
Capítulo 6

Astrofísica dos objetos compactos

Os eventos de formação de objetos compactos. Estatísticas

Teoria e observações de anãs brancas.

Os primórdios. A matéria no regime de alta densidade ($\rho \gtrsim 10^3 \text{ g cm}^{-3}$). Estrutura das anãs brancas. O limite de Chandrasekhar. As observações das anãs brancas. Esfriamento e cristalização de anãs brancas.

Estrelas de nêutrons e pulsares: estrutura e evolução.

As idéias iniciais. A matéria no regime da neutronização ($\rho \gtrsim 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$). Equações de estrutura relativísticas (TOV) e estrelas de nêutrons. Modelos estelares e comparação com as observações. Pulsares e outras estrelas de nêutrons.

A física básica dos buracos negros e suas manifestações observacionais.

A construção do conceito do buraco negro. O que observamos afinal dos buracos negros?

Os eventos de formação de objetos compactos. Estatísticas

A teoria da Evolução Estelar discutida no Capítulo 4 deu subsídios para o problema que agora nos ocupa: os remanescentes compactos. Discutimos a evolução das estrelas de massa intermediária (tipo solar) e a transição para as estrelas chamadas "de alta massa", as quais procedem a explodir depois de uma rápida evolução final. É importante notar que a existência dos dois tipos separados pela massa de $\sim 8 M_{\odot}$ deve ser também complementada com uma avaliação do número relativo de estrelas que chegam a produzir os objetos compactos respectivos (anãs brancas e estrelas de nêutrons/buracos negros). A Fig. 6.1 mostra a chamada função inicial de massas (IMF em inglês), ou seja o número de estrelas por unidade (logarítmica) de massa como função da massa determinada em estudos vários do entorno local, aglomerados e outros sistemas.

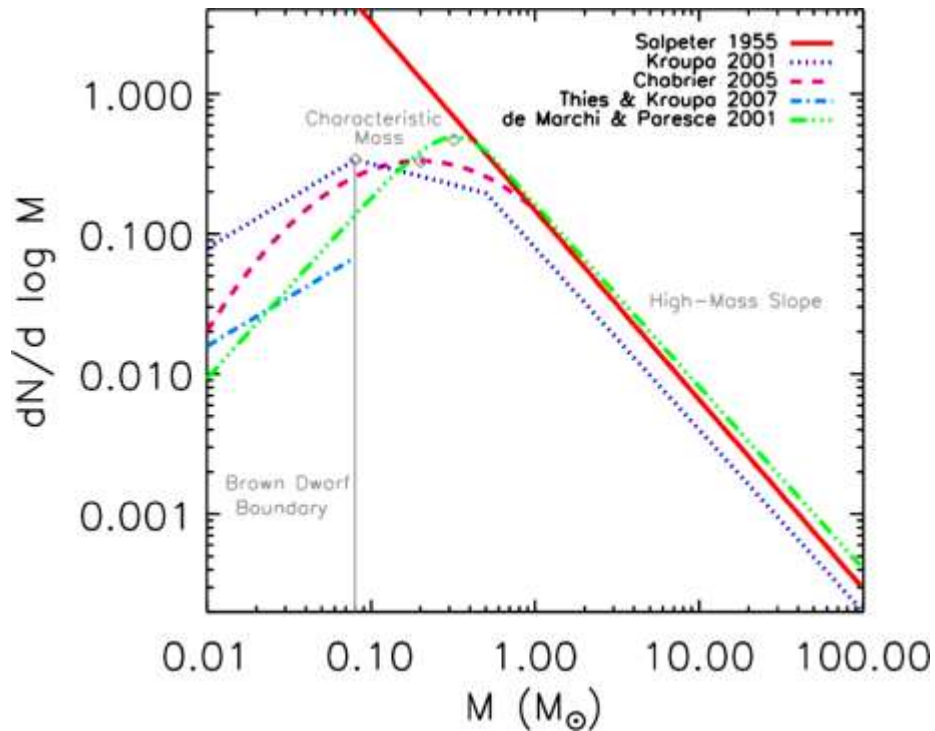


Fig. 6.1. A função inicial de massas em vários trabalhos indicados. A queda no número de progenitores que devem explodir respeito daqueles que produzirão anãs brancas (na faixa marcada como "massa intermediária") é evidente.

O número de progenitores é geralmente expresso como sendo proporcional a $(\frac{M}{M_{\odot}})^{-\alpha}$, e desde o trabalho pioneiro de E. Salpeter (1955), o valor do expoente apropriado na faixa intermediária é de ~ 2.3 . Isto quer dizer que a quantidade de estrelas que produzem anão brancas é pelo menos 50 vezes maior que aquelas que explodem. Assim, mais do 95% das estrelas visíveis devem formar anãs brancas no fim da sua evolução. E (levando em conta uma série de fatores complexos na evolução da galáxia), chegamos à conclusão que existem pelo menos 1 bilhão de anãs brancas para serem estudadas por nós.

Já as estatísticas da fração relativa de estrelas de nêutrons e buracos negros são bem mais incertas. O número de estrelas que devem explodir é bastante bem conhecido, mas não é claro se há um valor mínimo a partir do qual a produção de buracos negros é inevitável. Isto decorre do fato de que a física das explosões para cada caso não oferece uma resposta clara. Para piorar, é possível que o momento angular inicial do caroço em colapso seja muito importante, até fundamental para determinar a explosão. Existe um certo consenso em que os buracos negros se formariam em explosões de progenitores acima de umas $25 M_{\odot}$, pelo colapso do caroço depois da ejeção quando a matéria que não conseguiu se desligar cai de volta encima deste (no processo denominado *fallback*) ou diretamente, implodindo estrelas de $\sim 40 M_{\odot}$ ou mais (Woosley, Heger e Weaver, 2002). O fato é que nas binárias de raios X conhecidas (vide abaixo e Capítulo 7) não há evidência nenhuma para buracos negros de mais de $\sim 15 M_{\odot}$, nem para os "muito leves"

(acima do limite de Rhoades-Ruffini mas abaixo de $\sim 5 M_{\odot}$), o que foi sugerido como um impedimento determinado pelo mecanismo da explosão. No caso das explosões que formam estrelas de nêutrons, não é claro quais são exatamente os canais de formação, por exemplo, o colapso induzido pela acreção de uma anã branca aparece como possibilidade recorrente, mas não há prova nenhuma da sua efetividade. Todo isto dificulta muito uma avaliação das populações, embora normalmente encontremos $\sim 10^7$ como indicativo do número de estrelas de nêutrons na galáxia (pulsares e outras) e algo como 1 milhão para os buracos negros produzidos pela Evolução Estelar (Shapiro e Teukolsky, 1983). Teremos um panorama mais acurado desta e outras questões ao analisar cada tipo de remanescente logo a seguir.

Teoria e observações de anãs brancas.

Os primórdios

A longa história do estudo das anãs brancas começou com uma observação de F. Bessel em 1844. Ao determinar cuidadosamente as órbitas de Sirius e Procyon, Bessel constatou que existiam desvios periódicos sistemáticos, e propôs a existência de "companheiras escuras" não detectadas. Nas décadas seguintes, algumas candidatas a "companheira escura" foram finalmente detectadas, com magnitudes bastante elevadas. Em particular, 40 Eridiani B foi objeto de estudo aprofundado e, para surpresa geral, Russell, Pickering e Fleming mostraram em 1910 que esta estrela era do tipo espectral A (ou seja, com temperatura efetiva entre 7500-10000 K, muito "branca"). Isto não correspondia em absoluto à expectativa para uma estrela de magnitude muito fraca (Holberg, 2009).

A conclusão mais evidente é que essas estrelas resultavam enormemente densas, com densidades estimadas de milhares de vezes a da água. Somente assim poderia ser compatível uma luminosidade muito baixa (lembramos que $L \propto R^2 T^4$) e uma temperatura muito alta, o preço a pagar era o de diminuir muito o raio R . Em 1927 A.S. Eddington expressou este estranhamento com seu humor característico:

"...a mensagem da companheira de Sirius quando decodificada diz: "Estou composta por matéria 3000 vezes mais densa que qualquer outra que você possa encontrar. Uma tonelada do meu material seria um pequeno caroço que caberia em uma caixa de fósforos." Que resposta poderíamos dar para essa mensagem? A resposta da maioria de nós em 1914 foi: "Cala a boca. Não fala mais besteiras"."

Eddington reconhece implicitamente em este parágrafo a necessidade que houve de aplicar idéias novas para estudar o comportamento da matéria a essas densidades. Evidentemente a aproximação de gás clássico não pode funcionar em essa situação, e foi o trabalho de R.H. Fowler em 1926 o qual sentou as bases para

o tratamento desse problema da estrutura de Sirius B (Fig. 6.2) e outras anãs brancas, nome sugerido pela temperatura e raio necessários. É importante apontar que a moderna Mecânica Quântica tinha sido completamente formulada somente dois anos antes (1924). Temos assim uma perspectiva do revolucionário que foi o estudo inicial das anãs brancas, laboratórios "naturais" da matéria densa que resultam uma das melhores realizações físicas dessa nova abordagem quântica.

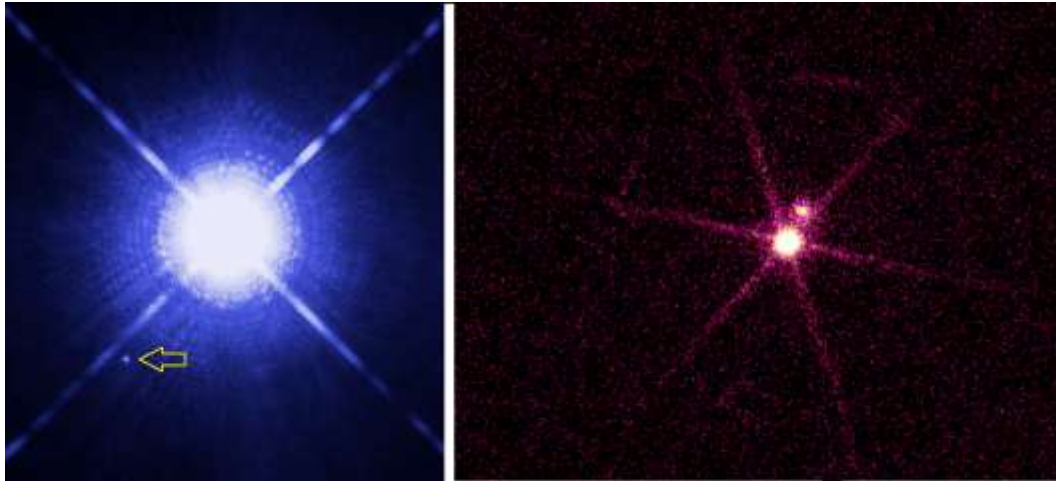


Fig. 6.2. Imagens contemporâneas do sistema Sirius A e B na faixa óptica (esquerda) e raios X (direita)

A matéria no regime de alta densidade ($\rho \gtrsim 10^3 \text{ g cm}^{-3}$)

Como dissemos anteriormente, a inferência de valores muito altos para a densidade, nos quais um gás ideal não resulta um modelo viável, forçou a consideração do comportamento da matéria no regime já apresentado nas Figs. 4.17 e 4.18 do Capítulo 4. Veremos agora como é possível obter e justificar uma equação de estado válida para esse regime a partir de considerações elementares.

Consideremos mais uma vez a situação de termos N elétrons confinados em um volume V . O espaço físico acessível para cada um deles é (em uma dimensão) da ordem de $\Delta x \sim \left(\frac{V}{2N}\right)^{1/3}$. A hipótese dos elétrons estarem no regime quântico equivale a dizer que estão agora sujeitos ao Princípio de Incerteza $\Delta x \Delta p \geq \hbar$, e assim seu impulso típico será da ordem de

$$\Delta p \geq \frac{\hbar}{2\Delta x} \sim \frac{\hbar N^{1/3}}{2^{2/3}V^{1/3}}. \quad (6.1)$$

A energia cinética média $\langle E_K \rangle$, por sua vez, resulta

$$\langle E_K \rangle = \frac{\Delta p^2}{2m} \sim \frac{\hbar^2 N^{2/3}}{2^{7/3}V^{2/3}m}. \quad (6.2)$$

Por tanto, a energia interna U é simplesmente

$$U = N \langle E_K \rangle = \frac{\hbar^2 N^{5/3}}{2^{7/3} V^{2/3} m} \cdot \quad (6.3)$$

Esta última relação é importante pelo fato seguinte: de forma totalmente geral, a Termodinâmica nos permite encontrar a pressão (variável de estado do gás) diferenciando a energia interna U respeito do volume a entropia constante, já que a energia interna é um dos potenciais termodinâmicos do sistema. Em soma $P = - \left. \frac{\partial U}{\partial V} \right|_{S=cte}$. Temos assim

$$P = \frac{\hbar^2 N^{5/3}}{2^{4/3} 3 V^{5/3} m} \quad (6.4)$$

ou seja, $P \propto n^{5/3}$ (já que $n = N/V$) como antecipamos no Capítulo 4. Vemos também um fato importante: como no denominador aparece a constante de Planck ao quadrado \hbar^2 , a pressão de degenerescência *não existiria* sem a Mecânica Quântica. Tudo isto está presente no trabalho de Fowler de 1926.

Podemos observar que o cálculo é simples e completamente geral. Se houvésemos considerado elétrons ultra-relativísticos com $\langle E_K \rangle = pc$, teríamos obtido $P \propto n^{4/3}$. Estas duas formas são os limites de alta e baixa densidade do gás de elétrons degenerado e serão de utilidade no cálculo de estrutura das anãs brancas como veremos a seguir.

Estrutura das anãs brancas

Conforme discutido no Capítulo 4, e supondo que a matéria degenerada que constitui a anã branca não produz energia por meio de reações nucleares, a estrutura destas decorre simplesmente de integrar simultaneamente as equações de continuidade da massa e do equilíbrio hidrostático. A equação do transporte de energia resulta também dispensável, já que os elétrons degenerados têm uma condutividade muito alta e assim $\frac{dT}{dr} = 0$. Supõe-se que a temperatura interior é constante por esta razão, a menos das camadas mais externas onde a degenerescência acaba e o gás volta a ser "normal", onde a temperatura tem uma queda até atingir o valor da superfície que emite como corpo negro.

Como em qualquer sistema de duas equações de primeira ordem, podemos combinar a $\frac{dM}{dr}$ e a $\frac{dP}{dr}$ para obter uma equação de segunda ordem equivalente. Esta *única* equação diferencial é

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dP}{dr} \right) = -4\pi G \rho. \quad (6.5)$$

Vemos que, a exemplo dos casos mais gerais, é necessária uma relação entre P e ρ (a equação de estado), tal como as obtidas para o gás degenerado. Para efeitos de um tratamento geral, costuma-se definir uma forma politrópica $P = K\rho^\Gamma$, caso geral que compreende os limites $P \propto n^{5/3}$ e $P \propto n^{4/3}$ relevantes para nosso caso. Algumas manipulações matemáticas deixam o problema mais simplificado e tratável: por exemplo, o expoente Γ da equação de estado politrópica pode ser substituído por outro escrevendo $\Gamma = 1 + 1/n$, este último chamado de *índice politrópico*.

Definimos a seguir uma troca das variáveis na eq.(6.5) segundo

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_c \Theta^n \\ r &= a\xi \\ a &= \left[\frac{(n+1)K\rho_c^{\frac{1}{n-1}}}{4\pi G} \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (6.6)$$

Chegamos assim à forma adimensional da eq. (6.5), ou seja

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\Theta}{d\xi} \right) = -\Theta^n \quad (6.9)$$

que leva o nome de *equação de Lane-Emden* em homenagem aos cientistas que a estudaram. Além do problema formal de encontrar as soluções, não devemos esquecer que estamos à procura de uma descrição das anãs brancas. Assim, as condições de contorno impostas pela física do problema para a função solução $\Theta(\xi)$ são bastante simples

$$\begin{aligned} \Theta(\xi = 0) &= 1 \\ \Theta'(\xi = 0) &= 0 \end{aligned}$$

A primeira advém do fato que $\rho(r = 0) = \rho_c$, e a segunda descreve que $\frac{dP}{dr} = 0$ no centro, caso contrário teríamos gradientes de pressão (forças) onde $M \approx 0$.

De um modo geral as soluções da eq.(6.9) decrescem desde um valor central até um ponto que cruza o eixo horizontal, onde $\Theta(\xi_1) = 0$. Esse ponto é de interesse para nós, já que o identificamos com o *raio estelar* R (já que é onde $P = 0$). O raio estelar R pode ser expressado em termos de ξ_1 com generalidade como

$$R = a\xi_1 = \left[\frac{(n+1)K}{4\pi G} \right]^{1/2} \rho_c^{\frac{(1-n)}{2n}} \xi_1 \quad (6.10)$$

e a massa para esse raio resulta

$$M = 4\pi a^3 \xi_1^2 \rho_c |\Theta'(\xi_1)| \quad (6.11)$$

A construção explícita das soluções da equação de Lane-Emden é possível só para alguns valores particulares do índice n , por exemplo para os valores $n = -1, 0, 1, \frac{3}{2}, 3, 5$ e ∞ , e ainda assim somente para $n = 0, 1$ e 5 podem as soluções ser construídas analiticamente. Em alguns casos a condição de existência do zero em $\xi = \xi_1$ não é satisfeita e não é possível construir modelos estelares viáveis, já que estes carecem de "raio" se Θ não corta o eixo horizontal. No caso geral, os perfis de Θ são muito concentrados no centro, isto é, diferem bastante de aproximações com $\rho = \text{constante}$. Um tratamento detalhado e explícito de todos estes casos e outras questões relacionadas pode ser visto na referência clássica Chandrasekhar (2010), e sua generalização relativística em Tooper (1964).

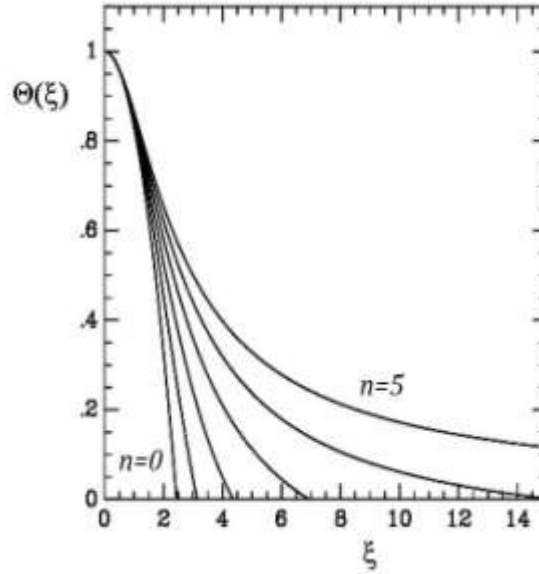


Fig. 6.3. As soluções exatas da equação de Lane-Emden (6.9) para equações de estado politrópicas, parametrizadas pelo índice politrópico $n = 0, 1, \frac{3}{2}, 3, 5$.

Em posse das soluções gerais da equação de Lane-Emden, e por ora supondo que as funções Θ são bem comportadas e possuem um zero em $\xi = \xi_1$ para qualquer valor do índice n ; podemos, manipulando as fórmulas (3.10) e (3.11), achar a relação geral entre massa e raio do modelo politrópico

$$M = 4\pi R^{\frac{(3-n)}{(1-n)}} \left[\frac{(n+1)K}{4\pi G} \right]^{n/(n-1)} \xi_1 |\Theta'(\xi_1)| \quad (6.12)$$

Ou seja, em posse das soluções construímos toda a seqüência de modelos estelares.

Nos casos limites de interesse (elétrons não-relativísticos e ultra-relativísticos) temos

$$\Gamma = \frac{5}{3} \left(n = \frac{3}{2} \right) ; \quad \xi_1 = 3.65375 ; \quad \xi_1^2 |\Theta'(\xi_1)| = 2.71406 \quad (6.13)$$

$$\Gamma = \frac{4}{3} (n = 3) ; \quad \xi_1 = 6.89685 ; \quad \xi_1^2 |\Theta'(\xi_1)| = 2.01824 \quad (6.14)$$

Quando restituídas as unidades físicas, temos para as anãs brancas de baixa densidade os resultados

$$R = 1.122 \times 10^4 \left(\frac{\rho_c}{10^6 g cm^{-3}} \right)^{-1/6} \left(\frac{\mu_e}{2} \right)^{-5/6} km \quad (6.15)$$

$$M = 0.4964 \left(\frac{\rho_c}{10^6 g cm^{-3}} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu_e}{2} \right)^{-5/2} M_\odot = 0.7 \left(\frac{R}{10^4 km} \right)^{-3} \left(\frac{\mu_e}{2} \right)^{-5} M_\odot \quad (6.16)$$

e para o caso de alta densidade

$$R = 3.347 \times 10^4 \left(\frac{\rho_c}{10^6 g cm^{-3}} \right)^{-1/3} \left(\frac{\mu_e}{2} \right)^{-2/3} km \quad (6.17)$$

$$M = 1.457 \left(\frac{\mu_e}{2} \right)^{-2} M_\odot \quad (\text{independente de } R!) \quad (6.18)$$

A comparação dos modelos politrópicos de Chandrasekhar, cujos limites correspondem às equações de estado desta seção, se mostra na Fig. 6.4.

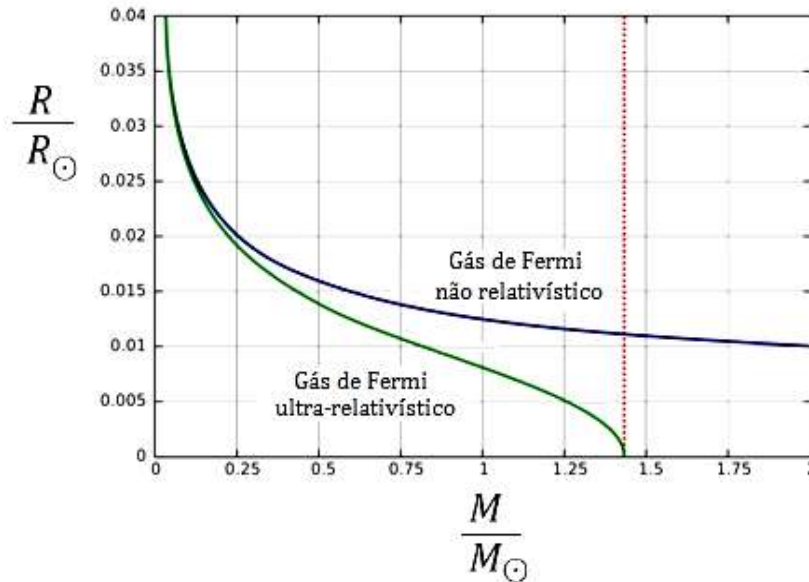


Fig. 6.4. As seqüências estelares obtidas com a integração da equação de Lane-Emden. Em azul, a seqüência de modelos estelares construída com o limite não-relativístico do gás de Fermi de elétrons que satisfaz $P \propto n^{5/3}$. Como esperado, os desvios são cada vez mais importantes conforme a massa aumenta. Em algum ponto intermediário ($M \sim 0.6 - 0.7 M_\odot$) se faz necessário passar para a descrição

no limite ultra-relativístico com $P \propto n^{4/3}$ (curva verde), que resulta cada vez mais acurada até atingir o valor onde sua derivada passa a ser vertical (linha de pontos vermelha). Não há modelos estáveis a partir desse valor, o limite de Chandrasekhar.

Temos então modelos analíticos para as anãs brancas que nos dizem que os raios *aumentam* conforme a massa considerada se *reduz* (!), fato que decorre do caráter degenerado da matéria e que está quantificado na relação (6.16). Além disso, no limite de alta densidade atingimos um *máximo* da massa para as estrelas desta seqüência, e para esta massa máxima o mínimo do raio (já que a massa máxima corresponde à máxima densidade, eq. 6.17). As anãs brancas mais massivas têm raios comparáveis ao raio terrestre, e "empacotam" quase uma massa solar e meia. Uma comparação gráfica é mostrada na Fig. 6.5. Não resulta estranho que a emissão de fótons ($\propto R^2$) seja fraca, como observado.



Fig. 6.5. Uma idéia gráfica do tamanho relativo de uma anã branca de alta densidade respeito do Sol, em escala aproximadamente correta.

Como comentário final temos que, pelas relações (6.17) e (6.18), se $\rho_c \rightarrow \infty$ a massa da estrela tende ao valor máximo $1.457 (2/\mu_e)^2 M_\odot$ conhecido como *limite de Chandrasekhar* (Horvath, 2011). Interpretamos que esse valor é a massa máxima que pode ter uma estrela suportada pela pressão dos elétrons degenerados. Este resultado da existência de um máximo (bastante surpreendente) não foi aceito sem dificuldades pelos pesquisadores no começo do século 20 (em particular por A.S. Eddington), mas hoje está muito bem estabelecido e constitui um dos pilares da astrofísica contemporânea, e resulta desejável compreendermos o seu amplo significado.

O limite de Chandrasekhar

Pelas suas múltiplas aplicações o chamado limite de Chandrasekhar (de novo, não confundir com o limite de Schoenberg-Chandrasekhar do Capítulo 4 que se refere a outra situação física) é um dos resultados mais importantes obtidos no século 20 para a teoria da Evolução Estelar. Também resulta altamente

significativo que depende de forma fundamental das idéias da Mecânica Quântica, muito novas na época do trabalho original de Chandrasekhar. Já vimos no Capítulo 4 que o conceito de degenerescência é fundamental para a evolução dos caroços das estrelas do tipo solar, sem este estado não haveria flash de hélio, por exemplo. O físico teórico Lev Landau raciocinou que como o limite de massa de Chandrasekhar é muito fundamental, deveria poder se demonstrar com argumentos muito simples (ou seja, estaria espantado com as simulações numéricas 3D etc. que são feitas hoje justamente com o intuito de descobrir resultados fundamentais...). Apresentaremos agora o argumento de L. Landau que permite entender a massa de Chandrasekhar de forma qualitativa e simples (Shapiro e Teukolsky, 1983).

Consideremos N férmions contidos em uma esfera de radio R . A densidade numerica dos férmions é $n \sim N/R^3$, assim, pelo princípio de Heisenberg o impulso de cada férmion deve ser $p \sim \hbar/V^{1/3} = \hbar n^{1/3}$, já que estão confinados a esse volume. A energia de Fermi correspondente é $E_F \sim pc \cong \hbar c N^{1/3}/R$ no limite não-relativístico. Cada férmion possui também uma energia gravitacional $E_g \cong GMm_B/R \cong GNm_B^2/R$, produto da atração gravitacional que sobre ele exerce toda a distribuição de massa.

Como em todo sistema físico, o estado de equilíbrio da configuração é atingido num mínimo da energia total $E = E_F + E_g$, ou seja

$$E = \frac{\hbar c N^{1/3}}{R} - \frac{GNm_B^2}{R} \quad (6.19)$$

deve ser minimizada. Mas há uma diferença substancial na existência deste mínimo ligada ao número de férmions N : se N é pequeno, o primeiro termo domina (já que $N^{1/3} > N$) e a E é positiva. Assim, pode-se diminuir a energia aumentando R . Quando a bola se expande para diminuir a energia, em algum ponto os férmions viram partículas não-relativísticas ($E_F \rightarrow \frac{p_F^2}{2m} \propto \frac{1}{R^2}$) e o segundo termo passa agora a dominar fazendo com que a $E \rightarrow 0^-$ (tenda a zero desde valores negativos) se $R \rightarrow \infty$, assim, deve haver um ponto de equilíbrio para um valor *finito* do raio R . Mas se consideramos um N suficientemente grande, a E é negativa e $\rightarrow -\infty$ se $R \rightarrow 0$, isto é, a configuração *colapsa* porque assim consegue diminuir cada vez mais a energia, e não há equilíbrio possível. A divisa entre o N "pequeno" e o N "grande" que separa estes dois casos corresponde a um valor *máximo* de férmions N_{max} determinado precisamente pela condição $E = 0$ na eq. (6.19), e que pode ser calculado facilmente

$$N_{max} \cong \left(\frac{\hbar}{Gm_B^2} \right)^{3/2} \sim 2 \times 10^{57} \quad (6.20)$$

A massa máxima associada (ou seja, $M(N_{max}) \equiv M_{max}$) é

$$M_{max} \cong N_{max} \times m_B \sim 1.5 M_{\odot} \quad (6.21)$$

Note-se que N_{max} e M_{max} dependem essencialmente de *constantes universais*, não da composição que nunca apareceu no argumento. Podemos mostrar que o raio de equilíbrio vem determinado pela condição de estabelecimento da degenerescência relativística

$$E_F \cong mc^2 \quad (6.22)$$

onde m é a massa da partícula cuja pressão suporta a estrela. Substituindo N_{max} em $E_F \cong \hbar c N_{max}^{1/3} / R_{max}$, se tem (usando a condição (6.20))

$$R_{max} \cong \frac{\hbar}{mc} \left(\frac{\hbar}{Gm_B^2} \right)^{1/2} \quad (6.23)$$

Este resultado sugere dois regimes distintos: se $m = m_e$ (anãs brancas), $R_{max} \approx 5 \times 10^8 \text{ cm}$, mas se $m = m_{n\text{êutron}} = m_B$ (ou seja, os próprios nêutrons entram em degenerescência), o valor será 2000 vezes menor $R_{max} \approx 3 \times 10^5 \text{ cm}$ (estrelas de nêutrons). Portanto temos *dois* regimes de objetos estáveis: o menor deles atinge a condição de instabilidade para $\rho_c \approx \frac{3M}{4\pi R^3} = \frac{4.5(2 \times 10^{33})g}{4\pi(125)10^{24} \text{ cm}^3} \cong 10^8 \frac{g}{\text{cm}^3}$ (ordem de grandeza para a densidade máxima para anãs brancas) e o mais denso fica instável acima de $\rho_c \approx 10^{15} \frac{g}{\text{cm}^3}$ (ordem de grandeza para a densidade máxima para estrelas de nêutrons), mas devemos lembrar que em este último os efeitos da Relatividade Geral e das interações entre partículas são importantes e nossa estimativa básica não é muito confiável. De fato, deve-se notar que obtivemos como resultado a existência de uma massa máxima *sem utilizar* conceitos da RG, enquanto nas altas densidades vamos ter que lidar com a instabilidade relativística, verdadeira causa da massa máxima de um objeto compacto. Porém, podemos dizer que a massa máxima deve ser aproximadamente a *mesma* para os dois regimes (eq. 6.21), dentro de um fator numérico pequeno que não pode ser determinado com este cálculo simples.

As observações das anãs brancas

O fato das anãs brancas terem sido detectadas nos começos do século 20 é outra prova da afirmação feita no começo do Capítulo a respeito da sua abundância na galáxia. Sirius B, 40 Eridiani B e outras anãs brancas em binárias são apenas exemplos da presença destes objetos nas vizinhanças da Terra. Existem muitas

outras, boa parte delas isoladas, e algumas com magnitudes <12 , acessíveis a qualquer telescópio amador. Não é nada difícil encontrar e observar anãs brancas.

Mas evidentemente o estudo sistemático de anãs brancas precisa de amostras grandes e o mais completas possíveis. Assim, além das anãs brancas vizinhas e "de campo", existem estudos de populações estelares velhas, cada uma de idade aproximadamente idêntica, responsável pela produção de anãs brancas: os aglomerados estelares, os quais são laboratórios especialmente adequados (Kepler *et al.*, 2017).

A Fig. 6.6 mostra o caso do estudo do aglomerado NGC 6791, onde as cores e luminosidades são utilizadas para identificar as anãs brancas nascidas dos progenitores do tipo solar que já completaram sua evolução. Com amostras deste tipo é possível estudar as anãs brancas e problemas conexos, por exemplo, a determinação da própria idade do aglomerado através da amostra das anãs brancas.

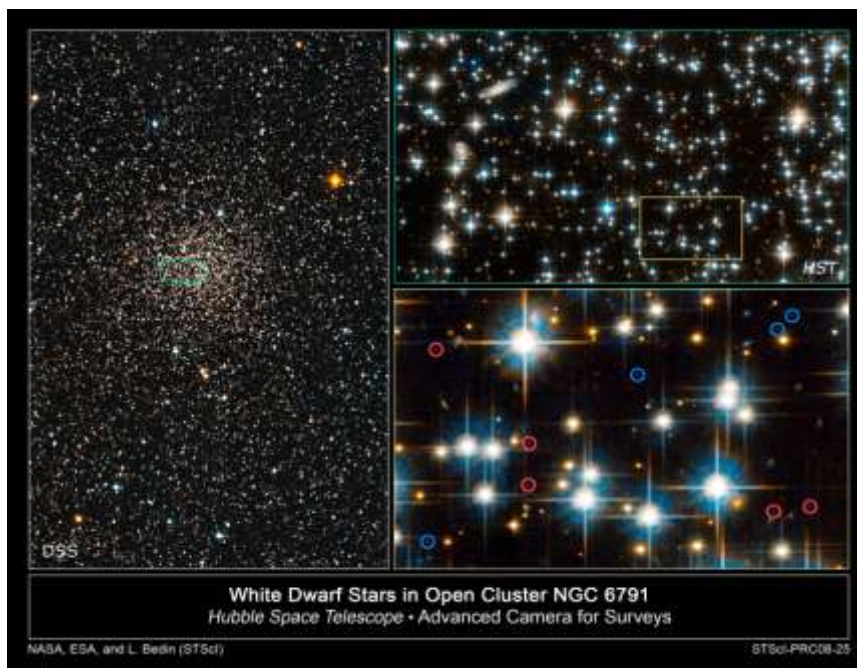


Fig. 6.6. As anãs brancas pertencentes ao aglomerado globular NGC 6791. Com imagens de alta qualidade a identificação é bastante simples (as candidatas são os pontinhos nos círculos) e pode-se estender o estudo obtendo espectros complementares.

Todas estas propriedades (cores, espectros) precisam ainda de um tratamento detalhado das atmosferas das anãs brancas, região totalmente ignorada na nossa discussão da estrutura pelo fato de se tratar de uma fração insignificante da massa

total, mas responsável pela emergência da radiação emitida. A Fig. 6.7 mostra a situação graficamente.

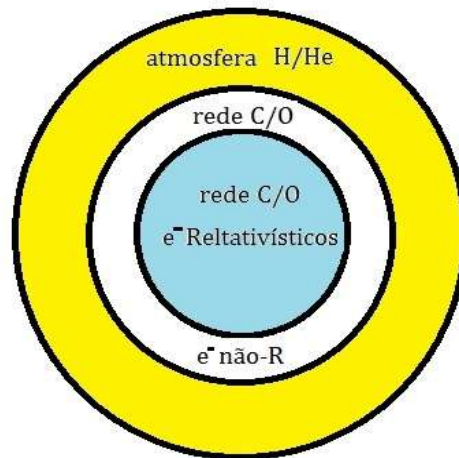


Fig. 6.7. Um esquema da estrutura completa de uma anã branca. O tratamento politrópico apresentado acima é válido para a maior parte da massa, mas não para a atmosfera, que quase não contribui para esta mas que é onde a degenerescência dos elétrons acaba e existe uma transição para um gás clássico. Além da composição mais comum (H/He) veremos que ha mais possibilidades relevantes observacionalmente.

A observação das anãs brancas tem o potencial de determinar várias características importantes para sua estrutura, por exemplo, o raio estelar calculado teoricamente. Se chamarmos $F(D)$ ao fluxo luminoso observado, a inversão da equação básica $L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4$ permite, em princípio, obter o raio estelar segundo

$$F(D) = \frac{L}{4\pi D^2} \rightarrow R^2 = \frac{FD^2}{\sigma T_{eff}^4} \quad . \quad (6.24)$$

Vemos da eq.(6.24) que, além da distância D , é necessário determinar a temperatura efetiva T_{eff} . Embora isto não é impossível, existem complicações várias, tal como exemplificado na Fig. 6.8. Os espectros de muitas anãs brancas apresentam linhas de absorção pronunciadas que distorcem o espectro respeito do ideal, e assim dificultam o cálculo do valor de T_{eff} . Vemos aqui outra vantagem do estudo dos aglomerados: a distância D é a mesma para todos os objetos.

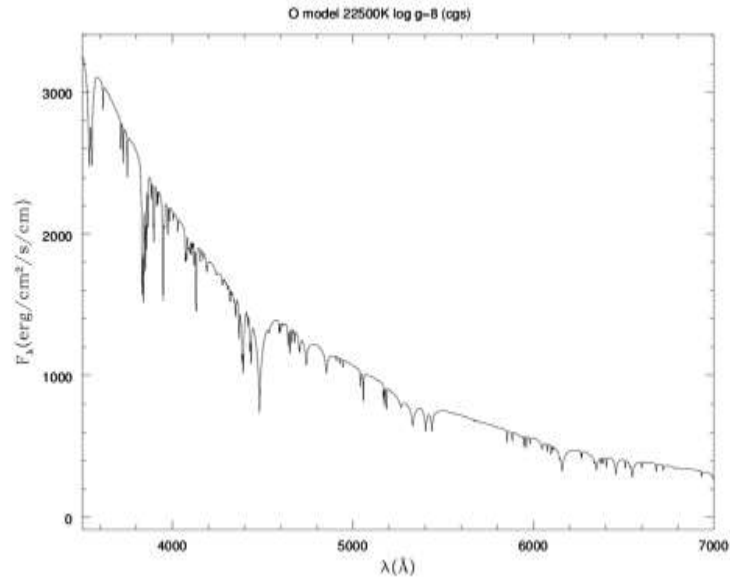


Fig. 6.8. Um espectro de uma anã branca mostrando múltiplas linhas identificadas (esta absorção se denomina *blanketing* no jargão astronômico) que resultam em uma incerteza na determinação da temperatura efetiva T_{eff} . Este espectro corresponde à primeira anã branca com oxigênio na atmosfera (Kepler, Koester e Ourique, 2016)

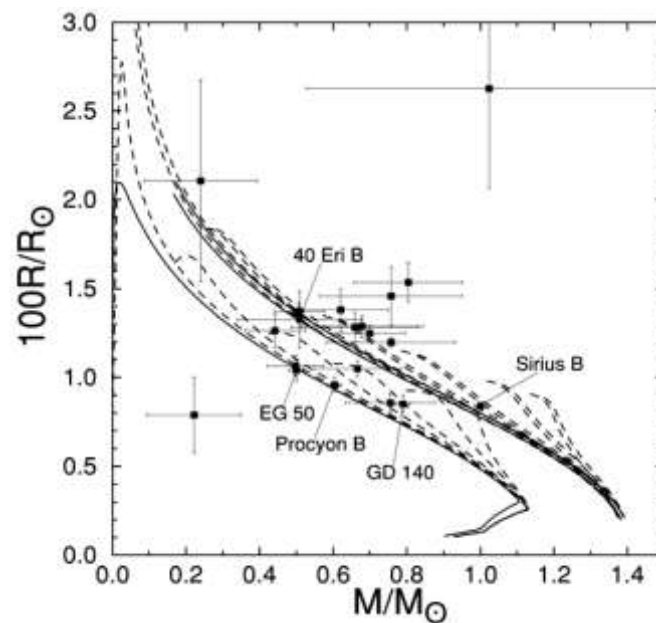


Fig. 6.9. Os diagramas M-R teóricos vs. os dados das anãs brancas próximas. A curva superior corresponde a uma composição de carbono, e a inferior de ferro. Segundo a teoria da Evolução Estelar, é impossível ter anãs brancas de ferro, embora empiricamente esta parece ser a solução indicada. Por esta razão se faz imprescindível uma reavaliação das distâncias, já que se espera que os pontos observados migram verticalmente e correspondam às expectativas teóricas (Suh e Mathews, 2000).

Com a construção de bases de dados crescentemente completas, foi possível classificar as anãs brancas utilizando seus espectros. Esta classificação é mostrada na Tabela 6.1. Existem complicados mecanismos evolutivos que resultam na transformação de alguns tipos em outros, mas não serão aqui discutidos, já que envolvem a física da difusão de elementos químicos e outros problemas que extrapolam o alcance deste texto.

Contudo, gostaríamos de destacar algumas novidades e uma importante contribuição brasileira para este problema: a classe DQ com linhas de carbono somente foi descoberta recentemente, embora se esperasse sua existência. Mas encontrar uma anã branca com oxigênio e sem hidrogênio ou hélio não era esperado em absoluto. Este é o caso da SDSS J124043.01+671034.68, descoberta por Kepler, Koester e Ourique (2016), e que deve resultar dos progenitores mais massivos que ainda não consigam explodir. De fato, a detecção de neônio e magnésio na atmosfera rica em oxigênio aponta para que a anã branca advém desse tipo de caroço, muito próximo daqueles que produzirão supernovas tipo II (Capítulo 5). Ainda não há uma denominação espectral para este objeto incomum.

Tabela 6.1. Classificação espectral empírica das anãs brancas. O esquema é conceitualmente similar à classificação em tipos espectrais criado para as estrelas "normais", e revela o histórico evolutivo prévio de cada objeto.

Esquema de Classificação Espectral das Anãs Brancas	
<i>Tipo Espectral</i>	<i>Características</i>
DA	somente linhas de H: nenhum HeI ou metais presente
DB	somente linhas de HeI: nenhum H ou metais presente
DC	espectro contínuo, sem linhas aparentes
DO	He II forte: He I ou H podem estar presentes
DZ	somente linhas metálicas: nenhum H ou He
DQ	linhas de carbono de qualquer tipo

Como produto dos estudos mencionados podemos destacar a confirmação da massa dos progenitores que produzem anãs brancas, a exemplo da discussão acima. NGC 2751 é um aglomerado aberto que tem como membro uma anã branca. Esta pertença é bem razoável para uma anã branca com atmosfera de hidrogênio.

O dato importante é que o aglomerado tem estrelas bastante massivas que ainda estão na Seqüência Principal. Assim, a progenitora da anã branca devia ser mais massiva que aquelas que ainda estão para iniciar sua evolução final (Fig. 6.10)

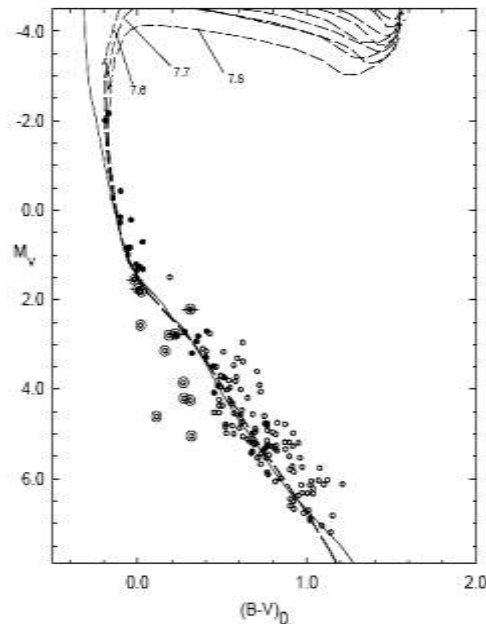


Fig. 6.10. A Seqüência Principal no aglomerado NGC 2751. A superposição com as seqüências teóricas mostra que estrelas de $\sim 7.5 M_{\odot}$ ainda estão nela. Desta forma, sabemos que o progenitor da anã branca tinha mais de $7.5 M_{\odot}$ (Giorgi *et al.*, 2002).

Este trabalho é indicativo de que as idéias básicas da Evolução Estelar não estão terrivelmente erradas. Outros casos de (múltiplas) anãs brancas em aglomerados tem sido publicados, e implicam limites algo menores para a massa do progenitor na Seqüência Principal (mas certamente acima de $6 M_{\odot}$). Uma grande fonte de incerteza em este problema é o da perda de massa no Ramo das Gigantes e/ou o AGB, fator que poderia fazer com que estrelas que deveriam explodir formem anãs brancas (talvez até umas $10 M_{\odot}$). Por outro lado, se a maior massa que forma anãs brancas fosse muito baixa, haveria conflito bastante sério com o número de supernovas observado.

Outra questão de importância no estudo das anãs brancas é a sua distribuição de massas. Espera-se que a composição interna e a massa aumente conforme anãs brancas que descendem de progenitores mais massivos são consideradas. Porém, na faixa de baixa massa não resulta possível produzir anãs brancas de hélio, já que os caroços fusionam este em carbono (Capítulo 4), desta forma existe um consenso em favor da produção de anãs brancas de hélio mas em sistemas binários. E, como já dissemos, as de maior massa devem estar compostas de oxigênio com frações de neônio e magnésio, com massas próximas da massa de Chandrasekhar.

A Fig. 6.11 mostra a distribuição de massas obtida por Kepler et al. (2007). O máximo em torno de $0.57 M_{\odot}$ é muito similar ao obtido em outros trabalhos. Existem outros máximos secundários, tentativamente associados a diversos canais de formação, tal como as anãs brancas leves de *He* formadas em binárias já mencionadas. No extremo direito do histograma pode-se ver uma anã branca com massa de $\sim 1.33 M_{\odot}$, bastante próxima ao limite de Chandrasekhar. Existem outros casos de massa ainda maiores, mas estão sujeitos a confirmação.

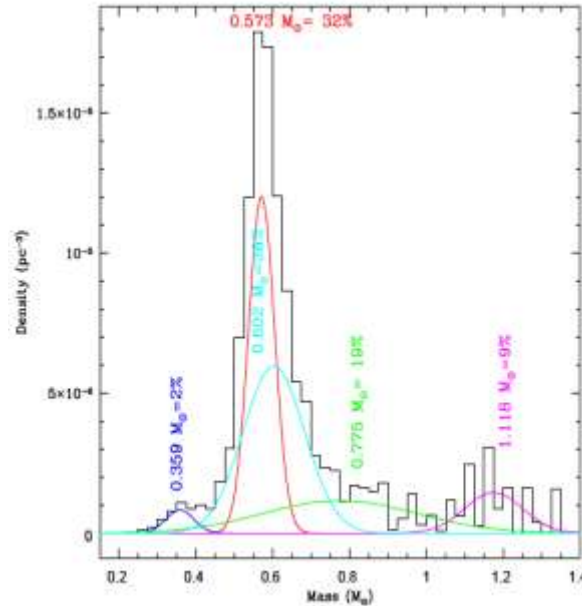


Fig. 6.11. A distribuição de massas obtida por Kepler et al. (2007). Vários máximos possivelmente associados com cada canal de formação estão presentes.

Esfriamento e cristalização de anãs brancas

A ausência de reações nucleares nas anãs brancas indica que desde seu nascimento somente devem se desfazer do conteúdo de energia térmica. Assim é necessário formular uma teoria do esfriamento, com o intuito de estudar a população da galáxia como um todo. Felizmente, e graças à simplicidade da estrutura, a teoria elementar do esfriamento resulta muito simples. Começamos com a definição da luminosidade estelar, identificada com a variação da energia térmica interna E_t , e a utilização da regra da cadeia para fazer aparecer a temperatura do caroço isotérmico T_c

$$L = - \left(\frac{\partial E_t}{\partial T_c} \right) \left(\frac{\partial T_c}{\partial t} \right) \quad (6.25)$$

o primeiro termo entre parêntese é o calor específico do reservatório. Embora já vimos que são os elétrons os que mantêm a estrutura, sua contribuição para o conteúdo térmico é muito pequena. O reservatório térmico está longamente

dominado pelos íons clássicos, e assim escrevemos $c_V^{ion} = \frac{3 N_A k_B}{2 A}$. Substituindo temos que

$$L = 6.4 \times 10^7 \frac{1}{A} \frac{M}{M_\odot} \left(\frac{\partial T_c}{\partial t} \right) \quad (6.26)$$

Agora a luminosidade está em função da variação da temperatura central T_c , a qual precisa ser avaliada. Para isto vamos considerar o envelope da anã branca, o qual contém uma massa muito pequena mas é a região onde a temperatura cai desde o valor interior T_c até o valor da fotosfera. Com a hipótese de que a massa do envelope é $M_e \approx 0$, ou seja, que não contribui à massa total, podemos dividir a equação do transporte pela equação do equilíbrio hidrostático para obtermos

$$\frac{dT}{dP} = \frac{3}{4ac} \frac{L}{4\pi GM} \frac{\kappa}{T^3} \quad (6.27)$$

No envelope, na região da interfase que mencionamos, a matéria deixa de ser degenerada e sua opacidade está dominada pelos processos que tem uma forma de Kramers (Capítulo 4)

$$\kappa = \kappa_0 \rho T^{-7/2} \quad (6.28)$$

É nesse ponto supomos que a pressão degenerada e a pressão do gás normal são iguais, porque queremos achar as condições da transição. Isto permite encontrar uma relação entre a pressão e a temperatura, que resulta em $P_c \propto T_c^{5/2}$. Substituindo (6.28) e $P_c \propto T_c^{5/2}$ na (6.27) podemos separar variáveis e integrar membro a membro, com o resultado

$$\frac{L}{L_\odot} = 1.7 \times 10^{-3} \frac{M}{M_\odot} \frac{\mu}{\mu_e^2} \left(\frac{4 \times 10^{23}}{\kappa_0} \right) \left(\frac{T_c}{10^7 K} \right)^{7/2} \quad (6.29)$$

O último passo é de voltar a substituir a eq.(6.29) na (6.26) e integrar no tempo, para obter quanto é necessário para obter uma dada luminosidade

$$t_{cool} = 9 \times 10^6 \left(\frac{12}{A} \right) \left(\frac{\mu_e}{2} \right)^{4/3} \mu^{-2/7} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{5/7} \left(\frac{L}{L_\odot} \right)^{-5/7} \text{ anos} \quad (6.30)$$

Este resultado se deve a L. Mestel (1952) e constitui a teoria mais simples do esfriamento. Podemos observar duas características bem interessantes da expressão obtida. A primeira é que o tempo de esfriamento t_{cool} é inversamente proporcional ao número atômico dos íons, ou seja, as anãs brancas mais leves esfriam mais lentamente para massa fixa. Mas se consideradas anãs brancas de massas crescentes, estas esfriam mais lentamente (já que têm maior conteúdo

térmico e são mais compactas para uma dada temperatura, daí que a superfície de emissão seja menor). Note-se que não foram incluídos efeitos que podem ficar importantes, tais como a emissão de neutrinos do interior em adição à luminosidade de fótons da superfície. Existe uma incerteza de $\sim 20\%$ devido a estes fatores e outras simplificações no tempo da eq.(6.36).

Existem vários testes possíveis do esfriamento, um dos mais interessantes consiste em encontrar a seqüência de esfriamento em um aglomerado, para termos essencialmente o mesmo tempo de vida. A Fig. 6.12 mostra os dados do aglomerado M4. As anãs brancas estão claramente separadas abaixo da Seqüência Principal. As magnitudes mais fracas observadas correspondem a luminosidades $\sim 10^{-4}L_{\odot}$. Um ponto importante é que aparentemente não poderia haver anãs brancas mais fracas, já que o disco da galáxia não é velho o suficiente quanto para isto acontecer. Assim, uma série de trabalhos tem proposto calcular a idade do disco da galáxia utilizando precisamente o esfriamento das anãs brancas. Os resultados são variados, mas oscilam em torno de 6 – 8 *Ganos*, o qual é consistente com outros argumentos independentes.

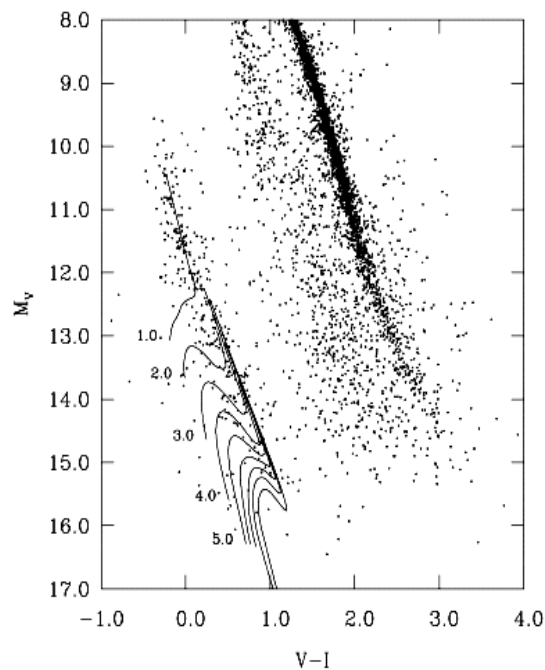


Fig. 6.12. A seqüência de anãs brancas em M4. Uma magnitude absoluta mínima de $M_V \sim 16.5$ sugere um limite para a idade do disco, limite absoluto para a idade da anã branca mais velha na amostra.

Para finalizarmos destacamos um aspecto do esfriamento que não entrou na discussão acima, mas para o qual existe evidência substancial: trata-se da chamada cristalização do material do caroço, esperada a baixas temperaturas. Esta cristalização deve-se a que para temperaturas elevadas, a agitação térmica mantém os íons em estado fluido (denominado "gás" na Fig. 6.13). Mas se a

temperatura baixa, as interações de Coulomb dos íons carregados podem localizar os íons em sítios de uma rede cristalina. Um critério quantitativo, obtido do estudo de simulações numéricas da cristalização, é que o quociente das duas quantidades chegue a um valor ~ 180 , ou seja

$$\Gamma = \frac{(Ze)^2 / \langle r \rangle}{k_B T_c} = 2.3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \frac{\left(\frac{\rho}{10^6 \text{ g cm}^{-3}}\right)^{1/3}}{\left(\frac{T_c}{10^7 \text{ K}}\right)} \approx 180 \quad (6.31)$$

quando atingida esta condição, o regime de esfriamento muda, já que a cristalização libera calor latente (Shapiro e Teukolsky, 1983). Este calor latente faz com que o tempo t_{cool} aumente, já que contribui para a E_t da eq. (6.25). Desta forma, as anãs brancas em processo de cristalização (de dentro para fora) quase não esfriam.

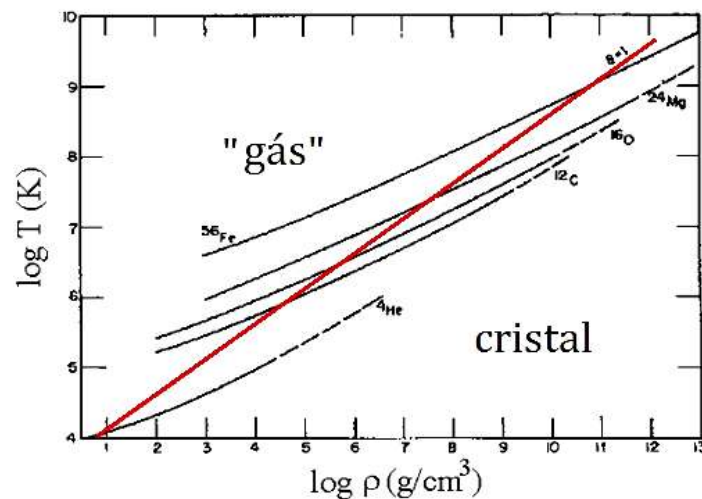


Fig. 6.13. As regiões no plano $T - \rho$ onde o estado da matéria muda quando o esfriamento avança. Desde o seu nascimento o caroço da anã branca está a temperaturas altas, e assim resulta um "gás" (com correções às expressões ideais, mas ainda assim um fluido). Abaixo da curva vermelha o parâmetro Γ ultrapassa o valor crítico e o carbono, oxigênio ou até o magnésio cristalizam. Ainda não é claro se a geometria do cristal é análoga a do diamante (rede cúbica) ou algo muito mais exótico (rede triangular, nunca vista nos laboratórios).

Cabe perguntar qual é a evidência desta cristalização. Os estudos das oscilações das anãs brancas permitem, indiretamente, explorar seu interior (tal como é feito com a sismologia terrestre). Em particular, as oscilações da anã branca BPM 37093 de somente 4 milimagnitudes (!) foram utilizadas, depois de um ajuste aos cálculos teóricos, para argumentar que pelo menos 50% do seu interior está cristalizado (Kanaan *et al.*, 2005). Outros exemplos existem deste fenômeno extremo que acontece em um dos lugares mais escondidos do Universo.

Estrelas de nêutrons e pulsares: estrutura e evolução

As idéias iniciais

As estrelas de nêutrons "nascem" com uma intuição do L. Landau em 1931, em um trabalho que ele não publicou até depois da descoberta do nêutron, mas que de fato a precede. No trabalho "*On the theory of stars*" Landau especula a respeito da possibilidade que a gravitação comprima a matéria e forme assim estrelas que parecem uma espécie de núcleo atômico gigante (vide Yakovlev et al. para uma avaliação desta contribuição). Em esse trabalho, publicado em 1932, meses depois que Chadwick anunciasse a descoberta do nêutron, Landau já apresenta a eq. (6.32) e estima a massa máxima desses objetos compactos. Outra contribuição inspiradíssima a respeito deve-se a W. Baade e F. Zwicky, que em 1934 associam pela primeira vez as supernovas com o lugar de nascimento das estrelas de nêutrons, indicando um lugar específico para a compressão que Landau precisava. Baade e Zwicky escreveram:

"...com todas as reservas avançamos a visão que as supernovas representam a transição das estrelas ordinárias para *estrelas de nêutrons*, as quais no estado final estão constituídas de nêutrons empacotados de forma compacta."

Pouco tempo depois Landau refina sua visão deste assunto, mostrando que as densidades envolvidas devem superar às do núcleo atômico e que a massa máxima estaria limitada, para o caso de um gás de nêutrons degenerado livre, pelo valor $0.7 M_{\odot}$, um fator ~ 2 menor que o originalmente previsto. A exemplo das anãs brancas, as estrelas de nêutrons constituem um exemplo extraordinário do papel da Mecânica Quântica na Astrofísica contemporânea, agora no regime de alta densidade (e pouco antes de produzir buracos negros...). Estes cálculos foram repetidos posteriormente com o auxílio das equações de estrutura relativística de Tolman, Oppenheimer e Volkoff (ou TOV, obtida em 1939) e confirmados na sua totalidade. A exemplo da equação de equilíbrio hidrostático (4.4), estes três pesquisadores conseguiram uma versão que inclui as correções da Relatividade Geral

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{G \left(\rho + \frac{P}{c^2}\right) \left(M + 4\pi r^3 \frac{P}{c^2}\right)}{r^2 \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right)} \quad (6.32)$$

a qual se reduz à versão newtoniana desde que os termos da pressão $\frac{P}{c^2}$ (que não contribui para o campo gravitacional em aquela, mas que o faz na RG) sejam descartados e na aproximação não-relativística $\frac{2GM}{rc^2} \ll 1$. É precisamente aqui onde vemos a razão pela qual se faz necessário utilizar a RG: enquanto para uma estrela ordinária, ou até para uma anã branca a quantidade adimensional

$\frac{2GM}{rc^2} \leq 10^{-4}$, para uma estrela de nêutrons em geral $\frac{2GM}{rc^2} \approx 0.1$ e este fator precisa ser levado em conta. A equação da conservação da massa $\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \rho$ tem a mesma forma na RG. Naturalmente a (6.32) é bem mais difícil de resolver que a (4.4), já que esses termos dificultam muito a matemática, além de também precisarmos uma equação de estado $P(\rho)$. Contudo, existem alguns modelos simples que respeitam todo o que é "desejável" para uma solução fisicamente relevante (finitude na origem, existência de um zero para a coordenada radial, etc.) e que foram estudados pelo próprio R. Tolman e um grande número de pesquisadores ao longo de quase um século (Delgaty e Lake, 1998).

A matéria no regime da neutronização ($\rho \gtrsim 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$)

A questão da equação de estado pode ser abordada em uma primeira aproximação da mesma forma que Landau o fez, utilizando a expressão para um gás degenerado (6.4). No regime de alta densidade, a degenerescência corresponde aos próprios nêutrons, já que quase todos os elétrons foram capturados pelos prótons e a matéria está fortemente neutronizada. Porém, o fator $1/m$ indica que quando substituirmos a massa do elétron pela massa do nêutron a pressão deve cair muito, e com ela a massa máxima. Mas no regime de alta densidade, com a estrutura descrita pela (6.32), há outra característica muito mais importante que a degenerescência: a presença da pressão na equação de TOV produz uma instabilidade relativística quando a massa da estrela considerada cresce. Assim, existe também uma *massa limite*, mas que *não está em absoluto relacionada à massa de Chandrasekhar*. Esta massa máxima deve ser denominada *massa de TOV*. E resulta possível ver que há uma diferença muito grande entre esses dois conceitos: para densidades acima da saturação nuclear $\rho_0 = 2.7 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ os nêutrons estão tão próximos que as interações nucleares não podem ser ignoradas. Assim, a matéria de nêutrons na maior parte da estrela é muito mais "dura" (isto é, exerce mais pressão para a mesma densidade de energia) que o gás livre de nêutrons, e são assim as interações as que determinam o valor da massa de TOV mencionada. Este valor precisa atingir pelo menos $2M_{\odot}$ para ser compatível com algumas massas observadas, como veremos a seguir. Assim, a questão da equação de estado passa a ser a principal, e precisamos discutir o estado da matéria de forma realista, indo além do simples gás de nêutrons.

A descrição da matéria além da densidade do centro das anãs brancas é crescentemente difícil, já que as incertezas aumentam no regime ultra-denso. Como já apontamos no Capítulo 5, se a densidade ultrapassar o valor de $\rho_{drip} \approx 4 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$, resulta favorável para os nêutrons estarem desligados dos núcleos e não como uma componente destes. Este ponto (de *drip* ou gotejamento) marca o início da presença de um gás de nêutrons e a equação de

estado começa então a sentir a contribuição dos nêutrons livres, os quais já contribuem substancialmente para a pressão para $\rho > 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$, e a dominam além de $\sim 10^{13} \text{ g cm}^{-3}$. A equação de estado nesse regime é tipicamente modelada começando com uma *função de massa* semi-empírica para os núcleos, baseada no modelo da gota líquida, do tipo $Mc^2 \equiv E = -\epsilon_0 A + \epsilon_S A^{2/3} + \epsilon_C Z^2 A^{-1/3}$. Nesta abordagem o núcleo é considerado uma "gotinha" de matéria e sua energia (massa) se supõe composta de um termo de volume (o primeiro, proporcional ao número de núcleons A), outro associado à superfície (o segundo, proporcional a $A^{2/3}$), correções coulombianas (terceiro termo) e outros efeitos não mostrados de menor importância. O trabalho consiste em ajustar uma expressão para reproduzir massas de núcleos conhecidos e daí obter os coeficientes $\epsilon_0, \epsilon_S, \epsilon_C$. O passo seguinte é o de calcular o que acontece nas altas densidades incluindo estes núcleos, o gás de nêutrons etc. A equação de estado (EoS) é obtida minimizando primeiro respeito de A e Z , e impondo equilíbrio químico e mecânico entre o gás de nêutrons e os núcleos. Estas quatro condições permitem expressar a densidade de energia total ϵ em função de uma única variável (geralmente a densidade bariônica n_B), para depois obter a pressão ao fazer

$$P = n_B^2 \frac{\partial}{\partial n_B} \left(\frac{\epsilon}{n_B} \right) = P_n + P_e + P_L \quad (6.33)$$

O protótipo deste cálculo é o trabalho de Baym-Bethe-Pethick (BBP) utilizado para descrever a matéria em esta faixa de densidades, válida até o valor de densidade de saturação aproximadamente (Shapiro e Teukolsky, 1983). No ponto da saturação, a estrutura nuclear se dissolve, e a matéria está composta de fluidos de nêutrons, prótons e elétrons na primeira aproximação. Ai começam a ser importantes as interações n-p, p-p e n-n mencionadas. Uma possível abordagem (não relativística) que pretende tratar as forças núcleon-núcleon da maneira mais simples possível, consiste em escrever uma generalização do potencial de Yukawa

$$V_{BJ} = \sum_j C_j \frac{e^{-j\mu r}}{\mu r} + V_T \quad (6.34)$$

onde, μ é relacionado com o inverso da massa da partícula (chamada genericamente de méson) trocada entre os núcleons (Capítulo 1), e V_T são termos adicionais do potencial. No trabalho clássico de *Bethe-Johnson* (1974), além das interações atrativas devidas à troca de píons, foi considerado o efeito dominante do méson vetorial ω , responsável em grande parte pelo caroço repulsivo ao contribuir com um termo $V_\omega = g_\omega^2 \frac{e^{-\mu_\omega r}}{r}$ com $\frac{g_\omega^2}{\hbar c} \sim 29$, tal como derivado dos dados de espalhamento em laboratório. A forma da EoS de Bethe-Johnson (denominada *modelo I*) é obtida de combinar

$$\frac{\epsilon}{n} = 236 n^{1.54} \frac{\text{MeV}}{\text{partícula}} + m_p c^2 \quad (6.35a)$$

$$P = n^2 \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\epsilon}{n} \right) = 364 n^{2.54} \frac{\text{MeV}}{\text{fm}^3} \quad (6.35b)$$

Para densidades ainda mais elevadas ($2 - 3 \rho_0$), a idéia de "potencial" falha (já que é bem clássica), e resulta necessário calcular a energia por núcleon com técnicas sofisticadas para obter $\frac{\epsilon}{n}$ e logo a seguir a pressão segundo $P = n^2 \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\epsilon}{n} \right)$. Esta dificuldade provoca que, segundo a inclusão de espécies mais massivas (híperons Λ e muitas outras) conhecidas do laboratório, e o tipo de tratamento executado, existam diferenças substanciais nas equações de estado no regime mais denso, que detém $> 90\%$ da massa da estrela. Esta situação se ilustra na Fig. 6.14.

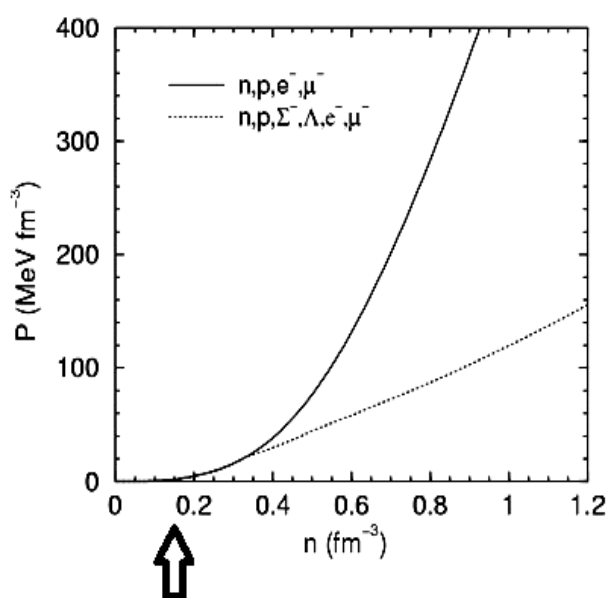


Fig. 6.14. Um exemplo da diferença entre equações de estado calculadas no regime ultra-denso. A curva superior é decorrente de considerar somente n, p, e^- e μ^- . A de baixo, com a inclusão do Λ (que é uma espécie de nêutron massivo) e o Σ^- . Para a mesma densidade, a segunda produz muito menos pressão. A densidade de saturação se indica com a flecha.

Por último, resulta possível que nas densidades relevantes os graus de liberdade nem sejam aqueles que conhecemos da Física Nuclear convencional. Existem fortes evidências, tanto teóricas quanto experimentais, de uma transição de fase onde os núcleons liberam seus constituintes fundamentais, quarks e glúons, em condições de temperatura e pressão extremas. Enquanto os experimentos do RHIC e LHC exploram principalmente a região "quente" de alta temperatura e baixo potencial químico (e conseqüentemente baixa densidade, já que em primeira aproximação $\rho \propto \mu^4$ para a matéria relativística), o domínio da astrofísica é uma região "fria" próxima do eixo dos μ , devido a que nem as maiores temperaturas possíveis (\sim dezenas de MeV) nos colapsos de supernovas são ainda muito pequenas quando comparadas com a energia de Fermi μ . Por várias décadas houve melhoras nos

experimentos para atingir a região do QGP, e finalmente esta fase foi aparentemente detectada nas colisões de íons pesados. Não sabemos até que ponto estes quarks são necessários para explicar os interiores das estrelas de nêutrons (Weber, 1999).

Equações de estrutura relativísticas (TOV) e estrelas de nêutrons

Da mesma forma que o argumento de Landau do Capítulo 3 permitiu compreender a existência da massa de Chandrasekhar sem entrar em detalhes, podemos apresentar uma discussão análoga que permita visualizar por quê existe um novo ramo de estrelas estáveis depois das anãs brancas, e de passagem, por que não há nenhum objeto intermediário entre elas. O argumento é baseado no comportamento da EoS estudado anteriormente, e no conceito de equilíbrio hidrostático que norteia a estrutura estelar. Já vimos que o equilíbrio hidrostático é essencialmente o balanço das forças gravitacionais e as forças associadas à pressão que suporta a estrutura, ou seja $P_G = P_M$, onde temos utilizado o nome de “pressão gravitacional” para designar a derivada da energia gravitacional respeito do volume (ou seja, uma quantidade formalmente análoga à pressão da matéria). Se adotarmos para a energia gravitacional a expressão correspondente à energia de uma esfera homogênea, $E_G = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$ e a expressarmos em função do volume $V = \frac{4}{3} \pi R^3$, temos que para massa constante que

$$E_G = -\frac{3}{5} \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} \frac{GM^2}{V^{1/3}} \quad . \quad (6.36)$$

Segue-se da (6.36) que a $P_G = -\frac{\partial E_G}{\partial V} = C \times M^{2/3} \rho^{4/3}$, onde C é uma constante. Observamos que esta “EoS gravitacional” tem a mesma dependência com a densidade que um gás ultra-relativístico. Assim, $P_G = P_M$ é *impossível* quando as partículas que fornecem a pressão ficam ultra-relativísticas (!), já que aí as pressões são paralelas. No caso concreto das anãs brancas, a EoS dos elétrons começa como $P \propto \rho^{5/3}$, e então existem soluções para cada massa constante (Fig. 6.15). Porém, quando a massa aumenta e os elétrons ficam mais relativísticos, deixa de haver soluções em algum ponto já que P_G e P_M têm a mesma inclinação. Somente quando acontece a neutronização e os próprios nêutrons fornecem a pressão é que a EoS ganha inclinação de novo, e com isto as soluções de equilíbrio voltam a existir. Isto, porém, acontece para $\rho \geq \rho_0$, e assim o ramo das estrelas de nêutrons é estabelecido sem que haja nenhuma solução (estrela) no meio caminho em densidade. Vemos que da análise puramente newtoniana é possível inferir as características fundamentais desta classe de objetos.

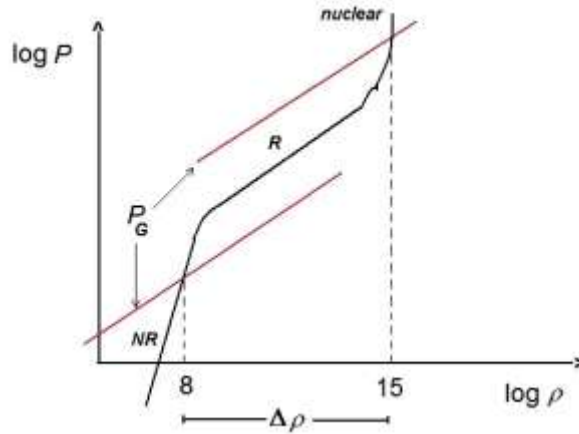


Fig. 6.15. A existência de soluções em equilíbrio é possível somente quando a inclinação da EoS fria e da “EoS gravitacional” são diferentes. A passagem do gás de elétrons não relativísticos para o gás de elétrons ultra-relativísticos provoca o fim da seqüência de modelos estáveis. Não é até depois de atingida a densidade de saturação que a matéria, agora dominada pelos nêutrons, consegue mudar de novo a inclinação e estabilizar as *estrelas de nêutrons* (Horvath, 2011).

Da mesma forma que as equações newtonianas do Capítulo 3, é imprescindível uma EoS da forma $P(\rho)$ para integrar a TOV com as condições de contorno $M(0) = 0, P(R) = 0$ em conjunto com a equação da continuidade da massa $\frac{dM}{dr} = 4\pi\rho r^2$. Em geral, dada a forma da eq. TOV, isto requer uma integração numérica, mas existem alguns casos onde uma solução analítica completa é possível. O conjunto de soluções exatas de utilidade para modelar estrelas tem sido discutido por Lake (2003), e contém as soluções de densidade constante, Tolman V, e outros sete casos.

Um caso particular de grande interesse leva ao chamado *limite de Rhoades-Ruffini* (1974), diretamente ligado à aproximação de densidade constante. O raciocínio para este cálculo é o seguinte: a maior massa possível de ser suportada pela matéria densa deve acontecer quando esta é o mais “dura” possível, ou seja, quando $\frac{dP}{d\rho} = c^2$ (de fato um cálculo variacional confirma esta expectativa). Se a EoS é considerada conhecida abaixo de uma certa densidade de transição ρ_T (descrita, por exemplo, pela EoS de BBP ou similar), e também, $\frac{dP}{d\rho} \geq 0$ localmente para evitar instabilidade frente ao colapso, então a massa máxima da seqüência de estrelas frias é

$$M = 3.2 \left(\frac{4.6 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}}{\rho_T} \right)^{1/2} M_{\odot} \quad (6.37)$$

Este valor pode então ser considerado um limite absoluto, desde que não há como introduzir nenhum ingrediente físico que faça a EoS violar a causalidade.

Obviamente os efeitos da rotação, por exemplo, podem aumentar levemente o valor do máximo, mas na casa de 10 – 20%. Veremos que os modelos realísticos de estrelas de nêutrons efetivamente mantêm a massa máxima da seqüência abaixo deste valor.

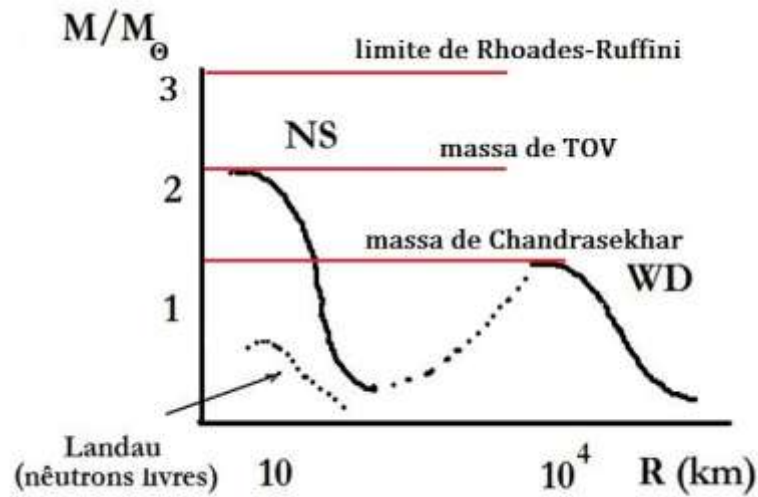


Fig. 6.16. A relação massa-raio das anãs brancas e estrelas de nêutrons na mesma escala. As 3 massas limite definidas no texto estão indicadas com linhas vermelhas.

Modelos estelares e comparação com as observações

Os modelos realistas das estrelas de nêutrons precisam ir muito além da simplicidade inicial, já que existem inúmeros desenvolvimentos na física hadrônica a serem incorporados, e também tratar em detalha as camadas mais externas, onde o campo magnético está ancorado (vide abaixo) e a superfície emite fótons. Um corte que representa um modelo típico se mostra na Fig. 6.17.

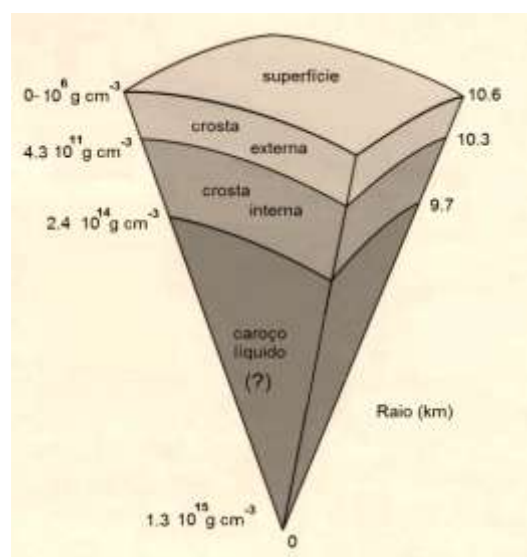


Fig. 6.17. Perfil de um modelo de estrela de nêutrons. À esquerda, as densidades de cada interfase, e à direita, o raio (em km) desde o centro para o qual cada camada da lugar à seguinte.

Em geral todos os modelos apresentam uma "atmosfera" desde $\rho = 0$ até uns $\sim 10^6 \text{ g cm}^{-3}$, composto por elétrons não relativísticos e núcleos cuja composição depende da queda de material na supernova ao momento do nascimento. Esta característica é importante já que virtualmente todos os observáveis (incluídos os espectros) têm lugar em esta superfície, onde fortes campos magnéticos podem afetar o estado fundamental e produzir núcleos muito deformados e influir em estas quantidades observadas.

Abaixo de $\sim 10^6 \text{ g cm}^{-3}$, e antes do valor $4 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ a matéria consiste em elétrons relativísticos e uma rede sólida de núcleos regida pelas forças eletrostáticas de Coulomb (a chamada *crosta externa*). Já vimos que além de ponto de gotejamento dos nêutrons $4 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ um gás destes convive com a rede, até a densidade de saturação nuclear $\rho_0 \sim 2.4 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$. Os nêutrons (sem carga) são superfluidos nessa condição, ou seja se emparelham entre eles e se movimentam sem resistência.

Depois da densidade da saturação ρ_0 e até as maiores densidades atingidas no centro, a matéria uniforme pode ser descrita primeiro com uma EoS do tipo potencial, para logo ficar incerta, já que as possibilidades da composição vão desde híperons, condensados de mésons e/ou quarks. Este caroço líquido permanece como uma grande incógnita da estrutura, e contém mais de 90% da massa da estrela (Weber, 1999).

Os modelos estelares são construídos integrando numericamente, as equações de estrutura para cada EoS supranuclear escolhida, para cada faixa de densidades conforme os pontos de densidade de transição sejam atingidos, e isto produz *seqüências* de modelos como as representadas na Fig. 6.18. Os modelos são mais compactos quanto maior for a sua massa, e aqueles que superem o limite causal devem ser excluídos (ou seja, não podem entrar na faixa cinza diagonal). Isto acontece porque próximo da massa limite a velocidade do som na matéria pode exceder a velocidade da luz, e assim o cálculo resulta inconsistente. Conforme a EoS é mais "dura" ou "mole" (ou seja, produzem mais ou menos pressão para uma dada densidade de energia), as massas dos modelos de massa máxima resultam maiores ou menores, respectivamente, enquanto os raios respectivos seguem a tendência inversa. Assim pode-se construir o diagrama $M - R$ apresentado aqui.

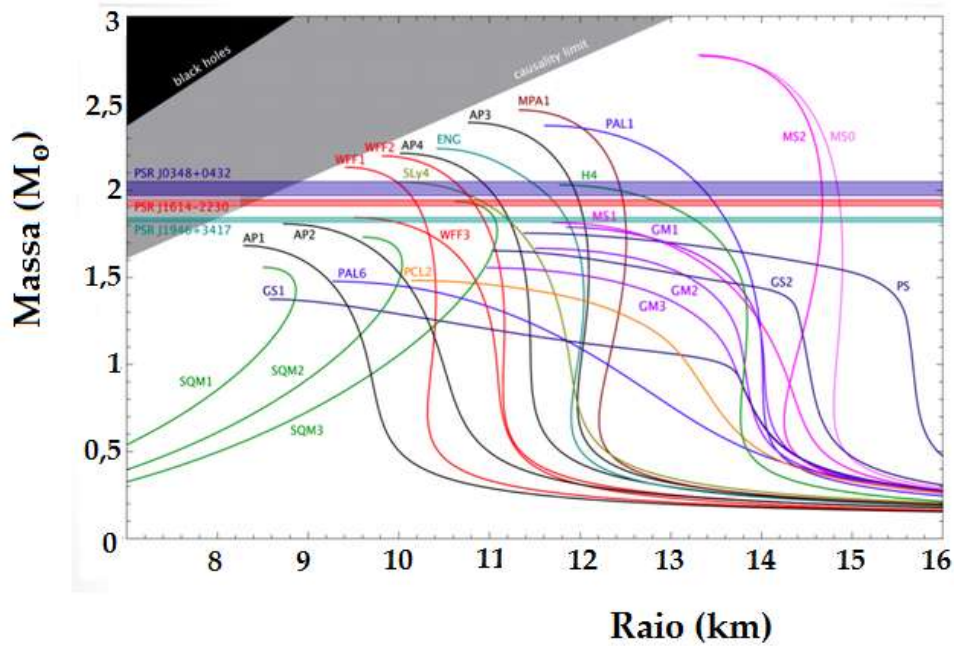


Fig. 6.18. O diagrama massa-raio para as estrelas de nêutrons. As faixas horizontais indicam as maiores massas medidas, até $\sim M = 2 M_{\odot}$. As equações de estado mais "duras" estão à direita, onde as massas máximas são maiores e os raios grandes. O contrário acontece com as equações de estado "moles", à esquerda. As três equações de estado que contém quarks se comportam diferentemente, as massas menores têm os raios menores. Alguns dos modelos desta figura são chamados de *híbridos* (matéria normal + caroço de quarks).

Para comparar os modelos e as massas reais, o método mais utilizado e bem-sucedido para obter as massas das estrelas de nêutrons tem sido a aplicação da terceira lei de Kepler em binárias que contém ao menos uma NS. As observações fornecem diretamente a chamada *função de massas*

$$f(M_1, M_2, i) = \frac{(M_2 \sin^2 i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{\mathcal{T} v_{\parallel}^3}{2\pi G}. \quad (6.38)$$

já que o período da binária \mathcal{T} e a projeção da velocidade orbital de M_1 na linha de visada v_{\parallel} podem ser medidos. Às vezes é possível estimar o ângulo de inclinação i a partir, por exemplo, da observação de eclipses ou de combinar dados em outras bandas, e conseguir uma determinação das massas M_1 e M_2 . Os melhores resultados até hoje correspondem a sistemas onde as duas estrelas são de nêutrons, mas existem outros nos quais a companheira M_1 é uma anã branca, uma estrela evoluída ou até da MS.

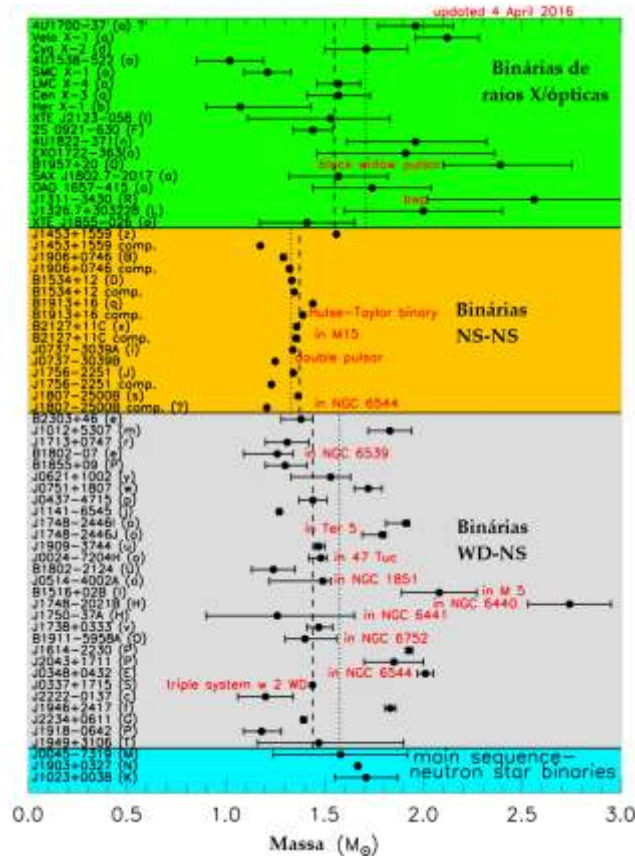


Fig. 6.19. Massas de estrelas de nêutrons determinadas em sistemas binários (extraído do site <http://stellarcollapse.org/nsmasses>). As melhores determinações são as que correspondem a sistemas de duas estrelas de nêutrons, com mais de um exemplo de “pulsar binário”. Note-se que a distribuição *não é* consistente com uma massa única de $\sim 1.4 M_{\odot}$ como aparece nos livros anteriores do ano 2000. Há sistemas onde a estrela de nêutrons deve ter sofrido acreção de $\Delta M \geq 0.3 M_{\odot}$ e a distribuição é pelo menos bimodal, com uma escala em torno de $1.4 M_{\odot}$ e outra em $\sim 1.8 M_{\odot}$ (Valentim, Rangel e Horvath, 2011). Um “terceiro pico” em $1.25 M_{\odot}$ está presente com significação alta nos dados mais atuais, possivelmente associado à produção de estrelas de nêutrons pelos progenitores “leves” ($8 - 10 M_{\odot}$ na MS) que desenvolvem carcos degenerados de $O - Mg - Ne$ que colapsam por captura eletrônica.

Outra possível forma de obter informação é a de extrair das observações a temperatura efetiva, e com uma avaliação da distância, calcular o raio usando a relação eq. (4.1). Mas ainda que os espectros parecem realmente térmicos, com temperaturas associadas de $\sim 1 - 10 \text{ keV}$ os raios obtidos são muito pequenos ($\sim 2 - 5 \text{ km}$). O consenso é que a temperatura obtida não é realmente a temperatura de toda a estrela, mas somente de uma “mancha” quente (por exemplo, calotas polares) e que por esta razão não se deve afirmar nada a respeito da estrutura esférica, embora houve trabalhos que argumentaram em favor de uma estrela de quarks, com raio muito menor que os $\sim 10 \text{ km}$ “canônicos”. Outras

técnicas várias para tentar obter simultaneamente raio e massa estão em andamento, mas sem resultados concretos e aceitos.

Pulsares e outras estrelas de nêutrons

A primeira aparição "real" (isto é, não especulativa) das estrelas de nêutrons na Astrofísica aconteceu em 1967, quando os pesquisadores do observatório Mullard da Universidade de Cambridge (Hewish *et al.*, 1968) detectaram pulsos temporalmente periódicos de uma fonte cósmica. Embora primeiramente se considerasse uma anã branca pulsando como modelo mais viável, os pulsos foram posteriormente associados por T. Gold e F. Pacini (1968) a uma *estrela de nêutrons em rotação*, modelo que prontamente ganhou adeptos por ter relação direta com a velha proposta de Baade e Zwicky (1934) a respeito dos remanescentes compactos das supernovas, quando a detecção direta do pulsar do Caranguejo foi anunciada pouco depois, com um período insustentável para uma pulsação de uma anã branca.

A idéia básica de Pacini e Gold é a de atribuir os pulsos à passagem de um feixe de emissão pela linha de visada do observador, e desta forma o período dos pulsos resulta diretamente da rotação, mas também precisa de campo magnético para acontecer. Longe do objeto somente o dipolo deve ser importante, um dipolo em rotação deve levar ao torque exercido pela radiação que sai e vai freando a estrela. Como a fonte de energia disponível é a própria rotação, as perdas devem ser iguais à variação da energia de rotação, levando à equação dinâmica de um "pião" estelar magnetizado

$$I\Omega\dot{\Omega} = -\frac{2}{3c^2}B^2R^6\Omega^4 \quad (6.39)$$

onde o coeficiente $\frac{2}{3c^2}$ corresponde a radiação emitida por um dipolo rotante em vácuo. Pesquisas posteriores alertaram para o fato que o campo elétrico induzido por este dipolo rotante é tão gigantesco que um vácuo não é possível em torno da estrela de nêutrons: elétrons e prótons são arrancados da superfície pelo campo elétrico induzido, e formam uma região em torno ao pulsar onde a dinâmica das partículas é dominada pelo campo magnético, que recebe assim o nome de *magnetosfera*.

Este problema (clássico) do dipolo rotante e as correntes induzidas leva 40 anos sem ser resolvido, contudo, existem soluções aproximadas. Não é possível calcular nem o coeficiente da eq.(6.39), nem outras quantidades relevantes com precisão (Michel, 2002). Em particular, não podemos calcular nem a estrutura detalhada do campo magnético, nem o fluxo de partículas (não da radiação) que escapam pelas linhas abertas da magnetosfera, na forma de um *vento relativístico*, visível claramente em raios X (Fig.6.20).

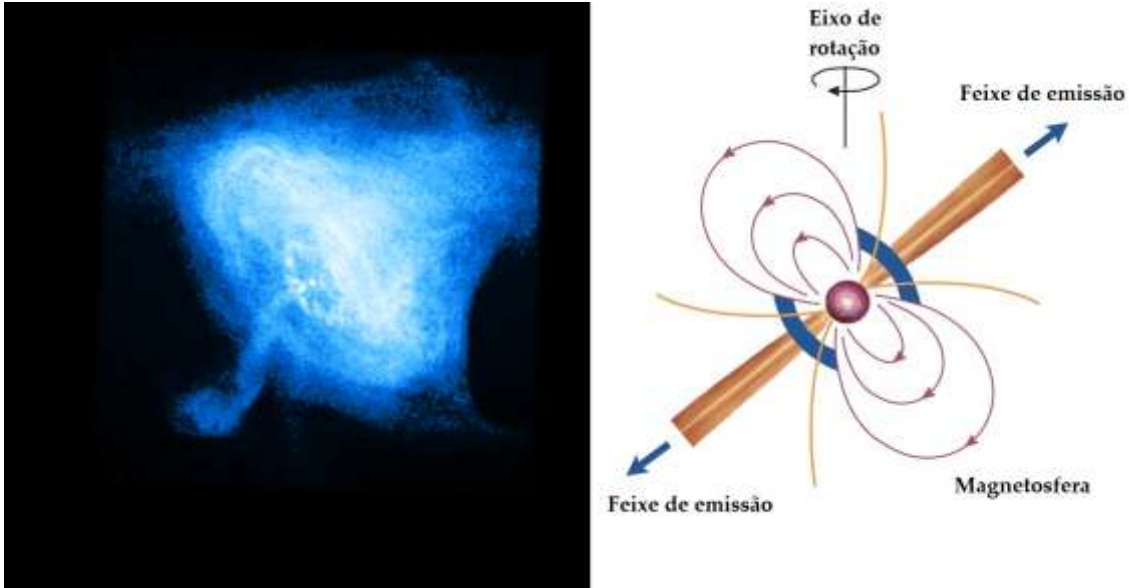


Fig.6.20. Esquerda: imagem em raios X do pulsar do Caranguejo, casualmente orientado de forma similar à figura de esquerda no plano do céu. Direita: esquema de um pulsar mostrando a co-rotação das partículas com o objeto até o cilindro de luz (linha indicada com a flecha) e a emissão na direção do observador.

Contudo, supondo que somente o dipolo contribui para frear a rotação, e que o campo magnético não muda ao longo da vida da estrela, podemos integrar no tempo a eq.(6.39) com o resultado

$$t = -\frac{\Omega}{(n-1)\dot{\Omega}} \left(1 - \frac{\Omega^{n-1}}{\Omega_i^{n-1}} \right) \quad (6.40)$$

onde Ω_i é a velocidade de rotação inicial do pulsar e n é o chamado *braking index*, que mede a frenagem do objeto conforme a radiação dipolar escoar. Se o pulsar nasceu rodando muito mais rapidamente que hoje, o termo entre parêntese é 1 e podemos definir a idade característica $\tau = \frac{P}{2\dot{P}}$ como a escala de tempo típica para conseguir diminuir a rotação. Um dipolo puro leva ao valor $n = 3$, mas é possível formalizar a definição do $n = \frac{\Omega|\dot{\Omega}|}{\dot{\Omega}^2}$ como uma quantidade *observável* diretamente se medidas a velocidade de rotação e suas duas primeiras derivadas (Shapiro e Teukolsky, 1983). Desta forma, medindo os valores para 6 pulsares onde foi possível determinar a 3 quantidades (especialmente a minúscula segunda derivada $\ddot{\Omega}$ de algo que quase nem muda...) diferem do valor esperado, em alguns casos substancialmente (Tabela 6.2). Esta diferença indica que a perda de energia não é puramente da radiação de dipolo, e que existem outros fatores envolvidos. Esta discrepância não é nova, o pulsar do Caranguejo, por exemplo, emite $\sim 10^{31} \text{ erg}$ na radiação pulsada, enquanto $I\Omega\dot{\Omega} > 6 \times 10^{38} \text{ erg}$, ou seja, embora assumido, a

radiação dipolar não leva mais que uma fração pequena da energia total. A presença de outros fluxos de energia é necessária, e particularmente existe a detecção inequívoca de *fluxo de partículas* (vento), os quais colidem com o material circumstelar para produzir raios X tal como observado na Fig.6.20.

Tabela 6.2 . Alguns dos *braking indices* medidos até hoje.

<i>Pulsar</i>	$P(s)$	$\dot{P} (10^{-13} s s^{-1})$	n
PSR B0833-45 (Vela)	0.089	1.25	1.4(2)
PSR B0540-69	0.050	4.79	2.140(9)
PSR J1846-0258	0.324	71.0	2.16(3)
PSR B0531+21 (Caranguejo)	0.033	4.23	2.51(1)
PSR J1119-6127	0.408	40.2	2.91(5)
PSR B1509-58	0.151	15.4	2.839(3)
PSR J1734-3333	1.17	22.8	0.9(2)
PSR J1833-1034	0.062	2.02	1.8569(6)
PSR J1640-4631	0.207	9.72	3.15(3)

A pesar destas incertezas, a equação dinâmica (6.39) é amplamente utilizada para obter uma estimativa do campo magnético B em função dos observáveis P e \dot{P} , na forma

$$B = 10^{13} \sqrt{\left(\frac{P}{1s}\right) \left(\frac{\dot{P}}{10^{-13} s s^{-1}}\right)} G \quad (6.41)$$

que resulta da inversão direta da (6.39), e da hipótese que $\sin^2 \alpha \sim 1$. Com a eq.(6.41) e a idade característica τ da (6.40) podemos calcular as trajetórias dos pulsares no diagrama $\log \dot{P} - \log P$, as quais resultam linhas retas para cada $B = constante$. Embora fosse esperado que o campo decaísse pela dissipação ôhmica na crosta, a existência de um grupo numeroso de pulsares com valores muito altos de τ e campos muito intensos fez com que o decaimento do campo fosse desacreditado.

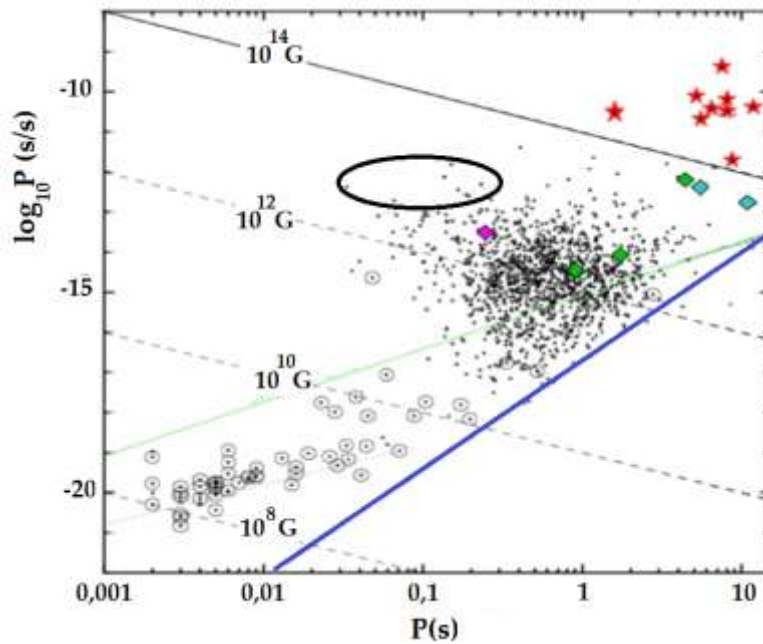


Fig. 6.21. O diagrama $\log \dot{P} - \log P$ para pulsares e objetos similares. As linhas de $B = \text{constante}$ se mostram explicitamente. Os pulsares ordinários se agrupam na "mancha" central. Outras estrelas de nêutrons povoam este diagrama fundamental, os magnetares no canto superior direito (AXP-SGR, em vermelho) e os pulsares de milissegundo (reciclados) no canto inferior esquerdo. A linha diagonal azul é chamada "linha de morte", e marca onde os pulsares são lentos demais ou desmagnetizados demais quanto para produzir emissão. Note-se o conjunto de pulsares associados com um remanescente de supernova, marcados com a elipse.

A presença de pulsares detectados somente nas bandas de alta energia e não em rádio merece um aparte. Enquanto a emissão de rádio pulsada é *incoerente*, as emissões na banda óptica, X e γ precisam ser *coerentes*, e resultam assim proporcionais a densidade de partículas emissoras. Existem vários mecanismos que podem explicar estas emissões, o mais interessante é a presença de radiação térmica da superfície resíduo do conteúdo do nascimento, já que leva informação sobre os processos de esfriamento e, portanto, do estado do interior. As partículas carregadas na magnetosfera e os ventos podem produzir emissão incoerente, em particular, existe uma série de detecções importante nas bandas γ que deve ajudar a explicar a classificação dos pulsares no que diz a emissão presente, mas o teor da emissão nas altas energias permanece em aberto.

Em relação aos "outros" tipos de estrelas de nêutrons que apontamos na Fig. 6.21, o tipo mais extremo é chamado de *magnetar*. Nas décadas seguintes à descoberta foram identificadas algumas fontes que, além de apresentar uma emissão em raios X $\gg I\Omega\dot{\Omega}$ (ou seja, que não podem obter a energia da emissão observada da sua energia rotacional, a qual resulta insuficiente), têm períodos longos ≥ 1 s e valores das derivadas bem acima daquelas dos pulsares ordinários ($\sim 10^{-10} \text{ s s}^{-1}$). Assim, a eq.(6.41) mostra que seus campos magnéticos devem ser $10^{14} - 10^{15} \text{ G}$, e por

esta razão ficaram conhecidos como *magnetares*. Esta classe de fontes também é observada em raios γ , muitas vezes na forma de surtos e intensa atividade (Fig. 6.22). A idéia do modelo do *magnetar* é que a dissipação súbita da energia magnética é a responsável por esta fenomenologia. O modelo se aplicou ao grupo chamado de *Soft-Gamma Repeaters* e *Anomalous X-Ray Pulsars* (SGR-AXP), considerados manifestações diferentes de estrelas de nêutrons com campos magnéticos extremos (Woods e Thompson, 2006). Porém, existem detecções recentes como a do SGR 0418+5729, com campo magnético estimado de $7.5 \times 10^{12} G$, bastante inferior aos outros, e são às vezes detectados em rádio. Isto faz repensar o cenário dos *magnetares*, já que com um campo tão baixo assim não seria possível extrair suficiente energia rotacional para explicar a emissão X observada.

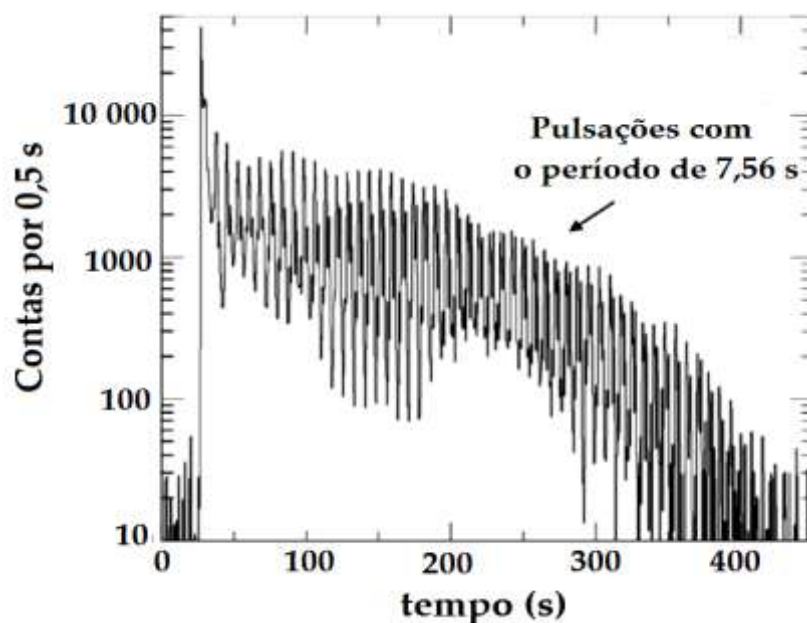


Fig. 6.22. O surto do magnetar SGR 1806-20 do 27 de Dezembro de 2004, observado pela sonda RHESSI. A energia em raios gama é equivalente a toda a emissão solar em 1 milhão de anos (!), liberada em fótons "duros" em ~ 300 segundos. É melhor não estar no espaço próximo à fonte quando isto acontece...

A associação de pulsares e remanescentes de supernovas é hoje uma idéia muito firme, embora seja confirmada em $\sim 10\%$ dos > 200 SNR conhecidos na galáxia. Estas associações são um problema importante, a maior parte dos remanescentes *não deveria* ter nenhum pulsar associado, já que não só as supernovas tipo Ia não produzem pulsares, e também deve haver casos onde o produto foi um buraco negro estelar (Capítulo 5). Outro fator de importância é que os pulsares nascem (em média) com *alto movimento próprio* decorrente do processo, e atingem velocidades $\sim 400 \text{ km s}^{-1}$. Assim, muitas vezes os pulsares "furam" a borda do remanescente natal em expansão e escapam. Por último, o feixe de emissão pode apontar para longe da Terra (em 70 – 80% dos casos), e a própria identificação

dos SNR fica quase impossível depois de $> 10^5$ anos (Capítulo 5). Vários remanescentes foram associados aos *magnetares*, mas os problemas para confirmar estas associações são muito grandes. A tentativa de associar *magnetares* a aglomerados de estrelas massivas que possam ter sido suas progenitoras também apresenta problemas: embora um número de casos parecesse indicar progenitores de $\geq 40 M_{\odot}$ (criando, de passagem, problemas para saber por que estrelas tão massivas não formaram buracos negros...), existe pelo menos um caso no qual o aglomerado ainda tem estrelas com $\sim 17 M_{\odot}$ na MS, lançando dúvidas a respeito das massas maiores (Davies *et al.* 2009).

Finalmente temos no diagrama da Fig. 6.21 os pulsares de *ms*, classe que inclui o objeto mais rápido conhecido hoje, PSR J1748-2446ad no aglomerado Terzan 5, com $P = 1.4$ ms (ou frequência de 716 Hz). Este objeto é mais um representante de uma classe detectada há mais de 20 anos, e que contém um número importante de pulsares em aglomerados globulares. Como os aglomerados não tem sofrido um numero expressivo de supernovas de colapso, um canal alternativo de formação pela acreção de matéria encima de uma anã branca foi postulado (o chamado *Accretion Induced Collapse*, onde a captura eletrônica deve ser mais rápida que a ignição do carbono, Capítulo 5). Mas o mais importante dos pulsares de *ms* é que se acredita que seus períodos ultracurtos são possivelmente devidos à *reciclagem* (Bisnovatyi-Kogan e Komberg, 1974), ou seja, ao processo no qual a acreção da companheira "normal" transfere momento angular e assim acelera a rotação. As condições para a existência destes sistemas são bem favoráveis em aglomerados, e assim a maior parte dos pulsares detectados neles são da classe de *ms*, embora possam existir alguns com a rotação original, sem ter passado por reciclagem.

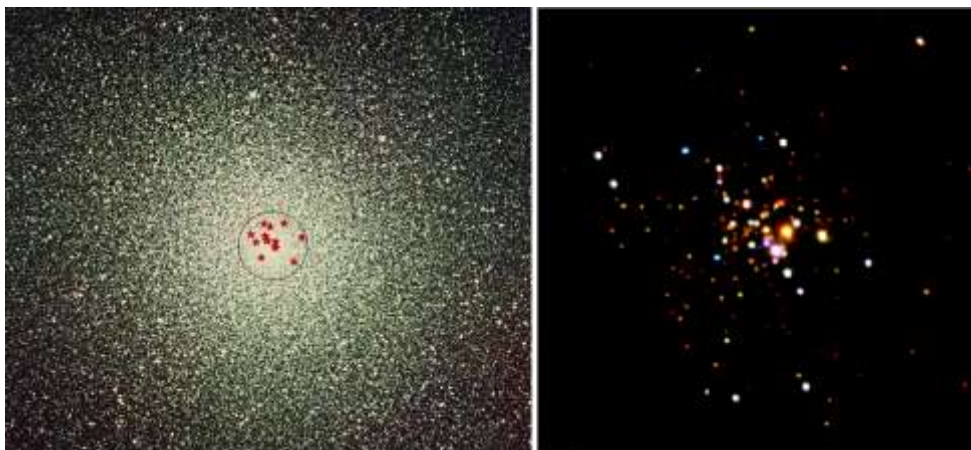


Fig. 6.23. O aglomerado globular 47 Tuc no óptico (esquerda) e em raios X (direita). Alguns dos pulsares pertencentes a este sistema estão marcados com estrelas vermelhas. Na imagem de X podemos ver estes pulsares e outros sistemas de alta energia que emitem intensamente (Grindlay *et al.*, 2001).

A última descoberta de uma classe inteiramente nova de estrelas compactas é a da chamada *Rotating Radio Transient Sources* (ou RRATS), que emitem pulsos de rádio esporádicos em fase, separados por várias horas e podem constituir a população dominante do disco, dadas suas idades características e dificuldades de detecção. Em outras palavras, os RRATs seriam a população majoritária enrustida, quase totalmente silenciosa, das estrelas de nêutrons que continuarão como um tópico de pesquisa de fronteira pelas próximas décadas, ainda mais depois da primeira detecção da fusão de duas em ondas gravitacionais e todo o espectro eletromagnético (Capítulo 10).

A física básica dos buracos negros e suas manifestações observacionais

A construção do conceito do buraco negro

A longa história da idéia de buraco negro tem dois precursores ilustres bem no fim do século 18 (!). Com intervalo de poucos anos, o inglês J. Michell e o francês Pierre-Simon de Laplace discutiram a possibilidade de *estrelas escuras* baseados em idéias newtonianas a respeito da velocidade de escape de corpúsculos de luz desde a superfície estelar. Note-se que estes argumentos se baseiam no conceito newtoniano da natureza corpuscular da luz, caso contrario não haveria como a gravitação de Newton atraí-la. Mas apesar desta característica enviesada, o raciocínio de Michell e Laplace abriu a porta para o estudo moderno dos buracos negros e merece uma discussão (Horvath e Custódio, 2013).

Como é bem sabido, a conservação da energia serve para escrever a condição crítica com a qual uma partícula pode escapar desde a superfície de um corpo de massa M e raio R

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{GMm}{R} \quad . \quad (6.42)$$

Se fizermos $v = c$, aplicável à luz em esta abordagem corpuscular, vemos que se o raio atingir o valor crítico $R = \frac{2GM}{c^2}$ o campo gravitacional não permitira o escape. Assim, o objeto compacto que atinja esta condição será "escuro", invisível aos observadores externos.



Fig. 6.24. Os pioneiros da idéia do buraco negro. À esquerda, John Michell, membro da *Royal Geological Society* inglesa. À direita Pierre Simon, o Marquês de Laplace.

Dois séculos depois, quando formulada a Teoria Geral da Relatividade, foram descobertas soluções onde, em vez de considerar uma superfície física para a emissão da luz, existe uma superfície imaginária, chamada de horizonte de eventos, a partir da qual o exterior não pode receber nenhum sinal do interior. O exterior e o interior ao horizonte ficam desconectados causalmente. Isto é consequência da forte curvatura induzida pela concentração da massa. Mais ainda, bem no centro existe uma singularidade, impossível de ser descrita com as equações clássicas, que aparece coberta pelo horizonte. Esta solução básica, sem adicionar momento angular, carga elétrica nem outros ingredientes, é a chamada *solução de Schwarzschild*, obtida pelo físico alemão do mesmo nome enquanto combatia nas trincheiras da Primeira Guerra Mundial na frente russa (qualquer semelhança com a alegada falta de tempo dos alunos para fazer as listas seria maldosa e deve ser rejeitada...). Um esquema da estrutura de um buraco negro de Schwarzschild se mostra na Fig. 6.25.

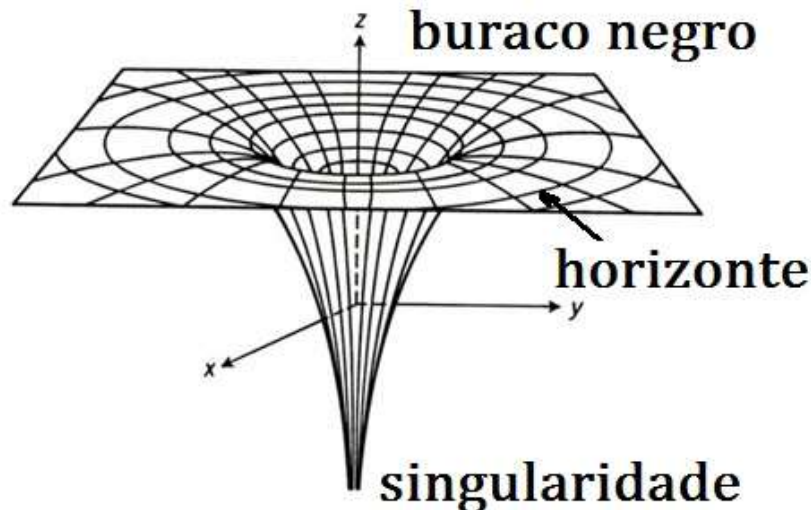


Fig. 6.25. Um diagrama em duas dimensões de um buraco negro. A singularidade está recoberta pelo horizonte, o qual separa o "interior" do resto do Universo.

Com a idéia física da compacticidade como causa da formação de um buraco negro podemos ir além e construir um diagrama geral (conhecido como diagrama de Carter, Fig. 6.26) que contém todos os possíveis buracos negros do Universo (incluído ele próprio...). Já vimos que o raio da configuração tem um valor crítico para $R = \frac{2GM}{c^2} \equiv R_S$ que por um acaso é exatamente o valor do chamado *raio de Schwarzschild* obtido rigorosamente na Relatividade Geral, e que marca a posição do horizonte. Podemos ganhar alguma compreensão do R_S observando que na eq. (6.32) o parêntese no denominador é $(1 - \frac{2GM}{rc^2})$, e enquanto nas estrelas de nêutrons tínhamos que $\frac{2GM}{rc^2} \approx 0.1$, os buracos negros com $R_S = \frac{2GM}{c^2}$ fazem com que este seja zero, e a descrição de TOV deixa de ter sentido. Fisicamente podemos pensar que as estrelas de nêutrons são "empacotadas" mas a pressão resiste à gravitação, os buracos negros chegam ao máximo "empacotamento" e toda a matéria some atrás do horizonte. Assim, não precisaremos impor nenhuma equação de estado, já que os buracos negros resultam "pura gravitação".

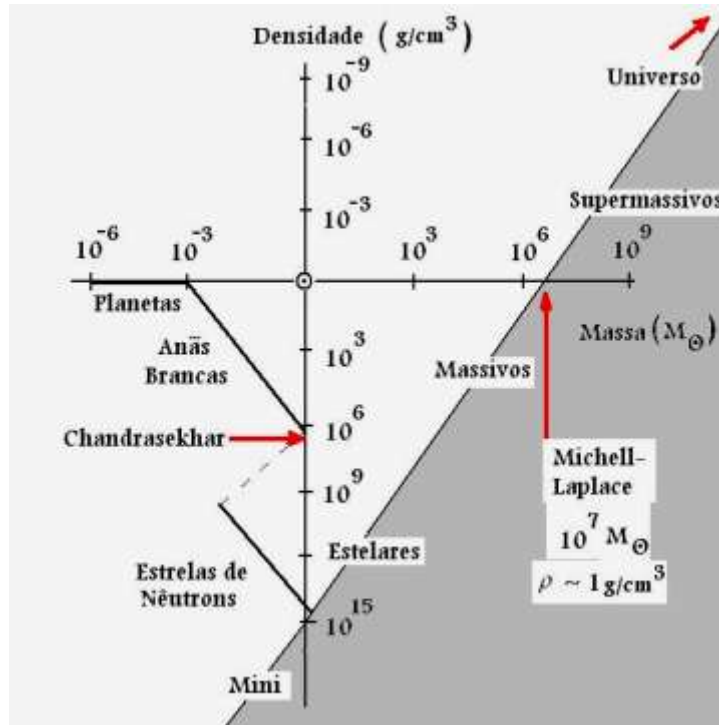


Fig. 6.26. O diagrama de Carter. A região cinza é o domínio dos BH, ou seja, a massa selecionada ao ser comprimida além da densidade inversamente proporcional a R_S^3 forma o chamado horizonte de eventos (ver abaixo). Note-se que conforme a massa aumenta, a densidade efetiva diminui. O buraco negro de Michell-Laplace está indicado, já que eles imaginavam que a densidade era mantida constante $= 1 \text{ g cm}^{-3}$ como no Sol. O próprio Universo poderia entrar no seu raio de Schwarzschild e formar um buraco negro sem que percebêssemos.

O diagrama de Carter tem no eixo vertical a "densidade" dos objetos. Isto parece um pouco estranho, já que acabamos de dizer que a matéria não está presente e que colapsou dentro do raio de Schwarzschild. Mas sempre resulta possível definir uma densidade formal $\rho_{BH} = \frac{3M}{4\pi R_S^3}$, a qual combinada com a definição $R_S = \frac{2GM}{c^2}$ implica que $\rho_{BH} \propto \frac{1}{M^2}$. Os buracos negros de massas $\gg 10^6 M_\odot$, chamados de supermassivos (como aquele do centro da nossa galáxia em *Sgr A**) são muito menos densos que a água, enquanto um mini-buraco negro de massa $\ll M_\odot$ é muito mais denso que uma estrela de nêutrons.

Até a segunda metade do século 20 esperava-se que buracos negros isolados não fossem muito interessantes. Já aqueles que sofrem acreção de uma companheira (caso estelar) ou do meio circumstelar (caso dos supermassivos) apresentam um grande interesse, como veremos a seguir. Mas mesmo aqueles que não possuem companheira foram estudados e um resultado muito interessante foi obtido a respeito deles: o campo gravitacional muito intenso perto do horizonte tem a propriedade de provocar que as flutuações do vácuo (Fig. 1.2 do Capítulo 1) se

assimetrizem, e uma das partículas do par seja às vezes absorvida atrás do horizonte, enquanto a companheira "órfã" escapa do sistema. Somando todas as contribuições se tem que o espectro total é *térmico*, com uma temperatura (de Hawking) inversamente proporcional à massa do buraco negro (Fig. 6.27)

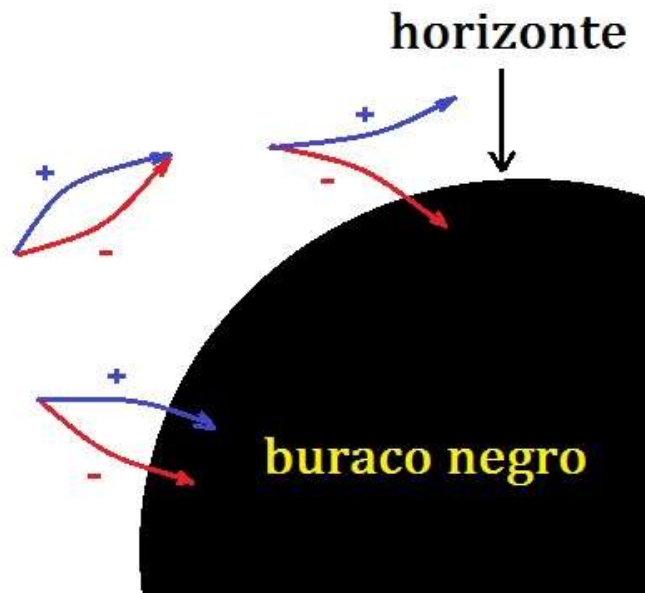


Fig. 6.27. As flutuações do vácuo como origem da radiação de Hawking. Na maior parte das vezes o par de partículas se aniquila sem grandes conseqüências, tal como acontece na ausência de gravitação. Outras vezes o par cai detrás do horizonte. Mas também acontece que somente uma das partículas seja capturada enquanto a outra escapa. A soma destas partículas tem a cara de um corpo negro, e indica que os buracos negros emitem radiação (de Hawking).

Com o auxílio dos conceitos do Capítulo 1 podemos fundamentar estas afirmações e obter a temperatura de Hawking. A emissão de um fóton próximo do horizonte implica que a incerteza na sua posição é da ordem do raio R_S , ou seja

$$\Delta x \approx R_S = \frac{2GM}{c^2} \quad (6.43)$$

com a (6.43) calculamos de imediato a incerteza no impulso Δp

$$\Delta p \approx \frac{\hbar}{\Delta x} = \frac{\hbar}{2R_S} = \frac{\hbar c^2}{4GM} \quad (6.44)$$

A energia do fóton típico resulta assim $E_\gamma = \Delta p c = \frac{\hbar c^3}{4GM}$. Associando uma temperatura T_H a esta energia característica temos que (a menos de um fator numérico 4π que não pode ser facilmente obtido)

$$T_H = \frac{\hbar c^3}{8\pi GM} \quad (6.45)$$

Ou seja, a temperatura da emissão de corpo negro depende do inverso da massa do buraco negro. Numericamente podemos expressar todo em $^{\circ}K$

$$T_H = 10^{-7} \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right) ^{\circ}K \quad (6.46)$$

Da eq. (6.46) fica evidente que a radiação de Hawking é muito fraca e totalmente inobservável, a menos que o buraco negro que evapora esteja próximo do sumiço total. Esta foi uma das sugestões do próprio Hawking, quem propôs monitorar surtos de raios gama muito breves como sinal do final da evaporação.

Porém, existe outro contexto no qual a radiação de Hawking pode ser muito importante: no destino dos buracos negros primordiais, produzidos muito cedo na história do Universo. Existem vários mecanismos possíveis para que os buracos negros se formem, no mais simples (colapso de grandes flutuações da densidade), o mecanismo candidato deve ser capaz de criar flutuações $\frac{\Delta\rho}{\rho} \geq 1/3$ na matéria primordial quase-homogênea. As flutuações hoje detectadas em uma variedade de escalas através do monitoramento da radiação cósmica de fundo (isto é, as flutuações da temperatura são as observadas, e estas refletem flutuações na densidade na época) são da ordem de 10^{-5} , é possível que existam flutuações como as requeridas mas permanecem "escondidas". Independentemente disto, podemos discutir como seria a evaporação dos buracos negros no contexto cosmológico. A emissão Hawking, identificada com a de um corpo negro com temperatura T_H provoca uma perda de energia do buraco

$$\dot{E} = -4\pi R_S^2 T_H^4. \quad (6.47)$$

Como já vimos anteriormente, $R_S \propto M$ e $T_H \propto 1/M$, e a taxa de perda de massa (energia) do buraco é então

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{A}{M^2}. \quad (6.48)$$

Por outro lado, os buracos negros primordiais estão em um meio muito energético e absorvem partículas e radiação do ambiente. Um cálculo completo da seção de choque (que leva em conta que a gravitação do buraco negro aumenta a seção geométrica) resulta em $\sigma = \frac{27\pi}{4} R_S^2$. Este efeito de absorção somente pode ser importante na chamada *era da radiação*, quando a matéria começa a dominar a expansão o fluxo de energia que cai no buraco negro é insignificante. Utilizando a seção de choque e usando que $F \propto c\rho_{rad} \propto T_{rad}^4$ temos, supondo que os buracos

negros são diluídos e não dominam a dinâmica do Universo, a equação mais completa

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{A}{M^2} + BM^2T_{rad}^4 \quad (6.49)$$

para a evolução da massa do buraco com o tempo, com A, B constantes calculáveis dependentes da época considerada e $T_{rad} = T_{rad}(t)$ que decorre das equações de Friedmann da evolução do Universo. Note-se que conservando somente o primeiro termo de Hawking, podemos integrar para obter a massa inicial do buraco negro que estaria evaporando precisamente hoje

$$M \equiv M_H \approx 5 \times 10^{14} g \quad (6.50)$$

correspondente a um objeto pontual, mas com a massa similar à de um asteróide.

A inclusão da energia absorvida nos leva a definir uma curva chamada de *massa crítica* $M_C(t)$ que separa as regiões onde o buraco negro absorve energia ou evapora (Fig. 6.27), que resulta de fazer $\frac{dM}{dt} = 0$ na eq.(6.49) (Custódio e Horvath, 1998). A massa crítica é uma propriedade do meio e, na era da radiação, tem o valor

$$M_C(t) = 10^{26} \left(\frac{T_0}{T_{rad}(t)} \right) g \quad (6.51)$$

Estes desenvolvimentos continuam até hoje, e servem, por exemplo, para identificar quais épocas e mecanismos teriam dado origem a buracos negros primordiais que evaporassem hoje ou contribuam para os fundos de radiação IR, rádio, etc. observados. Um panorama completo pode ser consultado em Carr, Kuhnel e Sandstad (2016).

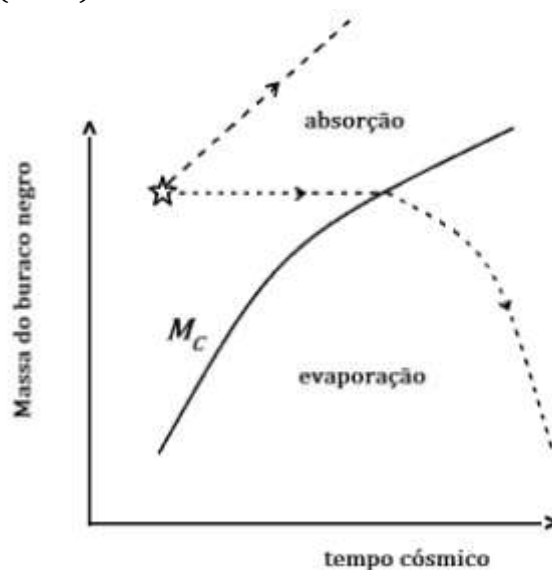


Fig. 6.28. Evolução de um buraco negro no Universo primordial. Se formado acima da massa crítica da época, o buraco negro mantém sua massa quase constante (trajetória horizontal) até atingir o valor instantâneo de M_C num tempo futuro, e evaporará daí em diante. Zel'dovich e outros estavam preocupados pela possibilidade do buraco negro crescer explosivamente, engolindo uma fração substancial do Universo, fato que não acontece na prática. A demora para o buraco negro começar a evaporar pode ser substancial (Custódio e Horvath, 2002).

O quê observamos afinal dos buracos negros?

Até meados do século 20 as pesquisas a respeito dos buracos negros tinham um caráter bem diferente das atuais. Discutiam-se aspectos matemáticos e formais das soluções, teorias alternativas, experimentos imaginários e outros problemas do tipo. Mas jamais eram cogitados aspectos da *observação* dos buracos negros. A moderna idéia da produção de buracos negros em colapsos de estrelas de grande massa não existia, nem o conceito de buraco negro supermassivo (à direita do diagrama de Carter) tinha sido formulado atrelado a qualquer observação.

O fato que alavancou o estudo empírico dos buracos negros foi a descoberta dos quasares nos anos de 1960 (mais detalhes no Capítulo 8), já que a fonte de energia apontava para um mecanismo altamente eficiente de emissão. Os buracos negros de massas gigantescas foram então seriamente considerados. Foi por esta época que o físico John Archibald Wheeler protagonizou um importante "golpe publicitário" quando, em uma palestra no ano de 1967 chamou às soluções com horizonte de eventos de *black hole* (embora houvesse antecedentes para este nome) em vez de "estrelas congeladas" como se denominavam na Rússia. O nome mudou totalmente o conceito destes objetos, e a consideração dos quasares os trouxe para o domínio da realidade, sem que deixassem de ser interessantes para a matemática.

Um aspecto particular do estudo dos buracos negros "reais" é o comportamento da luz quando emitida por fontes próximas ao horizonte, já que sabemos que a curvatura produzira distorções muito importantes respeito da propagação usual. Imagens simuladas dos efeitos de um buraco negro na luz têm sido produzidas desde então (Fig. 6.29)

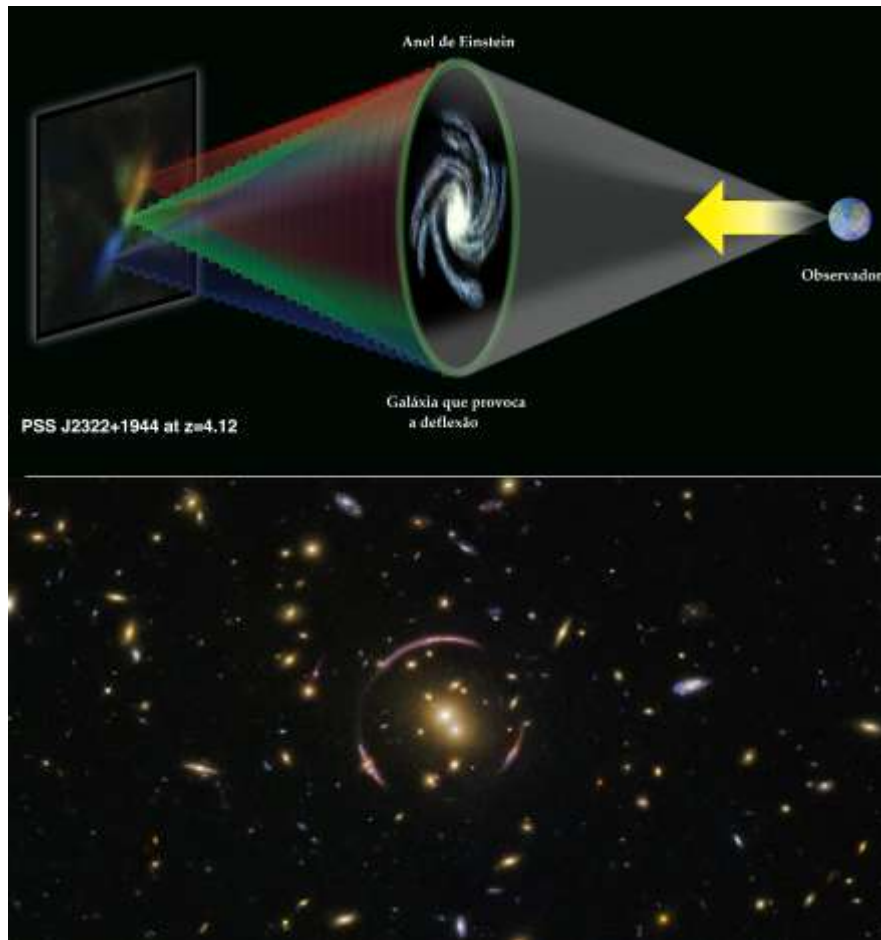


Fig. 6.29. A distorção das imagens pela gravitação (lente gravitacional). Acima: a deflexão da luz pelo campo gravitacional de um objeto de grande massa (galáxia ou aglomerado de galáxias) produz múltiplas imagens de uma fonte dependendo da geometria exata (r_{LS}, r_L , etc.). Abaixo, um exemplo da imagem em arco quase completo de uma galáxia de fundo distorcida por um aglomerado no meio do caminho. A passagem da luz perto do horizonte de eventos de um buraco negro é um caso extremo deste fenômeno já comprovado em outros sistemas extragalácticos.

Enquanto este livro é redigido está em andamento uma iniciativa ambiciosa que pretende imagear as vizinhanças do horizonte de eventos de um buraco negro. Assim seria possível observar diretamente as distorções das imagens e até comparar várias possibilidades que decorrem das diferentes teorias da gravitação contra a predição da RG. É evidente que isto requer uma enorme resolução angular, já que um buraco negro é pouco mais que um ponto. Estas observações são conduzidas pela rede chamada *Event Horizon Telescope* com a maior linha de base possível, da ordem do diâmetro terrestre (Fig. 6.30, vide o site <https://eventhorizontelescope.org/>). A resolução angular pretendida de $\approx \mu\text{arcsec}$ é necessária para produzir imagens do tipo da mostrada na mesma

figura, permitindo estudar, por exemplo, eventos de entrada de gás/estrelas no horizonte de eventos com precisão.



Fig. 6.30. Esquerda: O *Event Horizon Telescope* com alguns dos instrumentos indicados, com o objetivo de produzir imagens com resolução de $\approx \mu arcsec$, suficiente para "enxergar" o buraco negro supermassivo no centro da nossa galáxia em Sgr A* em 1-2 anos.

Em abril de 2019 a colaboração EHT anunciou o primeiro resultado concreto, isto é, a primeira imagem do horizonte de um buraco negro (o do centro da galáxia M87 (Fig. 6.31). A imagem mostra um anel brilhante que decorre da distorção da luz pelo campo gravitacional do buraco negro, e a região escura que é produzida pela captura de fótons pelo horizonte, também conhecida como a "sombra" do buraco negro. O horizonte é, de fato, bem menor que a região escura, mas esta última "sombra" está no limite do que pode ser imageado. A comparação com simulações numéricas indica que a Relatividade Geral reproduz muito bem a distorção medida, e que há pouca ou nenhuma evidência para uma teoria alternativa, resultado que deve ser confirmado em este e outros casos futuros.

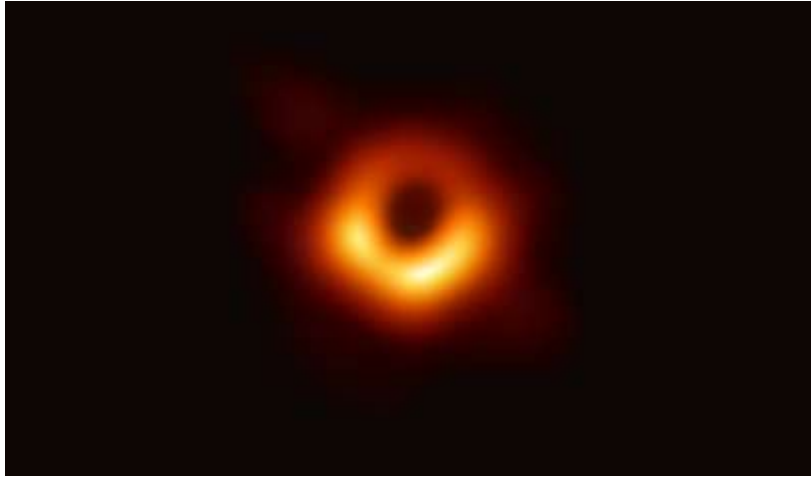


Fig. 6.31. A imagem do buraco negro central em M87 mostrando o anel de radiação produzido pela dobra no campo gravitacional e a "sombra" central. Fonte: <https://eventhorizontelescope.org/>

Passamos agora a descrever as duas categorias de buracos negros das quais temos uma quantidade de informação (a primeira, já discutida, é a dos primordiais mas permanece sem confirmação). A mais próxima espacialmente e abundante é a dos buracos negros remanescentes das estrelas de grande massa, possivelmente aquelas que tinham umas $\sim 25 M_{\odot}$ ou mais. Embora este limite inferior é incerto, existe um forte consenso para acreditar que, acima de um valor limiar, o caroço de ferro e a dinâmica da explosão decorrente não poderão sustentar uma estrela de nêutrons e o resultado será um buraco negro de massa estelar. Do ponto de vista observacional, a própria natureza dos buracos negros sugere que somente haverá possibilidades de observá-los com sucessos quando membros de sistemas binários. Estes podem ou não estar em estados de acreção, dependendo da evolução da companheira e da órbita. Mas para aqueles sistemas nos quais é possível determinar uma massa para o objeto compacto, o limite de Rhoades-Ruffini eq. (6.37) fornece um teste bem confiável para sabermos se aquele é uma estrela de nêutrons ou um buraco negro. A Fig. (6.32) mostra um diagrama de um conjunto de binárias onde esta determinação foi possível. Os objetos listados são os candidatos a buraco negro, já que ultrapassam com folga o valor de Rhoades-Ruffini (explicitamente indicado) e ficam assim identificados.

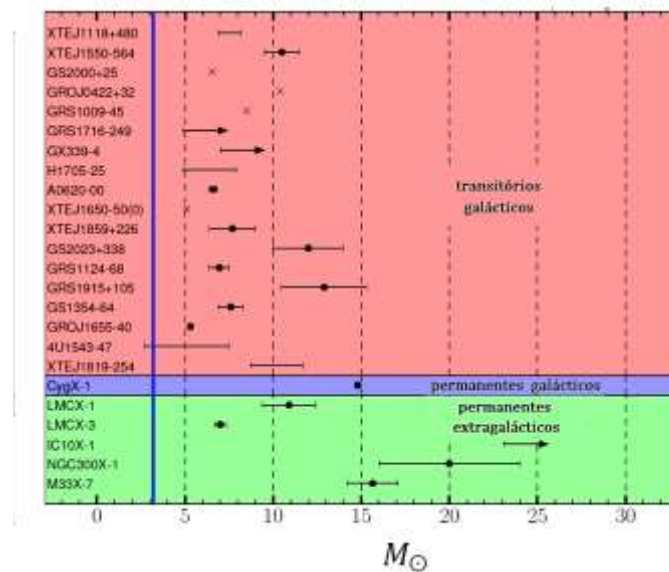


Fig. 6.32. Candidatos a buraco negro em sistemas binários (extraída de <https://stellarcollapse.org/bhmasses>). Todos os sistemas têm massas inferidas superiores à massa limite de Rhoades-Ruffini (linha vertical azul), daí sua identificação. Note-se a ausência de candidatos de baixa massa, e o valor máximo de $\sim 15 M_{\odot}$ para os objetos galácticos.

Um dos exemplos notórios da identificação dos sistemas binários da Fig. 6.32 é a binária de raios X extragaláctica M33 X7 (Fig. 6.33). A cada 3.45 dias a companheira, uma estrela de $\sim 70 M_{\odot}$, sofre eclipses pelo disco que passa enfrente da linha de visada. Isto permite determinar com boa precisão a inclinação $\text{sen } i$ na eq. (6.38), e com ela a massa do objeto escuro primário que resulta de $15.65 \pm 1.45 M_{\odot}$. Assim, este resulta identificado como um buraco negro. Esta determinação corresponde à última linha que aparece na Fig. 6.32 e também uma das mais confiáveis, graças à presença dos eclipses.



Fig. 6.33. A binária extragaláctica M33 X-7 em raios X. À esquerda, a emissão normal da binária. À direita, o eclipse pelo disco (não zero totalmente porque algo

da radiação X se espalha para fora do disco). Note-se que para reproduzir a curva de luz o semi-eixo da órbita é $\leq 1/2$ daquele da órbita de Mercúrio

Existem outras formas de determinar a presença de buracos negros em sistemas, que vão além da Terceira Lei de Kepler. Por exemplo, várias binárias de raios X apresentam surtos X, onde a contagem de fótons "duros" sobe muito rapidamente e decai em \sim minutos (Fig. 6.34, esquerda). A interpretação mais aceita é que o hidrogênio acretado acumula-se na superfície da estrela até atingir a densidade e temperatura de ignição termonuclear. As binárias de raios X podem ser analisadas de várias formas, mas um diagrama revelador é o da luminosidade vs. período orbital. Quando colocadas em esse plano, observa-se um hiato entre dois grupos, um mais luminoso e outro muito menos luminoso nos estados estacionários. A observação chave é que somente o grupo mais luminoso (parte superior da direita da Fig. 6.34) apresenta surtos X, enquanto o grupo menos luminoso nunca o faz. Isto levou à interpretação que, desde que os surtos precisam da existência de uma superfície para acumular o hidrogênio, o grupo mais luminoso continha estrelas de nêutrons. E por não ter superfície alguma, o grupo de menor luminosidade estava composto de buracos negros onde o surto não poderia acontecer. Esta hipótese também explicaria por quê a diferença na luminosidade estacionária: o disco de acreção na sua parte mais interna cairia dentro do horizonte de eventos e é precisamente aí onde a maior parte da energia é radiada (Narayan, 2003). Vemos aqui como é possível propor testes para descobrir a presença de buracos negros em sistemas estelares reais.

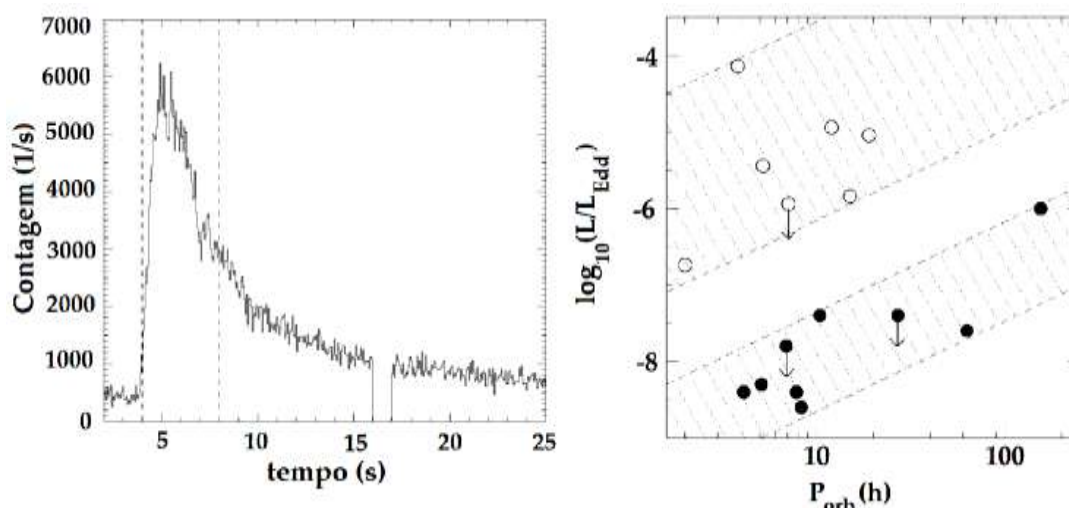


Fig. 6.34. Surtos de raios X como teste da presença de buracos negros. Esquerda: um surto típico, onde a contagem aumenta pelo menos um fator 10 e volta ao estado inicial depois de uns 2 minutos. Direita, o diagrama $L - P_{orb}$ para um conjunto de fontes. A separação em dois grupos de luminosidade diversa é evidente, e acontece com independência do P_{orb} . Os da parte inferior são identificados como buracos negros.

Além da classe de buracos negros de massa estelar, temos agora evidência da presença no Universo de buracos negros chamados de supermassivos, com massas $\geq 10^6 M_{\odot}$. Esta classe não era cogitada antes dos anos 1960, e foi precisamente a descoberta dos *quasares* que provocou seu estudo. Estes desenvolvimentos serão analisados no Capítulo 8, mas vamos tratar aqui brevemente um desses monstros cósmicos que apresenta grande interesse por estar localizado no centro da nossa própria galáxia.

O estudo do centro da nossa galáxia não é nada fácil, já que a região está fortemente obscurecida por poeira e gás. Existem algumas "janelas" de baixa extinção nas quais a observação é mais simples e efetiva, e naturalmente resulta possível utilizar comprimentos de onda infravermelhos e ondas de rádio para estas pesquisas. Com o acúmulo de informação ao longo do tempo ficou claro que o *parsec* central contém uma população estelar muito interessante, além de objetos compactos e remanescentes de supernova. Precisamente o estudo do movimento das estrelas mais centrais permitiu identificar a presença de um objeto compacto supermassivo utilizando o método já explicado da Terceira Lei de Kepler. A Fig. (6.35) mostra as órbitas de duas estrelas particularmente úteis (S0-2 e S0-102), pois têm períodos relativamente curtos e foram bem determinadas depois de mais de 15 anos de observações (Ghez *et al.*, 2008). A aplicação direta da Lei de Kepler mostra que praticamente no foco das elipses (marcado com uma estrela) um objeto de massa calculada em $3.5 \times 10^6 M_{\odot}$. Não há qualquer sinal em nenhum comprimento de onda que revele a presença deste objeto, e por isto acredita-se que é um buraco negro de massa gigantesca. Existem outras propostas que resultam, por sua vez, mais exóticas que a do buraco negro. Como esta presença de buracos negros supermassivos existe em um número enorme de galáxias, o consenso em favor desta hipótese fundamentada nas observações cinemáticas é muito grande.

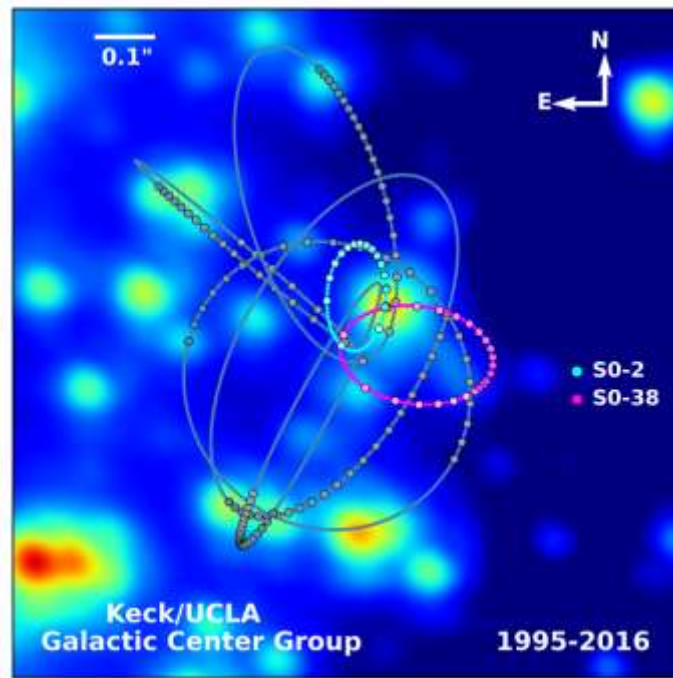


Fig. 6.35. O centro da Via Láctea (chamado de Sgr A*), indicado com a estrela branca, e várias órbitas de estrelas em torno dele.

Estes habitantes dos centros galácticos revelam-se muitas vezes ativos, dando origem aos chamados AGNs (Capítulo 8). Mas é claro que o centro da Via Láctea não é um núcleo galáctico ativo. Isto se deve a que a queda de matéria é somente esporádica, em contraste com os seus parentes cosmológicos. Contudo, foi possível imagear diretamente alguns centros de galáxias externas e conferir que os buracos estão presentes, em alguns casos até formando sistemas múltiplos (Fig. 6.36).

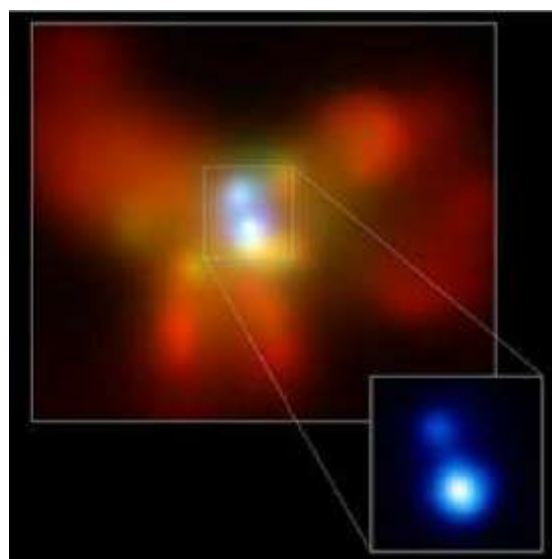


Fig. 6.36. Um exemplo de buracos negros binários em galáxias externas (NGC 6240). A história da formação é ainda um mistério (vide Capítulo 8)

Outros casos onde efeitos diretamente associáveis com a presença de um objeto supermassivo foram observados incluem a chamada linha K_α do ferro, identificada com a fluorescência da camada K . Esta linha de emissão está presente nos raios X, com energia de 6.4 keV. Seu perfil é bem conhecido e estudado. Mas em ao menos dois sistemas extragalácticos, a linha presente está fortemente distorcida de forma assimétrica (Fig. 6.37). A interpretação é que o material emissor participa da acreção em torno de um buraco negro de grande massa, e assim a "puxada" gravitacional em direção ao centro aparece com clareza no espectro. É importante apontar que, apesar das campanhas para procurar mais exemplos, estes são escassos. Não é claro o por quê desta raridade, já que o fenômeno da acreção é muito comum e deve estar associado à atividade galáctica (Capítulo 8).

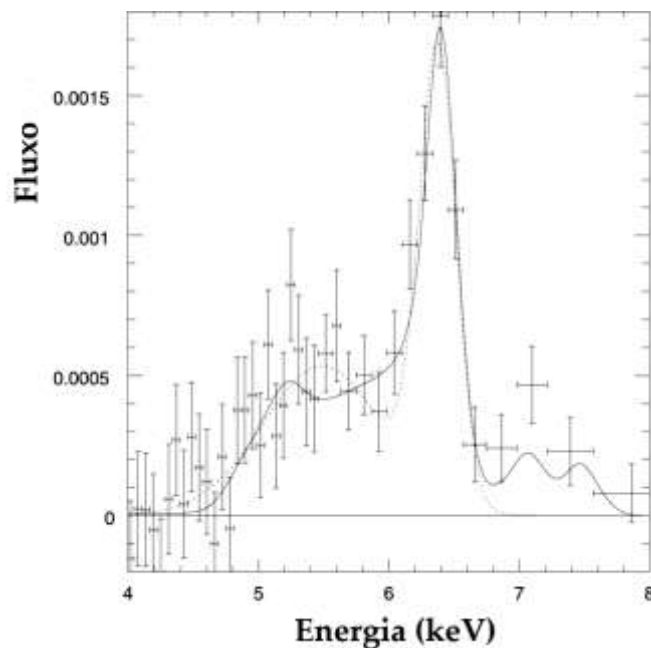


Fig. 6.37. O perfil observado da linha K_α do ferro em NGC 4151. A distorção (assimetria) é evidente, mas há poucos sistemas assim.

Finalmente vamos discutir uma classe de fontes descobertas em 1994 por L.F. Rodríguez (UNAM, México) e F. Mirabel (IAFE, Argentina) e que trouxe uma perspectiva completamente diferente dos buracos negros mais próximos. Mirabel e Rodríguez observaram Cyg X-1, um objeto que mostrou a presença de jatos relativísticos e lóbulos de rádio similares aos observados nos AGNs (Fig. 6.38, esquerda), mas com uma escala muito menor. A distância inferida para Cyg X-1 é de uns 8 kpc . Logo a seguir, os mesmos pesquisadores conseguiram mostrar que uma segunda fonte (GRS 1915) apresenta o chamado *movimento superluminal* (Fig. 6.38, direita) do jato, no qual as estruturas deste parecem se afastar com velocidades $> c$ por um efeito de projeção. Desta forma, ficou demonstrado que os jatos eram relativísticos e que, em linhas gerais, os objetos de massas estelares (GRS 1915 contém um buraco negro de massa estimada em $\sim 33 M_\odot$) se

comportavam em boa medida como seus "primos" gigantescos os AGNs. Daí o nome de *microquasares* com o qual se conhecem até hoje.

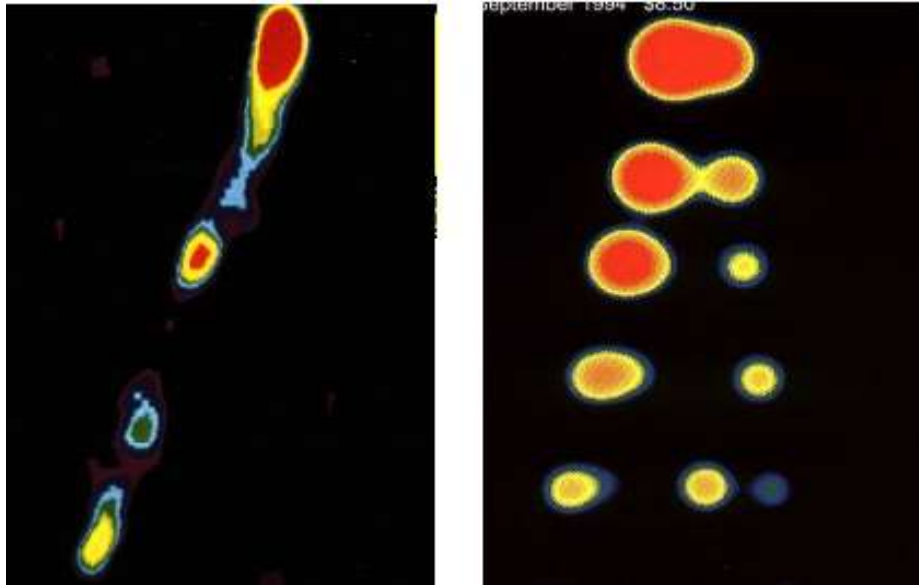


Fig. 6.38. Esquerda: a imagem de Cyg X-1 com os jatos e lóbulos de rádio próximo do centro da nossa galáxia. Direita: o movimento superluminal dos jatos do GRS 1915. O intervalo entre a primeira e a última imagem é de menos de 1 mês, e a distância aparente percorrida pelo material é de umas 8000 UA.

A Fig. 6.39 mostra o paralelo entre a morfologia de um quasar e de um microquasar. Enquanto no caso dos AGNs a acreção é "fóssil", do meio circundante, os microquasares são alimentados por uma companheira doadora. É importante apontar que, devida à diferença de escalas espaciais e temporais, podemos ver fenômenos que de outra forma seriam muito lentos ou distantes, por exemplo, a expansão superluminal análoga à da Fig. 6.38 leva muitos anos no caso de um AGN. Temos assim sistemas muito próximos que se comportam como aqueles muito distantes, e como isso a possibilidade de aprendermos mais a respeito dos objetos centrais que são identificados com buracos negros.

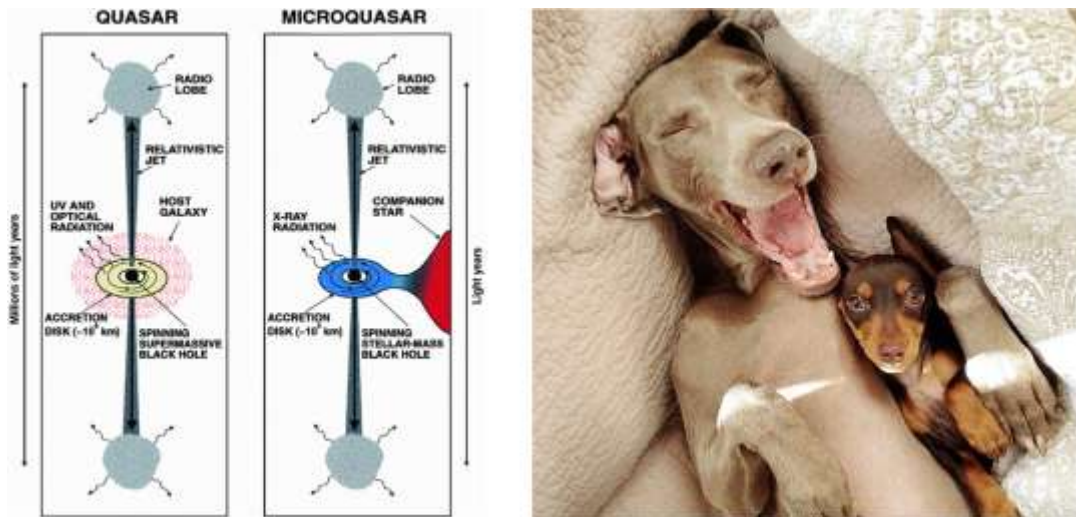


Fig. 6.39. O quasar e o microquasar. À esquerda, uma comparação identificando os principais elementos de cada sistema. À direita, uma analogia biológica que enfatiza a identidade da estrutura e os processos, mas em escalas bem diferentes.