

2

Teoria das Supernovas

O capítulo está dividido da seguinte forma: na seção 2.1 veremos um pouco da história das supernovas, os primeiros registros e locais de observação; depois, na seção 2.2, faremos uma abordagem rápida sobre evolução estelar para, na seção 2.3, conhecermos os tipos de classificação de supernovas existentes atualmente. Em seguida, na seção 2.4, vamos nos aprofundar sobre as etapas e os processos de explosões de supernovas. Na seção 2.5 falaremos rapidamente sobre o espectro dos neutrinos, mencionando a função distribuição utilizada neste estudo; e fecharemos o capítulo com a seção 2.6 onde descreveremos um pouco sobre o evento que marcou a astrofísica de neutrinos, o registro da SN1987A, os experimentos envolvidos e o que foi captado.

2.1

Um Pouco de História

No distante século II A.D.¹ astrônomos chineses registraram objetos que apareciam no céu repentinamente e permaneciam visíveis por um certo período de tempo (vários meses ou alguns anos) e depois desapareciam. Tais objetos foram registrados pelos chineses como “estrelas visitantes”. Estas estrelas foram, provavelmente, supernovas. Uma das mais conhecidas foi registrada em 185 A.D. e sua remanescente produz, atualmente, fortes imagens em raio-X.

Em maio de 1006 A.D. apareceu a supernova mais brilhante, tanto que seu brilho foi maior que o de Vênus [19] e foi observada na China e na Europa. Sua remanescente é observada atualmente em imagens de rádio, porém esta não foi a mais famosa da época. Em 1054 surgiu o que hoje conhecemos como Nebulosa do Caranguejo, a qual foi novamente observada pelos chineses e não há registros na Europa sobre esta supernova. A diferença da remanescente desta para as outras supernovas citadas acima é que ela mostra somente as camadas

¹Anno Domini, do grego Ano do Senhor, representa os anos posteriores ao nascimento de Jesus Cristo.

radiantes, representado a onda de choque. Toda a estrela é luminosa, o que reforça a hipótese de que em seu centro há uma Estrela de Nêutrons emitindo radiação eletromagnética em todas as frequências em intervalos regulares. As remanescentes das supernovas 185 e 1006 não possuem Estrelas de Nêutrons em seus centros.

Alguns séculos a frente, temos a observação de uma “nova estrela” realizada pelo jovem físico dinamarquês, Tycho Brahe, em novembro de 1572. Esta remanescente é observada hoje em raio-X e também não possui estrela de nêutrons em seu interior. Ainda é válido destacar as observações de Kepler, em 1604, de uma supernova que ficou visível por um ano inteiro e hoje é medida em raio-X; assim como a supernova de Cassiopéia A, entre 1650 e 1680, cuja remanescente emite em rádio, as quais foram as últimas supernovas registradas na Galáxia [20, 21].

O termo Supernova não havia sido utilizado até a década de 30 do século passado. Foram Baade e Zwicky [22] que introduziram o termo para distinguir estas Novas² extremamente luminosas das conhecidas até então. O brilho delas era tão intenso que poderia ser observado mesmo que ocorresse em outra galáxia. Estes dois astrônomos foram os pioneiros no estudo e na busca por supernovas de maneira mais sistemática. Na Fig. 2.1 vemos a evolução na quantidade de supernovas detectadas ao longo dos anos [23].

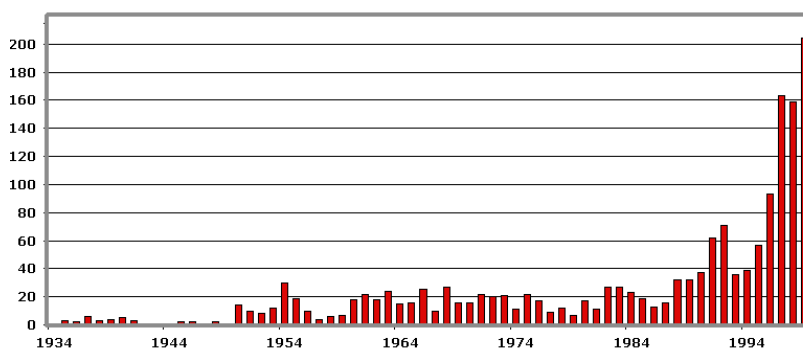


Figura 2.1: Distribuição anual das supernovas descobertas entre 1934 e 1999.

²Novas são eventos de explosões que resultam em perda de massa da estrela, mas não há mudança em sua estrutura. Também são identificadas através de aumento de brilho e posterior enfraquecimento, mas em proporções muito menores que as supernovas.

2.2

Evolução Estelar

2.2.1

Nascimento de uma Estrela

Há muitas dúvidas sobre o processo exato de formação estelar, mas sabemos que inúmeras galáxias possuem regiões gigantescas, muito densas e muito frias que chamamos de nuvens moleculares gigantes compostas quase que totalmente por hidrogênio. Este tipo de nuvem pode sofrer ações externas, tais como: colisão com outra nuvem molecular gigante, formação de uma supernova na vizinhança, instabilidade gravitacional ou magnética, ou tudo isto simultaneamente. Qualquer destes acontecimentos seria suficiente para aumentar a densidade em alguma região dentro da nuvem e esta região começar a contrair-se sob a ação de sua própria força gravitacional. Isto afeta as outras regiões da nuvem, que também começam o processo de contração. O objeto resultante é chamado de protoestrela. A formação da protoestrela é relativamente rápida, levando cerca de 1000 anos. Sabemos que a força gravitacional é proporcional ao inverso do quadrado da distância, o que significa que as regiões mais internas da protoestrela sofrem uma ação maior da gravidade fazendo com que caiam mais rapidamente. No início do colapso as partículas não colidem entre si, ou seja, a pressão interna é zero. Por isso podemos dizer que o colapso da nuvem se dá em queda livre. Depois de formado o núcleo na região central do colapso, há o período de acreção de partículas das camadas mais externas. Com o aumento das colisões entre as moléculas, os grãos de poeira são aquecidos e irradiam no infravermelho. Durante milhares de anos essa radiação consegue escapar e mantém a protoestrela fria, com pressão interna muito pequena. Entretanto, em um dado momento, a densidade no núcleo alcança valores críticos e a própria poeira torna-se opaca para a radiação infravermelha. A pressão interna aumenta, o que faz com que a temperatura também se eleve. Este embate entre pressão e força gravitacional continua até que seja atingido o equilíbrio, chamado de **Equilíbrio Hidrostático**. A partir daí a protoestrela passa a chamar-se *estrela da pré-sequência principal* e encontra-se localizada no canto superior direito do diagrama H-R³, que

³Trabalho realizado em 1911 pelo astrônomo dinamarquês Ejnar Hertzsprung e em 1914, de maneira independente, pelo astrônomo americano Henry Norris Russell. Ambos observaram que as estrelas não se distribuíam uniformemente, mas se agrupavam em áreas bem delimitadas.

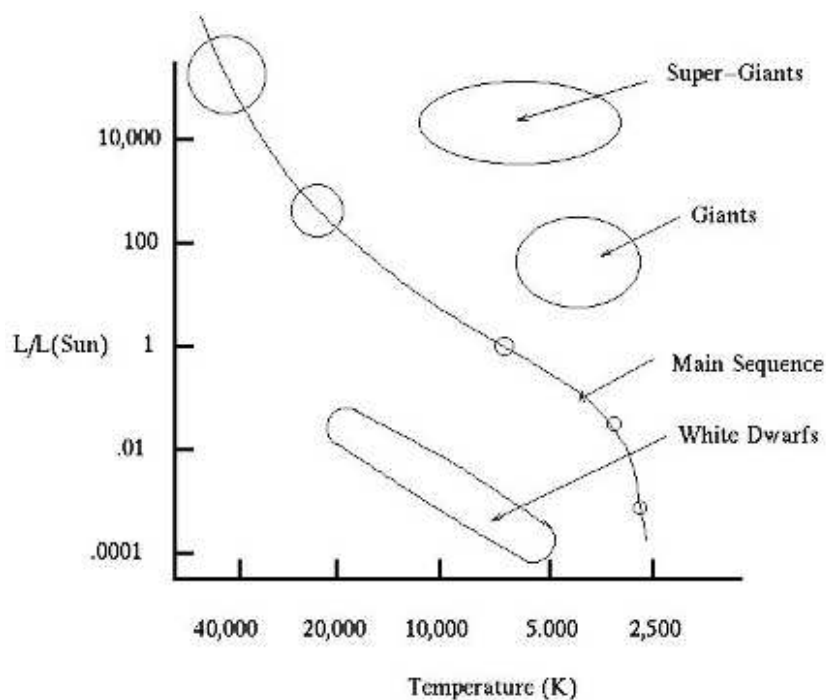


Figura 2.2: Diagrama Hertzsprung-Russell. A Sequência Principal é a linha diagonal (na verdade, uma faixa) onde as estrelas permanecem o maior tempo de sua evolução, durante a queima de hidrogênio.

relaciona a luminosidade das estrelas com suas temperaturas, conforme mostra a Fig. 2.2.

Nesta etapa a estrela da pré-sequência principal possui uma temperatura superficial menor do que terá quando adulta, mas o seu raio e luminosidade, que se deve somente pela irradiação de calor via convecção do núcleo para a superfície, são maiores do que ela terá em seu futuro. Após alguns milhões de anos nesta fase, a parte central da estrela consegue atingir a temperatura de aproximadamente 10^7 K e, a esta magnitude, começam a ocorrer as primeiras reações de fusão nuclear do hidrogênio. A partir de então, as fusões nucleares regirão a vida deste astro e ele é considerado oficialmente uma **estrela** e, a partir de agora, pertencente à sequência principal do Diagrama H-R[24].

2.2.2 Sequência Principal

A estrela se encontra em sua fase adulta, isto é, na sequência principal do diagrama H-R, isto quer dizer que ela transforma hidrogênio em hélio através de um dos dois processos possíveis: cadeia próton-próton (pp chain) ou ciclo

CNO (CNO cycle). As estrelas entram em sua fase adulta na parte inferior da largura da sequência principal, e o local depende de sua massa: estrelas com até 3 massas solares (estrelas de pequena massa) posicionam-se na parte inferior da sequência principal; entre 3 e 10 massas solares (estrelas de massa intermediária) localizam-se na parte central; e acima de 10 massas solares (estrelas de grande massa) ficam na parte superior da sequência principal do Diagrama H-R (Fig. 2.3). O modo de evolução da estrela depende muito de sua massa e não nos deteremos em nenhum caso específico. Comentaremos as características gerais da evolução para todos os tipos de estrela.

O tempo de duração da queima do hidrogênio depende da massa inicial da estrela, o que significa que pode durar milhões de anos para estrela mais massivas ou até chegar a bilhões de anos para estrelas menos massivas, como o Sol. Entretanto, com a diminuição da quantidade do gás devido a queima, a temperatura e densidade precisam subir para manter a mesma taxa de fusão nuclear. O aumento da temperatura se dá de modo gradual e a estrela se expande levemente, o que resulta em um maior fluxo de energia para a superfície

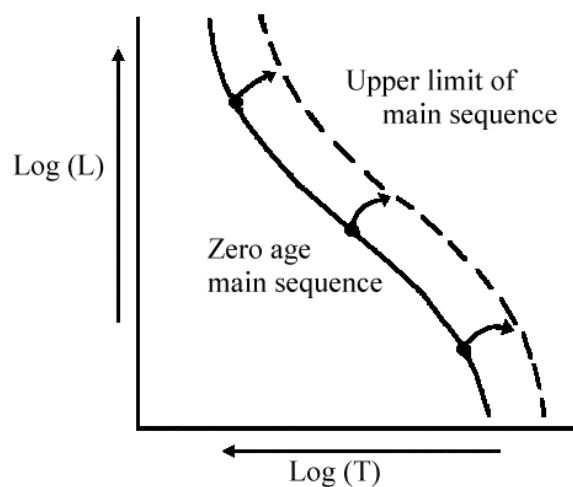


Figura 2.3: Diagrama H-R. A Sequência Principal é a faixa onde as estrelas permanecem maior tempo de sua evolução, durante a transformação do hidrogênio em hélio. Elas ingressam sempre pela parte inferior da faixa. Estrelas de pequena massa na parte inferior, as de massa intermediária na parte central e as de grande massa na parte superior da sequência principal.

e no aumento da luminosidade. Com uma grande quantidade de hidrogênio transformado em hélio, o peso molecular médio muda, alterando a estrutura do astro. Inicialmente estas mudanças são graduais, mas posteriormente se dão de modo mais rápido. A relação massa-luminosidade, calculada por Arthur S. Eddington em 1924, mostra que

$$\frac{L_*}{L_\odot} = \left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^{3.3}, \quad (2.1)$$

e o tempo de vida t de uma estrela depende de sua energia (massa) e a taxa com que ela gasta essa energia (luminosidade). Então,

$$\frac{t_*}{t_\odot} = \frac{\left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)}{\left(\frac{L_*}{L_\odot}\right)} = \frac{\left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)}{\left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^{3.3}} = \left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^{-2.3}, \quad (2.2)$$

conclui-se que quanto maior é a massa da estrela, menor é o tempo de vida dela. O valor exato da potência depende da massa, mas o resultado vale para todo tipo de estrela [24].

Passados vários milhões de anos, as vezes até mesmo bilhões, a quantidade de hidrogênio diminui bastante, produzindo mudanças na estrutura da estrela. Uma das mudanças é a diminuição da pressão interna, o que faz com que a estrela comece a se contrair. Esta ação libera energia gravitacional. Essa energia adicionada a da queima do hidrogênio, que continua a ocorrer, vence a força da gravidade e empurra as camadas mais externas para fora. Resumindo, nesta fase o núcleo da estrela se contrai enquanto que as camadas externas se expandem. É o começo do fim. A estrela sai da sequência principal para se tornar um estrela **gigante vermelha** ⁴.

2.2.3

Destinos das Estrelas

Como mencionamos anteriormente, o modo de evolução dependerá muito da massa da estrela quando localizada na sequência principal do diagrama H-R. Embora os limites não sejam rígidos, podemos mostrar a evolução estelar da seguinte maneira:

⁴Esta denominação deve-se ao fato da estrela aumentar em até 200 vezes de tamanho e possuir temperatura superficial baixa, em torno de 3000 K.

Massa Muito Pequena

São estrelas cuja massa é menor que 0.8 massas solares. O núcleo da estrela se contrai muito lentamente e a temperatura central não aumenta muito. O envoltório continua a se expandir e ela torna-se uma *estrela supergigante*. Como a expansão é contínua, em um dado momento a estrela não consegue mais manter gravitacionalmente o seu envoltório e este é ejetado no espaço. O destino final dela é ser uma *nebulosa planetária*⁵.

Massa Pequena

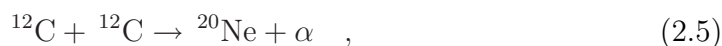
Esta é a chamada região de massa solar, pois é onde está incluído o Sol. Ela vai de 0.8 até 3 massas solares. Sofrendo uma ação maior da gravidade, o núcleo da estrela consegue se contrair e sua temperatura se eleva a aproximadamente 10^8 K, quando inicia-se a queima do hélio em carbono através do processo *triplo-alfa*



Após consumir praticamente toda sua reserva de hélio, a estrela sofre o mesmo processo passado na fase do hidrogênio: o núcleo se contrai e o envoltório se expande ainda mais. Temos uma supergigante. Como o núcleo não conseguirá contrair-se o suficiente para iniciar a queima do carbono, o seu destino é ejetar as camadas exteriores e transformar-se em nebulosa planetária.

Massa Intermediária

São estrelas entre 3 e 8 massas solares. Neste intervalo o núcleo da estrela consegue atingir a temperatura de 10^9 K e iniciar a queima do carbono através dos processos



⁵Como a estrela expele as suas camadas mais externas, sua parte central e quente fica exposta. A forte radiação ultravioleta proveniente desta estrela residual faz o gás ejetado fluorescer.

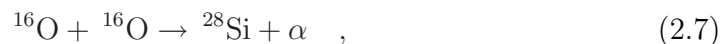


Embora não haja unanimidade, acredita-se que a estrela possa ter dois destinos:

1. A energia necessária para quebrar o núcleo de carbono sólido é tão grande que a estrela explodirá como uma supernova e não restará nada, a não ser o gás lançado no espaço; ou
2. A explosão não destruirá a estrela e deixará uma estrela residual, muito pequena e densa, uma *estrela de nêutrons*.

Massivas

A partir de 8 massas solares aproximadamente, consideramos que uma estrela é massiva e, como a força gravitacional é bem maior para esta região, as estrelas passam por vários estágios de queima nuclear. Assim como as estrelas de menor massa, elas queimam hidrogênio, hélio e carbono; mas vão além devido a contração lenta e suave do núcleo. A temperatura consegue chegar a aproximadamente 2×10^9 K, o que é suficiente para queimar os resíduos da queima do carbono: oxigênio e neônio. Os novos elementos da fusão anterior serão silício, enxofre e magnésio. Esta transformação se dá pelos seguintes processos:



Caso a estrela possua massa superior a 15 ou 20 massas solares, o seu núcleo consegue alcançar temperaturas de 3×10^9 K, o que permite a queima nuclear chegar até a última escala, o **Ferro**, que é o elemento pesado mais estável. Nesta etapa, a estrela queima vários tipos de elementos, cada um em uma camada: a de hidrogênio, mais externa; e junto ao núcleo, o silício. Diz-se que a estrela possui estrutura interna semelhante a uma cebola [24]. Veja a Fig. 2.4.

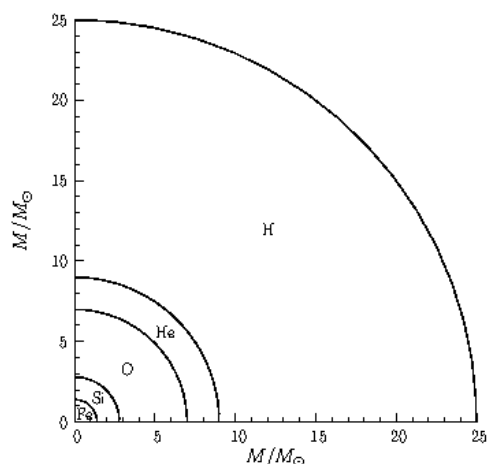


Figura 2.4: Camadas da queima nuclear de uma estrela muito massiva ao final de sua evolução. Figura de Mafalda Martins, ESO.

Vimos que estrelas com muita massa sofrem um processo violento ao final da queima de seu combustível nuclear, são as explosões de supernovas. Como este é o evento que nos interessa neste trabalho, vamos vê-lo acontecer mais detalhadamente.

2.3

Tipos de Supernovas

As primeiras classificações de supernovas ocorreram no final da década de 30, por Zwicky e seu assistente, J.J. Johnson, que realizaram uma busca minuciosa no céu e encontraram aproximadamente 20 supernovas. Na mesma época, Minkowski mediu o espectro das supernovas descobertas. Pelo estudo das linhas espectrais, eles postularam que havia 2 tipos de supernovas e classificaram-nas como Tipo I e Tipo II. A principal característica é a ausência (presença) da linha espectral do hidrogênio para o tipo I (tipo II). Mas o fator mais importante é o processo de criação de supernovas, que pode ser *termonuclear* ou por *colapso do núcleo*.

Supernovas do Tipo I possuem curva de luz característica com um pico de luminosidade que dura em média 2 semanas e depois lenta e suavemente decresce de intensidade nos meses seguintes (vide Fig. 2.5). São divididas em tipos Ia, Ib e Ic.

Explosões do tipo Ia apresentam linha espectral de silício - formada da fusão de carbono com oxigênio - e são encontradas em todo tipo de galáxia: elíptica, espiral e irregular. Acredita-se que supernovas do tipo Ia ocorram em regiões de estrelas muito velhas, e por isso pensa-se que são

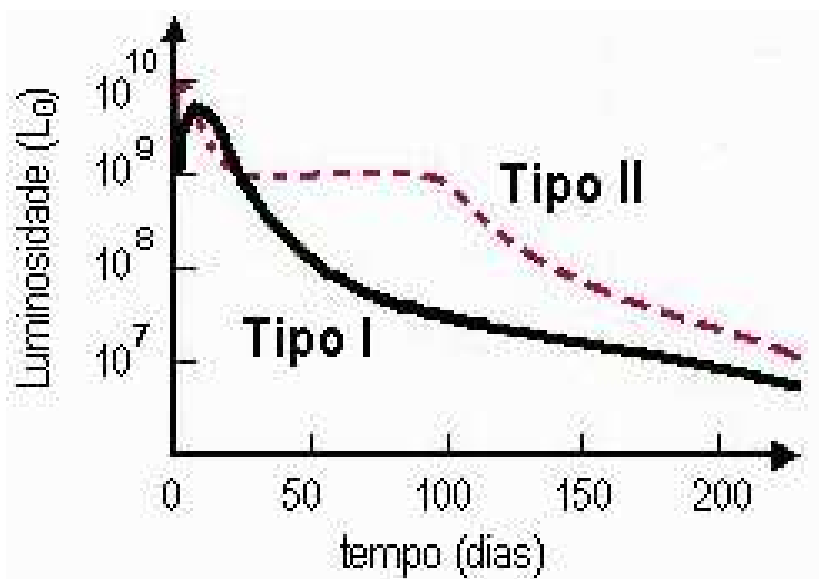


Figura 2.5: Curva de luz de supernovas dos Tipos I e II.

geradas por anãs-brancas ⁶ com núcleo de carbono ou oxigênio que tem uma companheira próxima, formando um sistema binário. Esta companheira perde massa, através de inúmeros mecanismos, que é atraída pela gravidade da anã-branca. Essa acreção de massa tem um limite, o **limite de Chandrasekhar**. Quando a anã-branca ultrapassar este limite, a pressão de degenerescência dos elétrons não mais suportará o puxão gravitacional e a estrela começa a colapsar, iniciando a fusão do carbono e oxigênio em metais mais pesados, que irá liberar uma quantidade enorme de energia e resultará na explosão termonuclear [20, 25]. Podemos calcular este valor máximo da seguinte maneira[26]: consideramos uma anã-branca com N elétrons e de raio R tal que o número de densidade eletrônica é $n \sim N/R^3$. E, de acordo com o Princípio de Exclusão de Pauli, o volume por elétron é $v \sim 1/n$, com um tamanho $r \sim v^{1/3}$. Usando o Princípio de Incerteza de Heisenberg em unidades naturais temos que o momento do elétron é $p \sim r^{-1} \sim n^{1/3}$. Para estrelas com pouca massa, a pressão de degenerescência eletrônica consegue igualar-se com a gravidade e os elétrons não são relativísticos. Estrelas massivas possuem regime relativístico para os

⁶Uma estrela de massa pequena ou intermediária (até $8 M_{\odot}$) transforma-se em gigante vermelha e, na queima do hélio ou carbono, ejeta suas camadas mais externas para o espaço, restando apenas o núcleo. Tudo isso - núcleo e gás lançado ao espaço - passa a ser chamado de nebulosa planetária. Após alguns milhares de anos, todo o gás lançado no espaço se dissipa e o núcleo da antiga estrela torna-se visível. Temos uma anã-branca, muito pequena e muito densa.

elétrons devido à alta densidade alcançada no núcleo durante a contração. Neste caso podemos desprezar a massa do elétron e escrever a energia devido à pressão deste gás de Fermi como

$$E_p \simeq p \sim \frac{N^{1/3}}{R} \quad . \quad (2.10)$$

Cada elétron é associado a uma massa $m \equiv m_N/Y_e$, onde m_N é a massa de um nucleon e Y_e é a fração eletrônica ⁷. Assim, a energia gravitacional por elétron é

$$E_G \sim -\frac{GMm}{R} \sim -\frac{Gm_N^2NY_e^{-2}}{R} \quad , \quad (2.11)$$

onde G é a constante gravitacional ⁸ e a massa total é $M \simeq mN \simeq m_N N/Y_e$. Podemos observar que o equilíbrio é alcançado quando a energia total é mínima

$$E = E_p + E_G \sim \frac{N^{1/3}}{R} - \frac{Gm_N^2NY_e^{-2}}{R} \quad . \quad (2.12)$$

É importante observar que ambas energias variam em $1/R$. Para não haver colapso é necessário que a energia seja não negativa. Então podemos determinar o número máximo de elétrons fazendo $E = 0$ em (2.12):

$$N_{max} \sim (Gm_N^2Y_e^{-2})^{-3/2} \simeq 2 \times 10^{57}Y_e^3 \quad , \quad (2.13)$$

e a massa para esta quantidade é a massa de Chandrasekhar

$$M_{max} \sim N_{max}m_NY_e^{-1} \quad . \quad (2.14)$$

Utilizando dados de cálculos mais precisos[26, 27], a eq.(2.14) produz

$$M_{max} \simeq 5.83Y_e^2M_\odot \simeq 1.46M_\odot \quad , \quad (2.15)$$

⁷Expressada matematicamente por $Y_e = \frac{N_p}{N_p+N_n}$, sendo N_p e N_n os números de prótons e nêutrons, respectivamente.

⁸A Constante da Gravitação Universal expressa a atração gravitacional que é produzida entre dois corpos de um quilograma cada, separados por uma distância de um metro, com valor atual dado por

$$G = 6.6743 \times 10^{-11} \text{m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-2} \quad .$$

onde utilizamos o valor típico (0.5) para Y_e . Quando a energia da eq. (2.12) torna-se negativa, o colapso começa, engatilhando a fusão de carbono e oxigênio em elementos mais pesados, que libera uma quantidade enorme de energia, da ordem de 10^{51} erg, causando a explosão termonuclear da estrela. Levando em consideração a temperatura da anã-branca ($T \leq 1$ MeV), sua densidade ($\rho_c \leq 10^{10}$ g.cm⁻³) e o caminho livre médio do neutrino espalhado pelo núcleo do ⁵⁶Ni que é da ordem de 10^8 cm (maior que o raio da anã-branca $\sim 10^7$ cm), vemos que o neutrino escapa livremente e sem ser termalizado. Com isso, neutrinos levam apenas uma pequena fração da energia (menor que 10^{49} erg [28]) e não desempenham um papel importante nas explosões de supernovas termonucleares [20].

As supernovas dos tipos Ib e Ic não apresentam a linha espectral do hidrogênio, o que as classifica como pertencente ao Tipo I, mas também não possuem a linha de silício. Elas são observadas em regiões onde há estrelas jovens, o que indica que são estrelas de vida curta, porém mais massivas. Antes de explodirem como supernovas, essas estrelas perderam a sua camada de hidrogênio. Então, qual é a diferença entre os tipos Ib e Ic? O que os distingue é que uma supernova do Tipo Ib apresenta riqueza em hélio enquanto que a do Tipo Ic mostra ausência deste elemento, pois também perdeu sua concha de hélio enquanto ainda era uma estrela [29].

Estrelas que não consumiram ou perderam suas camadas de hidrogênio mais externas, acabam sua vida na forma de supernovas do Tipo II. Esses eventos são observados comumente nos braços de galáxias espirais, mas ocasionalmente registra-se também em galáxias irregulares [30]. Seus progenitores eram massivos ($> 8M_{\odot}$) e por isso tiveram vida curta (ver eq.(2.2)). Outra diferença em relação à do Tipo I é que o decaimento da luminosidade é mais brusco no primeiro mês após o seu máximo e depois a queda é mais lenta, formando um platô no seu espectro (ver Fig.2.5). Como os efeitos visuais deste tipo de acontecimento varia muito de um caso para outro, há muitos subtipos de supernovas do Tipo II ⁹.

Do ponto de vista da física de neutrinos, as supernovas tipos Ib, Ic e II são mais interessantes que as do tipo Ia pois produzem uma quantidade enorme de neutrinos. Essa diferença deve-se ao fato de que o processo de criação da supernova do tipo Ia é através de explosão termonuclear, enquanto que os

⁹para um aprofundamento neste ponto recomendamos a leitura das Ref. [31, 32].

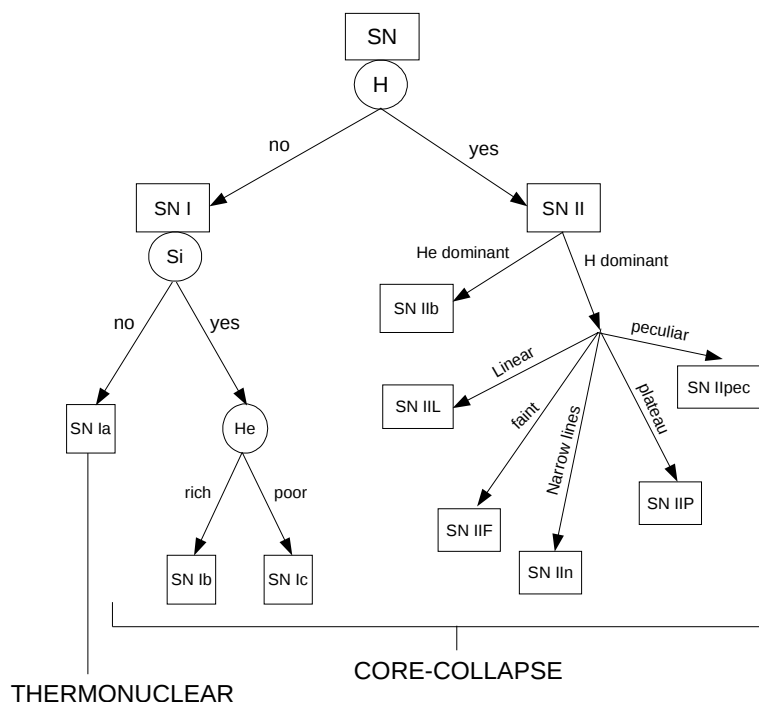


Figura 2.6: Quadro de classificação de Supernovas.

demais são por colapso do núcleo, conforme pode ser visto na Fig. 2.6 [25].

O objeto central quando do colapso da estrela é um corpo compacto, muito quente e com alta taxa de produção de neutrinos de todas as gerações. São os neutrinos que levam aproximadamente 99% da energia de ligação gravitacional da estrela (3×10^{53} erg), enquanto que somente 1% é perdido através de energia cinética e menos ainda (0,01%) na forma de radiação.

Após a explosão de supernova (SN), restará da estrela original uma estrela de nêutrons ou teremos a formação de um buraco negro. Este resultado dependerá da massa da progenitora ao ingressar na sequência principal, milhões de anos antes. A Fig. 2.7 nos mostra um gráfico dos possíveis destinos da estrela em função de sua massa inicial e metalicidade (elementos pesados) [33].

2.4

Etapas da Explosão de uma Supernova (SN)

2.4.1

Pré-Colapso

Através de um modelo de uma estrela antes desta começar o colapso de sua região central (Fig. 2.8 [34]) vemos que há uma queda brusca na função densidade entre o núcleo (manto) e as camadas vizinhas. Isto faz com que

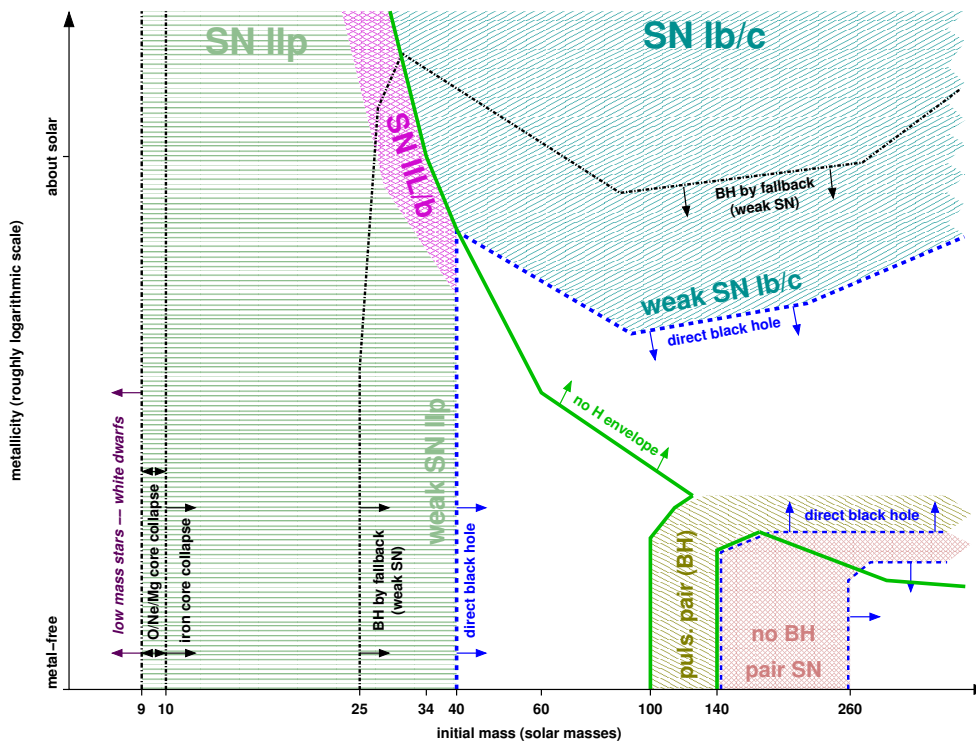


Figura 2.7: Tipos de SN de estrelas massivas em função da massa e metalicidade iniciais.

a escala de tempo dinâmica do núcleo seja muito menor que dos envelopes circundantes. Por isto, o que acontece com estas camadas de elementos mais leves não influencia na dinâmica nuclear e, daqui em diante, acompanharemos apenas o que acontece no núcleo.

2.4.2 Início do Colapso

O núcleo de uma estrela massiva (O, Ne, Mg ou Fe) aumenta com as cinzas da queima nuclear nas camadas externas vizinhas a ele, e faz com que sua massa se aproxime do limite de Chandrasekhar. O raio nuclear é de poucos milhares de quilômetros ($\sim 10^4$), com uma densidade em torno de $10^{10} \text{ g.cm}^{-3}$ e temperatura de 10^{10} K (1 MeV). A gravidade é contrabalançada pela pressão dos elétrons degenerados, mas com o aumento da massa o núcleo se contrai e a temperatura aumenta. O ferro é o elemento mais estável da natureza (com maior energia de ligação) e por isso não queimará, mesmo com o aumento da temperatura, e a estrela ficará sem combustível. No entanto, o aumento da

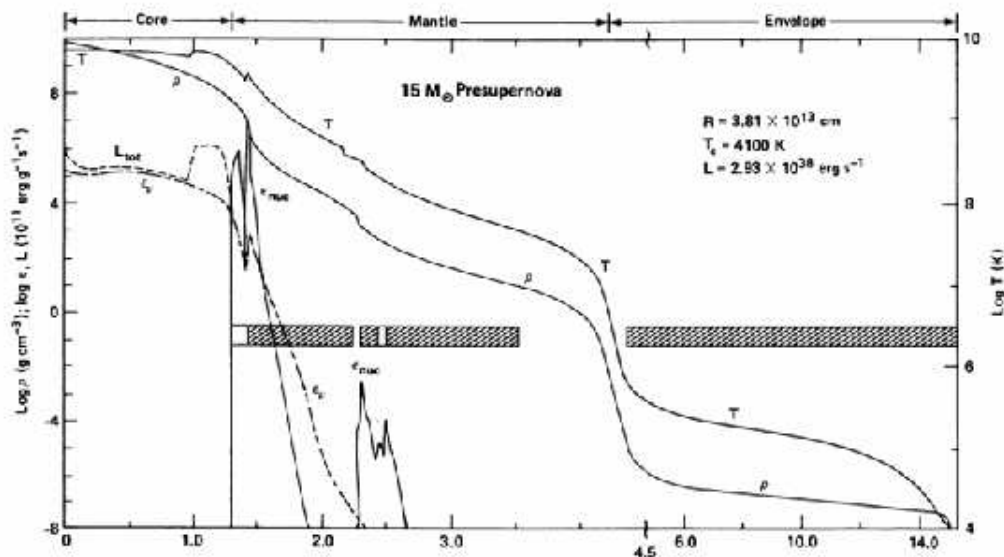
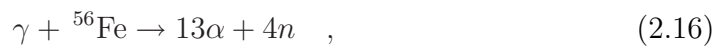


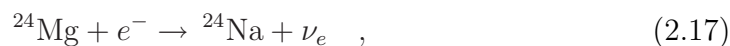
Figura 2.8: Estrutura de uma estrela antes de colapsar.

temperatura causa o processo de fotodissociação,

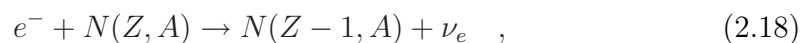


que absorve aproximadamente 124 MeV de energia e reduz a energia cinética e a pressão dos elétrons. Com a pressão menor, diminui o valor da massa de Chandrasekhar, até este tornar-se menor que a massa do núcleo da estrela. Quando este limite é alcançado, a pressão dos elétrons degenerados não consegue mais contrabalançar o puxão gravitacional e começa o colapso. Com este acontecimento, a temperatura na parte central da estrela aumenta e gera mais fotodissociação, que acelera a queda do núcleo.

Se o núcleo for de uma estrela menos massiva ($M_{\text{main sequence}} \simeq 12 - 15M_{\odot}$ [34, 35, 36]) a temperatura será menor e a fotodissociação não será predominante. O processo dominante, neste caso, será a captura eletrônica pelo núcleo de elementos como, por exemplo,



ou de maneira geral



e também por prótons livres

$$e^- + p \rightarrow n + \nu_e \quad , \quad (2.19)$$

devido a alta energia de Fermi dos elétrons [20]

$$\mu_e \sim 11.1 \left(\frac{\rho Y_e}{10^{10} \text{g/cm}^3} \right)^{1/3} \text{ MeV} \quad . \quad (2.20)$$

A diminuição de elétrons faz com que a pressão exercida por eles diminua e o núcleo começa a colapsar. Isso leva à um processo semelhante ao descrito para a fotodissociação: o colapso aumenta a densidade que irá elevar a energia de Fermi que, por sua vez, gerará uma maior taxa de captura eletrônica, que acelerará o colapso. Também pode ocorrer de termos os dois processos (fotodissociação e captura eletrônica) com a mesma importância.

Os neutrinos eletrônicos produzidos pelas eqs. (2.18) e (2.19) conseguem sair rapidamente do núcleo, levando consigo energia e número leptônico. Isso é possível porque seu livre caminho médio é maior que o raio nuclear. Como dito anteriormente, a luminosidade de uma supernova chega na ordem de 10^{53} erg.s⁻¹, mas nesta fase o brilho é de apenas 1% deste valor, pois o período de duração da captura eletrônica é muito curto, menor que 10 ms [21].

2.4.3 Aprisionamento de Neutrinos

O conhecimento da existência da interação fraca de corrente neutra (NC, em inglês) possibilitou que Freedman [37], Sato [38, 39] e Mazurek [40] descobrissem o aprisionamento de neutrinos. Este tipo de interação aumenta consideravelmente o espalhamento elástico dos neutrinos pelos nucleons (predominantemente os nêutrons, mas também os prótons - em escala muito menor).

O comprimento de onda do neutrino é

$$\lambda \sim \frac{\hbar c}{E_\nu} = 20 \left[\frac{E_\nu}{10 \text{ MeV}} \right]^{-1} \text{ fm} \quad , \quad (2.21)$$

cujos valores são maiores que o tamanho do núcleo atômico do ferro

$$R_{Fe} \sim 5 (A/56)^{1/3} \text{ fm} \quad . \quad (2.22)$$

Então, eles são espalhados coerentemente pelos núcleos dos átomos de Fe com a consequência de termos o processo de decaimento beta inverso (eq.(2.19)). Sabemos que o caminho livre médio do neutrino pode ser calculado por

$$\lambda_\nu = \frac{1}{\sigma_A n_A} \quad , \quad (2.23)$$

onde $n_A = \rho/(Am_u)$ é a densidade de núcleos atômicos (m_u é massa em unidades de massa atômica) e σ_A é a seção de choque de espalhamento coerente que podemos escrever [41]

$$\sigma_A = \frac{1}{16}\sigma_0 \left(\frac{E_\nu}{m_e c^2} \right)^2 A^2 \left[1 - \frac{Z}{A} + (4 \sin^2 \theta_w - 1) \frac{Z}{A} \right]^2 \quad , \quad (2.24)$$

sendo que

$$\sigma_0 = \frac{4G_F (m_e c^2)^2}{\pi (\hbar c)^4} = 1.705 \times 10^{-44} \text{cm}^2 \quad , \quad (2.25)$$

é a seção de choque de referência para interação fraca e G_F e θ_w são as constantes de acoplamento de Fermi e o ângulo de Weinberg¹⁰, respectivamente. Como os elétrons envolvidos no processo de captura passarão toda sua energia para o neutrino [21], podemos estimar a energia média do neutrino eletrônico no núcleo de ferro como

$$E_\nu = \frac{\int_0^{\mu_e} E E^2 E^2 dE}{\int_0^{\mu_e} E^2 E^2 dE} = \frac{5}{6} \mu_e \quad , \quad (2.26)$$

substituindo a eq. (2.20) em (2.26) e arrumando as frações temos

$$E_\nu = 10.3 \left(\frac{\rho}{3 \times 10^{10} \text{g cm}^{-3}} \right)^{1/3} \left(\frac{Y_e}{26/56} \right)^{1/3} \text{MeV} \quad . \quad (2.27)$$

Introduzindo as equações (2.24) e (2.27) na eq. (2.23) o livre caminho médio

¹⁰Atualmente os melhores valores obtidos experimentalmente são [15]:

$$G_F = 1.166 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2} \quad \text{e} \quad \sin^2 \theta_W = 0.231 \quad .$$

será

$$\lambda_\nu = 85 \left(\frac{\rho}{3 \times 10^{10} \text{g cm}^{-3}} \right)^{-5/3} \left(\frac{A}{56} \right)^{-1} \left(\frac{Y_e}{26/56} \right)^{-2/3} \text{ km} . \quad (2.28)$$

Considerando o núcleo esférico, sem rotações, podemos estimar o seu raio através das equações de volume ($V = \frac{4\pi R^3}{3}$) e densidade ($\rho = \frac{M}{V}$)

$$\begin{aligned} R_{\text{núcleo}} &\approx \left(\frac{3M_{\text{núcleo}}}{4\pi\rho} \right)^{1/3} \\ &\approx 2.7 \times 10^2 \left(\frac{\rho}{3 \times 10^{10} \text{g cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \left(\frac{Y_e}{26/56} \right)^{2/3} \text{ km} , \end{aligned} \quad (2.29)$$

e comparando as equações (2.28) e (2.29) tiramos dois resultados:

1. O livre caminho médio do neutrino torna-se menor que o tamanho do núcleo de ferro, e
2. A dependência do livre caminho médio com a densidade é $\propto \rho^{-5/3}$ enquanto que o raio possui uma dependência $\propto \rho^{-1/3}$. Então, com o aumento da densidade, os neutrinos não conseguirão escapar livremente do núcleo estelar.

Tudo isto indica que há a formação de uma região superficial que determina se os neutrinos escaparão livres (posição radial além desta superfície) ou ficarão presos nela (aquém desta superfície). Tal região é conhecida como **neutrinosfera**. Para encontrarmos a posição radial da neutrinosfera devemos calcular a sua superfície limítrofe quando o valor da profundidade ótica ¹¹ se aproxima da unidade. O valor mais usado é 2/3 [21, 42], pois é levado em consideração que o neutrino não sairá radialmente, mas sim com algum ângulo. Escrevemos a profundidade ótica como

$$\tau(r, E_\nu) = \int_r^\infty \frac{dr}{\lambda_\nu} , \quad (2.30)$$

e substituímos as eqs. (2.27) e (2.28) em (2.30) com $A = 56$ como o valor típico

¹¹Profundidade ótica informa quão opaco um meio é para a radiação que passa através dele.

do ferro para obtermos

$$\tau(r, E_\nu) = \frac{(8.5 \times 10^6)^{-1}}{(3 \times 10^{10})} \left(\frac{E_\nu}{10} \right)^2 \int_r^\infty \rho(r) dr \quad , \quad (2.31)$$

e podemos aproximar a distribuição de densidade como [21]

$$\rho(r) = Hr^{-3} \quad , \quad (2.32)$$

onde $H = 3 \times 10^{31}$ g é uma constante durante a fase de colapso. Então, a integral fica

$$\begin{aligned} \int_r^\infty \rho(r) dr &= \int_r^\infty Hr^{-3} dr \\ &= \frac{Hr^{-2}}{2} \quad , \end{aligned} \quad (2.33)$$

e utilizamos novamente a eq. (2.32) para fazermos $r = (H/\rho)^{1/3}$ e substituir em (2.33). Assim, a nova forma da eq. (2.31) fica

$$\tau(r, E_\nu) = \frac{1}{8.5 \times 10^6} \frac{1}{(3 \times 10^{10})} \left(\frac{E_\nu}{10 \text{MeV}} \right)^2 \frac{H^{1/3}}{2} \rho^{2/3} \quad . \quad (2.34)$$

Substituindo H pelo seu valor, juntamente com alguma aritmética obtemos a expressão final para a profundidade ótica como

$$\tau(r, E_\nu) \approx 6.1 \left(\frac{E_\nu}{10 \text{MeV}} \right)^2 \left(\frac{\rho}{10^{12} \text{g cm}^{-3}} \right)^{2/3} \quad . \quad (2.35)$$

Pela eq. (2.35) e o valor usual da profundidade ótica ($\tau = 2/3$) podemos obter a densidade da neutrinosfera

$$\rho(R_\nu(E_\nu)) = 3.6 \times 10^{10} \left(\frac{E_\nu}{10 \text{MeV}} \right)^{-3} \text{g.cm}^{-3} \quad , \quad (2.36)$$

e aplicando a eq. (2.32) em (2.36) encontramos a posição radial da neutrinosfera

$$R_\nu \simeq 1.0 \times 10^2 \left(\frac{E_\nu}{10 \text{MeV}} \right) \text{km} \quad . \quad (2.37)$$

Pelas equações acima vemos que a posição da neutrinosfera depende da energia do neutrino. Então, nota-se que este valor varia de sabor para sabor. Da teoria

de caminho aleatório podemos encontrar o tempo de difusão dos neutrinos para fora do núcleo estelar.

$$t_{\text{dif}} = \frac{3R_{\text{núcleo}}^2}{\lambda_{\nu}c} \simeq 3 \times 10^{-1} \left(\frac{\rho}{10^{12} \text{g cm}^{-3}} \right) \text{s} . \quad (2.38)$$

Depois, temos o tempo de colapso do núcleo, isto é, o tempo dinâmico

$$t_{\text{din}} = \frac{1}{\sqrt{G\rho}} \simeq 3.9 \times 10^{-3} \left(\frac{\rho}{10^{12} \text{g cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \text{s} , \quad (2.39)$$

onde G é a constante gravitacional.

Comparando as eqs. (2.38) e (2.39) vemos que quando a densidade é $\sim 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$ os neutrinos não conseguem escapar livremente do centro da estrela porque o tempo de difusão é maior que o tempo do colapso, ou seja, eles estão presos. Este evento indica que a fração leptônica ($Y_l = Y_e + Y_{\nu}$)¹² é mantida praticamente constante a partir deste momento. Uma vez presos, os neutrinos tornam-se degenerados, igual aos elétrons (Princípio de Pauli), e isto faz com que seja suprimido o processo de neutronização (transformação de prótons em nêutrons) via captura eletrônica. Este equilíbrio é chamado de **equilíbrio β** e, depois de alcançado, a entropia (matéria + neutrinos) é conservada no centro da estrela e o colapso continua de maneira adiabática.

2.4.4 Colapso Homólogo

O colapso do núcleo da estrela pode ser dividido em duas partes distintas [42]: a primeira é a parte interna do núcleo que colapsa homologamente com velocidade subsônica e proporcional ao raio da massa em queda ($v(r, t) = a(t).r$); a segunda parte é a externa do núcleo, que cai praticamente em queda-livre com velocidade supersônica. Essa diferença de velocidades pode ser observada na Fig. 2.9 [42]. Goldreich e Weber [43] e Yahil e Lattimer [44] predisseram o colapso homólogo e mostraram que a pressão desaparece à massa de Chandrasekhar, isto é, somente a região interna do núcleo (dentro do limite de Chandrasekhar) colapsa homologamente. O tempo dinâmico da

¹² Y_{ν} é a fração de neutrinos eletrônicos por barion, cuja expressão matemática é

$$Y_{\nu} = n_{\nu_e} - n_{\bar{\nu}_e} .$$

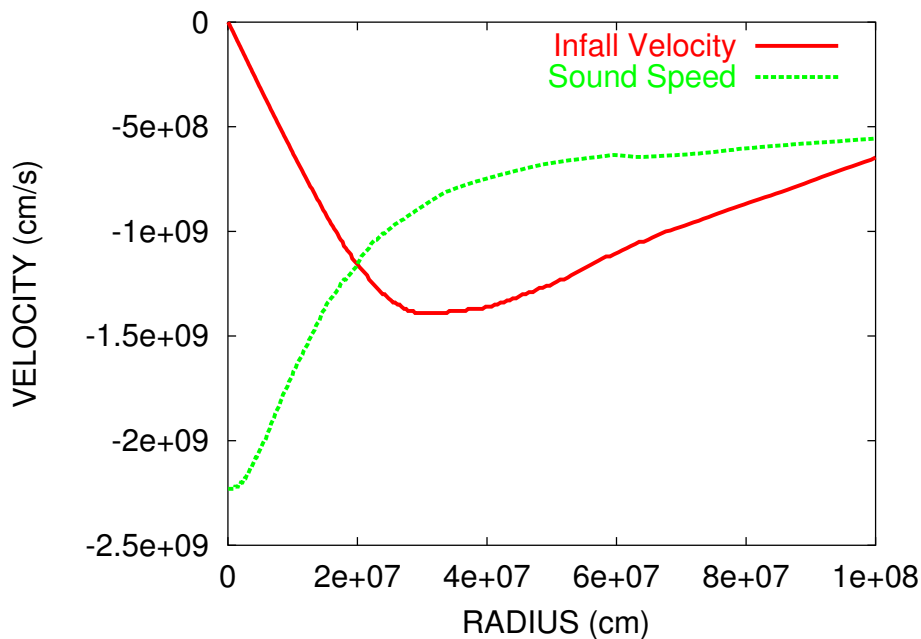


Figura 2.9: Velocidade de queda e velocidade do som em função do raio com densidade central de $10^{12} \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ e massa do progenitor em $15M_{\odot}$. O ponto onde as velocidades se encontram marca o limite entre os dois tipos de colapso que ocorrem no centro da estrela. Este ponto é chamado de ponto sônico.

parte nuclear mais externa é maior que a parte mais central, fazendo com que a periferia do núcleo seja deixada para trás durante o colapso e por isso, podemos trabalhar como queda livre. É importante observar que o limite de Chandrasekhar depende de Y_l^2 (eq. 2.15), sendo que alguns trabalhos [45, 46] mostraram que o valor da fração leptônica situa-se entre 0.35 e 0.38; isto nos indica que a massa que colapsa homologamente possui o valor entre 0.7 e 0.8 massas solares.

2.4.5

Bounce Nuclear, Formação da Onda de Choque e Explosão de SN

O colapso do núcleo interno continua além do limite de densidade nuclear ($\approx 10^{14} \text{g cm}^{-3}$), mas a partir deste valor a pressão de repulsão dos nucleons degenerados diminui o colapso até que este pare. Como o índice de adiabaticidade (γ) é maior que o valor crítico ($4/3$), há uma configuração hidrostática estável para o núcleo interno e, quando este contrai além desta configuração, o núcleo ricocheteia, semelhante a uma mola comprimida quando uma de suas extremidades é solta. Neste instante a densidade atinge o seu máximo, de 3 a 4 vezes a densidade nuclear, e a este processo de “ricochetear” do núcleo interno chamamos de “bounce”. A região que agora encontra-se em

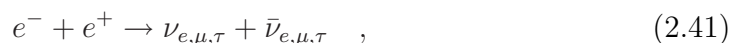
equilíbrio forma uma proto estrela de nêutron com um raio em torno dos 10 km, mas o movimento do bounce do núcleo interno, devido a inércia, gera uma onda de pressão que cresce e transforma-se em uma onda de choque na periferia do núcleo interno com velocidade da ordem de 100 km ms^{-1} [25]. Importante salientar que o núcleo interno não sofre com a onda de choque ou com a onda de pressão, ele permanece praticamente da mesma forma que se encontrava quando do colapso homólogo.

Quando a onda de choque encontra a região do núcleo externo (região fora do limite de Chandrasekhar), que ainda cai com velocidade supersônica, ocorre uma desaceleração abrupta da matéria em queda e dissipação de energia da onda por fotodissociação dos núcleos atômicos, que estavam em queda livre, em nucleons livres. Prótons livres possuem uma alta taxa de captura eletrônica (eq. 2.18), isso cria uma quantidade enorme de neutrinos eletrônicos. Enquanto a onda não chega na região da neutrinosfera, os neutrinos eletrônicos não conseguem escapar e ficam presos logo atrás da onda de choque. A partir do momento que a neutrinosfera é alcançada, os neutrinos do elétron desacoplam da matéria e propagam-se livremente. Esta liberdade acontece subitamente e sua duração é menor que 20 ms. Chamamos este momento de **explosão de neutronização** ou **explosão rápida do neutrino eletrônico** ou ainda de **pulso de fuga**¹³. Devido ao curto tempo de duração do evento, a energia emitida é somente da ordem de $10^{49} \text{ erg.s}^{-1}$ [42].

A região onde a onda de choque passou encontra-se quente e não há uma grande quantidade de elétrons degenerados, permitindo que pósitrons relativísticos sejam criados e, a partir destes, antineutrinos eletrônicos ($\bar{\nu}_e$) pela reação



Também há a criação de todos os sabores de neutrinos (eletrônicos, muônicos e tauônicos) produzidos pela aniquilação de pares elétron-pósitron



¹³O sinal deste aumento significativo de neutrinos eletrônicos é o que se espera identificar em detectores terrestres, como o Super-Kamiokande (SK), quando do nascimento de uma supernova galáctica.

por bremsstrahlung nucleon-nucleon

$$N + N \rightarrow N + N + \nu_{e,\mu,\tau} + \bar{\nu}_{e,\mu,\tau} \quad , \quad (2.42)$$

ou bremsstrahlung elétron-nucleon

$$e^\pm + N \rightarrow e^\pm + N + \nu_{e,\mu,\tau} + \bar{\nu}_{e,\mu,\tau} \quad , \quad (2.43)$$

assim como por decaimento de plasma

$$\gamma \rightarrow \nu_{e,\mu,\tau} + \bar{\nu}_{e,\mu,\tau} \quad , \quad (2.44)$$

e fotoaniquilação

$$\gamma + e^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_{e,\mu,\tau} + \bar{\nu}_{e,\mu,\tau} \quad , \quad (2.45)$$

entre outros com menor porcentagem de participação.

Num raio de aproximadamente 200 km a onda de choque, gerada pelo compressão do núcleo interno e que perdeu energia pelas dissociações nos átomos de ferro, corre o risco de parar o seu movimento e “morrer”. Para que haja a explosão de supernova sem esta “morte” da onda de choque, são necessárias combinações especiais [47, 48] dos parâmetros físicos, mas de um modo geral podemos dizer que, se a estrela à época da sequência principal possuía até 10 massas solares, a onda de choque conseguirá sair do manto e expelir as camadas da estrela, gerando a explosão de SN. Todo este processo ocorre na ordem de 100 ms após o “bounce” do núcleo e recebe o nome de **explosão rápida de SN**.

Acima deste valor de massa, a onda de choque pára aproximadamente após os 100 ms e a matéria do núcleo externo continua a cair e a sofrer o processo de fotodissociação dos átomos em nucleons livres que posteriormente geram neutrinos. Se 10% da energia destes neutrinos for transferida para a matéria próxima do local onde a onda de choque estagnou nos 300 ms seguintes, é possível que ela seja restaurada, possibilitando a explosão de SN [49]. Salientamos que a grande maioria desta energia proviria dos neutrinos eletrônicos, que possuem uma seção de choque muito maior que os demais sabores. O reativamento da onda de choque recebe o nome de *reaquecimento via neutrino* e sua possibilidade foi descoberta através de simulações numéricas

[50]. E todo o processo de explosão chama-se **explosão atrasada de SN**, ocorrendo aproximadamente 0.5 segundo após o bounce.

Estas hipóteses de explosão são amplamente aceitas no meio científico, mas ressaltamos que não conhece-se completamente o processo de explosão de supernovas, pois além da falta de ocorrências deste tipo de eventos na nossa Galáxia, as simulações realizadas atualmente não estão conseguindo, com grande frequência, obter “explosões” e os resultados dependem fortemente das suposições feitas pelos pesquisadores [51, 52, 53, 54, 55].

2.5 Espectro dos Neutrinos Provenientes de SN

O espectro não-térmico dos neutrinos que saem da SN pode ser mostrado usando a distribuição de Fermi-Dirac, que de um modo geral e bastante comum na literatura é expresso como [56],

$$F_{\nu_\alpha}^0(E) = \frac{\Phi_{\nu_\alpha}}{T_{\nu_\alpha}^3 f_2(\eta_{\nu_\alpha})} \frac{E^2}{e^{E/T_{\nu_\alpha} - \eta_{\nu_\alpha}} + 1}, \quad (2.46)$$

onde Φ_{ν_α} é o fluxo de neutrinos de sabor α , E é a energia do neutrino, T_{ν_α} e η_{ν_α} representam, respectivamente, a temperatura efetiva e o potencial químico. A função $f_n(\eta_{\nu_\alpha})$ é definida como

$$f_n(\eta_{\nu_\alpha}) \equiv \int_0^\infty \frac{x^n}{e^{x - \eta_{\nu_\alpha}} + 1} dx. \quad (2.47)$$

Há outros modos de mostrar o espectro dos neutrinos como utilizado no trabalho de [57], que assumiu a distribuição na forma [58]

$$F(E) = \frac{\Phi_0}{E_0} \frac{(1 + \alpha)^{1+\alpha}}{\Gamma(1 + \alpha)} \left(\frac{E}{E_0} \right)^\alpha \exp \left[-(\alpha + 1) \frac{E}{E_0} \right], \quad (2.48)$$

onde E_0 é a energia média do neutrino e α é um parâmetro cujo valor, que depende do sabor do neutrino em estudo, varia tipicamente entre 2.5 e 5.

Apesar da eq. (2.46) descrever melhor “fenomenologicamente” os espectros de neutrinos obtidos em simulações de supernovas, o potencial químico será considerado nulo neste estudo por motivos de simplicidade de cálculo e, mais importante, porque os resultados não terão muita dependência com este parâmetro. Assim, caracterizaremos o espectro com apenas um parâmetro, a temperatura dos neutrinos na neutrinosfera, que é dependente do sabor em

análise devido ao fato de que as neutrinosferas possuem raios diferentes para cada espécie de neutrino, conforme visto na subseção 2.4.3.

2.6 SN1987A

A única supernova estudada até o momento através de neutrinos ocorreu em fevereiro de 1987, em uma galáxia satélite à Via-Láctea denominada Grande Nuvem de Magalhães (LMC, em inglês) que situa-se a distância de 52 kpc da Terra. O espectro mostrou linhas de Hidrogênio [59], possibilitando sua classificação como supernova do Tipo II. Tal enquadramento, define que a explosão se deu por colapso do núcleo. Até hoje não foi possível identificar se houve remanescente da estrela progenitora, mas há indícios de que existe um pulsar [60] naquele local. Nesta época, havia em funcionamento quatro grandes detectores subterrâneos com capacidade para perceber os neutrinos oriundos de uma SN: Kamiokande-II [61, 62], IMB [63, 64], Baksan [65] e LSD [66]. Todos os detectores registraram a passagem de neutrinos provenientes da SN1987A durante um intervalo de tempo de aproximadamente 10 segundos algumas horas antes da possibilidade de observação ótica. Os três primeiros observaram ao mesmo tempo (com incertezas de calibração do tempo), mas o sinal do LSD foi captado cinco horas antes dos outros experimentos o que faz com que normalmente seus registros não sejam levados em consideração para análise dos dados da SN1987A [25].

Kamiokande-II e IMB são detectores de água Cherenkov e foram construídos para observarem o decaimento do próton. O detector Baksan, por sua vez, é do tipo cintilador e foi construído para observar colapsos estelares. O Kamiokande-II (IMB, Baksan) pode detectar antineutrinos eletrônicos com energia maior que 1.8 MeV (20 MeV, 10 MeV) através da reação do decaimento beta inverso



O Kamiokande-II (IMB / Baksan) reportou 11 (8 / 5) eventos devido a neutrinos da SN1987A [67], como mostra a tabela 2.1.

Eventos	t_i (s)	E_i (MeV)	σ_i (MeV)	B_i (s^{-1})
Kamiokande-II				
1	$\equiv 0.0$	20	2.9	1.6×10^{-5}
2	0.107	13.5	3.2	1.9×10^{-3}
3	0.303	7.5	2.0	2.9×10^{-2}
4	0.324	9.2	2.7	1.2×10^{-2}
5	0.507	12.8	2.9	2.1×10^{-3}
6*	0.686	6.3	1.7	3.7×10^{-2}
7	1.541	35.4	8.0	4.5×10^{-5}
8	1.728	21.0	4.2	8.2×10^{-5}
9	1.915	19.8	3.2	1.5×10^{-5}
10	9.219	8.6	2.7	1.5×10^{-2}
11	10.433	13.0	2.6	1.9×10^{-3}
12	12.439	8.9	1.9	1.6×10^{-2}
13*	17.641	6.5	1.6**	3.8×10^{-2}
14*	20.257	5.4	1.4**	2.9×10^{-2}
15*	21.355	4.6	1.3**	2.8×10^{-2}
16*	23.814	6.5	1.6**	3.8×10^{-2}
IMB				
1	$\equiv 0.0$	38	7	0
2	0.412	37	7	0
3	0.650	28	6	0
4	1.141	39	7	0
5	1.562	36	9	0
6	2.684	36	6	0
7	5.010	19	5	0
8	5.582	22	5	0
Baksan				
1	$\equiv 0.0$	12.0	2.4	8.4×10^{-4}
2	0.435	12.9	3.6	1.3×10^{-3}
3	1.710	23.5	4.7	1.2×10^{-3}
4	7.687	17.6	3.5	1.3×10^{-3}
5	9.099	20.3	4.1	1.3×10^{-3}

*Considerado como evento de background.

**Calculado usando um ajuste linear σ_i vs ϵ_i para eventos anteriores.

Tabela 2.1: Eventos de neutrinos detectados nos experimentos Kamiokande-II, IMB e Baksan relativos a SN1987A. A primeira coluna indica a ordem dos eventos, a segunda coluna mostra o tempo de detecção, considerando o primeiro evento como tempo zero. A terceira informa-nos a energia do neutrino incidente e a quarta coluna nos diz a incerteza para a energia e, finalmente, a última coluna fornece a taxa média de ruído para cada evento.