- Realizar uma grande quantidade de trabalho do ponto de vista meramente analítico
- Simplificar a rotina da equação de estado numa simulação numérica, por forma a relegar o esforço computacional para outras questões do problema (como a hidrodinâmica, por exemplo)

Claro que, nos dias de hoje, e tendo em conta o actual desempenho dos computadores recentes, as equipas de investigação já não se socorrem destes modelos, recorrendo ao uso de equações de estado complexas, e utilizando completamente estas equações nos modelos computacionais.

5.1.1 Uma primeira abordagem à teoria politrópica

Os modelos estelares politrópicos são os modelos mais simples e foram os primeiros a ser utilizados para a modelação computacional da estrutura interna de estrelas. Este método apenas requer duas das cinco equações básicas da estrutura estelar, a saber:

1. A equação que traduz o equilíbrio hidrostático
2. A equação de distribuição de massa
3. A equação da conservação de energia
4. A equação que traduz as propriedades dos materiais que formam a estrela

5. As condições de fronteira

Nos modelos politrópicos, como se referiu anteriormente, apenas são necessárias duas equações das cinco anteriormente apresentadas, sendo utilizadas frequentemente a equação de distribuição de massa, e a equação que traduz o equilíbrio hidrostático, assumindo-se que a pressão e a densidade, para toda a estrela, satisfaz uma relação politrópica do tipo

$$P = K\rho^{1+1/n} \quad (5.1)$$

onde K e n são constantes para uma dada estrela. n é o chamado índice politrópico. Modelos com algum significado físico têm $0 \leq n \leq 5$.¹

Esta equação de estado simplificada leva a poderosos discernimentos na estrutura estelar, é útil para a realização de várias estimativas e pode ainda ser usada em simulações de computador muito complexas, onde nem sempre é permitido utilizar uma equação de estado mais realista, como o caso das AC's, onde as condições físicas encontradas são particularmente extremas, e constituem um desafio à própria modelação computacional.

¹Note-se que o índice politrópico n não tem que ser inteiro. Alguns valores deste índice fornecem, todavia, resultados extremamente realistas. Por exemplo, o valor de $n = 1,5$ pode descrever exactamente a equação de estado de um gás de electrões completamente degenerado (como no caso de anãs brancas ou AC's extremamente velhas). Este mesmo valor pode ainda descrever estrelas compostas por gases ideais que sejam totalmente convectivas. Para modelar AC's, há que ter em conta que estes objectos assumem um comportamento totalmente convectivo e que os electrões são parcialmente degenerados. Contudo, os gases no interior do objecto não podem ser considerados ideais, pelo que um estudo exaustivo da equação de estado completa revela que $n \approx 1$ é uma boa escolha.

5.2 Teoria Semi-Analítica das Anãs Castanhas

Fazendo uso da equação que traduz o equilíbrio hidrostático,

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM\rho}{r^2} \quad (5.2)$$

da equação que traduz a conservação da massa,

$$\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \rho \quad (5.3)$$

e da equação de estado politrópica (5.1) vista anteriormente, pode-se obter uma equação diferencial que descreve a estrutura mecânica de um modelo estelar politrópico. Começando essa dedução com a equação (5.2), vem:

$$\begin{aligned} \frac{r^2}{\rho} \frac{dP}{dr} &= -GM \\ \frac{d}{dr} \left[\frac{r^2}{\rho} \frac{dP}{dr} \right] &= -G \frac{dM}{dr} = -4\pi G r^2 \rho \end{aligned} \quad (5.4)$$

ou ainda

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[\frac{r^2}{\rho} \frac{dP}{dr} \right] = -4\pi G \rho \quad (5.5)$$

Defina-se agora uma "densidade" adimensional θ através de $\rho(r) = \rho_c \theta^n(r)$, onde $\rho_c = \rho(0)$ é a densidade no centro. Em termos de θ temos, naturalmente, $\theta(0) = 1$.

Deste modo,

$$P(r) = K \rho^{1+1/n}(r) = K \rho_c^{1+1/n} \theta^{n+1} = P_c \theta^{n+1} \quad (5.6)$$

onde P_c é a pressão no centro. Substituindo este resultado na equação (5.5), tem-se

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[\frac{r^2}{\rho_c \theta^n} P_c (n+1) \theta^n \frac{d\theta}{dr} \right] &= -4\pi G \rho_c \theta^n \\ \frac{(n+1) P_c}{4\pi G \rho_c^2} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\theta}{dr} \right) &= -\theta^n \end{aligned} \quad (5.7)$$

Definindo ainda uma coordenada radial adimensional ξ , através de $r = r_n \xi$, onde

$$r_n^2 = \frac{(n+1) P_c}{4\pi G \rho_c^2} \quad (5.8)$$

e substituindo na equação (5.7), obtemos então a **equação de Lane-Emden**:

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \right) = -\theta^n \quad (5.9)$$

Recorde-se que ξ é um raio adimensional e que θ é uma medida da densidade, também adimensional. As condições de fronteira no centro são $\rho(r=0) = \rho_c$ ou $\theta(\xi=0) = 1$ e, uma vez que

$$\frac{dP}{dr} = 0 \rightarrow \frac{d\rho}{dr} = 0 \quad \text{então} \quad \theta' = \frac{d\theta}{d\xi} = 0$$

À superfície, $r = R$, o que significa que $P = \rho = 0$ ou $\theta = 0$, sendo R o raio da estrela. Este facto pode ser expresso fazendo uso da coordenada ξ :

$$R = \xi_1 \left[\frac{(n+1) P_c}{4\pi G \rho_c^2} \right]^{1/2} = \sqrt{\frac{(n+1) K \rho_c^{1/n-1}}{4\pi G}} \xi_1 \quad (5.10)$$

Nesta equação, ξ_1 é a primeira raiz da função θ^2 e depende unicamente do valor de n . Deste modo, para n , K e P_c dados, o raio da estrela fica unicamente determinado.

As soluções de $\theta(\xi)$, para $n = 0, 1, 2, 3$ e 4 são ilustradas na seguinte figura. Os casos $n = 0, 1$ e 5 podem ser resolvidos analiticamente [18].

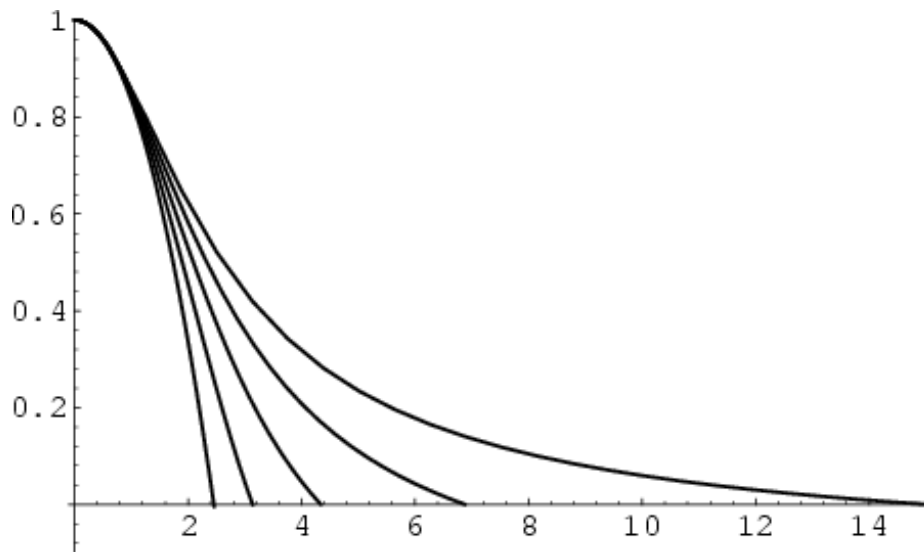


Figura 5.1: Soluções de $\theta(\xi)$, para $n = 0, 1, 2, 3$ e 4.

Para o caso do estudo de AC's, com índices politrópicos n que podem variar entre 1 e 1,5 (para AC's mais velhas), alguns resultados interessantes são:

- Nas AC's mais velhas, $R \approx 0,1R_{\odot}$
- ρ_c varia entre $\approx 10 \text{ g/cm}^3$, em AC's mais "leves e 1000 g/cm^3 , para as mais "pesadas
- P_c pode rondar 10^5 Mbar

²Isto é, não é mais do que o primeiro resultado de $\theta(\xi) = 0$

- R é independente de M
- ρ_c é proporcional a M
- P_c é proporcional a M^2

Note-se, porém, que, apesar de a teoria semi-analítica poder fornecer estes dados, a análise politrópica não pode, por si só, contemplar a estrutura térmica e a evolução de uma AC. A dependência temporal das características das AC's é de uma dimensão crucial, na teoria. Não esqueçamos que um modelo preciso e detalhado de AC's deverá sempre dar resposta a detalhes da termodinâmica e atmosferas destes objectos. Como se disse anteriormente, a teoria analítica pode revelar o sistematismo, contudo, apenas uma simulação completa poderá ser usada na obtenção de um conhecimento pleno.

5.2.1 Equação de estado e Termodinâmica do Hidrogénio

Como se viu anteriormente, as condições físicas encontradas nas estrelas de pequena massa em geral, e nas AC's em particular, são bastante extremas, constituindo, por isso, um desafio à modelação.

Não nos esqueçamos, contudo, que as equações de estado estão relacionadas com as propriedades termodinâmicas da matéria, isto é, na equação de estado procura-se o estabelecimento de relações entre grandezas termodinâmicas, como por exemplo, $P(\rho, T)$, $S(\rho, T)$, $U(\rho, T)$, $C_v(\rho, T)$, etc. Não nos esqueçamos, todavia, que nas AC's

podem, basicamente, ser encontradas duas regiões distintas, com condições físicas distintas...

Assim, **perto da superfície**, o hidrogénio existente é uma mistura de hidrogénio atómico e molecular. As condições que se encontram nesta região, são, tipicamente,

$$P \lesssim 10^4 \text{bar} \quad \text{e} \quad T \approx 100 - 3000 \text{K}$$

À medida que a pressão, P , e a densidade, ρ , aumentam, as forças repulsivas entre as partículas ($\text{H}_2 - \text{H}_2$, $\text{H}_2 - \text{H}$, $\text{H} - \text{H}$) começam a tornar-se importantes. Definindo a separação entre as partículas, a , como

$$\frac{4\pi}{3} a^3 = \frac{1}{n} = \frac{m_H}{\rho} \Leftrightarrow a = \frac{3m_H^{1/3}}{4\pi} \rho^{-1/3} \Leftrightarrow a = 0,736 \rho^{-1/3} \text{ \AA} \quad (5.11)$$

onde n é a densidade numérica, m_H é a massa da partícula e ρ é a massa volúmica, podemos obter uma conclusão deveras importante: **a mistura de gás molecular/atómico torna-se extremamente susceptível a interacções.**

Por outro lado, bem perto do centro, as condições existentes para AC's massivas são, tipicamente, $T_c \lesssim 10^5 \text{ K}$ e $\rho_c \approx 10^2 - 10^3 \text{ g/cm}^3$. Nestas condições, o hidrogénio (e também o hélio) encontra-se ionizado, constituindo um plasma, apenas sujeito a interacções coulombianas. A intensidade destas interacções entre dois prótons pode ser avaliada definindo um parâmetro de união para o plasma, Γ , como o quociente

entre a energia electrostática (devida às interacções coulombianas) e a energia cinética:

$$\Gamma = \frac{E_{\text{Coulomb}}}{E_{\text{Cinética}}} \approx \frac{e^2}{ak_B T} \approx 2.27 \times 10^5 \frac{\rho^{1/3}}{T} \quad (5.12)$$

Ora, sendo a energia electrostática média várias vezes superior à energia cinética média, estamos perante um plasma iónico fortemente unido, com $\Gamma > 1$.

Por outro lado, e apelando à estatística de Fermi-Dirac (já que tratamos de um plasma com $\Gamma > 1$) a degenerescência deste plasma pode ser avaliada a partir do parâmetro de degenerescência θ , que é definido pela razão entre a temperatura e a temperatura de Fermi ³,

$$\theta = \frac{k_B t}{E_F} \quad (5.13)$$

Como a temperatura é da ordem da temperatura de Fermi, e a distância inter-electrónica média é da mesma ordem do raio de Bohr, estamos perante um fluido de electrões parcialmente degenerado e fortemente unido, muitas vezes designado por hidrogénio metálico.

Assim, e como se pode constatar, não é propriamente trivial escrever a equação de estado, para a construção de um modelo para AC's. Muito pelo contrário, várias hipóteses têm sido propostas, fazendo uso de várias abordagens diferentes⁴.

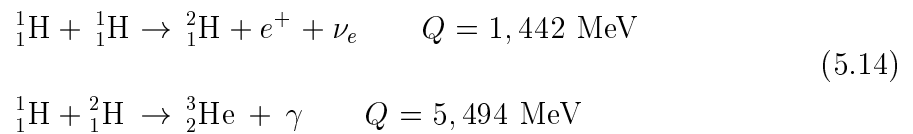
³A temperatura de Fermi é extraída de um gás quântico ideal, composto por electrões com dois estados de spin, a três dimensões, onde a energia de Fermi é dada por $E_F = k_B T_F$

⁴Em particular, considere-se uma comparação directa de todos os resultados obtidos até à data, existentes em Collins et al (1998), *Science*, **281**, 1178

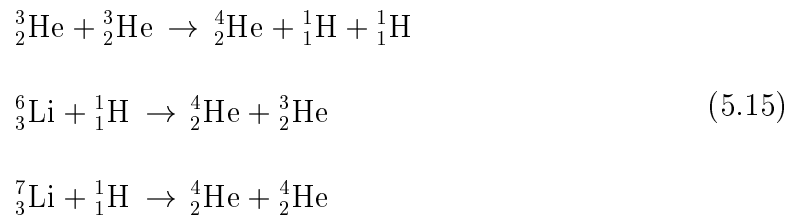
5.2.2 Reacções Nucleares

Conforme se referiu em 2.2.4, as estrelas subsistem à custa da fusão de hidrogénio em hélio nos seus núcleos. Esta é, portanto, a única fonte de energia que abastece as estrelas ao longo dos seus ciclos de vida.

As AC's também podem, em casos especiais, passar por períodos de fusão nuclear, segundo as seguintes reacções:



As reacções secundárias que acontecem, para além das anteriores, são:



Ora, não só nas AC's, mas como também em estrelas de pequena massa, a energia cinética $E_{\text{Cinética}} = \frac{3}{2}k_B T \lesssim 1,3 \text{ keV}$ é demasiado pequena para ultrapassar a barreira de potencial imposta pela interacção coulombiana, com $E_{\text{Coulomb}} \approx \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$, sendo, naturalmente, $r \approx 1 \text{ fermi}$. Nestas condições, $E_{\text{Coulomb}} = 1,4 Z_1 Z_2 \text{ MeV}$, daí que, comparando com o valor da energia cinética, se possa afirmar que a fusão nuclear não ocorrerá sem a “ajuda” do efeito de tunelamento quântico.

Como consequência, a taxa de geração de energia nuclear irá depender exponencialmente da temperatura, o que significa que a taxa da geração de energia de nuclear,

definida anteriormente como ε , é extremamente sensível à temperatura central e à massa, quer em estrelas de pequena massa, quer em AC's.

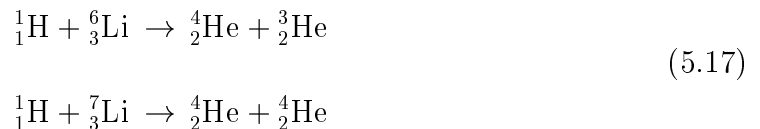
Ora, mas como a temperatura central nas AC's é tão baixa, isso significa que apenas se poderão fundir núcleos leves, como o hidrogénio, o deutério e o lítio.

Deste modo, e para AC's com $M \gtrsim 13 M_J$, existe um curto período de fusão da reserva inicial de deutério (numa abundância de aproximadamente 2×10^{-5} vezes a abundância de hidrogénio), segundo a reacção



Naturalmente, esta fusão mantém-se até que todo o deutério seja consumido (facto que, tipicamente, demora 10^6 a 10^8 anos) durante a qual a luminosidade nuclear devida a esta reacção é inferior a 95 % da luminosidade total.

Por outro lado, em AC's com $M > 63 M_J$, a reserva primordial de lítio pode também ser queimada. Contudo, o rácio $\frac{\text{Li}}{\text{H}}$, em termos de abundância ($\frac{\text{Li}}{\text{H}} \approx 4 \times 10^{-11}$), sugere que o lítio é uma fonte de energia negligível para a reacção



Apesar da sua fraca abundância relativa, a fusão de Lítio pode durar aproximadamente 10^7 a 3×10^8 anos.

5.3 A Física das Atmosferas - Exteriores

A importância do estudo das atmosferas⁵ de AC's (bem como de estrelas, planetas, etc.) prende-se com a busca de explicação do espectro observado, permitindo assim a determinação de algumas propriedades básicas à superfície, nomeadamente:

- Temperatura efectiva
- Gravidade à superfície
- Composição química
- Velocidade de rotação

Portanto, para alcançar um conhecimento pleno sobre as AC's, as atmosferas não poderão ser descuradas, razão pela qual esse assunto é abordado nesta secção.

A Fotosfera ⁶ de uma AC encontra-se localizada na superfície $\tau = \frac{2}{3}$ [11], onde τ é a profundidade óptica, definida através de

$$\tau = \int_r^{\infty} \kappa_R \rho dr \quad (5.18)$$

Nesta equação, κ_R representa a opacidade média de Rosseland, que não é mais do que a opacidade média (sobre todos os comprimentos de onda) total da atmosfera, que é função da composição, densidade e temperatura da atmosfera.

⁵Entenda-se por atmosfera a camada exterior semi-transparente e fina por onde os fotões podem escapar para o espaço. É nesta região que o espectro é formado

⁶Por definição, a fotosfera é o local onde o percurso livre médio dos fotões é da mesma ordem da distância média entre as partículas

Fazendo uso das equações (5.18) e (5.2) escritas anteriormente, obtém-se:

$$P_F \cong \frac{2}{3} \frac{g}{\kappa_R}, \quad \text{sendo } g \text{ a gravidade à superfície} \quad (5.19)$$

Ora, para AC's, $M \lesssim 0,1 M_\odot$, $R \approx 0,1 R_\odot$, pelo que, sendo $g = \frac{GM}{R^2}$, se deverá ter $g \lesssim 10 \times g_\odot$. Isto significa que, fazendo algumas aproximações e supondo $\kappa_R = 10^{-2} \text{ cm}^2/g$, $P_F \approx 10 \text{ bar}$.

Numa região como a fotosfera, onde g pode ser assumido como constante, e onde o equilíbrio termodinâmico se pode supor, as equações que traduzem o equilíbrio hidrostático (5.2) e a conservação da massa (5.3), pode estimar-se que a massa da fotosfera seja:

$$\Delta M = \frac{4\pi R^2 P}{g} \quad (5.20)$$

Nesta expressão, ΔM não é mais que a massa total contida numa camada à pressão P , e R é o raio total da AC. Fazendo $P = P_F$, obtém-se que $\Delta M_F \approx 10^{-11} M_\odot$

5.3.1 Espectro de AC's

Como se tem visto até esta etapa, o estudo de AC's apresenta grandes desafios à Física e à Química.

O espectro de uma estrela é ditado predominantemente pela função de Planck e pela opacidade da estrela. Contudo, para atmosferas de objectos a temperaturas baixas, como é o caso das AC's, o espectro afasta-se bastante da função de Planck,

sendo dominado pela opacidade radiativa, que é uma função altamente dependente da composição do gás existente.

Ora, mas a sequência espectral, segundo a qual se podem agrupar as estrelas, não é mais do que uma sequência de temperaturas.⁷ Daí que tenha surgido um pequeno problema: as estrelas do tipo M têm uma temperatura efectiva T_{Ef} entre os 3800 e os 2300 K, e os objectos mais frios encontrados na pesquisa por AC's não poderiam ser inseridos em nenhuma das classes espectrais existentes, devido à sua temperatura ser inferior a 2300 K. Deste modo, surgiu a necessidade de criação de duas novas classes espectrais, as classes **L** e **T**.⁸

Deste modo, e tendo em conta as temperaturas efectivas, estas duas novas classes caracterizam-se por:

$$\text{Classe Espectral L} \rightsquigarrow 1300 \lesssim T_{Ef} \lesssim 2200 \text{ K}$$

$$\text{Classe Espectral T} \rightsquigarrow 400(?) \lesssim T_{Ef} \lesssim 1300 \text{ K}$$

As observações de estrelas frias e AC's evidenciam composições moleculares fortemente dependentes das temperaturas atmosféricas. Dentro de atmosferas ricas em hidrogénio, o carbono e o azoto, por exemplo, residem nas moléculas de NH_3 e CH_4 a temperaturas inferiores a 1000 K. A temperaturas superiores a este valor dominam, contudo, as moléculas de N_2 e CO . Claro que as AC's são caracterizadas por uma

⁷Até agora, recordemo-nos da classificação espectral segundo a célebre mnemónica: **Oh, Be A Fine Girl, Kiss Me**

⁸Didier Saumon, durante a II EVISS, em 2001, sugeriu uma nova mnemónica que incorpora estas duas novas classes espectrais: **Oh, Be a Fine Girl, Kill My Latin Teacher**.

temperatura efectiva $T_{Ef} \lesssim 2000$ K. Ora, a estas temperaturas, inúmeras moléculas, como H_2 , H_2O , TiO , VO , etc., são estáveis e constituem as principais fontes de opacidade.

Para temperaturas próximas de 1800 K, o monóxido de carbono dissocia-se, formando metano, tal como observado em Júpiter. Este facto foi confirmado na descoberta da AC Gliese 229B, através da sua análise espectroscópica. A presença de metano no seu espectro confirmou inequivocamente a sua natureza subestelar.

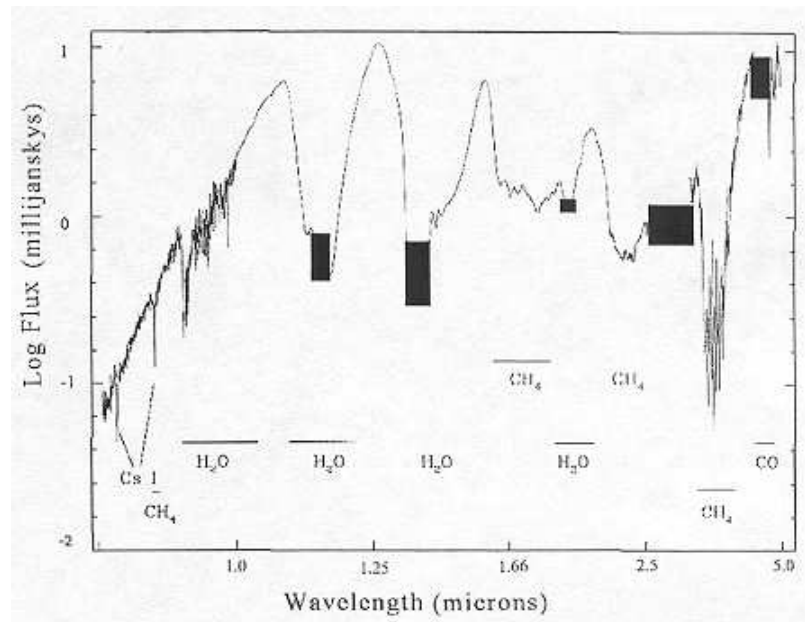


Figura 5.2: O espectro da AC Gliese 229B demonstra a enorme complexidade da atmosfera de uma AC fria. O espectro assemelha-se ao de Júpiter mais do que a qualquer objecto celeste, na medida em que se verifica uma forte absorção devida ao metano e à água. Para além do metano, existe uma pequena quantidade de monóxido de carbono e césio. As bandas escuras representam regiões onde o espectro não pode ser medido, devido à absorção da atmosfera terrestre.

À temperatura de 2000 K, verifica-se a condensação na atmosfera de compostos

complexos. Estes condensados ⁹ (chamados, pelos planetologistas, de “nuvens”) irão afectar a atmosfera de várias formas. Para começar, modificam a equação de estado e, conseqüentemente, o perfil de temperatura/densidade da atmosfera, para além de influenciarem, em larga escala, a opacidade atmosférica (e, naturalmente, o espectro da radiação emergente). Por fim, a sua presença irá levar a um aumento da temperatura nas camadas superiores da atmosfera (efeito de estufa), destruindo espécies poliatómicas estáveis.

5.4 Evolução das Anãs Castanhas

A evolução de AC's pode ser determinada e simulada computacionalmente, fazendo uso do seguinte conjunto de equações:

- Equação que traduz o equilíbrio hidrostático, (5.2)
- Equação que traduz a conservação da massa, (5.3)
- Equação que traduz a conservação da energia
- Equação que traduza as propriedades dos materiais - **equação de estado**
- Condições de fronteira, $L = M = 0$ para $r = 0$

Assim, a investigação actual dedica-se à modelação computacional de um rol de parâmetros, por forma a compreender da melhor forma possível as AC's e a evolução

⁹Alguns exemplos destes condensados incluem: Fe, MgSiO₃, Mg₂SiO₄, Al₂O₃, entre outros

temporal de alguns parâmetros, já discutidos em secções anteriores. As figuras seguintes representam alguns resultados obtidos por grupos diferentes, que trabalham exaustivamente para a compreensão do mesmo problema. [2], [3], [11], [12], [13], [14]

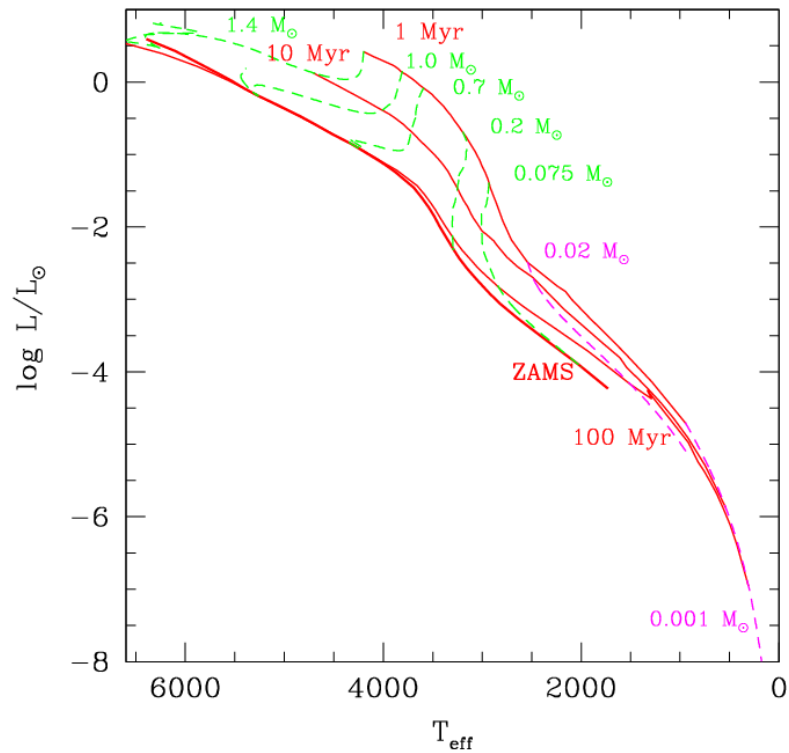


Figura 5.3: Percursos evolutivos para AC's e estrelas de pequena massa. Compare-se esta figura com a apresentada na secção 2.1

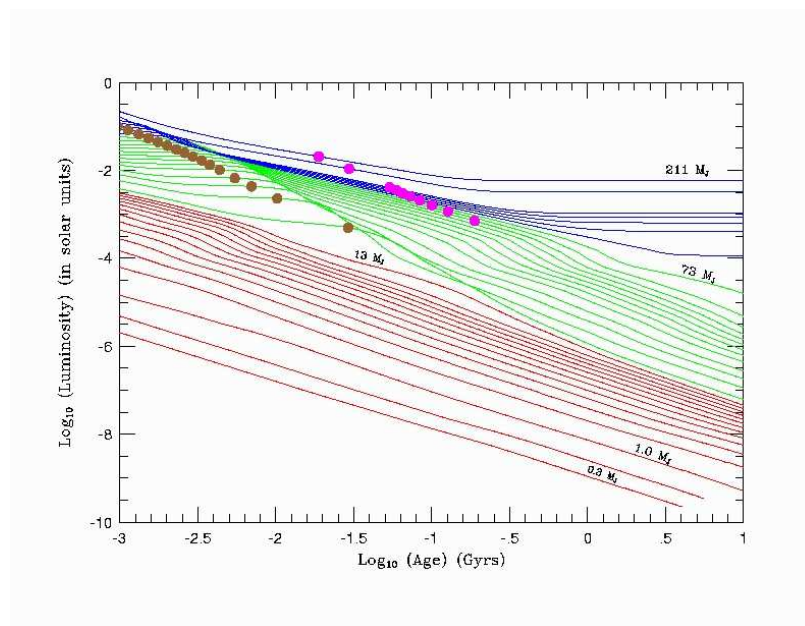


Figura 5.4: Evolução da luminosidade de anãs vermelhas e objectos de massa subestelar ao longo da sua idade (em anos). As estrelas são representadas a azul, AC's com $M > 13 M_J$ a verde, e planetas gigantes, ou AC's cuja massa é inferior a $13 M_J$ são representadas a vermelho. Gráfico da autoria do Prof. Adam Burrows, disponível em <http://jupiter.as.arizona.edu/burrows/papers/rmp/>

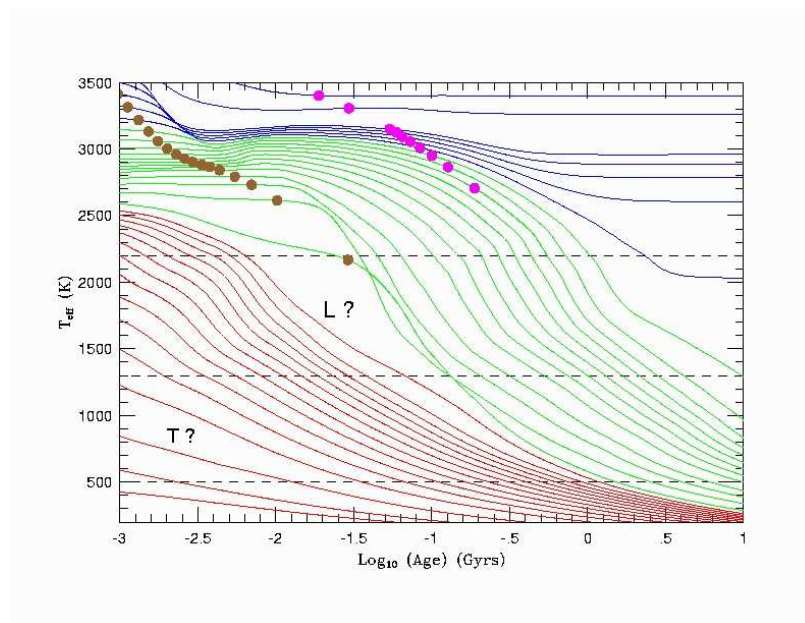


Figura 5.5: Neste gráfico é traçada a evolução da temperatura efetiva (em K) em função da idade, para o mesmo conjunto de massas da figura anterior, considerando o mesmo código de cores. Gráfico da autoria do Prof. Adam Burrows, disponível em <http://jupiter.as.arizona.edu/burrows/papers/rmp/>

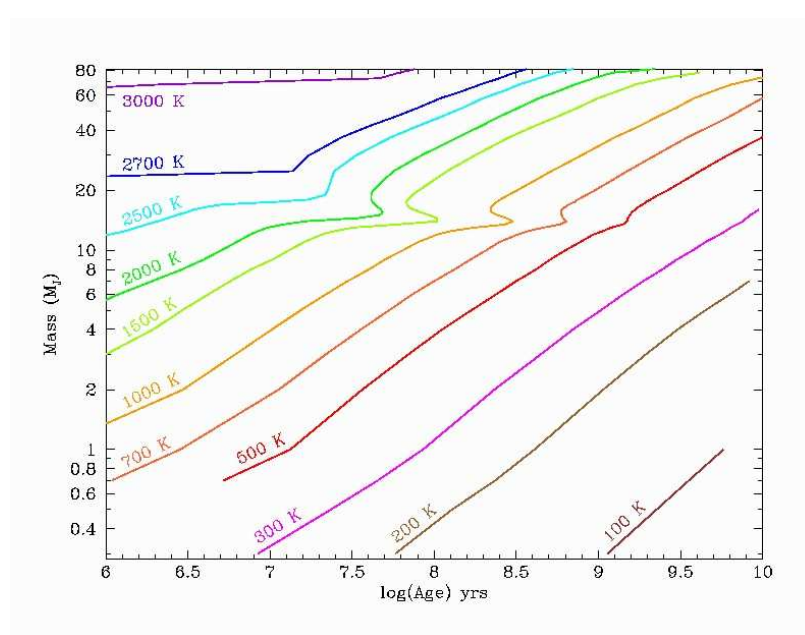


Figura 5.6: Gráfico que esboça a evolução da temperatura efectiva em função da massa e da idade. Gráfico da autoria do Prof. Adam Burrows, disponível em <http://jupiter.as.arizona.edu/burrows/papers/rmp/>

Capítulo 6

Conclusões

Ao longo deste texto, foram apresentados os membros de uma classe de objectos de muito pequena massa, débil luminosidade (e, conseqüentemente, baixa temperatura), que preenchem um espaço que, até há algum tempo atrás, se supunha despovoado.

Conforme se verificou, o estudo das AC's é uma área empolgante, não só pela necessidade (teórica) de observar objectos que haviam sido propostos apenas em teoria, mas também para a imposição de limites para a massa mínima de formação estelar.

Supunha-se que as AC's pudessem, de alguma forma, contribuir para a resolução do mistério da matéria escura, isto é, um tipo de matéria que não pode ser detectada pela radiação que emite (ou não emite...). Em particular, a crença de que as AC's pudessem fazer parte de um tipo de matéria escura existente nos halos galácticos¹.

Uma razão que sugere que as AC's não dêem grande contributo para a resolução do problema tem a ver com o actual conhecimento da função de massa estelar (isto é, o número de AC's por intervalo de massa). Acontece que esta função de massa

¹Os MACHO's, acrónimo de Massive Compact Halo Objects

estelar é íngreme para pequenas massas, mas não tão vertiginosa assim quando se entra no regime de massa característico das AC's. Assim, e mesmo existindo um grande número de AC's, essa existência não é em número suficiente para obter a massa necessária à resolução do problema.

A assinatura observacional mais simples de uma AC é a sua massa. Se esta for inferior a $75 M_J$, então a teoria de formação e evolução estelar diz-nos que o objecto é uma AC. Claro está que é difícil medir as massas das estrelas e, nos casos raros em que tal é possível, as incertezas típicas nas medições são de cerca de $\pm 0,01 M_\odot$, na melhor das hipóteses.

Um parâmetro mais robusto, porém apenas aplicável a AC's mais velhas, é a luminosidade total do objecto. A luminosidade mínima de uma estrela de Sequência Principal é $10^{-4} L_\odot$. Estrelas de massa superior a $75 M_J$ atingem uma luminosidade constante ao fim de 10^9 anos devido à fusão continuada de hidrogénio em hélio. As AC's, todavia, arrefecem lentamente e a sua luminosidade decresce. Portanto, um objecto de luminosidade total inferior a $10^{-4} L_\odot$ não pode ser uma estrela.

Claro está que a luminosidade é um parâmetro fulcral, mas, contudo, de difícil medição. Por isso, há uma data de técnicas correntemente empregues para a detecção destes objectos.

Para além de um vasto conjunto de técnicas de pesquisa, fez-se também menção aos locais de procura mais frequentes. Existem várias vantagens e razões para a pesquisa de AC's em órbita de estrelas próximas. Em primeiro lugar, as AC's são

intrinsecamente ténues, daí ser uma boa ideia pesquisar estrelas próximas. Por outro lado, é importante que os astrónomos possuam um recenseamento completo de todas as estrelas próximas e respectivas companheiras. Finalmente, e comparativamente às pesquisas em largas áreas por AC's isoladas, a busca por AC's companheiras de estrelas vulgares detém a enorme vantagem de as posições das hipotéticas candidatas serem conhecidas. Há contudo uma grande limitação: é imperativo o uso de uma técnica na qual se desenvolva a possibilidade de reconhecer um objecto ténue imerso no brilho de um objecto muito mais radiante (a utilização de um coronógrafo é um excelente exemplo desta técnica).

Evidentemente, e por razões óbvias, as pesquisa de AC's em regiões de formação estelar forneceu resultados mais profícuos, apesar de todas as dificuldades inerentes: as incertezas de medição do fluxo radiativo, a inutilidade do teste do lítio, etc. Ainda assim, candidatas a AC cada vez mais ténues têm vindo a ser identificadas no enxame estelar conhecido como Pléiades. Contudo, não existem indicativos que sugiram que as AC's isoladas dominem a fracção de massa das estrelas visíveis. Membros mais ténues, de enxames como o Touro, são também candidatos a a possuírem as AC's mais jovens e de menor massa.

Como qualquer leitor se deverá ter apercebido, este trabalho resulta, em grande parte, da revisão de literatura sobre este assunto. Ainda assim, muito mais pormenores haveriam a referir, e muito mais trabalho poderia ser desenvolvido. Em particular, poderia ter sido dado enfoque a fenómenos associados à rotação das AC's, à emissão

de rádio, e, muito mais em particular, aos problemas surgidos com a consideração da existência de condensados nas atmosferas, que constituem um desafio, na modelação de nuvens em AC's. Um outro aspecto cuja exploração se poderia revelar proveitosa seria a física dos interiores. As AC's são objectos cujos interiores são totalmente convectivos e isentrópicos; que aspecto terá a equação que descreve o comportamento do hidrogénio metálico líquido?

Ainda assim, e enquanto tema de monografia de fim de licenciatura, a escolha das AC's não poderia ter sido mais feliz: com um tema moderno, abraçaram-se todas as áreas da Física leccionadas no decurso da licenciatura. Talvez, todavia, a escolha se tenha revelado demasiado ambiciosa, na medida em que está é uma área recente (e em franca expansão) e, portanto, a literatura existente se confina às publicações da especialidade. Apesar de tudo, e sem quaisquer arrependimentos da minha parte, o entusiasmo dedicado ao trabalho, bem como a motivação para a investigação, foram suficiente fortes para derrubar todos os constrangimentos.

Pode dizer-se que talvez a compreensão de toda a estrutura das AC's venha a dar um precioso contributo para a conhecimento que temos do Universo, em particular, para as teorias de formação e evolução estelar. Mais ainda, talvez por se conhecer o extremo inferior da massa estelar estejam criadas as bases para o estabelecimento definitivo de uma função de massa do Universo. A tecnologia encontra-se em constante evolução e aperfeiçoamento, e a motivação para a busca de respostas a estes problemas pode ser confirmada pela grande quantidade de grupos de investigação

nesta área...será, atrevo-me a dizer, tudo uma questão de tempo!

Bibliografia

- [1] Armitage, P. J.; Bonnel, I. A.: "The Brown Dwarf Desert as a Consequence of Orbital Migration", *arXiv: astro-ph/0112001*, 2001
- [2] Baraffe, I.; Allard, F.: "Atmosphere Models for Very Low Mass Stars, Brown Dwarfs and Exoplanets", *arXiv: astro-ph/9705077*, 1997
- [3] Baraffe, I.; Chabrier, G.; Allard, F.; Hauschildt, P.: "Pre-Main Sequence Models for Low-Mass Stars and Brown Dwarfs", *arXiv:astro-ph/0007157*, 2000
- [4] Baraffe, I.; Chabrier, G.; Barman, T.S.; Allard, F.; Hauschildt, P.H.: "Evolutionary models for cool brown dwarfs and extrasolar giant planets. The case of HD 209458.", *arXiv: astro-ph/0302293*, 2003
- [5] Barrado Y Navascués, D.; Stauffer, J. R.; Bouvier, J.: "Brown Dwarfs and Very Low Mass Stars: Towards a New Age Scale for Young Open Clusters", *arXiv: astro-ph/9905231*, 1999
- [6] Basri, G.: "Observations of brown dwarfs", *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **38**, 337, 2000
- [7] Bate, M. R.; Bonnel, I. A.; Bromm, V.: "The formation mechanism of Brown Dwarfs" *submitted to MNRAS*, 2002
- [8] Black, D. C.: "Possible Observational Criteria for Distinguishing Brown Dwarfs from Planets", *arXiv:astro-ph/9710150*, 1997
- [9] Brocato, E.; Cassino, S.; Castellani, V.: "Very Low Mass Stars: From Observations to Theory and back", *ArXiv: astro-ph/9702007*, 1997
- [10] Böhm-Vitense, E.: "Introduction to Stellar Astrophysics", vol. 3, "Stellar structure and Evolution", *Springer-Verlag*, 1997
- [11] Burrows, A.; Liebert, J.: "The science of brown dwarfs", *Rev. Mod. Phys.*, **65**, 301, 1993

- [12] Burrows, A.; Marley, M.; Hubbard, W. B.; Lunine, J. I.; Guillot, T., Saumon, D.; Freedman, R.; Sudarsky, D.; Sharp, C.: "A Non-Gray Theory of Extrasolar Giant Planets and Brown Dwarfs", *arXiv:astro-ph/9705201*, 1997
- [13] Burrows, A.: "Alkali Metals and the Color of Brown Dwarfs", *arXiv: astro-ph/0011132*, 2000
- [14] Burrows, A.: "The Theory of Brown Dwarfs and Extrasolar Giant Planets", *arXiv:astro-ph/0103383*, 2001
- [15] Burrows, A.: "Modeling Brown Dwarfs, L Dwarfs, and T Dwarfs", *arXiv: astro-ph/0207399*, 2002
- [16] Chabrier, G.: "The Physics of Brown Dwarfs", *arXiv:astro-ph/9902015*, 1999
- [17] Chabrier, G.; Baraffe, I.: "Theory of Low-Mass Stars and Substellar Objects", *arXiv:astro-ph/0006383*, 2000
- [18] Chandrasekhar, S.: "An Introduction to the Study of Stellar Structure", *Dover*, NY, 1967
- [19] Conard, C. D. et al.: "Astrometry and Photometry for Cool Dwarfs and Brown Dwarfs", *arXiv:astro-ph/0205050*, 2002
- [20] Fuchs, B.; Jahreib, H.; Flynn, C.: "The Contribution of Brown Dwarfs to the Local Mass Budget of the Galaxy", *arXiv:astro-ph/9810176*, 1998
- [21] Gould, A.: "Applications of Microlensing to Stellar Astrophysics", *arXiv:astro-ph/0103516*, 2001
- [22] Hubbard, W.B.; Guillot, T.; Lunine, J.I.: "Liquid metallic hydrogen and the structure of brown dwarfs and giant planets", *arXiv:astro-ph/9703007*, 1997
- [23] Huang, R. Q.; Yu, K. N.: "Stellar Astrophysics", *Springer-Verlag*, 1998
- [24] Kaufmann, W. J.: "Discovering the Universe", *W. H. Freeman and Company*, third edition, 1993
- [25] Kippenhahn, R.; Weigert, A.: "Stellar Structure and Evolution", *Springer-Verlag*, 1994
- [26] Kumar, Shiv S.: "The Structure of Stars of Very Low Mass", *ApJ*, **137**, 4, 1963
- [27] Liebert, J.: "Brown Dwarfs: From Mythical to Ubiquitous", *arXiv:astro-ph/9812061*, 1998

- [28] Marley, M. S.; Seager, S.; Saumon, D.; Lodders, K.; Ackerman, A. S.; Freedman, R.: “Clouds and Chemistry: Brown Dwarf Atmospheric Properties from Optical and Infrared Colors”, *arXiv:astro-ph/0105438*, 2001
- [29] Moraux, E; Bouvier, J.; Stauffer, J.R.; Cuillandre, J-C.: “Brown dwarfs in the Pleiades cluster: clues to the substellar mass function”, *arXiv: astro-ph/0212571*, 2002
- [30] Oppenheimer, B. R.; Kulkarni, S. R.; Stauffer, J. R.: “Brown Dwarfs”, *arXiv: astro-ph/9812091*, 1998
- [31] Martín, E.L.; Dougados, C; Magnier, E.; Ménard, F; Magazzù, A; Cuillandre, J.-C.: “Four Brown Dwarfs in the Taurus Star-Forming Region”, *arXiv: astro-ph/0110100*, 2001
- [32] Ostlie, D. A.; Carrol, B. W.: ” An Introduction to Modern Stellar Astrophysics”, *Addison-Wesley*, 1996
- [33] Padoan, P; Nordlund, A.: “The Mysterious Origin of Brown Dwarfs”, *arXiv:astro-ph/0205019*, 2002
- [34] Reipurth, B.; Clarke, C.: “The Formation of Brown Dwarfs as Ejected Stellar Embryos”, *arXiv:astro-ph/0103019*, 2001
- [35] White, R.J.; Basri, G.: “Very Low Mass Stars and Brown Dwarfs in Taurus-Auriga”, *arXiv: astro-ph/0209164*, 2002