
Capítulo 9

Astrofísica de neutrinos

Os neutrinos e sua detecção

Fontes de neutrinos: os neutrinos solares

Fontes de neutrinos: a supernova SN1987A

Os neutrinos e sua detecção

A construção de um modelo viável para as interações fracas e posterior descoberta dos neutrinos postulados por W. Pauli foi apresentada no Capítulo 1. Vimos que as conversões entre nêutrons e prótons (decaimento beta e beta inverso respectivamente) trazem como consequência a emissão de neutrinos/antineutrinos. Como estes processos são comuns nas Altas Energias em uma variedade de situações, coube refletir a respeito da sua detecção e utilização para estudos em Astrofísica. Embora a escala da seção de choque típica é de 20 ordens de grandeza menor que a das interações eletromagnéticas, veremos que esta possibilidade levantada nos começos do século 20 levou ao atual sucesso da nascente *Astrofísica de neutrinos* (Waxman, 2007).

A confirmação em laboratório da existência de 3 tipos de neutrinos (e seus respectivos antineutrinos), um por cada geração do Modelo Padrão ν_e, ν_μ e ν_τ , resulta relevante para nossa visão do problema: enquanto se tão somente prótons e nêutrons estão envolvidos interagindo com energias baixas, devemos esperar detectar principalmente os neutrinos/antineutrinos do elétron, isto já não é verdade se as temperaturas/densidades forem muito altas, onde é possível esperar que *todos* os tipos sejam emitidos. Veremos que este último caso é o do colapso gravitacional nas supernovas.

A quantidade fundamental para sabermos como detectarmos os neutrinos produzidos é a seção de choque, ou seja, uma medida da área efetiva onde um neutrino interage com a matéria ordinária. Os decaimentos beta e beta inverso

sugerem que os "alvos" adequados devem ser prótons e nêutrons, embora espalhamento por elétrons pode também ser relevante.

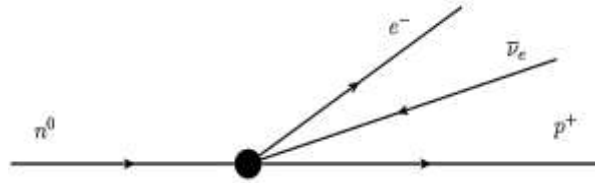


Fig. 9.1. O decaimento do nêutron na teoria fenomenológica de Fermi. O processo de emissão de um bóson W^- com posterior decaimento deste em $e^- + \bar{\nu}_e$ está "resumido" no ponto preto.

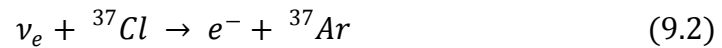
Vamos supor que um neutrino incide para colidir com um alvo fixo, por exemplo, um próton. Dentro do "ponto" preto da Fig. 9.1 a interação fraca, a qual na verdade está mediada por um dos bósons W^\pm do Capítulo 1, impõe um fator G_F^2 . Como $G_F \propto (\text{energia})^{-2}$, e já vimos no Capítulo 1 que quando arremessarmos um projétil contra um alvo o comprimento atingido satisfaz $(\text{comprimento}) = (\text{energia})^{-1}$ (eq. 1.3), a única forma de construir uma seção de choque, com dimensões $(\text{comprimento})^2$ é multiplicar G_F^2 por uma quantidade de dimensões $(\text{energia})^2$. No caso da incidência do neutrino em cima de um alvo, a única quantidade com estas dimensões é o quadrado da energia no centro de massa, chamada de S por razões históricas. Podemos mostrar que $S = -(p_\nu + p_p)^2$, onde p_ν e p_p são os momenta do neutrino e do próton respectivamente. Como o neutrino é ultrarrelativístico, $p_\nu = \frac{E_\nu}{c}$ sempre, enquanto para um alvo fixo $p_p \sim 0$. Agora, a energia do neutrino deve ser comparada com a massa do próton para obter, no limite de "baixas energias" $S \propto E_\nu^2$, e no limite de "altas energias" $S \propto 2E_\nu m_p$, ambos limites obtidos da expressão geral para S . Portanto, a seção total de choque se comporta como

$$\sigma_{\nu p} |_{\text{baixa}} \sim \sigma_0 \left(\frac{E_\nu}{E_0} \right)^2 \quad (9.1a)$$

$$\sigma_{\nu p} |_{\text{alta}} \sim \sigma_0 \left(\frac{E_\nu}{E_0} \right) \quad (9.1b)$$

onde $\sigma_0 \sim 10^{-44} \text{ cm}^2$, ou quase 20 ordens de grandeza menor que a seção de choque eletromagnética eq. (2.6). De forma corrente é utilizada a unidade de *milibarn* $\equiv 10^{-27} \text{ cm}^2$ que, mesmo assim, resulta extremamente grande na Astrofísica de neutrinos. Isto justifica o nome de "interações fracas" e permite desenhar os

experimentos conhecendo de antemão que a seção de choque, e com ela a taxa de eventos, será maior quanto maior for a energia dos neutrinos. Os neutrinos mais energéticos são os que têm a maior probabilidade de interagir. É possível identificar logo dois tipos básicos de interação que podem levar à detecção: o primeiro tipo é uma interação onde um neutrino provoca uma reação, e com ela uma mudança em algum elemento. Um exemplo de reação deste tipo é



ou seja, uma interação fraca converte um nêutron dentro do cloro em um próton, e assim o átomo "filho" é quimicamente diferente e pode, em princípio, ser separado. A contagem de ${}^{37}\text{Ar}$ contém informação da taxa de neutrinos que reagiu. O segundo tipo seria uma reação de espalhamento, do tipo



aqui a partícula carregada (elétron) pode depois ser detectada, por exemplo, pela radiação Čerenkov que produz quando viaja em água u outro líquido, e com ela a energia e outros parâmetros dos neutrinos podem ser obtidos.

A Fig. 9.2 mostra uma estimativa realista da seção de choque dos neutrinos esperados de diversas fontes cuja energia E_ν é estimada. Desde os neutrinos "reliquia" do Big Bang (análogos aos fótons da radiação de fundo) até o final do espectro, incluindo uma possível ressonância devida à massa finita do neutrino, as previsões são de valores muito baixos, embora crescentes com a energia. Na figura podemos observar a mudança na inclinação que corresponde à transição "baixa" → "alta" energia das eqs. (9.1) por volta de $E_0 \approx 10^5 \text{ MeV}$.

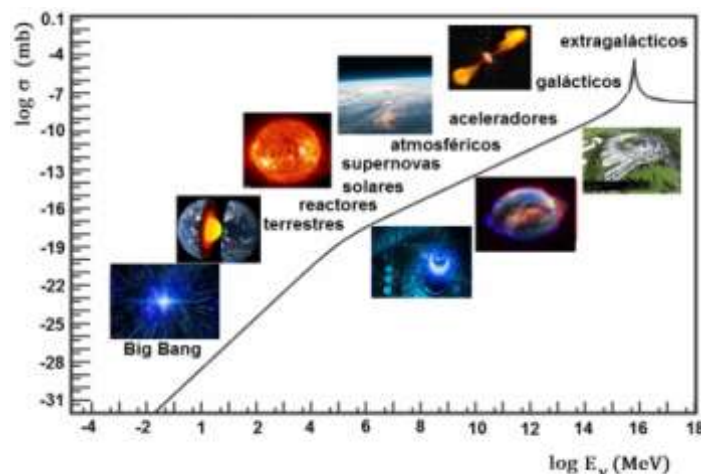


Fig. 9.2. O logaritmo da seção de choque esperada para neutrinos de energia E_ν (eixo horizontal). As legendas indicam a origem (fonte) para cada faixa. Note-se que o *fluxo* esperado não é informado, embora seja um valor crucial para a viabilidade de um experimento (Bahcall, 1989).

Da teoria cinética elementar podemos calcular a taxa de eventos em uma situação como a incidência de neutrinos em cima de núcleons, a qual constitui um típico experimento de *alvo fixo*. Se considerarmos um feixe de neutrinos incidente com densidade n_ν que cobre uma área A , o fluxo em cima dos alvos será $\Phi = n_\nu A c$. Estes neutrinos incidem no alvo, onde a densidade de núcleons é n_N e a espessura l . A quantidade de eventos será proporcional ao fluxo e a seção de choque σ , de tal forma que o número total de eventos esperado por unidade de tempo é

$$N_t = \sigma n_\nu n_N A c l \quad (9.4)$$

Agora, uma fonte de neutrinos pode produzir um fluxo contínuo (constante no tempo) ou pulsado (duração limitada). O Sol corresponde ao primeiro tipo de fonte, onde é possível integrar em um tempo longo para calcular fluxos e outros parâmetros dos neutrinos incidentes e da fonte. As supernovas de colapso discutidas no Capítulo 5 são do segundo tipo: produzem um “surto” de neutrinos em alguns segundos com uma luminosidade enorme, e logo depois o fluxo cai para níveis indetectáveis. Discutiremos a seguir estes dois casos, os quais correspondem à duas fontes mais notórias já detectadas e estudadas.

Fontes de neutrinos: os neutrinos solares

Depois da Segunda Guerra Mundial as técnicas de detecção e tecnologias afins tinham avançado até o ponto de começar a ser possível pensar em experimentos para detectar neutrinos diretamente. Também as idéias teóricas a respeito tinham se consolidado, e as estimativas astrofísicas melhoraram muito, convergindo para valores mais estáveis com o conseguinte ganho de confiança por parte dos físicos experimentais que imaginavam construir detectores.

Como discutido no Capítulo 4, as reações nucleares básicas do chamado ciclo $p-p$ levam à produção de neutrinos em vários dos estágios, tanto com energias fixas (“monocromáticos”) ou distribuições que têm um máximo de energia devido à cinemática (“contínuo”). A Fig. 9.3 contém a informação dos estágios das reações onde os neutrinos são emitidos e escapam do Sol.

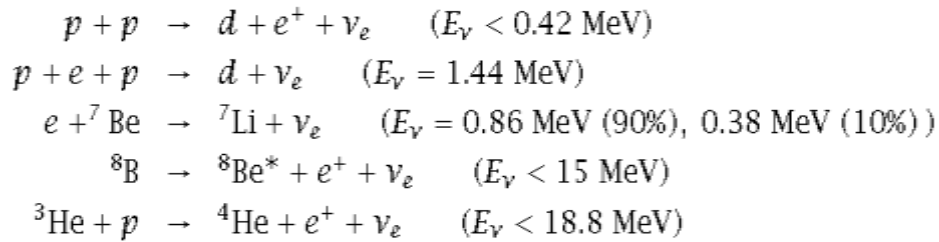


Fig. 9.3. Os neutrinos emitidos em cada reação pertencente ao ciclo p - p . Entre parênteses, as energias relevantes.

Em posse de um modelo completo do Sol, é possível calcular ainda os fluxos emitidos Φ para cada reação, além do fluxo total (Bahcall, Serenelli e Basu, 2005). O valor deste último, somando todos fluxos mostrados na Fig. 9.4, é de aproximadamente $7 \times 10^{10} \text{ neutrinos cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Este número é gigantesco: mais de 1000 bilhões de neutrinos atravessam uma mão humana estendida ao Sol cada segundo! Mas a seção de choque minúscula é a responsável de que essencialmente todos eles continuem sem interagir com a matéria da mão. Cabe a pergunta a ser feita depois de conhecermos estes fatos: como seria possível detectar esses neutrinos, isto é, medir os espectros individuais da Fig. 9.4 e os totais do Sol?

Um dos pioneiros que dedicou um grande esforço para estas questões foi Ray Davies Jr. Davies foi o primeiro em considerar a construção de um experimento que pudesse medir os neutrinos solares. Davies contou com o auxílio dos cálculos cada vez mais sofisticados dos fluxos devidos a John Bahcall e outros. Um exemplo das últimas predições é mostrado na Fig. 9.4.

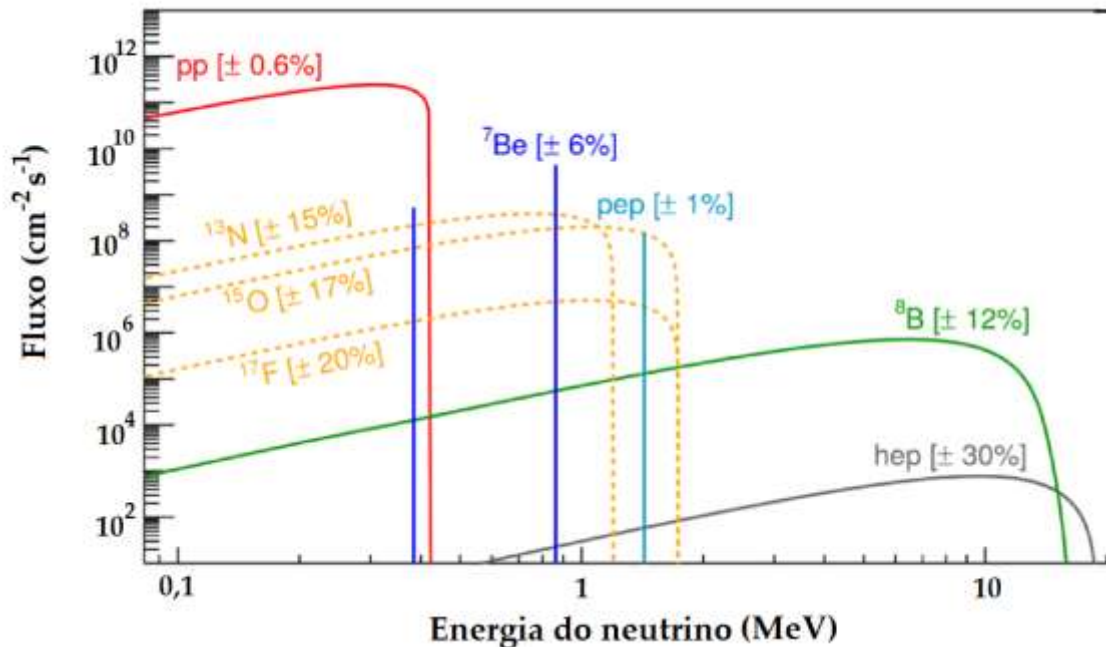


Fig. 9.4. Predições para os fluxos e espectros dos neutrinos solares do trabalho de Serenelli *et al.* (2017). Note-se a indicação dos erros estimados em cima das curvas.

O experimento de Davies foi montado em 1970 na mina Homestake nos Estados Unidos. A escolha da localização subterrânea se deve ao reduzido número de interações espúrias, ou seja, permitia a redução da contagem que não estava relacionada com os neutrinos solares. O experimento consistia em um tanque de 380 m^3 de percloroetileno C_2Cl_4 , onde os núcleos de ^{37}Cl serviam como alvos aos neutrinos, se transformando em ^{37}Ar como indicado na reação da eq.(9.2). Depois de algumas semanas, o argônio era separado por meio da passagem de hélio no tanque, e contava os decaimentos do ^{37}Ar radioativo para medir o número de neutrinos. Este procedimento parece simples, mas precisa de cuidados extremos para obter algumas dezenas de ^{37}Ar a cada vez, mantendo uma eficiência alta na separação química. A contagem era comparada com a predição dos modelos de Bahcall, e devido aos baixos valores em consideração, optaram por definir uma unidade *sui generis* para comparar os dados com as predições. Esta é a chamada SNU (Solar Neutrino Unit), e equivale a 10^{-36} capturas/átomo/segundo.

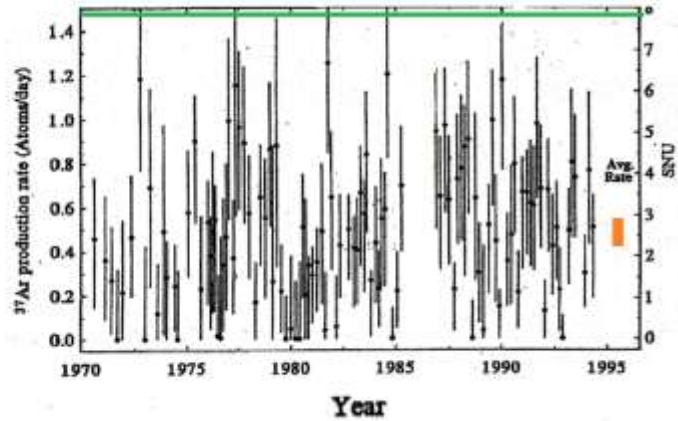


Fig. 9.5. O experimento de Davies na mina de Homestake (esquerda) e os resultados obtidos na operação (dados até 1994). A linha verde é o valor esperado, a média desses 24 anos de operação está no retângulo laranja ($\sim \frac{1}{3}$ do esperado).

A Fig. 9.5 mostra que, ano após ano, a contagem do experimento ficou aquém da predição dos modelos solares. Enquanto os cálculos indicavam que deviam ser medidas umas 8 SNU por conta dos neutrinos com energias $> 0.814 \text{ MeV}$ (limiar da detecção que permitia ver o fluxo monoenergético dos neutrinos do ${}^7\text{Be}$), a média das medidas tomada nos 40 anos de operação foi de 2.56 ± 0.16 (*sistemático*) ± 0.16 (*estatístico*) SNU. Evidentemente, esta contradição entre teoria e experimento precisava de uma exploração extensiva.

Uma nova série de experimentos foi planejada e executada para esclarecer a situação. Os mais importantes, sensíveis aos neutrinos de baixas energias, foram as colaborações SAGE e GALLEX, que utilizaram tanques com gálio para medir os neutrinos nas reações



Pelas características do gálio no composto-alvo ($\text{GaCl}_3\text{-HCO}$), a limiar da detecção ($E_\nu = 0.42 \text{ MeV}$) é muito mais baixa que a que corresponde ao ${}^{37}\text{Cl}$ da eq.(9.2). Desta forma, os neutrinos da primeira reação p - p (ou seja, $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$) puderam ser detectados com energias $E_\nu < 0.42 \text{ MeV}$. Pela primeira vez os experimentos SAGE e GALLEX permitiram enxergar um ramo principal da cadeia p - p responsável pela maior parte da produção da energia no interior solar, em vez dos neutrinos do berílio de energia única (Fig. 9.4). De fato, a predição dos modelos teóricos era de 69.6 SNU, uma ordem de grandeza maior que a predição para os

neutrinos do berílio. Com esta perspectiva, esses experimentos efetuaram as medidas por vários anos para anunciar finalmente que o resultado do SAGE observou $0.517_{-0.044}^{+0.042}$ (*sistemático*) $_{-0.053}^{+0.055}$ (*estatístico*) da predição, enquanto o GALLEX comunicou $0.601_{-0.060}^{+0.059}$ (*erros totais*). Não tão somente os dois experimentos tinham resultados consistentes com pouco mais da metade da predição, mas como tinham sido "calibrados" observando neutrinos dos reatores, cujo fluxo era conhecido com precisão e constatou-se que conseguia enxergar 0.95 ± 0.05 do total deste, ficou claro que alguma coisa estava errada com os neutrinos que chegavam do Sol (Altmann, Mossbauer e Oberauer, 2001).

Complementando estes experimentos, outras colaborações conduziram medidas dos neutrinos de energias maiores, os quais embora minoritários respeito daqueles da reação $p-p$, ofereceram um elemento chave para a montagem do quebra-cabeça

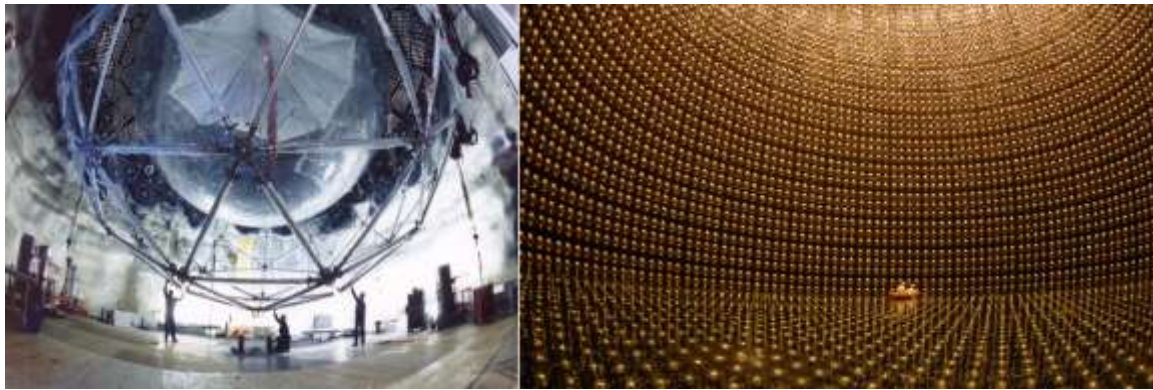
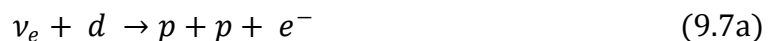


Fig. 9.6. Os experimentos SNO (esquerda) e Super-Kamiokande (direita). Note-se a escala evidenciada pela presença dos operadores humanos abaixo da estrutura e no bote inflável.

Os experimentos de maior relevância são mostrados na Fig. 9.6. O primeiro é o *Subury Neutrino Observatory* (SNO) um enorme tanque que recolheu (por empréstimo) toda a água pesada do Canadá. A água pesada tem deutério, não hidrogênio, na sua composição e o deutério apresenta reações que permitem detectar não tão somente os neutrinos do elétron ν_e , mas também os tipos associados ao múon e à tau. As reações básicas detectáveis na água pesada são



onde ν_x simboliza qualquer um dos neutrinos ν_μ , ν_τ . Intervém em estas reações o medidor (W) carregado quanto o neutro (Z) das interações fracas (Capítulo 1) respectivamente, enquanto a terceira reação (9.7c) é do tipo espalhamento elástico mencionada na eq. (9.3). A vantagem da água pesada é que enxerga *todos* os neutrinos e assim o fluxo total e as contribuições parciais podem ser medidas, embora somente nas energias mais altas.

O outro experimento mostrado à direita na Fig. 9.6 é o *Super-Kamiokande*, consiste em um tanque cilíndrico com 50 000 ton de água pura, rodeado de fotomultiplicadores (visíveis na imagem). Esta configuração é sensível somente aos neutrinos eletrônicos, mas com duas características importantes: a radiação Čerenkov permite determinar a *energia* nas reações e os fotomultiplicadores determinar com precisão razoável a *direção* do neutrino incidente.

Com estes experimentos foi possível conferir a viabilidade da a solução mais simples (“astrofísica”) para o problema dos neutrinos solares: um Sol com uma temperatura um pouco mais fria no centro. Como o fluxo dos neutrinos do ${}^7\text{Be}$ (o alvo do experimento de Davies que revelou a discrepância) é proporcional a $T_{c\odot}^{22}$, uma redução de somente $\sim 4\%$ na temperatura central houvesse sido suficiente para explicar a taxa reduzida detectada originalmente. Porém, medidas do *espectro* de neutrinos do experimento *Super-Kamiokande* na reação de espalhamento elástico mostradas na Fig. 9.7 provaram que os neutrinos que majoritariamente “faltam” são os de *menor* energia, enquanto uma hipotética diminuição da temperatura levaria ao sumiço imediato dos neutrinos de *maior* energia (aqueles que estão na cauda da distribuição). Assim, a solução astrofísica foi descartada, e as suspeitas a respeito do comportamento dos próprios neutrinos aumentaram. Como contribuição adicional, as medidas do experimento SNO mostraram que a soma dos fluxos dos três tipos de neutrinos coincidia com o fluxo total esperado, enquanto *Super-Kamiokande* mediu 0.544 ± 0.037 (*sistemático*) ± 0.064 (*estatístico*) para os neutrinos eletrônicos, ou seja, quase metade do fluxo esperado nestes últimos estava faltando.

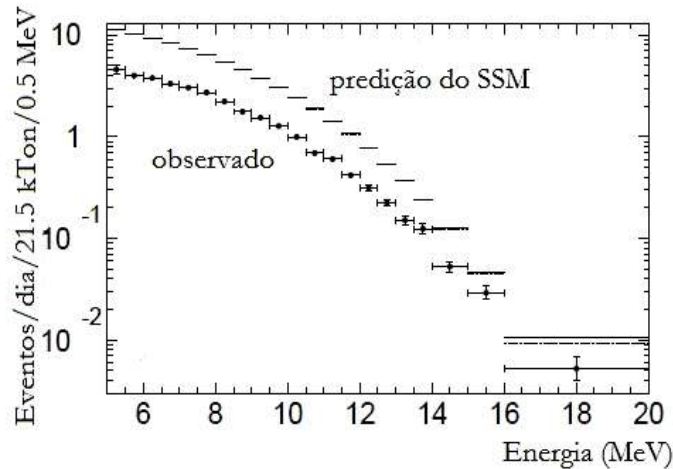


Fig. 9.7. Medida do espectro de neutrinos (Hosaka *et al.*, 2006) comparada com a predição do SSM (barras discretas superiores), mostrando a falta de neutrinos das *menores* energias e a aproximação gradual entre teoria e experimento até ~ 15 MeV. A chamada solução “astrofísica” é descartada por evidência, já que baixar um 4% a temperatura do interior produziria o comportamento contrário, os neutrinos faltantes seriam os das maiores energias.

Depois destes anúncios por parte de Super-Kamiokande e SNO, toda a comunidade concordou em apontar que o problema da “falta” dos neutrinos não residia no Sol, mas no “sumiço” deles no seu caminho até os detectores. Estas suspeitas já tinham sido levantadas pelos físicos teóricos em tempos anteriores: enquanto há razões para argumentar a massa do fóton deve ser zero, não existe nenhuma razão baseada em princípios fundamentais para que a massa do neutrino o seja. O fato experimental que ela precisa ser muito menor que o resto das partículas conhecidas (elétrons, quarks) não necessariamente indica que deva ser nula, embora seja desejável encontrar algum mecanismo ou razão para explicar esta hierarquia. Assim, duas décadas antes de se conhecer os primeiros resultados do fluxo de neutrinos, B. Pontecorvo (1958) sugeriu a *oscilação* de neutrinos entre tipos, em analogia com o caso dos káons que também oscilam entre dois estados, como mecanismo para mudar o fluxo emergente.

O conceito da oscilação entre dois ou mais estados não é difícil de compreender: na Mecânica Quântica as partículas estão caracterizadas por *estados*, rotulados convenientemente. Tecnicamente um estado é um vetor análogo aos conhecidos no espaço tridimensional (embora pertence a um espaço de Hilbert, de infinitas dimensões). Da mesma forma que um vetor qualquer tem componentes segundo as direções dos eixos, por exemplo $\vec{A} = a\vec{x} + b\vec{y}$ em duas dimensões, um vetor de

estado qualquer pode ser escrito em termos de vetores de estado básicos, chamados de *autoestados*. Um neutrino real, digamos do elétron ou múon (ignorando por ora a tau) resulta uma combinação de autoestados de massa $|\nu_1\rangle$ e $|\nu_2\rangle$ (com valores de massa m_1 e m_2) segundo

$$|\nu_e\rangle = \cos \theta_V |\nu_1\rangle + \sin \theta_V |\nu_2\rangle \quad (9.8a)$$

$$|\nu_\mu\rangle = -\sin \theta_V |\nu_1\rangle + \cos \theta_V |\nu_2\rangle \quad (9.8b)$$

onde temos escrito os coeficientes em função de um único ângulo de mistura θ_V , tal como feito para um vetor no plano euclidiano. Por ser uma combinação, ele pode mudar de um para o outro autoestado de massa. Assim, se um neutrino (digamos $|\nu_e\rangle$) de energia E se propaga por um tempo t , existe uma probabilidade de ele mudar para o estado $|\nu_\mu\rangle$ e uma probabilidade de se manter no estado $|\nu_e\rangle$. A probabilidade disto acontecer é obtida na Mecânica Quântica fazendo o quadrado do estado da partícula, segundo a interpretação ortodoxa de Copenhagen onde as probabilidades são todo o que pode ser obtido para qualquer sistema físico. Esta última pode ser calculada como

$$P_{\nu_e}(t) = |\langle \nu_e | \nu(t) \rangle|^2 = 1 - \sin^2 2\theta_V \sin^2 \left(\frac{\delta m^2 D c^4}{4\hbar c E} \right) \quad (9.9)$$

onde $\delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ e D a distância percorrida. Observamos que o comprimento característico da oscilação, distância na qual a probabilidade volta a ser "1" é $L_C = \left(\frac{4\hbar c E}{\delta m^2 c^4} \right)$, a quantidade no argumento da segunda função seno. Para termos uma solução "fundamental" viável ao problema dos neutrinos solares, $L_C < 1 A.U.$, já que o "sumiço" acontece a caminho da Terra desde o Sol. Mas esta última condição pode ser escrita, para neutrinos de $E \approx 1 MeV$ como $\delta m^2 c^4 \gg 10^{-12} eV^2$, e a exigência que o ângulo de mistura θ_V seja pequeno (para não entrar em conflito com observações dos neutrinos em reatores e outras situações) leva a descartar esta proposta de oscilação dos neutrinos no vácuo interplanetário.

Levando em conta esta dificuldade, Mikheyev e Smirnov (1985) mostraram que se a oscilação acontecesse na presença de matéria, e não no vácuo, a probabilidade teria uma amplitude *muito maior* e poderia explicar essa redução de 2/3 do fluxo detectada. Segundo Mikheyev e Smirnov, a consideração da interação do neutrino com a matéria (elétrons e outras partículas) leva a uma massa efetiva para estes proporcional à *densidade* de elétrons (Wolfenstein, 1978), e muda os estados dos neutrinos. Assim, na passagem dos neutrinos pelo Sol (especialmente na interfase com o "vácuo" imediatamente fora da superfície), os neutrinos mudam a outros

estados e somem da contagem quando chegam aos detectores, insensíveis a estes tipos mais raros. Daí a importância das medidas do fluxo total feitas pelo experimento SNO: a soma dos valores coincide com o esperado, mas cada o fluxo em cada tipo de neutrino muda pela conversão dos neutrinos induzida pela matéria.

A fim de detectar esta oscilação as colaborações montaram um engenhoso experimento (chamado de *KamLAND*) utilizando neutrinos produzidos nos reatores terrestres, os quais atravessaram a Terra, para serem detectados no *Super-Kamiokande* no Japão (Fig. 9.8). Como existe um controle a respeito dos fluxos no reator, a detecção de um valor bem menor confirmou o efeito esperado. Assim, a determinação experimental do comprimento de oscilação na matéria L_C permitiu, com o auxílio de cálculos, estimar também as *massas* dos neutrinos que participam. Estes resultados mostram que as massas obtidas são da ordem de $10^{-2} eV$, e que existem algumas possibilidades diversas para o valor do ângulo de mistura. Mas o fato é que o Sol funciona como a Evolução Estelar tinha calculado, e a origem da falta de neutrinos esta nas propriedades dos próprios neutrinos.

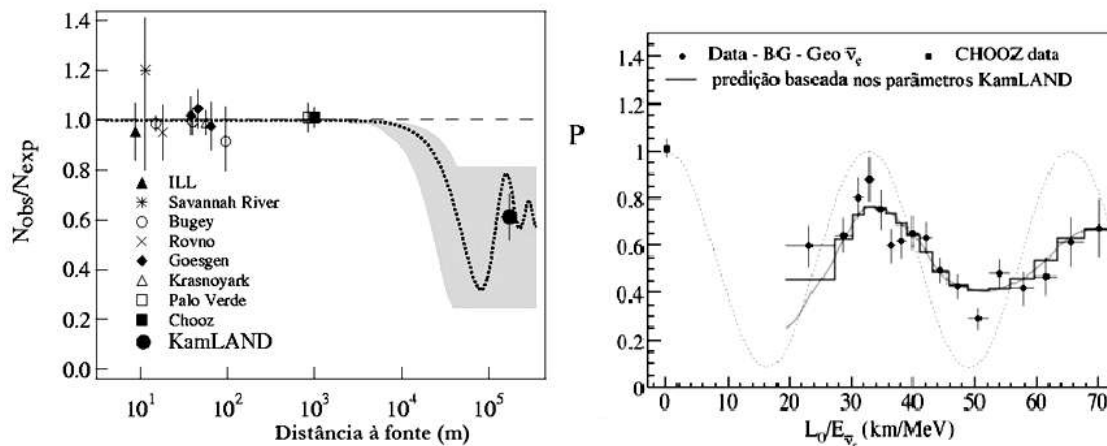


Fig. 9.8. a) Esquerda: detecção das oscilações dos neutrinos na Terra, com a determinação associada do comprimento de oscilação ; b) Direita: as medidas da probabilidade de oscilação comparadas com a predição (linha sólida) baseada nos parâmetros previamente determinados (Ichimura, 2008).

Uma última consideração relevante é que ainda não é possível afirmar se a hierarquia das massas é "normal" ($m_1 < m_2 < m_3$) ou "invertida" ($m_1 < m_3 < m_2$), determinação importante para a construção de modelos viáveis de neutrinos massivos. O experimento *Hyper-Kamiokande* (em andamento, vide

<http://www.hyper-k.org/en/physics/phys-hierarchy.html>) poderá coletar dados suficientes para responder a esta questão em poucos anos.

Fontes de neutrinos: a supernova SN1987A

Como vimos no Capítulo 5, a seqüência de eventos que levam à implosão e posterior explosão das estrelas de grande massa tem como protagonista fundamental o caroço de "Fe" produzido durante os estágios prévios. O choque desenvolvido pela queda da matéria em cima da região enrijecida que ultrapassou a densidade de saturação nuclear se forma no ponto sônico e avança posteriormente, mas pode não ser a causa da explosão. Isto se deve às grandes perdas que sofre a caminho da borda do caroço. Porém, em todo este processo, o caroço degenerado composto de núcleos e elétrons se transforma no que chamamos de estrela de nêutrons. Para isto, é mandatório a compactação desde a configuração original até a final, passando por um estágio intermediário (a proto-estrela de nêutrons) onde essa diferença de energia que precisa ser radiada está escoando do objeto (Fig. 9.9)

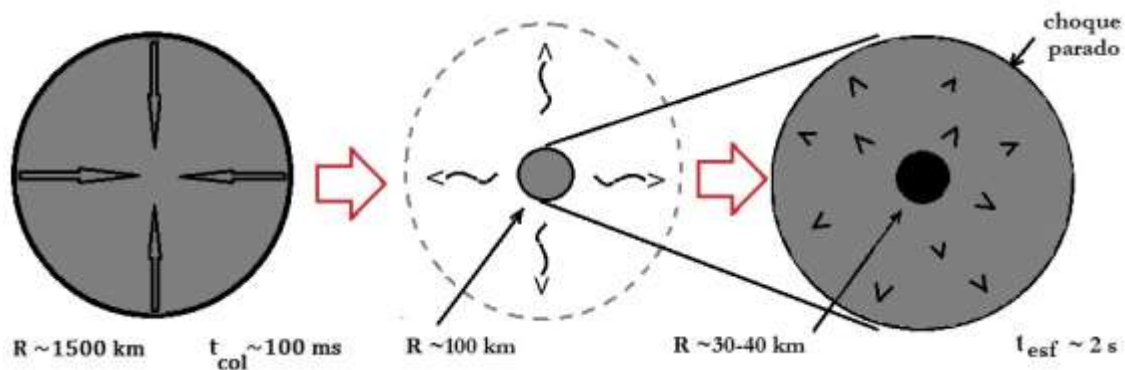


Fig. 9.9. A implosão do núcleo de "Fe" de uma estrela massiva é rápida e neutroniza todo o seu conteúdo, dissolvendo a estrutura nuclear (esquerda). Um choque se forma no ponto sônico do caroço e avança até 100-200 km quando as perdas o fazem parar (região cinza no centro). A proto-estrela de nêutrons tem um raio maior que aquele que terá quando os neutrinos acabarem de sair, possivelmente reenergizando o choque em escalas da difusão (1-2 s, direita). Estes neutrinos que carregam a energia de ligação são os detectáveis na Terra.

A origem e seqüência temporal dos neutrinos no colapso merece destaque. Na implosão à esquerda da Fig. 9.9 acontece a *neutronização* da matéria, ao longo do colapso, na qual os elétrons são "forçados" a se combinarem com os prótons, na reação β inversa



Este processo acontece primeiro em prótons ligados aos núcleos, que podemos escrever como $e^- + A \rightarrow A(Z - 1)$. Os elétrons são capturados e formam nêutrons, mas também os núcleos somem quando a compressão é grande o suficiente (este é, no fundo, o significado da existência da densidade de saturação nuclear ρ_0). Depois da matéria atingir a densidade ρ_0 , subitamente a região central fica muito rígida e em cima dela o envelope sofre um "rebote", embora não saibamos como acontece a seqüência de eventos final que leva à ejeção do envelope. Mas independentemente dos detalhes, a massa do núcleo de ferro original (que tinha um raio de uns 1500 km), é comprimida dentro de uma esfera de raio minúsculo, de uns 30-40 km, mas com um conteúdo de energia térmica enorme, produto direto da implosão. Assim, para conseguir se estabelecer numa configuração estável, a esfera de nêutrons deve *radiar* (ou seja, se desfazer) desse excesso de energia térmica. Mas em vez de fazê-lo por meio de fótons, as temperaturas associadas são tão altas que resulta mais efetivo emitir *neutrinos* do interior do que fótons da superfície. Estes neutrinos *não são* os mesmos que saíram no "surto" da neutronização (eq. 9.10) enquanto acontecia a implosão, mas antes produto da aniquilação de partículas-antipartículas do tipo $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$ e processos similares, tais como o *bremsstrahlung* de núcleons $n + n \rightarrow n + n + \nu + \bar{\nu}$ posteriores. Pela sua origem, os neutrinos a serem radiados se denominam às vezes de *térmicos* (Horvath, 2011)

Agora bem, os neutrinos devem levar embora a maior parte da energia de ligação mencionada, ou seja, a diferença

$$|E_{Fe^n} - E_{NS}| \sim 10^{53} \text{ erg} \quad (9.11)$$

e têm que escoar no meio denso que interage com eles, colocando-os no regime de difusão. É razoável supor que a luminosidade associada $L_\nu \propto R_\nu^2 T_\nu^4$, ou seja, a de um corpo negro de neutrinos. O fato é que enquanto os neutrinos escoam em alguns segundos, a proto-estrela de nêutrons vai adotando sua configuração final que permanecerá depois inalterada por muitos milhões de anos. Assim, as considerações puramente teóricas apontam para um surto de neutrinos de duração de \sim segundos como a assinatura do "miolo" da supernova, de onde nenhum outro sinal exceto este poderia chegar (exceção feita das ondas gravitacionais, se produzidas, vide Capítulo próximo). No miolo da supernova, os próprios neutrinos entram em degenerescência, já que embora a seção de choque é muito pequena, a densidade cresce e impede que escapem livremente. Assim, espera-se que os neutrinos estejam distribuídos segundo a função de Fermi-Dirac mostrada na Fig. 9.10.

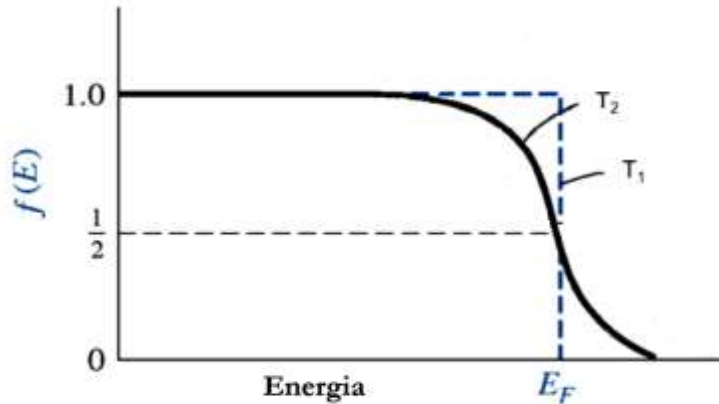


Fig. 9.10. A distribuição de Fermi-Dirac. Todos os estados de energia possíveis estão cheios até uma energia máxima (chamada de *nível de Fermi* E_F) para $T_1 = 0$, resultando no escalão mostrado. Para uma T_2 finita existe "espaço" em energia $\sim k_B T_2$ perto da superfície de Fermi e os neutrinos devem ser emitidos com energias desta ordem, já que as reações somente são possíveis se eles não estão totalmente degenerados.

Em Fevereiro de 1987 a supernova 1987A foi identificada em uma observação começada 24.06 UT pelo astrônomo Ian Shelton (Observatório Las Campanas, Chile). A estrela progenitora (identificada com o nome de catálogo Sanduleak -69 202) deve ter residido na Seqüência Principal por 10^7 anos, exaurido o hidrogênio no caroço há uns 700 000 anos, passado por um estágio de Ceféida e se estabelecido na "Seqüência Principal do hélio" há 650 000 anos, para sair dela há 45 000 anos e continuar seu caminho aceleradamente: ignição de carbono há 10 000 anos, neon em 1971, oxigênio em 1983, silício no dia 13 de fevereiro de 1987 para finalmente explodir 10 dias depois. Sua temperatura efetiva na maior parte da sua existência foi de $> 30\,000\text{ K}$. Esta foi a supernova mais próxima em quase 400 anos, e permitiu estudar a curva de luz e outras características em detalhe, mas o mais importante aqui foi que pela primeira vez na história os detectores de neutrinos estavam funcionando e puderam contribuir de forma notável para o conhecimento do interior do colapso.

Vários detectores em operação na época (Kamiokande, Baksan, IMB) conseguiram obter evidência clara da existência do surto nos seus dados, anteriores ao tempo da detecção óptica da explosão (os neutrinos precedem em várias horas o *breakout* do choque, que precisa chegar até a superfície). Porém, a distância à Grande Nuvem conspirou para obter um sinal intenso, e somente 21 neutrinos foram definitivamente associados ao evento (Fig. 9.10), desde que essas detecções mostravam a Nuvem de Magalhães dentro de um cone de \sim grados em torno ao

eixo reconstruído. Isto demonstrou que a fonte dos neutrinos era a SN1987A. Assim procedeu-se a tentar a “reconstrução” das características físicas da supernova, já que a temperatura, energia emitida e outras quantidades importantes podem ser inferidas desses dados (Fig. 9.11).

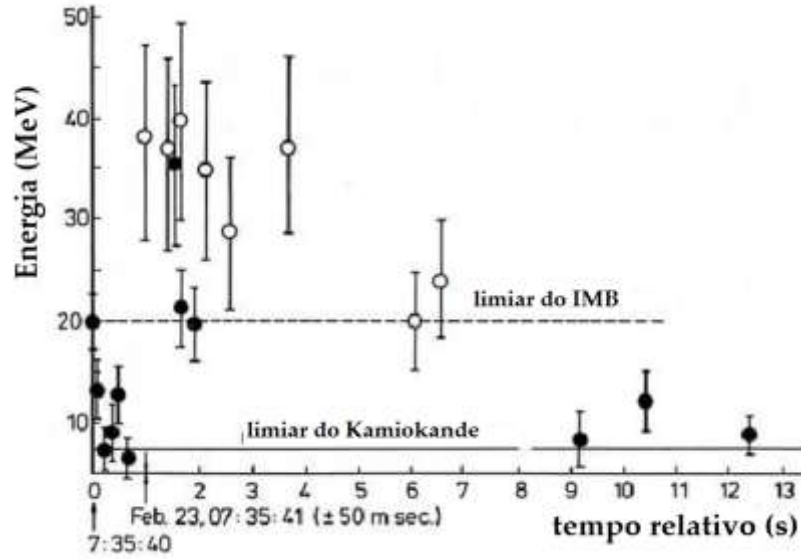


Fig. 9.11. Os neutrinos da Supernova 1987A registrados pelos detectores IMB (EUA) Kamiokande (Japão) e Baksan (Rússia) num intervalo pouco maior de 10 s. Os eixos horizontais foram iniciados com o primeiro neutrino de cada detector, embora há uma incerteza relativa de quase 1 minuto entre os detectores. Os neutrinos detectados em Baksan não aparecem na figura.

Com a hipótese de um corpo negro, existe uma relação simples entre a energia média dos neutrinos emitidos e a temperatura na fonte, que pode ser escrita como

$$\langle \varepsilon_{fonte} \rangle = \frac{\int_0^\infty \varepsilon^3 f d\varepsilon}{\int_0^\infty \varepsilon^2 f d\varepsilon} = T \frac{F_3(0)}{F_2(0)} = 3.15 T \quad (9.12)$$

onde f é a função de distribuição (de Fermi-Dirac por hipótese e em primeira aproximação) e $F_2(0)$, $F_3(0)$ são chamadas de *integrais de Fermi* completas, já utilizadas extensivamente quando a degenerescência é quase total. Devido a que os detectores apresentam *eficiências* à detecção diferentes e limiares L diferentes para a detecção, são introduzidas umas funções W na integral a calcular da energia média nos detectores. Com esta ressalva, nos detectores temos que

$$\langle \varepsilon_{det} \rangle = \frac{\int_L^\infty \varepsilon^5 f W d\varepsilon}{\int_L^\infty \varepsilon^4 f W d\varepsilon} = T \frac{G_5(L/T)}{G_4(L/T)} \quad (9.13)$$

onde $G_4(L/T)$, $G_5(L/T)$ são funções de Fermi truncadas (também chamadas “de segunda espécie”) facilmente calculáveis numericamente. As eficiências dos detectores de Kamiokande (Japão) e IMB (EUA) podem ser modelados pelas funções $W_K = 1 - 4.9 \exp\left[-\frac{\varepsilon}{3.6} \text{MeV}\right]$ e $W_{IMB} = 1 - 3 \exp\left[-\frac{\varepsilon}{16} \text{MeV}\right]$, e os valores mínimos limiares $L_K = 7 \text{MeV}$ e $L_{IMB} = 20 \text{MeV}$ respectivamente, ou seja, não é possível detectar neutrinos com energias menores que L_K ou L_{IMB} .

Agora o procedimento mais simples é o de calcular a energia média diretamente dos dados $\langle \varepsilon_{det} \rangle \equiv \sum \varepsilon_i / N_{vdet}$, e depois resolver a eq. (9.13) para a achar a temperatura T numericamente. Com esta temperatura, pode-se calcular então a energia média na fonte $\langle \varepsilon_{fonte} \rangle$ usando a (9.12), chegando finalmente à energia total emitida e

$$E_{fonte} = 0.77 \times 10^{53} \left(\frac{D}{50 \text{ kpc}} \right)^2 \left[F_3(0) \frac{G_5}{G_4^2} \right] \frac{N_{vdet}}{\langle \varepsilon_{det} \rangle M_{det}} \text{ erg} \quad (9.14)$$

Outra quantidade diretamente comparável com os dados é a taxa de eventos acumulada

$$\frac{dN_{vdet}}{dt} = 5.2 \times 10^{-8} \left(\frac{50 \text{ kpc}}{D} \right)^2 M_{det} C G_4 \left(\frac{T}{\text{MeV}} \right)^5 \quad (9.15)$$

onde C uma constante de normalização calculável e M_{det} a massa do detector.

Mostramos primeiro os resultados das previsões da eq. (9.15) para os detectores de Kamiokande (Hirata *et al.*, 1987) e IMB (Bionta *et al.*, 1987) comparadas com a detecção real dos eventos acumulada. Os valores esperados são bem razoáveis, encontram-se entre os que resultariam de um modelo da proto-estrela de nêutrons sem convecção e um totalmente convectivo no interior, o qual aumenta a taxa por ter temperatura mais alta. Embora hoje o trabalho de modelação dos eventos aponte para uma complexidade que dificulta uma previsão simples, devido à já mencionada ação de instabilidades do Capítulo 5, o quadro mais simples concorda bem com o observado dentro da ordem de grandeza.

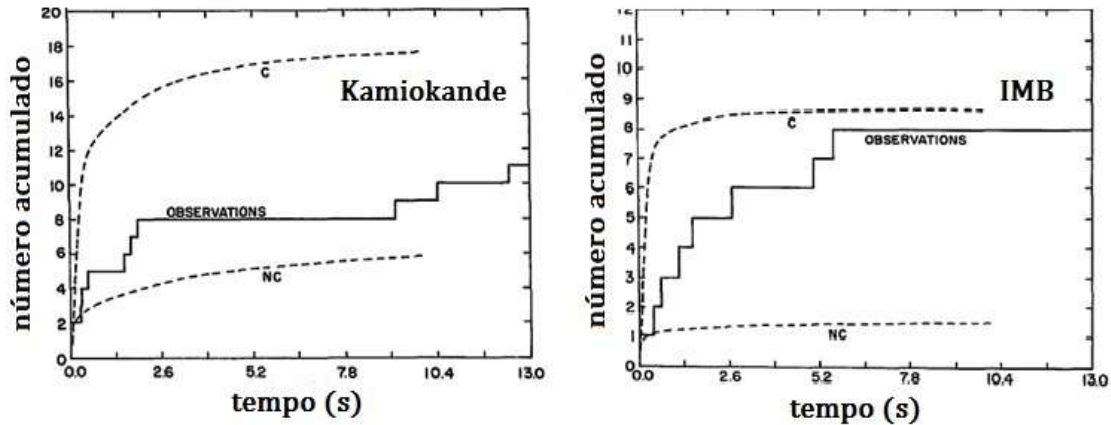


Fig. 9.12. Esquerda: as previsões para o detector de Kamiokande (linhas tracejadas) vs. o acumulado de eventos observado (linha cheia). Direita: o mesmo para o detector IMB.

Um dos parâmetros importantes determinado em esta análise foi a temperatura da neutrinosfera $T_\nu = 4.2_{-0.8}^{+1.2} \text{ MeV}$, em bom acordo com os modelos mais simples. A evolução temporal desta temperatura, e até a possibilidade de uma emissão seqüencial com um “silêncio” de vários segundos não podem ser descartados (Loredó e Lamb, 2002), e podem ser evidência para uma física mais complexa (Benvenuto e Horvath, 1989). Finalmente, na Fig. 9.13 se mostra a energia total radiada na fonte, comparada com a energia de ligação teórica de várias equações de estado construídas para a matéria de nêutrons. Devemos levar em conta, porém, que a eq.(9.14) leva em conta somente a detecção dos antineutrinos eletrônicos, já que os neutrinos eletrônicos e os pares do múon e da tau têm seções de choque muito pequenas. Assim, costuma-se multiplicar por 6 o resultado da eq. (9.14) para estimar a energia total carregada por igual entre os 6 tipos de neutrinos produzidos (e, μ, τ e seus respectivos antineutrinos).

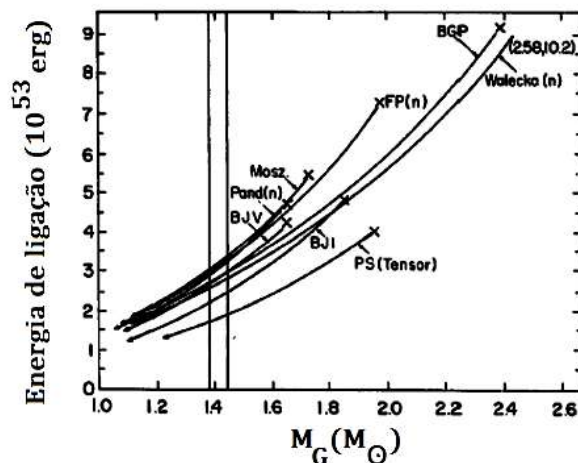


Fig. 9.13. A energia total radiada ($2.5 \pm 1 \times 10^{53} \text{ erg}$), supondo a formação de uma estrela de nêutrons de $1.4 M_{\odot}$, comparada com as predições das equações de estado (Burrows, 1987). A massa da NS é hoje muito mais incerta pelas medidas de várias outras NS, que não eram conhecidas em 1987.

A explosão da SN1987A foi um evento fundamental para a Astronomia de neutrinos, já que até esse momento somente o Sol tinha sido detectado inequivocamente. A supernova produziu, como vimos, informação importante a respeito de um dos fenômenos mais extremos do Universo atual. Uma supernova que houvesse acontecido dentro da nossa galáxia a uma distância d , teria permitido registrar uns $20 \times (50 \text{ kpc})^2$ neutrinos, algo na casa de 1000-2000, com enormes ganhos na compreensão do mecanismo do colapso gravitacional. É preciso destacar que, embora deixou entrever muitos detalhes fundamentais da teoria do colapso/explosão, não permitiu identificar o mecanismo da explosão em sim. E apesar de inúmeras tentativas de observação posteriores, o objeto compacto que nasceu na explosão da supernova 1987A (que resultou a fonte dos neutrinos observados, ou seja a transformação do caroço e ferro em estrela de nêutrons) nunca foi observado, adicionando uma dose de mistério a este problema, de fato levando a alguns pesquisadores a sugerir a formação tardia de um buraco negro.