



Instituto de Física Teórica
Universidade Estadual Paulista

12

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

IFT-D.006/92

O MECANISMO DO POLO DO PION E A PERDA
DE ENERGIA DA SN1987 A

Fernando Mori

Orientador

Adriano Antonio Natale



Novembro 1992

IFT/TE-M-100

Dedico este trabalho à Sonia....

RESUMO: Analisamos o mecanismo do polo do pion como mecanismo de perda de energia da SN1987A. A partir desse estudo obtemos limites nas massas de fotinos, squarks, no acoplamento de bosons escalares, na largura de decaimento $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu})$, limite na constante de acoplamento de um boson vetorial leve que interage fracamente com a matéria. Finalmente analisamos os efeitos de densidade, temperatura que ocorrem no núcleo estelar e que poderiam afetar esses limites. Nos casos que estudamos esses efeitos são muito pequenos.

ABSTRACT: The energy loss from the SN1987A through the pion pole mechanism is considered. . From this we obtain limits on photino and squark masses, coupling constant of new scalar bosons with matter, a limit on the partial decay width $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu})$, and a limit on the coupling constant of a light vector boson weakly interacting with matter. Finally we analyse the temperature and density effects of the stellar nucleus over these limits. It is shown that the effects we have considered are negligibly small.

ÍNDICE

Capítulo I: Introdução	pag. 1
Capítulo II: Aspectos gerais sobre evolução e perda de energia estelar	pag. 3
Capítulo III: Perda de energia em Supernovas	pag.16
Capítulo IV: Perda de energia estelar através do processo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow X$	pag.36
Capítulo V: Análise da perda de energia envolvendo efeitos de temperatura e densidade da estrela	pag.57
Capítulo VI: Conclusões	pag.66
Bibliografia	pag.68

ERRATA

pag.27.....(2.4)→(3.4)

pag.37.....(3.1)→(4.1)

pag.40.....(3.17)→(4.14)

pag.40.....(3.15)→(4.15)

pag.53.....(3.34)→(4.34)

pag.58.....tabela; linha2, coluna4 : $8,8.10^{78} \rightarrow 8,8.10^{77}$

pag.62.....(5.4)→(5.5)

pag.62.....equação (5.6) :

$$\frac{1}{(s-1)^2 + \Gamma_\pi^2} \rightarrow \frac{1}{(s-1 - \Pi(\omega, k))^2 + \Gamma_\pi^2}$$

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Nesta dissertação iremos discutir como o estudo da astrofísica estelar pode fornecer vínculos sobre a física de partículas elementares.

O método que usaremos neste trabalho para obter alguns limites em física de partículas é o argumento da perda de energia: partículas novas seriam produzidas no interior de estrelas, e por serem fracamente interagentes com a matéria e com a radiação, essas partículas escapariam quase livremente, drenando assim a energia da estrela, e podendo até mesmo alterar o curso da evolução estelar. A primeira aplicação desses argumentos a partículas exóticas foi feita por Sato e Sato [69] em 1975, para obter limites na constante de acoplamento de partículas de Higgs leves.

Todos os processos que estaremos interessados são do tipo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow X$, onde X pode ser um par de neutrinos, ou fotinos, ou bósons escalares. O ponto fundamental desse mecanismo que iremos empregar, está na existencia da ressonância do pion. Como em Supernovas sabe-se que as temperaturas do núcleo são tais que o mecanismo pode estar na região de ressonância, isto é os fótons poderão fundir-se criando um pion quase na camada de massa, é possível então supor que qualquer decaimento do π^0 em partículas fracamente interagentes irá resultar na perda de energia estelar na Supernova.

Sabe-se hoje que quando o nascimento de uma estrela de neutrons acompanha uma explosão de Supernova, a energia cinética da matéria expelida e a emissão óptica correspondem a $\approx 1\%$ e $\approx 0,01\%$ respectivamente do reservatório de $\approx 10^{53}$ ergs. Cerca de 99% da energia emitida para a formação da estrela de neutrons é emitida na forma de neutrinos, em um prodigioso "flash" que durante os poucos segundos de sua duração é tão "luminoso" quanto todo o universo observável. Este "flash" de neutrinos anuncia o nascimento de uma estrela de neutrons e a morte de uma estrela massiva ($M \geq 8M_{\odot}$) e precede de algumas horas a pirotécnica óptica da Supernova. Do ponto de vista energético, portanto a explosão da Supernova é apenas uma face do evento principal: o nascimento de uma estrela de neutrons.

É essa energia perdida pela Supernova na forma de neutrinos ($\approx 2 \cdot 10^{53}$ erg/s) que servirá para obter alguns limites sobre massas, constantes de acoplamento e largura de

decaimento de partículas leves e fracamente interagentes que aparecem em algumas extensões do modelo padrão. Para isso, supomos em cada caso que a energia perdida pela Supernova ocorra através da emissão de uma dada partícula exótica que estivermos considerando. Feito isso e impondo que a perda de energia associada a essa partícula exótica não seja maior que a diferença entre a energia gravitacional total (menor que $4 \cdot 10^{53} \text{erg}$ em modelos de colapso estelar) e a energia obtida nos detectores terrestres, o que nos dá $E \approx 2 \cdot 10^{53} \text{erg/s}$ como a energia máxima que pode ser perdida. Obtemos assim os limites na física de partículas.

Começamos no Capítulo II discutindo alguns aspectos da perda de energia em estrelas. Fazemos um breve estudo sobre evolução estelar e as reações nucleares que são mecanismos de produção de energia em estrelas. Consideramos os processos relevantes para a perda de energia através de neutrinos e fazemos uma análise do mecanismo de explosão de uma Supernova.

No Capítulo III estudamos todos os processos que resultam na formação de neutrinos em Supernova. Analisamos os regimes de aprisionamento e escape livre dos neutrinos e ilustramos esses argumentos considerando uma partícula leve exótica de constante de acoplamento g_x . No final deste capítulo fazemos uma breve revisão de alguns vínculos obtidos na física de partículas a partir do estudo da Supernova SN1987A.

No Capítulo IV estudamos o processo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow X$ como mecanismo para a perda de energia em estrelas. Inicialmente consideramos o caso em que X é um par neutrino + antineutrino, em seguida estendemos esses resultados para o caso em que X são fotinos e bósons escalares. Numa ultima etapa consideramos o processo $\gamma + \gamma \rightarrow \gamma + A$ onde A é um bóson vetorial de pouca massa fracamente interagente com a matéria.

No Capítulo V analisamos os efeitos de temperatura e densidade do meio estelar sobre os mecanismos de perda de energia. Neste capítulo emprega-se um modelo mais realista para a distribuição de temperaturas na estrela e analisamos como isso influencia a perda de energia através do processo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Analisamos também o efeito da polarização do vácuo devido a alta densidade do meio, no mecanismo de perda de energia estelar.

As nossas conclusões são apresentadas no capítulo VI.

æ

CAPÍTULO II

ASPECTOS GERAIS SOBRE EVOLUÇÃO E PERDA DE ENERGIA ESTELAR

2.0) Introdução

Neste capítulo iremos discutir alguns aspectos da perda de energia em estrelas. Estudaremos a evolução estelar e as reações nucleares que são mecanismos de produção de energia em estrelas. A seguir estudamos os processos relevantes para a perda de energia da estrela através de neutrinos. Fazemos então uma análise do mecanismo de explosão de uma supernova e procuramos ressaltar de que maneira acredita-se que os neutrinos surjam no processo de explosão de uma estrela.

2.1) Evolução estelar

O processo de formação de estrelas começa com uma região de gás e poeira com uma densidade ligeiramente maior que suas vizinhanças. Se a densidade for suficiente, o gás e a poeira começarão a se contrair por força da gravidade. Estima-se que a temperatura da nuvem original seja próxima de 10 K. Esta temperatura irá crescer rapidamente a medida que o centro estelar se forma por adição do material que o circunda. Com o aumento da temperatura, as partículas no centro se vaporizam, moléculas (H_2 na maioria) se dissociam e átomos se tornam ionizados. A poeira estelar em torno da estrela que se forma irá obscurecer o centro. Este obscurecimento irá permanecer até que todo o material seja adicionado ao núcleo estelar ou ejetado em direção ao meio interestelar. Neste ponto, a estrela está nascendo e tem uma temperatura superficial entre 4000 e 7000 K, ou mesmo mais alta dependendo da massa. O raio é ainda um pouco maior do que será quando atingir a sequência principal. A contração continua, aumentando a temperatura no centro até que esta seja suficientemente alta para iniciar a queima de hidrogênio. Neste ponto a estrela atinge a sequência principal.

Quando as reações nucleares tornam-se efetivas como fonte de produção de energia, a pressão estelar interna aumenta rapidamente, atingindo o nível necessário para que o equilíbrio hidrostático seja estabelecido. Neste ponto, a contração para a estrela é estável. Essa é a chamada idade zero da estrela. Nesse momento começa a vida da estrela sobre a sequência principal. Elas não permanecem exatamente no mesmo ponto sobre o dia-

grama Hertzsprung Russel (HR) [1] enquanto estão na sequência principal. A medida que o hidrogênio é transformado em hélio na região central, a composição e portanto o peso molecular médio mudam, alterando a estrutura da estrela. Essas mudanças são graduais, e a estrela aumenta um pouco o seu brilho. Deste modo ela se move um pouco sobre o diagrama HR.

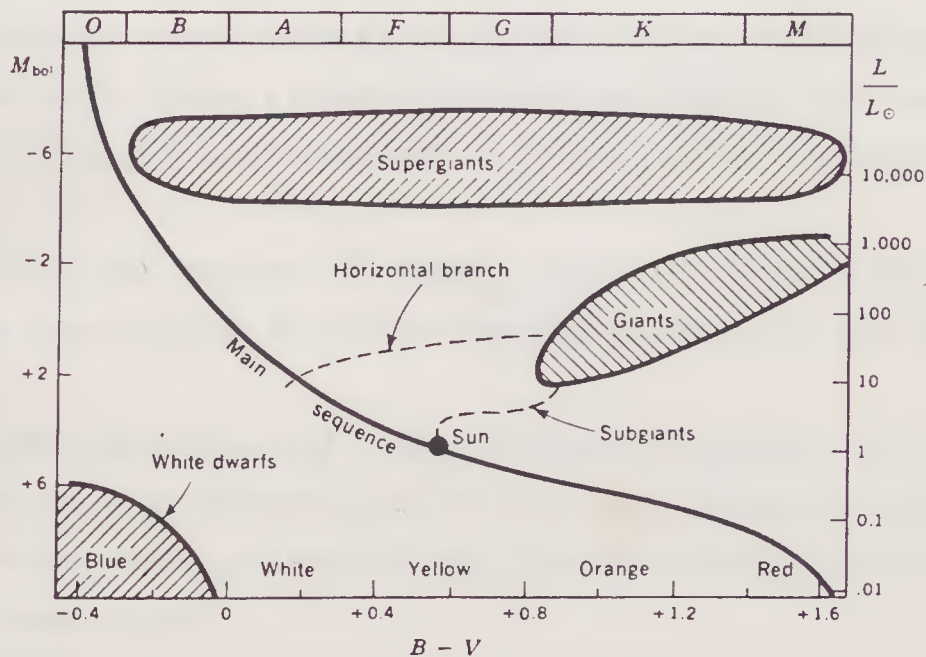


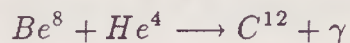
fig.1

A fig.1 ilustra a densidade populacional de estrelas nos diversos pontos do diagrama HR.

A evolução das estrelas sobre a sequência principal dependem basicamente de 2 fatores: a massa total e a composição inicial da estrela. Assim estrelas mais massivas entram na parte superior da sequência principal, permanecendo aí menos tempo que estrelas menores.

Quando todo o hidrogênio se esgota, a estrela se move para cima e para a direita sobre o diagrama HR, em direção ao ramo das gigantes. Dependendo da temperatura e da densidade no interior estelar, e portanto de quão massiva é a estrela, o hélio se transforma

ex. carbono no processo a triplo :



No interior da maior parte das estrelas massivas, o carbono queima e os consequentes produtos dessa fusão também queimam até que eventualmente, cresça um núcleo estelar de ferro.

A evolução de uma estrela é então guiada pela fusão do hidrogênio. Quando este período de fusão termina, a estrela sai da sequência principal, tornando-se mais brilhante e movendo-se para cima no diagrama HR. As diferentes massas é que dirigem a subsequente evolução:

Estrelas pouco massivas ($M \leq 4M_{\odot}$) crescem e se tornam Gigantes Vermelhas, e podem passar pela fase de nebulosa planetária até terminarem suas vidas como anãs brancas.

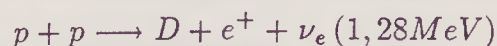
Estrelas mais massivas ($M \geq 4M_{\odot}$) se tornarão supernovas. Após a explosão , se a massa que restou do núcleo for menor que 2 ou 3 $M_{\odot}$, teremos uma estrela de neutrons. Caso contrário, ou seja, se a massa do núcleo for maior que $3M_{\odot}$, presume-se que elas se tornem buracos negros.

2.2) Reações nucleares como mecanismo de produção de energia em estrelas[2].

A reação do hidrogênio é a reação nuclear mais importante que irá ocorrer em uma estrela.

Reações nucleares do hidrogênio :

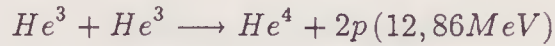
Temos a sequência de reações próton-próton:



A seção de choque é da ordem de $10^{-47}cm^2$ para alguns KeV de energia do próton. Esta reação irá ocorrer para uma temperatura da ordem de 10^7 K, e uma vez formado o deutéron, em alguns segundos ele irá capturar um próton para formar o He^3 :



O He^3 irá se acumular na estrela até que a probabilidade para que um He^3 encontre outro cresça o suficiente para que a seguinte reação ocorra:



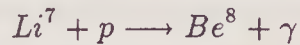
Assim a sequência de reações próton-próton termina com a formação do He^4 . A energia total liberada na formação de um núcleo de Hélio, excluindo o que é levado pelo neutrino, será 26,47 MeV.

Esta sequência de reações pode ser seguida por algum dos seguintes ciclos:

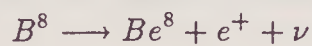
Após algum tempo de acúmulo do He^4 ; pode haver a formação:



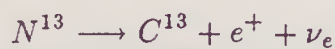
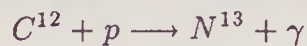
A partir daí podem ocorrer dois ciclos:

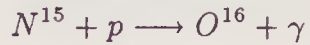


Ou então :



Ciclo CNO : A captura de prótons pelo C^{12} , iniciará uma sequência de reações em que o He^4 é o produto final. A sequência será:





Esta última reação pode ter uma taxa muito pequena, podendo ser desprezada.

No ciclo CNO, o C^{12} atua como catalisador convertendo 4 prótons em um núcleo de Hélio. A energia total liberada é 25,08 MeV. Neste ciclo, cerca de 7 % da energia estelar é levada pelos neutrinos.

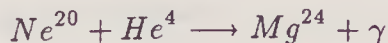
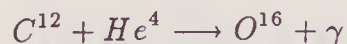
Devido ao alto número atômico do C^{12} , a taxa de reações para o ciclo CNO é fortemente dependente da temperatura. Para temperaturas até $1,5 \cdot 10^7 K$ a sequência próton-próton é mais importante, enquanto que para temperaturas maiores, o ciclo CNO é mais importante.

Reações do hélio :

Sabendo que o único elemento resultante da queima do Hidrogênio é o He^4 , podemos considerar algumas reações que envolvem o He^4 como combustível. O processo mais importante é o processo α triplo, já citado anteriormente. Este processo só começa a ser importante para $T \approx 10^8 K$. A energia liberada é de 7,276 MeV para cada C^{12} formado.

Processo de captura α :

Uma vez que o C^{12} é formado, ele pode continuar capturando núcleos de He. As reações de captura são:



etc..

A queima do carbono acontece para temperaturas da ordem de $6 \cdot 10^8 K$, e os processos envolvendo neutrinos se tornarão importantes. Quase toda a energia liberada na reação do

carbono será dissipada como neutrinos. Neste ponto, as reações nucleares não serão mais a principal fonte de energia da estrela, sendo que uma quantidade considerável deverá vir agora da contração gravitacional.

Existe a reação oxigênio-oxigênio que tem lugar em temperaturas da ordem de $2,5 \times 10^9 \text{ K}$ e densidades de 10^6 g/cm^3 . Virtualmente toda a energia liberada nessa reação é convertida em neutrinos.

Dessa maneira vimos que para $T \approx 10^7 \text{ K}$, o hidrogênio é consumido na reação próton-próton ou no ciclo CNO para formar He. A energia liberada será aproximadamente 6,4 MeV por próton ou $6,1 \cdot 10^{18} \text{ ergs}$ por grama de hidrogênio. Para uma temperatura um pouco superior a 10^8 K , o He é consumido na reação α triplo produzindo carbono. Imediatamente após sua formação o carbono pode capturar uma partícula α e formar um O^{16} . Se todo o carbono não for exaurido nestas reações; pode ocorrer a reação carbono-carbono a uma temperatura de aproximadamente $6 \cdot 10^8 \text{ K}$. Se todo o carbono for exaurido na reação de captura α , a próxima reação que ocorre é a do oxigênio a aproximadamente $2,5 \cdot 10^9 \text{ K}$, e em ambos os casos devido a alta temperatura, somente uma pequena parte da energia liberada irá se tornar luz visível; virtualmente toda ela irá escapar na forma de neutrinos. Para uma temperatura ainda superior, aproximadamente $4 \cdot 10^9 \text{ K}$, os elementos atingem o equilíbrio com uma composição predominantemente de Fe^{54} . Depois da formação do Fe^{54} , a estrela não tem mais nenhuma fonte de energia nuclear; e o colapso estelar deverá ocorrer.

2.3) Perda de energia através de neutrinos.

2.3.A) Processo URCA

Inicialmente iremos discutir o chamado processo URCA [3] em que neutrinos podem ser emitidos no seguinte processo:

$$e^- + (Z, A) \longrightarrow (Z - 1, A) + \nu$$

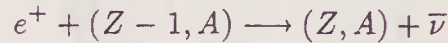
Se o núcleo (Z, A) for estável em relação a captura de eletrons, então o núcleo $(Z-1, A)$ deve ser instável e decair da seguinte maneira:

$$(Z - 1, A) \longrightarrow (Z, A) + e^- + \bar{\nu}$$

O resultado líquido dessas duas reações (processo URCA) é a conversão da energia cinética do eletron em um par $\nu\bar{\nu}$ que irá escapar da estrela sem interagir com mais nada

se a densidade da estrela for menor que a da estrela de neutrons. A temperatura para que esse processo ocorra é da ordem de 10^9 K, sendo a densidade do núcleo estelar da ordem de 10^6 g/cm^3 .

Em temperaturas tão altas quanto a necessária para que o processo URCA ocorra, a população de núcleos em estados foto-excitados poderá afetar a taxa de emissão calculada no processo. Isto acontece quando temos um número suficiente de núcleos instáveis, bem como uma alta densidade de pares elétron-pósitron em equilíbrio com a radiação de fótons. Isto pode fazer com que ocorra o processo:

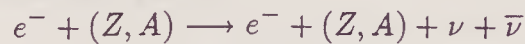


Pode-se obter uma estimativa da taxa esperada de emissão de $\nu\bar{\nu}$ do núcleo estelar denso. Esta depende sensivelmente da distribuição entre espécies nucleares e seus estados excitados, bem como da densidade de elétrons e da temperatura.

Calculos do processo em questão nos fornecem uma estimativa para emissão de $\nu\bar{\nu}$ [4]: 10^6 erg/g.seg para $T \approx 2 \cdot 10^9 \text{ K}$; 10^7 erg/g.seg para $T \approx 2,5 \cdot 10^9 \text{ K}$ e $10^{11} \text{ erg/g.seg}$ para $T \approx 5 \cdot 10^9 \text{ K}$.

Neutrinos escapam facilmente do interior de uma estrela quase sem interagir, enquanto outras formas de transmissão de energia (fótons e elétrons) são limitados pela difusão lenta desde o núcleo estelar onde são produzidos até a superfície da estrela.

2.3.B) Produção de fotoneutrinos: É o análogo do efeito Compton, sendo que o fóton emitido é substituído por um par $\nu\bar{\nu}$. O processo será:



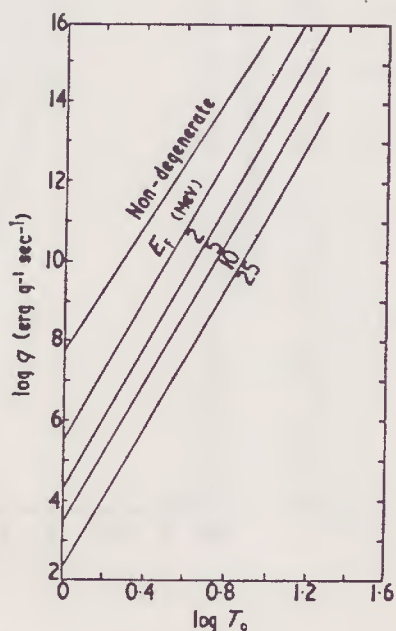
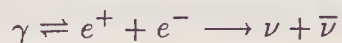


fig. 2

A emissividade dos fotoneutrinos é mostrada no gráfico da fig.2 para várias temperaturas e energias. Esta emissividade pode ser comparada com a radiação visível emitida por uma estrela estável luminosa que é da ordem de 10^4 erg/g.sec.

2.3.C) Neutrinos provenientes da aniquilação de pares

No interior de uma estrela, fótons e elétrons estão em equilíbrio. Em temperaturas próximas de $6 \cdot 10^9$ K, pares de e^+e^- serão criados em equilíbrio com a radiação, e o seguinte processo pode ocorrer:



Tal processo encontra-se calculado em [2].

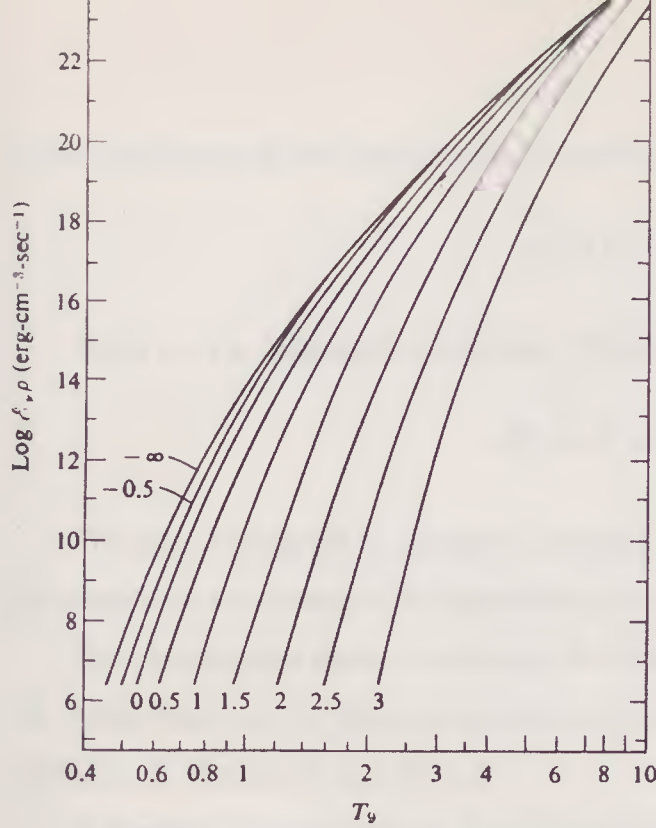


fig.3

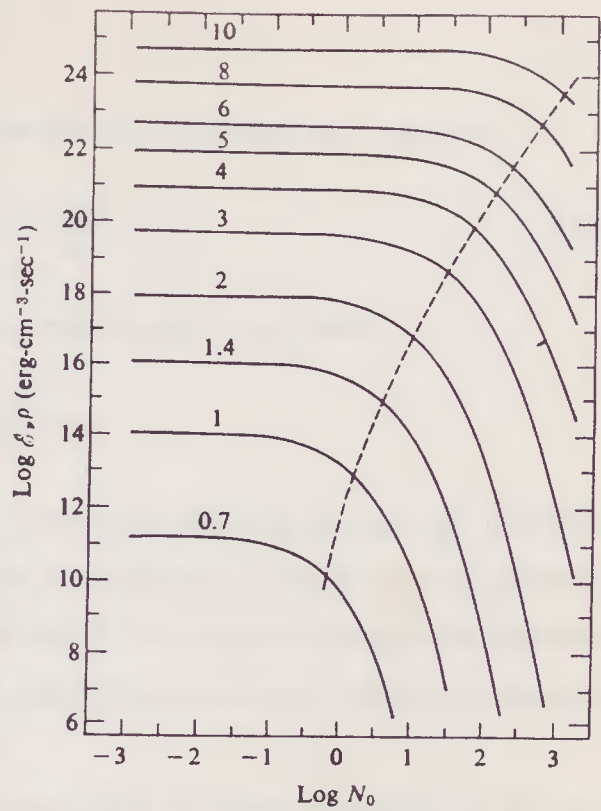


fig.4

A figura 3 nos mostra o grafico de $\log(\epsilon_\nu \rho)$ em função de T_9 . ϵ_ν é a emissividade dos neutrinos devido a esse processo, ρ é a densidade e T_9 é a temperatura em unidades de 10^9 K. Os numeros associados as curvas são os valores de $\log(N_0)$, onde $N_0 = 2,88 \cdot 10^6 \mu_e \rho$, sendo μ_e o potencial quimico do eletron. A figura 4 nos mostra $\log(\epsilon_\nu \rho)$ em função de $\log(N_0)$ para diferentes valores de T_9 .

2.3.D) Emissão de plasma neutrino:

É um processo do tipo $\gamma(\text{plasmon}) \rightarrow \nu + \bar{\nu}$.

Conforme sabemos o decaimento de uma partícula sem massa é proibido pela conservação de energia momento. Em um meio material, cuja constante dielétrica é $\epsilon(\omega, k)$, a frequência ω e o vetor de onda k do fóton são relacionados pela relação de dispersão:

$$\omega^2 \epsilon(\omega, k) = k^2 \quad (2.1)$$

Normalmente $\epsilon(\omega, k) \geq 1$. Isso significa que $\omega \leq |k|$ e então $E = \omega \leq |k| = p$ (momento).

O decaimento de um fóton em duas partículas sem massa é proibido em um meio com $\epsilon(\omega, k) \geq 1$, por conservação de energia e do momento. No entanto em um gás de eletrons

(não-relativístico e não-degenerado) a constante dielétrica é menor que a unidade e :

$$\epsilon(\omega, k) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.2)$$

Onde ω_p é a frequência de plasma. Então a relação entre ω e k será:

$$E^2 = \omega^2 = k^2 + \omega_p^2$$

Portanto o fóton irá se comportar como se tivesse uma massa de repouso ω_p . Tal fóton é chamado de um plasmon. O decaimento de um plasmon em 2 neutrinos é então possível.

Um plasmon que obedece a relação de dispersão (2.1), é chamado de plasmon transversal. Além desse tipo de plasmon, podemos ter também o plasmon longitudinal que satisfaz a relação de dispersão: $\epsilon(\omega, k) = 0$.

A presença de um plasmon longitudinal corresponde ao estado de spin $m_z = 0$, onde m_z é a componente z do spin. Uma partícula sem massa pode ter somente dois estados de spin. Dentro de um gás de elétrons, o fóton se comporta como uma partícula com massa de repouso ω_p , então todos os 3 estados de spin são possíveis. Dois desses estados correspondem aos plasmons transversais que podem se reduzir aos fótons ordinários no limite em que $\omega_p \rightarrow 0$. O terceiro estado corresponde ao plasmon longitudinal que desaparece no limite $\omega_p \rightarrow 0$.

Chiu [2], calcula a emissividade dos neutrinos para esses processos. Os gráficos obtidos para essas emissividades se encontram nas figs. 6,7 e 8.

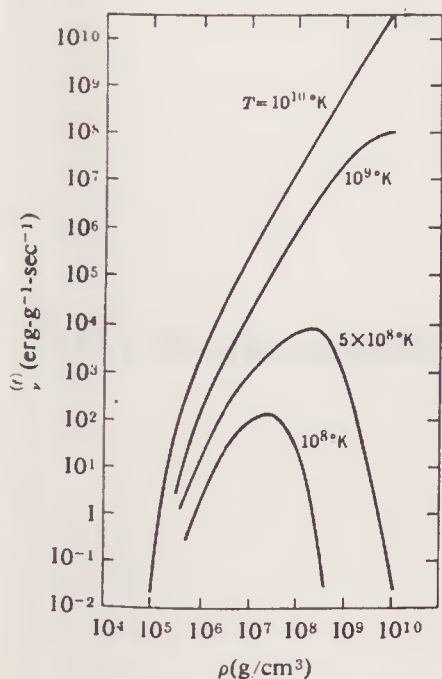


fig.6

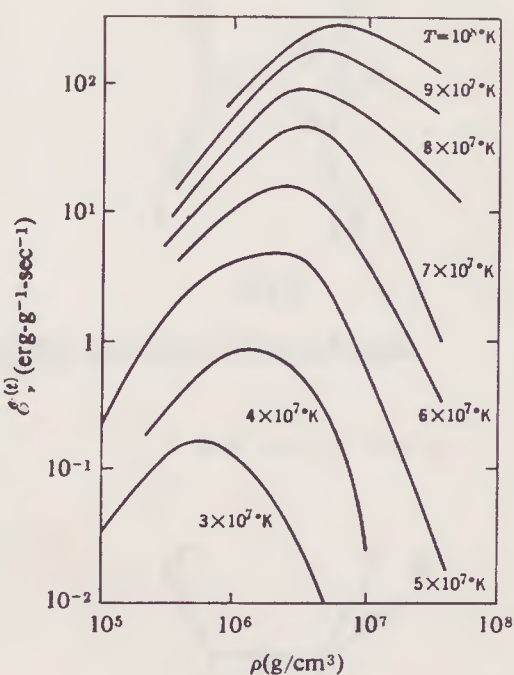


fig.7

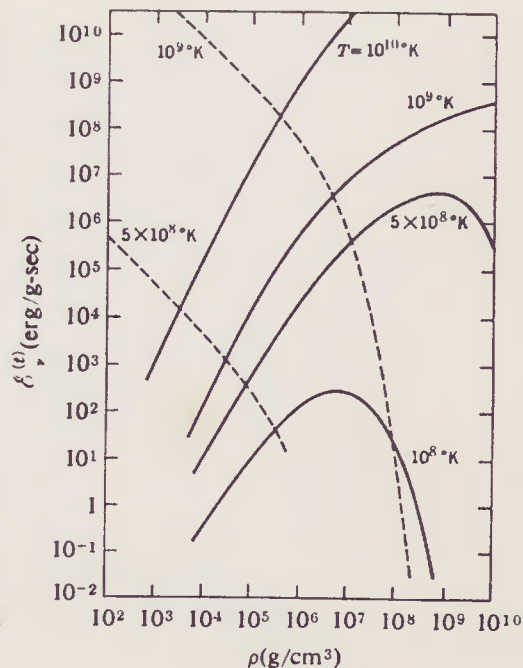
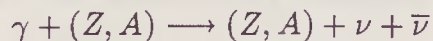


fig.8

O gráfico da fig.6 nos mostra emissividade a partir dos plasmons longitudinais como função da densidade do plasma e da temperatura. O gráfico da fig. 7 nos fornece a emissividade a partir dos plasmons transversais, como função da densidade e da temperatura. Finalmente na fig. 8 temos a emissividade a partir dos plasmons transversais, como função da temperatura e da densidade do plasma estelar.

2.3.E) Neutrinos emitidos pelo processo foto-coulomb:



Este processo não é importante para a ordem de grandeza da temperatura que se considera no núcleo da supernova.

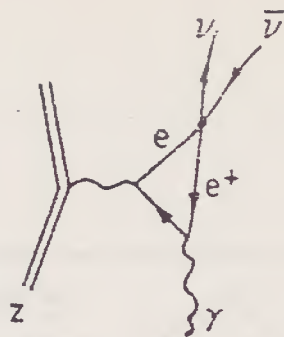


fig.9

2.3.F) Neutrinos emitidos no processo fóton-fóton:

$$\gamma + \gamma \longrightarrow \nu + \bar{\nu} + \gamma$$

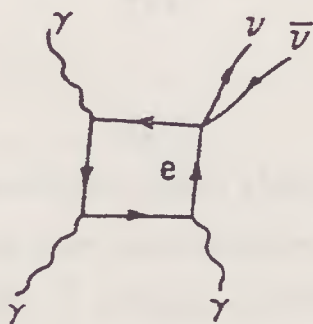


fig.10

Este processo pode ser importante apenas no caso em que a densidade da estrela é tão baixa que a densidade de fótons exceda em muito a de elétrons. No entanto, sob tais circunstâncias espera-se que o livre caminho médio dos fótons seja suficientemente grande de maneira que a emissão $\nu\bar{\nu}$ não seja importante em relação a emissão de fótons.

De todos os processos discutidos acima, apenas os processos A,B e C são os mecanismos dominantes para a emissão de $\nu\bar{\nu}$ nos domínios da densidade e temperatura típicas de interiores estelares densos (como os de uma pré-supernova).

A figura 11 especifica os regimes onde a emissão de foto-neutrinos por aniquilação de pares e por plasma são dominantes. A linha tracejada inferior diferencia degenerescência da não degenerescência.

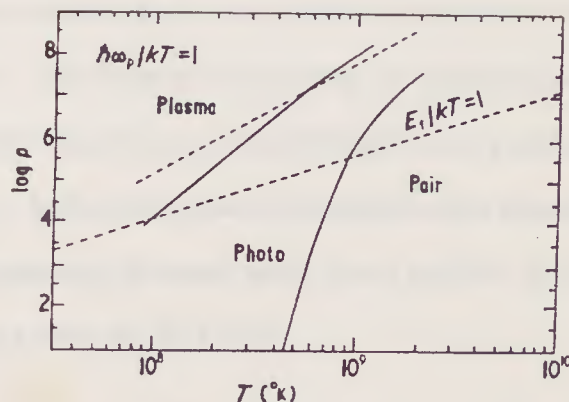


fig.11

Os processos de emissão de neutrinos podem afetar de maneira diferente a evolução estelar de estrelas leves ou massivas. Para uma estrela pesada, maior que $10M_{\odot}$, a emissão deverá acelerar a taxa de evolução. A remoção adicional de energia do interior estelar é acompanhada por uma queima nuclear mais rápida ou contração gravitacional. Para uma estrela pouco massiva, com um núcleo estelar degenerado, a energia para emissão de neutrinos vem quase somente da energia cinética nuclear; o resultado da emissão de neutrinos será então um resfriamento do núcleo estelar e uma diminuição da taxa de evolução estelar, ou possivelmente o término dessa evolução ($M \leq 1,4M_{\odot}$) [10].

Para uma estrela muito massiva um acoplamento $(e^{-}\nu)(e^{-}\nu)$ resulta numa taxa de emissão $\nu\bar{\nu}$ que pode exceder a luminosidade visual de uma estrela massiva já muito desenvolvida, de até 10 ordens de grandeza. No entanto, pelo menos até o fim da queima nuclear quando o núcleo é predominantemente de Fe, esta imensa radiação de neutrinos tem pouco efeito sobre as fases evolutivas da estrela, exceto decrescer o intervalo de tempo entre elas.

CAPÍTULO III

PERDA DE ENERGIA EM SUPERNOVAS

3.0) Introdução

Neste capítulo iremos estudar todos os processos que resultam na formação de neutrinos em uma supernova. Analisamos os regimes de aprisionamento e escape livre dos neutrinos e ilustramos esses argumentos considerando uma partícula leve exótica de constante de acoplamento g_x . Aplicamos essas idéias seguindo o formalismo desenvolvido por Griffols e Massó [17]. Finalmente fazemos uma breve revisão de alguns vínculos obtidos sobre partículas exóticas a partir da SN1987A.

3.1) Supernovas

Um dos maiores espetáculos da natureza é o colapso e a explosão de uma estrela massiva. Durante os primeiros 10 segundos da explosão, a estrela perde uma energia igual aquela que o sol irradia em todos os seus 10 bilhões de anos de vida.

A Supernova pode ser definida como sendo o final da sequência de reações nucleares que constituem a vida de uma estrela massiva. A primeira etapa da vida da estrela começa com a fusão do hidrogênio para formar hélio liberando calor. O processo continua no núcleo estelar até que todo o hidrogênio termine. O núcleo, em consequência da força gravitacional, começará a se contrair e como resultado tanto o núcleo estelar como o material que o circunda irão sofrer aquecimento. A fusão do hidrogênio irá então ter início nas camadas que circundam a estrela. Enquanto isso o núcleo torna-se quente o suficiente para iniciar outras reações de fusão nuclear, queimando He para formar C, queimando C para formar Ne, O e Si. Cada uma dessas reações é exotérmica. Um último ciclo de fusão leva a formação de ^{56}Fe .

Nesta etapa de sua existência a estrela tem uma estrutura em forma de cebola. Um núcleo de Fe é envolvido por uma camada de Si e S. O envelope externo da estrela é formado principalmente de hidrogênio. Somente estrelas massivas alcançam o ponto em sua evolução de possuírem um núcleo de ferro. Neste ponto a produção de calor termina e a estrela começa

a se contrair.

Neste trabalho estamos interessados em estudar estrelas massivas que darão origem a supernovas do tipo II. Estima-se que apenas estrelas com massa entre 8 e $70 M_{\odot}$ evoluindo durante cerca de 10^7 anos é que atingirão o estágio de supernovas [5].

Quando a reação de fusão final começa; um núcleo feito de ferro e outros elementos pesados se formam no centro da estrela dentro de uma camada de Si. A fusão nuclear irá continuar na fronteira entre o núcleo de ferro e a camada de Si, adicionando massa ao núcleo de ferro. Dentro do núcleo não há nenhuma produção de energia por reações nucleares. O núcleo nesta fase resiste a contração gravitacional unicamente pela pressão de degenerescência dos elétrons, estando portanto sujeito ao limite de Chandrasekhar [6] ($1.44 M_{\odot}$). Uma vez que os núcleos de Si começam a fusão, esta ocorre a uma taxa extremamente alta e a massa do núcleo atinge rapidamente $1.44 M_{\odot}$. Para o núcleo de ferro este valor é de $1.5 M_{\odot}$ [7].

Vamos analisar com algum detalhe os estágios iniciais da implosão do núcleo. A pressão no núcleo estelar é determinada por dois fatores: o número de partículas no sistema e sua energia média. No núcleo da estrela, núcleos e elétrons contribuem para a pressão, mas a componente dos elétrons é bem maior. Quando o núcleo estelar se aquece, uma fração pequena dos núcleos de ferro são quebrados em núcleos menores, aumentando o número de partículas nucleares e elevando a componente nuclear da pressão. Ao mesmo tempo, a dissociação dos núcleos irá absorver energia. Essa energia irá vir dos elétrons e isso irá fazer com que a componente da pressão vinda deles decresça. Essa perda de pressão vinda da componente dos elétrons é mais importante que o acréscimo em pressão pelo aumento de partículas nucleares, o resultado disso é que o colapso irá acelerar.

O primeiro estágio no colapso de uma supernova chega ao fim quando a densidade do núcleo atinge $3 \cdot 10^{11} \text{ g/cm}^3$ [7]. Esta não é a máxima densidade do núcleo estelar, no entanto ela é importante porque nesta densidade a matéria se torna opaca aos neutrinos. Assim quando a densidade do núcleo ultrapassa $3 \cdot 10^{11} \text{ g/cm}^3$, os neutrinos emitidos no núcleo que

está colapsando ficam presos. Este fenômeno não é permanente; depois que um neutrino for espalhado, absorvido e reemitido muitas vezes, ele pode eventualmente escapar, mas o processo irá demorar muito mais que os estágios seguintes do colapso e os neutrinos ficarão efetivamente presos.

A pressão de degenerescência dos elétrons não pode parar o colapso gravitacional de uma estrela massiva. A única outra maneira de parar o colapso é a resistência dos nucleons a compressão. Mesmo a densidade de $3 \cdot 10^{11} \text{ g/cm}^3$ onde ocorre a prisão dos neutrinos, a pressão devido aos nucleons é desprezível.

A situação não muda e o colapso não é impedido até que a densidade na parte central do núcleo atinja o valor de $2,8 \cdot 10^{14} \text{ g/cm}^3$ [7]. Esta é a densidade da matéria no interior do núcleo atômico, e com efeito os nucleons no interior da estrela irão formar uma matéria nuclear. A matéria nuclear é altamente incompressível. Assim, uma vez que a parte central do núcleo da estrela atinja essa densidade irá surgir uma poderosa resistência contra a compressão.

Dentro da parte do núcleo estelar que colapsa homogêneamente, a velocidade do material que está entrando é diretamente proporcional a distância ao centro. A densidade decresce com a distância ao centro, e como resultado o mesmo acontece com a velocidade do som no meio. O raio no qual a velocidade com que o material entra no núcleo é igual a velocidade do som é chamado de ponto sônico e marca o limite do núcleo que colapsa homogêneamente. Um distúrbio dentro do núcleo não tem nenhuma influência além desse raio. No ponto sônico ondas que se movem para fora a velocidade do som, encontram matéria que está caindo em direção ao núcleo da estrela com a mesma velocidade. Isto terá por consequência a formação de ondas estacionárias em relação ao centro da estrela [8].

Quando o centro do núcleo estelar alcança a densidade nuclear ele para de se contrair. Isto faz com que surjam ondas de som que se propagam de volta através do núcleo. As ondas irão diminuir a velocidade conforme elas se movem para fora através do núcleo

porque a velocidade do som vai se alterando com a densidade e também porque elas estão se movendo em sentido contrário a matéria que está caindo no núcleo. No ponto sônico essas ondas param completamente. Enquanto isso continua caindo matéria em direção ao núcleo estelar atingindo a esfera dura formada de matéria nuclear no centro, isso faz com que mais ondas sejam geradas. Por uma fração de milissegundos as ondas irão se aglomerar no ponto sônico, fazendo com que surja pressão ali. Essa repentina variação na pressão que surge naquele ponto tem por efeito diminuir a velocidade do material que está caindo na estrela, e essa variação descontínua na velocidade do material irá gerar uma onda de choque.

Na superfície da esfera dura, no coração da estrela, o material que está entrando pára subitamente, mas não instantaneamente. A compressibilidade da matéria nuclear é bem pequena mas diferente de zero, então o colapso pode ser levado além do ponto de equilíbrio, comprimindo o núcleo central a uma densidade maior que a de um núcleo atômico. Depois que essa máxima densidade é alcançada a esfera de matéria nuclear retorna a densidade de equilíbrio. Essa esfera de matéria nuclear tem o comportamento idêntico ao de uma bola de borracha que foi comprimida, e que retorna ao tamanho original. Esse comportamento do núcleo estelar origina ainda mais ondas de som, que irão se juntar com aquelas que já estão no ponto sônico, fazendo com que a onda de choque cresça ainda mais. Assim, uma vez que a descontinuidade na pressão dá origem a uma onda de choque, esta não mais fica estacionária como acontecia com as ondas de som. A onda de choque continua seu movimento para fora através das camadas da estrela.

No modelo simples que estamos considerando, o que aconteceria em seguida é que a onda de choque movimentando-se rapidamente para fora, alcança a superfície do núcleo de ferro em uma fração de segundo e então continua seu caminho através de todas as camadas da estrela. Depois de alguns dias essa onda atinge a superfície como uma grande explosão. Além de um certo raio todo o material da estrela é expelido. O que está dentro desse raio irá se condensar em uma estrela de neutrons.

No entanto simulações numéricas [6] mostram que a onda de choque viaja para fora

da estrela até uma distância entre 100 e 200 quilômetros do núcleo estelar e então essa onda para, permanecendo estacionária enquanto a matéria que está caindo em direção ao núcleo passa através dela. A principal razão para esta parada da onda de choque é que essa onda quebra núcleos em nucleons individuais. Embora esse processo aumente o número de partículas, ele também consome uma grande quantidade de energia, sendo que o resultado disso é que a pressão e a temperatura diminuem.

A fragmentação dos núcleos contribui de outra maneira para a perda de energia, tão importante quanto a anterior: ao quebrar o núcleo, são liberados prótons que prontamente irão capturar elétrons. Os neutrinos que são emitidos nesse processo podem escapar retirando energia da estrela. O escape dos neutrinos é possível porque a onda de choque se encontra em um material cuja densidade é bem menor que o valor crítico para que os neutrinos fiquem presos.

No entanto, Bethe e Wilson [9] argumentam que após algum tempo estacionada, a onda de choque revive. Isto se deve ao fornecimento de energia pelos neutrinos. O núcleo da estrela é um copioso emissor de neutrinos porque conforme a matéria é comprimida até a densidade nuclear, a captura de elétrons irá ocorrer. Estima-se que metade dos elétrons no núcleo estelar são capturados em aproximadamente 0,5 s e os neutrinos emitidos carregam cerca de metade da energia gravitacional liberada pelo colapso gravitacional, aproximadamente 10^{53} ergs [10]. O que ocorre é que apesar dos neutrinos ficarem presos durante o colapso estelar, alguns conseguem escapar, sofrendo então um processo de difusão gradual do núcleo, levando alguns segundos para sair, ao invés de milissegundos.

Acredita-se que uma pequena fração da energia desses neutrinos que saem do núcleo estelar, tem o efeito de reviver a onda de choque e por consequência iniciar a explosão. Somente uma pequena quantidade dos neutrinos, interagindo com o material situado imediatamente atrás da onda de choque por cerca de 1 seg., depositam energia suficiente para acelerar a onda de choque para fora [10].

Aquecendo e expandindo a estrela e por consequência iniciando novas cadeias de reações

nucleares, a onda de choque assim revivida é responsável pelo sinal óptico da explosão da supernova. A onda de choque viajando a aproximadamente um quinto da velocidade da luz[8], e tendo que atravessar ainda muitas outras camadas da estrela, enquanto os neutrinos que vem do colapso do núcleo, ultrapassam facilmente a onda de choque sendo o primeiro sinal a deixar a Supernova . Aproximadamente 2 horas antes que a onda de choque atinja a superfície.

Em 23 de fevereiro de 1987 a 7:36 AM, tempo universal, os detetores Kamiokande II no Japão e IMB em Cleveland, Ohio, simultaneamente registraram uma série de eventos que mais tarde foram interpretados como captura de neutrinos[11]. Algumas horas depois chegava o sinal óptico da explosão. Era uma estrela chamada Sanduleak - 69 202 situada na Grande Nuvem de Magalhães a cerca de 160.000 anos-luz da terra que se tornava uma supernova. Hoje conhecida como Supernova 1987A, uma Supernova do tipo II.

Os detetores eram sensíveis a uma pequena componente do pulso de neutrinos : antineutrinos do elétron. A mesma energia chegou para cada um dos outros sabores de neutrinos. Extrapolando-se a partir do número e da energia dos neutrinos detetados, calculou-se que a energia total liberada pela SN1987A é de $2,0 \cdot 10^{53}$ ergs. Isto é exatamente igual a energia de ligação de uma estrela de neutrons de $1,4 M_{\odot}$ - a energia gravitacional que deve ser liberada para sua formação. Acredita-se então que uma estrela de neutrons foi efetivamente formada a partir da explosão de uma supernova do tipo II [12].

æ

3.2) Processos que resultam na formação de neutrinos em supernova[7].

Conforme a densidade do núcleo estelar aumenta, ocorre captura de elétrons pelo núcleo, e a liberação de prótons (neutronização). Isto faz com que decresça a contribuição dos elétrons degenerados para a pressão que suporta o núcleo contra o colapso gravitacional. Eventualmente a massa do núcleo estelar acaba ficando maior que o limite de Chandrasekhar. A partir deste momento, o colapso do núcleo começa a ocorrer, a pressão decresce mais e o colapso ocorre ainda mais rapidamente. No processo de neutronização, neutrinos são emitidos, e ao menos inicialmente, muitos deles irão escapar.

Neutrinos são produzidos durante o colapso estelar por dois processos: neutronização e emissão térmica. O mecanismo térmico ocorre na aniquilação de pares e^+e^- virtuais e reais, formando pares $\nu\bar{\nu}$. Os processos de emissão térmica mais importantes são [13],[14]:

- 1) Aniquilação de pares:

$$e^+ + e^- \longrightarrow \nu + \bar{\nu}$$

- 2) Decaimento do plasmon:

$$plasmon \longrightarrow \nu + \bar{\nu}$$

- 3) Fotoaniquilação:

$$e^- + \gamma \longrightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$$

- 4) Bremsstrahlung:

$$e^- + (Z, A) \longrightarrow (Z, A) + e^- + \nu + \bar{\nu}$$

Tipicamente os processos de emissão térmica de neutrinos dominam no núcleo de uma estrela massiva até que o colapso comece a ocorrer. Esses processos de emissão são também importantes nos últimos estágios do colapso estelar. Nesta fase eles são importantes para transportar energia térmica das regiões externas do núcleo aquecidas pela onda de choque.

Os processos de neutronização mais importantes são:

- 1) Captura de elétrons pelo núcleo:

$$e^- + (Z, A) \longrightarrow \nu + (Z - 1, A)$$

- 2) Captura de elétrons por prótons livres:

$$e^- + p \longrightarrow \nu + n$$

Durante o colapso, os processos de neutronização dominam a produção de neutrinos.

Cada processo de emissão de neutrinos tem um processo inverso que corresponde a absorção. Ambos, absorção e espalhamento com consequente perda de energia da partícula que está sendo transportada, irão impedir o livre escape dos neutrinos do núcleo estelar que está colapsando. Os processos mais importantes são:

1) Espalhamento por nucleons livres:

$$\nu + n \longrightarrow \nu' + n$$

$$\nu + p \longrightarrow \nu' + p$$

2) Espalhamento coerente por um núcleo pesado ($A \geq 1$)

$$\nu + (Z, A) \longrightarrow \nu' + (Z, A)$$

3) Absorção por nucleons:

$$\nu + n \longrightarrow p + e^-$$

4) Espalhamento elétron-neutrino:

$$e^- + \nu \longrightarrow e^- + \nu'$$

Quando a cadeia de combustível nuclear termina, a pressão no núcleo estelar não poderá mais contrabalançar a pressão gravitacional. Captura de elétrons então ocorre (começa o processo de neutronização) e a pressão dos elétrons decresce repentinamente, iniciando assim o colapso da estrela. No entanto neutrinos oriundos do processo de neutronização, irão carregar no máximo 1/10 da energia total emitida. A maior parte dos 10^{53} ergs é então liberada na forma de neutrinos térmicos que sofrem difusão na neutrinosfera de onde eles finalmente escapam. A taxa na qual a energia é liberada da estrela é aproximadamente $10^{52} - 10^{53}$ erg/s, enquanto o processo de difusão dura de 1 a 10 s.

3.3) Cálculo da emissão e difusão de neutrinos (e outras partículas).

Uma estratégia geral usada para obter vínculos em massas, acoplamentos, número de sabores, etc., de partículas conhecidas (neutrinos) ou partículas exóticas leves (axions, fotinos, etc.) é impor que a perda total de energia associada à partícula ou a interação que se quer estudar, não seja maior do que a diferença entre a energia gravitacional total (menor que 4×10^{53} ergs em modelos de colapso estelar) e a energia obtida dos detectores terrestres (IMB e Kamiokande) [11].

De forma geral, para interações da ordem ou mais fortes que as interações fracas, as novas partículas ficam presas no núcleo estelar, exatamente como os neutrinos. No entanto, partículas cujas interações são muito mais fracas podem escapar livremente da estrela. O parâmetro realmente importante neste ponto é o livre caminho médio das partículas no meio estelar. O aprisionamento ("trapping") dos neutrinos ocorre quando o livre caminho médio das partículas for menor que as dimensões lineares do núcleo estelar, ou seja os neutrinos ficam presos. O processo de escape livre ("free streaming") é associado com um grande livre caminho médio associado com o raio da estrela.

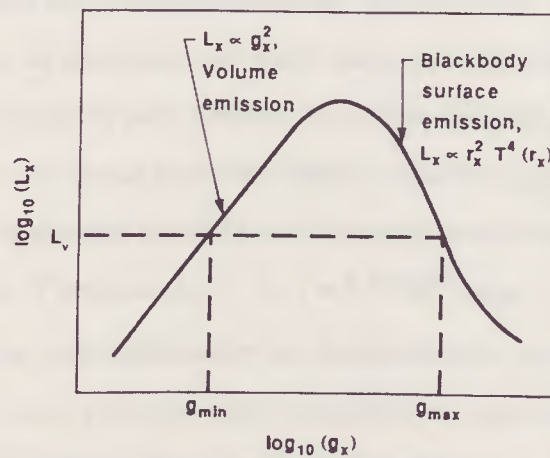


fig. 12

Vamos ilustrar esses argumentos considerando uma partícula exótica leve com uma constante de acoplamento g_x . Na fig.12, mostra-se esquematicamente como a luminosidade em partículas exóticas, L_x da protoestrela de neutrons depende de g_x .

Para pequenos valores de g_x , todas as partículas exóticas escapam de maneira proporcional a g_x^2 e a uma integral do volume da estrela. Portanto L_x aumenta, lembrando que a secção de choque de produção da partícula x aumenta com g_x^2 . Estamos no regime de escape livre das partículas. No entanto, as secções de choque de absorção, que são as que aumentam a opacidade, também deverão crescer com g_x^2 até que a estrela torne-se opticamente espessa para essas partículas. Nesta situação as partículas tem um pequeno livre caminho médio e ficam presas durante algum tempo. Dessa forma as partículas emergirão de uma esfera de partículas exóticas de raio r_x . A luminosidade das partículas x , então pode ser aproximada pela radiação de corpo negro emitida da esfera de partículas exóticas, de maneira que $L_x \propto r_x^2 T^4(r)$. Para a protoestrela de neutrons, $r^2 T^4(r)$ é uma função de r que decresce rapidamente, de maneira que L_x decresce conforme g_x aumenta.

A aplicação desses argumentos aos neutrinos, mostram que eles estão presos. Haverá então um intervalo na constante de acoplamento $g_{min} \leq g_x \leq g_{max}$, onde poderíamos ter $L_x \geq L_\nu$, conforme se vê na fig. 12. No entanto, se a constante de acoplamento g_x das partículas exóticas estivesse nesse intervalo, isso significaria que toda a energia gravitacional da estrela de neutrons teria sido emitida na forma de partículas exóticas. O que ocorre não é isso, pois o que se observa na terra vindo da SN1987A é um pulso de neutrinos que concorda muito bem com as previsões teóricas dos modelos de supernova existentes, de maneira que, constantes de acoplamento neste intervalo são excluídas. O que se faz então é impor que a energia perdida pela estrela na forma de partículas exóticas seja sempre menor que a diferença entre o que pode ser cedido pela energia gravitacional ($4,0 \cdot 10^{53}$ ergs no caso da SN1987A) e a energia perdida na forma de neutrinos ($2,0 \cdot 10^{53}$ ergs) conforme foi medido nos detetores. Portanto $L_x \leq L_\nu$ ($= 2,0 \cdot 10^{53}$ ergs).

Estamos interessados principalmente na determinação de g_{min} para alguns tipos de partículas, ou seja queremos principalmente analisar as partículas emitidas no regime de escape livre colocando vínculos sobre elas. A determinação de g_{max} para as partículas exóticas as vezes não é tão importante, já que para a maioria das partículas exóticas previstas na literatura, outros argumentos da própria astrofísica ou mesmo dados de laboratório, em geral produzem vínculos mais fortes para grandes valores de g .

Vamos a seguir estudar os dois casos já mencionados anteriormente : difusão e escape

livre das partículas. Para ilustrar a técnica de cálculo, trataremos o caso de neutrinos do muon de mão esquerda. Escolhe-se trabalhar com ν_μ porque sua interação com a matéria envolve apenas correntes neutras. Sabe-se por outro lado que a partir de cálculos detalhados de transporte de neutrinos [18], existe uma equipartição aproximada entre as espécies de neutrinos sob o ponto de vista de fluxo de energia. Nos cálculos a seguir, seguindo o formalismo desenvolvido por Griffols e Massó [17], os neutrinos considerados são os neutrinos do muon.

3.3.A) Difusão

Neutrinos produzidos no centro da estrela são espalhados muitas vezes antes de deixarem a estrela. Esses neutrinos sofrem difusão em uma trajetória aleatória para a neutrinósfera. Define-se então um livre caminho médio em termos de uma energia média, para assim sermos capazes de definir uma neutrinósfera. Esse livre caminho médio aparece na aproximação de Rosseland para a difusão em um meio estelar [7]. A média de Rosseland definida em [7] é:

$$\overline{\lambda}_\nu = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dE (\sigma n)^{-1} E^4 \frac{e^{E/T}}{(e^{E/T} + 1)^2}}{\int_{-\infty}^{\infty} dE \frac{e^{E/T}}{(e^{E/T} + 1)^2}} \quad (3.3)$$

Onde n é a densidade numérica de alvos, e σ é a secção de choque do espalhamento do neutrino com estes alvos na matéria estelar. Assim, dada uma distribuição de temperatura $T(r)$ para o núcleo estelar, uma distribuição de densidade e a seção de choque para a interação dos neutrinos, pode-se obter a média de Rosseland para cada r . Adotaremos a distribuição de temperatura usada por Turner[15]:

$$T(r) = 15 \text{ MeV } C_1 \rho_{14}^{2/3} \text{ para } \rho_{14} \geq 2$$

$$T(r) = 20 \text{ MeV } C_1 \rho_{14}^{1/3} \text{ para } \rho_{14} \leq 2$$

Onde:

$$\rho_{14} = \left(\frac{r}{r_{14}} \right)^{-n} \quad (3.4)$$

com $n=3 - 7$ e $r_{14} = 1,5 \cdot 10^6 \text{ cm}$

C_1 é um parametro que depende do modelo que estamos considerando. Por simplicidade, em todo este trabalho a constante de Boltzman k_B será por nós empregada como sendo simplesmente K.

Conforme já mencionamos um dos processos que mais impedirão a saída dos neutrinos será $\nu + N \longrightarrow \nu' + N$ onde a seção de choque será [16]:

$$\sigma(\nu N) = \frac{1}{4} \sigma_0 \left(\frac{E}{m_e} \right)^2 \quad (3.5)$$

com $\sigma_0 = 1,76 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2$

Dessa maneira fazendo-se as devidas substituições e resolvendo a integral (3.3) teremos:

$$\overline{\lambda_\nu} = \frac{4 m_e^2 \zeta(2)}{21 \sigma_0 n T^2 \zeta(4)} \quad (3.6)$$

Onde ζ é a função Zeta de Riemann. Usando a distribuição de temperatura dada em (2.4) obteremos:

$$\overline{\lambda_\nu} = \frac{4 m_e^2 90}{21 \sigma_0 n 6 \pi^2 C_1^2 400 \rho_{14}^{2/3}} \quad (3.7)$$

Mas ρ_{14} é a densidade em unidades de 10^{14} g/cm^3 . Adotando $m_N = 1,672 \cdot 10^{-24} \text{ g}$ e $m_e = 0,511 \text{ MeV}$ teremos :

$$\overline{\lambda_\nu} = \frac{179}{C_1^2} \left(\frac{r}{r_{14}} \right)^{5n/3} \quad (3.8)$$

O raio da neutrinosfera corresponde fisicamente à distância R_ν onde o livre caminho médio $\overline{\lambda_\nu}$ é da ordem de R_ν . Definimos R_ν como a solução para a equação:

$$\overline{\lambda_\nu}(r = R_\nu) = \xi R_\nu \quad (3.9)$$

Onde ξ é um parametro a ser ajustado e que é bem próximo de 1.

Portanto:

$$\frac{179}{C_1^2} \left(\frac{R_\nu}{r_{14}} \right)^{5n/3} = \xi R_\nu \quad (3.10)$$

$$\frac{R_\nu}{r_{14}} = (C_1^2 \xi 8,9.10^3)^{\frac{3}{5n-3}} \quad (3.11)$$

A neutrinofera irá emitir neutrinos, ou perder energia como se fosse um corpo negro. Considerando então um corpo negro a energia irradiada será dada por [2]:

$$dE(\nu) = \frac{h\nu}{V} N(\nu) d\nu = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{d\nu}{\exp(\frac{h\nu}{kT}) + 1} \quad (3.12)$$

Lembrando que neutrinos são léptons de spin 1/2, e portanto obedecem a distribuição de Fermi-Dirac. Substituindo $U = \frac{h\nu}{kT}$

$$E_f = \frac{2\pi h}{c^2} \left(\frac{kT}{h}\right)^4 \int_0^\infty \frac{U^3 dU}{(e^U + 1)} \quad (3.13)$$

Portanto para uma partícula fermionica com 2 graus de liberdade, e fazendo $k = c = \hbar = 1$, teremos:

$$E_f = \frac{7}{480} \pi^2 T^4$$

Mas estamos considerando neutrinos, e no modelo Standard o ν terá apenas um grau de liberdade, ou seja existem apenas neutrinos de mão esquerda. Assim:

$$E_\nu = \frac{7}{960} \pi^2 T^4$$

A luminosidade dos neutrinos será, então assumindo que a esfera de neutrinos tenha raio R_ν :

$$Q_\nu = \frac{7}{240} \pi^3 T^4 R_\nu^2$$

Considerando (3.4) teremos ($T_\nu = T(R_\nu)$):

$$Q_\nu = \frac{7\pi^3}{240} \left[20 C_1 \left(\frac{R_\nu}{r_{14}} \right)^{-n/3} \right]^4 R_\nu^2 \quad (3.14)$$

$$Q_\nu = \frac{7\pi^3 20^4 r_{14}^2 C_1^{\frac{12n}{5n-3}}}{240 (8,9.10^3 \xi)^{\frac{4n-6}{5n-3}}} \quad (3.15)$$

Lembrando que $\hbar = c = 1$, e portanto deveremos multiplicar a equação acima pelo fator $6,25435 \cdot 10^{36}$ para obtermos o resultado nas unidades corretas ou seja erg/s, nós teremos:

$$Q(\nu) = 2,03 \cdot 10^{54} \frac{C_1^{\frac{12n}{5n-3}}}{(8,9 \cdot 10^3 \xi)^{\frac{4n-6}{5n-3}}} \text{ (erg/s)} \quad (3.16)$$

Note que neste cálculo o que fizemos foi considerar que apenas o neutrino do muon, de mão esquerda, é que escapa da estrela. Existe no entanto uma equipartição aproximada entre as famílias dos neutrinos do ponto de vista da distribuição de energia. Teremos então 3 famílias de neutrinos mais os antineutrinos, o que nos dá $Q \approx 6 \times Q_\nu$.

3.3.B) Escape livre ("free streaming")

No regime de escape livre, conforme já mencionamos as partículas escapam da estrela livremente quase sem interação com o meio. A energia perdida dessa maneira é portanto proporcional a seção de choque do processo que está gerando a perda de energia, bem como ao volume da estrela. A seguir exemplificaremos os passos deste cálculo no caso da reação $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$.

A perda de energia devido aos pares de neutrinos ($\frac{\text{erg}}{\text{seg.cm}^3}$) é a probabilidade de transição multiplicada pela energia do par de neutrinos e integrada sobre a densidade de estados das partículas iniciais e finais. Fótons são bósons e em equilíbrio térmico tem uma densidade de estados dada por:

$$dn = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d^3k}{(e^{\frac{\omega}{kT}} - 1)} \quad (3.17)$$

A taxa de perda de energia será então dada por:

$$Q = \frac{4}{2\pi^6} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^3k_1}{(e^{\frac{\omega_1}{kT}} - 1)} \frac{d^3k_2}{(e^{\frac{\omega_2}{kT}} - 1)} V_{rel} (\omega_1 + \omega_2) \sigma \quad (3.18)$$

Sendo ω_1 e ω_2 as energias dos fótons, $\vec{k}_1$ e $\vec{k}_2$ os seus momentos, θ é o ângulo entre os fótons, e V_{rel} é um fator de velocidade relativa.

$$V_{rel} = \left| \frac{\vec{k}_1 \vec{k}_2 - \omega_1 \omega_2}{\omega_1 \omega_2} \right| \quad (3.19)$$

$$V_{rel} = 1 - \cos\theta \quad (3.20)$$

Sendo σ a seção de choque do processo $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Note que este procedimento tem aplicação geral, pois qualquer processo que estiver ocorrendo no regime de escape livre será calculado dessa maneira.

O valor de Q calculado dessa maneira nos dá a perda de energia por unidade de volume. Para se obter a energia total perdida pela estrela dessa maneira, faz-se necessário multiplicar Q pelo volume da estrela $\frac{4}{3}\pi R^3$, onde T pode em alguns modelos ser uma função do raio como o modelo usado por Turner [15], e então teremos que integrar levando em conta essa função.

Fischbach et al. [19], usaram este procedimento para calcular a taxa de perda de energia através do seguinte processo: $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$, o qual é apreciável apenas nas proximidades da ressonância, isto é, altíssimas temperaturas.

No modelo padrão o cálculo de $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ foi elaborado por Dicus [13], o qual verificou que este processo não contribui para a perda de energia estelar quando comparado com outros processos. A possibilidade da perda de energia ocorrer devido a interações anômalas entre fótons e neutrinos dando origem a reação $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ foi considerada por Natale, Pleitez e Tacla [40].

3.4) Vínculos na física de partículas

Desde o início a observação da supernova SN1987A na Grande Nuvem de Magalhães despertou enorme interesse na comunidade científica.

Uma revisão geral de todas as informações obtidas através da observação da SN1987A foi elaborada por Raffelt [20]. Discutiremos a seguir alguns vínculos mais ligados diretamente a fenomenologia das partículas.

Uma das formas de obter vínculos sobre propriedades das partículas vem da duração do pulso de neutrinos observado. Enquanto o primeiro pulso de neutrinos é emitido, quando a onda de choque passa através das partes mais externas do núcleo estelar, dissociando núcleos pesados e portanto liberando neutrinos que estavam presos, a longa duração do sinal de neutrinos está associada com o resfriamento, ou seja a emissão pela neutrinosfera da energia térmica originária nas partes mais interiores do núcleo estelar. A existencia de um canal direto dessas regiões mais interiores iria diminuir a energia disponível nas fases finais do resfriamento, e isso faria com que o pulso de neutrinos fosse menor.

Alguns autores sugerem que caso existam axions, um mecanismo possível seria a emissão de tais partículas. Axions são partículas pseudoescalares, que interagem com neutrons e prótons com uma constante de acoplamento g_a [21].

Se a constante de acoplamento g_a for muito pequena, os axions não serão importantes para o mecanismo de perda de energia. No entanto aumentando essa constante, o processo $N + N \longrightarrow N + N + a$ pode se tornar quase tão importante quanto o processo envolvendo neutrinos. Se a constante de acoplamento g_a exceder um certo valor limite, os axions poderão ficar presos e serem emitidos a partir de uma esfera de axions, cujo raio irá aumentar conforme aumentar g_a [21]. Eventualmente os axions podem ficar tão presos que a sua contribuição para a perda de energia da supernova seja desprezível, e o pulso de neutrinos assume sua duração correta.

Usando o raciocínio geral descrito acima, Ellis et al. [22], [23] argumentam que a emissão de axions da supernova 1987A não deve ser significativa. Eles estudaram bremsstrahlung de axions pelos nucleons envolvendo um acoplamento de axion-quark. Obtiveram então um limite inferior para a constante $f_a \geq 8.10^{11} GeV$ ($g_{aqq} \leq 9.10^{-5} eV$) a qual está relacionada com a escala da quebra de simetria de Peccei-Quinn [26]. Em

[23], assumindo efeitos de alta densidade e restauração da simetria chiral, obtiveram $f_a \geq 0,2 \cdot 10^{12} \text{GeV}$ ($m_a \leq 3,6 \cdot 10^{-4} \text{eV}$). Turner [24], analisando o mesmo processo, obteve vínculos diferentes, quando os axions se acoplam muito fracamente $m_a \leq 0,75 \cdot 10^{-3} \text{eV}$ ou então que os axions se acoplam fortemente o suficiente para serem radiados de uma esfera de axions, isto ocorre se $T_a \leq 8 \text{MeV}$ e $m_a \geq 2,2 \text{eV}$.

Uma melhora desses limites foi obtida posteriormente por Turner et al. [25]. Neste trabalho argumenta-se que se um axion tiver massa entre 10^{-3} e 10eV então a emissão de axions teria um efeito na perda de energia da estrela de neutrons nascente associada com a SN1987A. Axions com massa menor que 10^{-2}eV estão no regime de escape livre. O que Turner et al. tratam neste trabalho é do regime de aprisionamento dos axions usando modelos numéricos de resfriamento inicial de uma estrela de neutrons que incorpora uma aproximação de difusão para o transporte de energia por axions. Baseados na duração do pulso de neutrinos, conclui-se que um axion com massa superior a 3eV não afetaria o pulso de neutrinos medido, excluindo axions com massas no intervalo entre 10^{-3} e 3eV . Para uma revisão completa de todas as propriedades dos axions, bem como todos os vínculos tirados para essas partículas ver a referencia [26].

Existe um outro tipo de partícula que pode ser importante na perda de energia da supernova. São os neutrinos de mão direita, ou seja estados de neutrinos que não interagem com a matéria através da corrente carregada.

A maneira mais simples de se produzir neutrinos de mão direita é pelo mesmo processo que se produzem os de mão esquerda, assumindo que existam interações fracas com neutrinos de mão direita. Assumindo que essas interações de mão direita tenham a mesma estrutura que as de mão esquerda, pode-se assim obter limites sobre uma constante de Fermi de mão direita (G_{RH}). Raffelt [21] com base no processo $n + n \longrightarrow n + p + e^- + \bar{\nu}_R$ e $e^- + n + p \longrightarrow n + n + \nu_R$, que envolvem correntes carregadas, encontrou no regime de escape livre : $G_{RH} \leq 3 \cdot 10^{-5} G_F$

Para os neutrinos, de maneira geral o regime de aprisionamento é muito menos interessante porque melhores limites em suas propriedades podem ser obtidos a partir de dados de laboratório.

Utilizando o processo $N + N \longrightarrow N + N + \bar{\nu} + \nu$, Raffelt [21] obteve que $G_{RH} \leq 10^{-4}$,

enquanto Griffols e Massó [27] analisando esse mesmo processo obtém um limite um pouco maior. Em modelos simétricos esquerda-direita [66], a corrente neutra de mão direita tem estrutura vetorial e portanto não contribui para o bremsstrahlung de nucleons, deixando apenas um processo de emissão muito menos eficiente $e^+ + e^- \longrightarrow \bar{\nu} + \nu$. Griffols e Massó [27] [28] analisam esse processo de perda de energia para a Supernova.

Nos casos mencionados anteriormente, assume-se que a massa dos neutrinos de mão direita é tão pequena que eles podem ser emitidos térmicamente da Supernova. Os processos a seguir baseiam-se no "flipping" da helicidade dos neutrinos de Dirac, que transformam um estado que interage (mão esquerda) em um estado estéril (mão direita) de mesma massa.

A maneira mais simples de se obter o "flipping" da helicidade é por um termo de massa, ou seja, os neutrinos presos no núcleo da supernova irão ter uma componente de mão direita se eles tiverem uma massa de Dirac. A luminosidade na forma de neutrinos será então muito grande. Gaemers, Gandhi e Lattimer [29] analisam em detalhe uma grande variedade de processos em que ocorre "flipping" relevantes para a astrofísica, mediados por trocas de W , Z^0 e γ .

Perez e Gandhi [30] calculam a emissividade para a produção de neutrinos de helicidade "flippada" $e^+ + e^- \longrightarrow \bar{\nu} + \nu$ com uma massa de Dirac. Mostram que esse pode ser um importante processo para a perda de energia de uma Supernova. Usam este processo para colocar limites na massa de neutrinos de Dirac, os quais não podem ter massa no intervalo de 100 KeV até 100 MeV.

Griffols e Massó [31] também consideram neutrinos de mão direita sendo emitidos da Supernova por uma série de processos tais como $n+n \longrightarrow n+n+\nu_R+\nu_L$ e $\nu_L+n \longrightarrow \nu_R+n$. Obtém alguns vínculos para as massas dos neutrinos tais como : $m(\nu_\mu) \leq 14KeV$ ou $m(\nu_\tau) \geq 34MeV$, $m(\nu_\tau) \leq 14KeV$.

Gandhi e Burrows [32] incorporam o efeito de neutrinos de Dirac massivos em modelos numéricos de resfriamento da estrela de neutrons associada com SN1987A. A partir dos eventos medidos pelos detetores na terra e pelo tempo de duração do pulso, eles obtém o seguinte limite:

$$m_{\nu_{\mu,\tau}} = \sqrt{m_{\nu_\mu}^2 + m_{\nu_\tau}^2} \leq 14KeV$$

Este limite é razoavelmente aumentado, em um trabalho posterior dos mesmos autores [33], em que agora eles levam em conta a influência da produção de neutrinos de mão direita via espalhamento nucleon-nucleon, para o resfriamento da estrela. O limite obtido : $m_{\nu_{\mu,\tau}} \leq 28 KeV$

Turner [34] argumenta que a produção de neutrinos de mão direita devido a processos nucleon-nucleon produzindo pares de neutrinos por bremsstrahlung é tão importante quanto o processo $\nu_L + N \longrightarrow \nu_R + N$. Além disso desde que o núcleo das estrela de neutrons está perto da densidade necessária para que haja condensação de pions, é provavel que existam pions negativos em grande número. Se esse for o caso, ele argumenta que o processo $\pi^- + p \longrightarrow n + \nu + \bar{\nu}$ pode ser mais importante que o processo de bremsstrahlung. Ele argumenta também que no núcleo da estrela pode haver degenerescencia das espécies de neutrinos com massa de Dirac. Se isso ocorrer, então a emissão de neutrinos de mão direita é aumentada por um fator da ordem de 10^4 .

Natale [35] estudou o processo $\gamma\gamma \longrightarrow \pi^0 \longrightarrow \nu\bar{\nu}$ que é permitido apenas quando o neutrino tem uma componente de mão direita e usando o fato de que para temperaturas da ordem daquela encontrada no núcleo da Supernova, a produção de pions está próxima a região de ressonância podendo portanto esse processo ser importante como mecanismo de perda de energia. Obtém-se então os seguintes limites, dependendo da temperatura do núcleo estelar: $m_\nu \leq 216 KeV$ ($T_{nucleo} = 35 MeV$) e $m_\nu \leq 40 KeV$ ($T_{nucleo} = 70 MeV$). Raffelt e Seckel [36] no entanto argumentam que todos os processos devem levar em conta os efeitos de densidade e temperatura envolvendo o núcleo da Supernova, e que portanto todos os limites devem ser revistos. Em particular, ele argumenta que o processo considerado em [35] pode ser altamente suprimido em relação a $\nu_L + N \longrightarrow \nu_R + N$ porque a largura de decaimento do pion num meio de alta densidade de nucleons será muito maior do que aquela usada em [35], a qual é a largura de decaimento do pion no vácuo.

Um importante ramo de pesquisa na física de partículas é a procura de partículas supersimétricas. Se não descobrindo-as diretamente, pelo menos estabelecendo limites em suas massas de forma a colocar vínculos fenomenológicos em modelos da supersimetria.

Entre todas as superpartículas , o fotino é frequentemente assumido como sendo uma

das partículas mais leves ^{*} . Fotinos podem ter massa menores que 100 eV ou então são mais massivos podendo ter mais que 0,5 GeV [37]. Griffols e Massó [38] assumindo que fotinos são partículas muito leves ($\leq 100\text{eV}$) , de maneira que eles são produzidos no colapso estelar pelo processo $N + N \longrightarrow N + N + \tilde{\gamma} + \tilde{\gamma}$, podendo contribuir para a perda de energia, e usam essa idéia para colocar limites nas massas de selectrons e squarks. Ellis et al. [39], partindo de argumentos parecidos, também colocam limites numa série de partículas supersimétricas. O vínculo comum encontrado é que a massa do squark $m_{\tilde{q}} \geq 1\text{TeV}$.

^{*} Em modelos de Grande unificação supersimétricos a massa do fotino é relacionada a dos gluinos e ambos não podem ser leves

CAPÍTULO IV

PERDA DE ENERGIA ESTELAR ATRAVÉS DO PROCESSO $\gamma\gamma \rightarrow$

$$\pi^0 \rightarrow X$$

4.0) Introdução

Como discutimos brevemente anteriormente, o processo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ é um mecanismo que ocorre em certas condições específicas da física de neutrinos e de seu acoplamento com o pión [19]. O ponto fundamental deste mecanismo está na existencia da ressonância do pión. Como em supernovas verificou-se que as temperaturas do nucleo são tais que o mecanismo pode estar na região de ressonância, é de se imaginar que qualquer decaimento do π^0 em partículas fracamente interagentes poderá resultar na perda de energia estelar. Este é exatamente o problema que investigaremos a seguir.

Estudamos, assim o processo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow X$ como mecanismo para a perda de energia em estrelas. Começamos estudando o caso em que X é um par de neutrino + antineutrino, em seguida extendemos esses resultados para o caso em que X são fotinos e bósons escalares. Finalmente numa última etapa estudamos o caso em que temos $\gamma + \gamma \rightarrow \gamma + A$, sendo A um bóson vetorial de pouca massa fracamente interagente com a matéria.

4.1) Processo $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$

Este processo será examinado em detalhe, sendo que nos demais processos que iremos considerar usaremos resultados obtidos nesta seção.

No modelo de Weinberg-Salam os neutrinos são considerados férmions de mão esquerda sem massa. Por conservação do momento angular o processo $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ não poderá ocorrer, pois os neutrinos que saem, tendo helicidades opostas estarão em um estado de momento angular total igual a 1, enquanto que os fótons que entram só podem estar em um estado de momento angular total igual a 0 ou 2.

Em muitas extensões do modelo Standard [53], a existencia de neutrinos massivos é uma ocorrência natural. Neste caso o processo $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ onde o estado final dos neutrinos tem a mesma helicidade torna-se agora possível. Isto porque no modelo Standard existem apenas neutrinos de mão esquerda e seu anti-neutrino, e se os neutrinos tiverem massa de Dirac, então existem estados de neutrinos com helicidade positiva, os quais no limite ultrarelativístico coincidem com os neutrinos de mão direita e que na reação $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$

podem sair junto com antineutrinos de mesma helicidade, ou então neutrinos de helicidade negativa com antineutrinos de mesma helicidade. Essas partículas de helicidade contrária a aquela preferida pelas interações fracas do modelo padrão, irão interagir muito fracamente com a matéria podendo escapar livremente da estrela. Essa é a única maneira dos neutrinos no estado final terem momento angular total igual a 0 e assim o processo ocorrer.

Consideraremos a seção de choque para o processo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ dada na referencia [19]

$$\sigma(s) = \frac{8\pi\left(\frac{s^2}{m^4}\right) \Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \Gamma(\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}) F(s)}{(s - m^2)^2 + m^2 \Gamma^2} \quad (4.1)$$

Não discutiremos a dedução desta expressão, pois faremos um cálculo similar na seção em que tratamos do processo $\gamma\gamma \rightarrow \gamma A$. Na expressão (3.1) Γ_π é a largura de decaimento do pion, F é uma função desconhecida de s , representando o produto da função do vértice para processos fora da camada de massa $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0$ e $\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$, com o vínculo $F(s=m_\pi^2)=1$. Seguindo a referência [19], assumiremos que $F(s)=1$, o qual para as temperaturas que estamos considerando é uma aproximação razoável.

A expressão para o cálculo da perda de energia desse tipo de processo já foi apresentada na eq(3.18). A cinemática do processo é a mesma e em termos da variavel de Mandelstan s temos:

$$s = (k_1 + k_2)^2 = 2k_1.k_2$$

Onde as variaveis k_i e ω_i foram definidas na seção (3.5).

Então:

$$s = 2\omega_1\omega_2(1 - \cos\theta) \quad (4.2)$$

Convertendo d^3k_i para variaveis angulares e fazendo $x_i = \omega_i K T$, teremos:

$$d^3k_1 = \omega_1^2 d\omega_1 d\Omega_1 = (KT)^3 x_1^2 dx_1 d\Omega_1 \quad (4.3)$$

$$d^3k_2 = \omega_2^2 d\omega_2 d\Omega_2 = (KT)^3 x_2^2 dx_2 d\Omega_2 \quad (4.4)$$

Onde $u = 1 - \cos\theta$ e por simplicidade faremos $\Gamma(P \rightarrow \gamma\gamma) = \Gamma_1$ e $\Gamma(P \rightarrow \nu\bar{\nu}) = \Gamma_2$ então:

$$\sigma(s) = \frac{\frac{32\pi}{m_\pi^8} (KT)^4 x_1^2 x_2^2 u^2 \Gamma_1 \Gamma_2}{\left(\frac{2(KT)^2 x_1 x_2 u}{m_\pi^2} - 1\right)^2 + \frac{\Gamma_\pi^2}{m_\pi^2}} \quad (4.5)$$

Portanto, usando a equação (3.18), teremos:

$$Q_\nu = \frac{4 \cdot 32\pi}{2\pi^6} (KT)^{11} \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{m_\pi^8} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x_1^4 x_2^4 (x_1 + x_2) u^3 dx_1 dx_2 d\Omega_1 d\Omega_2 D(x_1, x_2, u)}{(e^{x_1} - 1)(e^{x_2} - 1)} \quad (4.6)$$

Onde:

$$D(x_1, x_2, u) = \left((2x_1 x_2 u \left(\frac{KT}{m_\pi} \right)^2 - 1)^2 + \left(\frac{\Gamma_\pi}{m_\pi} \right)^2 \right)^{-1} \quad (4.7)$$

Assim:

$$d^3 k_1 = \omega_1^2 d\omega_1 4\pi$$

$$d^3 k_2 = \omega_2^2 d\omega_2 2\pi \sin\theta d\theta = -\omega_2^2 d\omega_2 2\pi d(\cos\theta)$$

e finalmente:

$$Q = \frac{16}{\pi^3} (KT)^{11} \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{m_\pi^8} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x_1^4 x_2^4 (x_1 + x_2) u^3 dx_1 dx_2}{(e^{x_1} - 1)(e^{x_2} - 1)} \int_{u_{min}}^{u_{max}} u^3 du D(x_1, x_2, u) \quad (4.8)$$

u_{max} é um fator que depende unicamente do ângulo θ entre os fótons ($u_{max}=2$). Se supusermos que o neutrino tem uma massa finita m_ν , então haverá um vínculo entre o ângulo mínimo e o valor de s mínimo:

$$s_{min} = 4m_\nu^2 \quad (4.9)$$

Portanto, através de (4.2), teremos que:

$$\cos\theta_{min} = 1 - \frac{2m_\nu^2}{\omega_1 \omega_2} \quad (4.10)$$

$$u_{min} = 1 - \cos\theta_{min} = \frac{2}{x_1 x_2} \left(\frac{m_\nu}{KT} \right)^2 \quad (4.11)$$

Podemos fazer a integração em u analiticamente:

$$\int_{u_{min}}^2 u^3 D(x_1, x_2, u) du$$

Onde $D(x_1, x_2, u)$ é dada em (3.9). Fazendo as substituições :

$$\gamma = \frac{\Gamma_\pi}{m_\pi}$$

$$\tau = \frac{KT}{m_\pi}$$

$$r = \frac{m_\nu}{m_\pi}$$

A integral fica :

$$\int_{u_{min}}^2 u^3 ((1 - 2x_1 x_2 u \tau^2)^2 + \gamma^2)^{-1} du \quad (4.12)$$

Resolvendo a integral teremos que:

$$Q = \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{x_1^4 x_2^4 (x_1 + x_2) dx_1 dx_2}{(e^{x_1} - 1)(e^{x_2} - 1)} \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{\pi^3 (m_\pi \tau)^8} (KT)^{11} I(\tau, \gamma, r)$$

Onde:

$$I(\tau, \gamma, r) = 8(x_1 x_2 \tau^2 - r^2)(x_1 x_2 \tau^2 + r^2 + 1) + \frac{3 - \gamma^2}{2} \left[\ln \left(\frac{(1 - 4x_1 x_2 \tau^2)^2 + \gamma^2}{(1 - 4r^2)^2 + \gamma^2} \right) \right] + \\ + \frac{(1 - 3\gamma^2)}{\gamma} \left[\arctan \left(\frac{4x_1 x_2 \tau^2 - 1}{\gamma} \right) - \arctan \left(\frac{4r^2 - 1}{\gamma} \right) \right] \quad (4.13)$$

Mas lembrando que : $\tau = \frac{KT}{m_\pi}$ teremos que :

$$Q_\nu = \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{x_1^4 x_2^4 (x_1 + x_2) dx_1 dx_2}{(e^{x_1} - 1)(e^{x_2} - 1)} \frac{\Gamma_2}{\pi^3 m_\pi^3} \left(\frac{\Gamma_1}{m_\pi} \right) \left(\frac{m_\pi}{KT} \right)^4 (KT)^7 I(\tau, \gamma, r) \quad (4.14)$$

Onde : $\Gamma_2 = \Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 7,57 eV$ e $m_\pi = 134,97 MeV = 2,162 \cdot 10^{-4} erg$

Lembrando que fizemos $\hbar = C = 1$, para obtermos o resultado de Q_ν na dimensão correta ($\frac{erg}{cm^3 s}$) é necessário multiplicarmos o Q_ν obtido por um fator $3,03 \times 10^{76}$.

Q_ν então fica [35] :

$$Q_\nu = \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{x_1^4 x_2^4 (x_1 + x_2) dx_1 dx_2}{(e^{x_1} - 1)(e^{x_2} - 1)} 1,17 \cdot 10^{75} \left(\frac{\Gamma(\pi^0 \rightarrow \nu \bar{\nu})}{m_\pi} \right) \left(\frac{m_\pi}{KT} \right)^4 (KT)^7 I(\tau, \gamma, r) \left(\frac{erg}{cm^3 s} \right) \quad (4.15)$$

No limite em que $m_\nu \rightarrow 0$, a equação (3.17) se reduz a obtida por Fishbach et al. [19].

A integral em (3.15) só pode ser resolvida numericamente, o que é feito mais adiante. A unica maneira de se resolver, ao menos aproximadamente, a integral analiticamente é através de uma expansão em série de $I(\tau, \gamma, r)$ no termo $x_1 x_2 \tau^2$. Isto pode ser feito porque estamos considerando $\tau \ll 1$, ou seja, nossa aproximação será boa no limite de baixas energias. Chamando $x_1 x_2 \tau^2 = \alpha$, e expandindo até a ordem α^4 , teremos:

$$8(x_1 x_2 \tau^2 - r^2)(x_1 x_2 \tau^2 + r^2 + 1) \approx 8(\alpha^2 + \alpha) \quad (A)$$

$$\frac{3 - \gamma^2}{2} \left[\ln \left(\frac{(1 - 4x_1 x_2 \tau^2)^2 + \gamma^2}{(1 - 4r^2)^2 + \gamma^2} \right) \right] \approx -3 \left[4\alpha + 8\alpha^2 + \frac{64}{3}\alpha^3 + 64\alpha^4 + \dots \right] \quad (B)$$

$$\frac{(1 - 3\gamma^2)}{\gamma} \left[\arctan \left(\frac{4x_1 x_2 \tau^2 - 1}{\gamma} \right) - \arctan \left(\frac{4r^2 - 1}{\gamma} \right) \right] \approx 4\alpha + 16\alpha^2 + 64\alpha^3 + 128\alpha^4 \quad (C)$$

Somando os tres termos teremos:

$$(A) + (B) + (C) = 64\alpha^4$$

Lembrando que $\alpha = x_1 x_2 \tau^2$:

$$I(\tau, \gamma, r) \approx 64x_1^4 x_2^4 \tau^8 \quad (4.16)$$

Nossa integral, para baixas temperaturas poderá então ser aproximada por:

$$Q_\nu \approx 1,17.10^{75}.64 \left(\frac{\Gamma(\pi^0 \rightarrow \nu \bar{\nu})}{m_\pi} \right) \left(\frac{K T}{m_\pi} \right)^4 (K T)^7 \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{dx_1 dx_2 x_1^4 x_2^4 (x_1 + x_2)}{(e^{x_1} - 1)(e^{x_2} - 1)} \quad (4.17)$$

A qual resulta em :

$$\begin{aligned} & \int_0^\infty \frac{dx_1 x_1^4}{(e^{x_1} - 1)} \int_0^\infty \frac{dx_2 (x_1 + x_2) x_2^4}{(e^{x_2} - 1)} = \\ & = 2\Gamma(6)\xi(6)\Gamma(5)\xi(5) = 6,076.10^3 \end{aligned} \quad (4.18)$$

Onde Γ é a função gama, e ξ é a função zeta de Riemann.

$$Q_\nu \approx 4,549.10^{80} \left(\frac{\Gamma(\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu})}{m_\pi} \right) \left(\frac{KT}{m_\pi} \right)^4 (KT)^7 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3\text{s}} \quad (4.19)$$

O resultado obtido dessa maneira para Q é portanto uma aproximação boa se $\tau \ll 1$. Resolvendo-se numericamente a integral (4.15) encontra-se os valores de Natale [35].

Impondo-se o vínculo de que a energia liberada pela Supernova SN1987A é limitada por: $Q_{SN} \leq 2.10^{53} \text{erg/s}$ o qual está em perfeita concordância com o pulso de neutrinos observado no colapso estelar, e consistente com a previsão de modelos de supernova, podemos então vincular qualquer processo físico exótico que leve a perda de energia da supernova.

Os modelos de supernova preveem temperaturas da ordem de 30 a 70 MeV para o núcleo durante o pico da emissividade dos neutrinos. Neste instante a energia emitida é da ordem do limite acima. Calculamos a energia liberada para 3 temperaturas típicas e assumimos que o núcleo estelar tem um raio de $R = 10^6 \text{cm}$, o que nos leva a:

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}) \leq 3,15.10^{-13} \text{ eV para } T = 35 \text{ MeV}$$

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}) \leq 4,15.10^{-14} \text{ eV para } T = 50 \text{ MeV}$$

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}) \leq 7,5.10^{-15} \text{ eV para } T = 70 \text{ MeV}$$

Esses resultados foram obtidos levando-se em conta um fator 1/2, não considerado por Natale em [35]. Isto porque deve ser levado em conta o fato que o neutrino de mão esquerda fica praticamente preso em relação ao neutrino de mão direita que escapa livremente da estrela. Dessa forma apenas o neutrino de mão direita é que seria responsável pela energia perdida pela estrela.

Dessa maneira, estudando o processo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ como um possível mecanismo de perda de energia para a supernova SN1987A obtemos limites superiores (dependendo um pouco da temperatura) para a largura de decaimento do pion em um par de neutrino-antineutrino, o qual é muitas ordens de grandeza acima do valor experimental $BR(\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}) \leq 8.3.10^{-7}$ [51].

Vamos em seguida usar essa mesma análise para vincularmos um outro decaimento exótico do pion em partículas leves que interagem muito fracamente. Vamos a seguir estudar o decaimento do π^0 em dois fotinos.

4.2) Processo $\pi^0 \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$

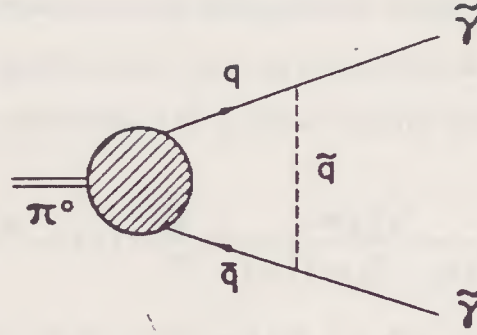


fig.9

O estudo da existencia de Supersimetria e sua verificação experimental ocupam hoje um lugar de destaque na física de partículas elementares. O passo decisivo nessa direção seria a observação de superpartículas. Entretanto o espectro de massa dessas superpartículas é muito dependente dos modelos existentes.

Em particular, existe interesse considerável em possíveis limites experimentais para superpartículas leves como o fotino com massa $M_{\tilde{\gamma}} \leq 100\text{eV}$ (este limite foi obtido através da cosmologia [39],[54]). Massas de fotinos dessa ordem não são excluídas por dados de aceleradores ou por considerações cosmológicas. Embora os modelos mais populares sugiram que o fotino tenha uma massa da ordem de uns poucos GeV ou mais, a cosmologia não restringe a existencia de um fotino com massa maior que $O(10)\text{ GeV}$ [39].

Supondo que toda a energia da SN1987A é liberada na forma de fotinos, podemos obter um limite para a largura de decaimento $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma})$, já que se os fotinos forem leves, o decaimento do pion em fotinos será permitido. Esse limite será identico ao limite já obtido para os casos em que π^0 decaia em $\nu\bar{\nu}$, a menos de um fator 1/2, porque neste caso os 2 fotinos que aparecem no processo irão escapar da estrela. Isto porque tal como os neutrinos, os fotinos são partículas que interagem muito fracamente com a matéria.

Em [41] encontra-se a seguinte expressão para $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma})$:

$$\Gamma = \frac{\pi}{36} \alpha^2 \sqrt{1 - \frac{4\tilde{M}^2}{m_\pi^2}} \frac{m_\pi f_\pi^2}{(\tilde{m}_L^2 \tilde{m}_R^2 - \mu^4)^2} \times$$

$$\times \left(16 \tilde{m}^4 \tilde{M}^2 + \mu^4 \frac{m_\pi^4}{m_q^2} + 8\mu^2 \tilde{M} \tilde{m}^2 \frac{m_\pi^2}{m_q} \right) \quad (4.20)$$

e direita, e μ é uma massa de Dirac.

Vamos aproximar a relação acima, desprezando todos os termos que contenham $\tilde{M}$ ou $\tilde{M}^2$, isto porque nesta aproximação considera-se a massa do fotino muito pequena com relação as outras massas envolvidas ($\tilde{M} \leq 100$ eV limite vindo da cosmologia). Portanto:

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}) \approx \frac{\pi}{36} \alpha^2 \frac{m_\pi f_\pi^2}{(\tilde{m}_L^2 \tilde{m}_R^2 - \mu^4)^2} u^4 \frac{m_\pi^4}{m_q^2} \quad (4.21)$$

Mas, considerando $\tilde{m}_L = \tilde{m}_R$ e $\tilde{m}^2 = \frac{1}{2}(\tilde{m}_L^2 + \tilde{m}_R^2)$ se chega a:

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}) \leq \frac{\pi}{36} \alpha^2 \frac{m_\pi^5 f_\pi^2}{m_q^2} \frac{1}{4\tilde{m}_0^4} \quad (4.22)$$

onde m_0 é a massa do squark mais leve.

Temos então a relação (4.20) que após algumas aproximações se reduz ao limite superior encontrado em (4.22). Note que neste caso $\mu^2 \neq 0$.

Em [42], analisa-se o caso em que $\mu^2 = 0$ e que $\tilde{m}_L^2 = \tilde{m}_R^2$, encontrando-se a seguinte relação :

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}) = \frac{4}{9} \pi \alpha^2 \left(1 - \frac{4m_\gamma^2}{m_\pi^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{f_\pi^2 m_\gamma^2}{\tilde{m}_q^4}\right) m_\pi \quad (4.23)$$

Onde $\tilde{m}_q$ é a massa dos squarks u e d. Note que nesta relação, a largura de decaimento está acoplada a massa do fotino e a massa dos squarks.

Utilizando então a relação (4.22) e $f_\pi = 131,74 MeV$, $m_\pi = 134,97 MeV$ e $m_q = 7 MeV$ e impondo os vínculos da supernova exatamente como foi feito no item 4.1), obtivemos os seguintes limites para a massa do squark:

$$T = 35 MeV \quad \Gamma(\pi^0 \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}) \leq 6,3 \cdot 10^{-19} MeV \rightarrow \tilde{m}_0 \geq 2325,6 GeV$$

$$T = 50 MeV \quad \Gamma(\pi^0 \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}) \leq 8,3 \cdot 10^{-20} MeV \rightarrow \tilde{m}_0 \geq 3860,2 GeV$$

$$T = 70 MeV \quad \Gamma(\pi^0 \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}) \leq 1,5 \cdot 10^{-20} MeV \rightarrow \tilde{m}_0 \geq 5920,4 GeV$$

Em seguida realizamos o mesmo procedimento só que usando (4.23). Neste caso, fixamos algumas massas típicas dos squarks e encontramos limites nas massas dos fotinos.

Com os limites experimentais nas massas dos squarks que constam em [43], obtemos os seguintes limites nas massas dos fotinos:

$$T = 35 MeV \quad \Gamma \leq 6,3 \cdot 10^{-19} MeV$$

$$\tilde{m}_q \geq 74 GeV \rightarrow m_\gamma \leq 0,3293 MeV$$

$$\tilde{m}_q \geq 106 GeV \rightarrow m_\gamma \leq 0,6757 MeV$$

$$T = 50 MeV \quad \Gamma \leq 8,3 \cdot 10^{-20} MeV$$

$$\tilde{m}_q \geq 74 GeV \rightarrow m_\gamma \leq 0,1195 MeV$$

$$\tilde{m}_q \geq 106 GeV \rightarrow m_\gamma \leq 0,2452 MeV$$

$$T = 70 MeV \quad \Gamma \leq 1,5 \cdot 10^{-20} MeV$$

$$\tilde{m}_q \geq 74 GeV \rightarrow m_\gamma \leq 0,05082 MeV$$

$$\tilde{m}_q \geq 106 GeV \rightarrow m_\gamma \leq 0,10427 MeV$$

Onde assumiu-se, para obtermos os limites acima, que a massa do squark seja igual ao limite experimental. O melhor limite existente atualmente para a massa do squark prevê $\tilde{m}_q \geq 106 \text{ GeV}$ [43]. Nosso limite, obtido a partir da astrofísica é portanto algumas ordens de grandeza melhor do que o existente atualmente.

Quanto aos limites obtidos para o fotino, existem limites bem melhores vindos, por exemplo da cosmologia, onde a massa do fotino deve ser menor que 100 eV, ou maior que 10 GeV [39],[54]. O limite existente atualmente para a massa do fotino, exclue uma região de massa entre 100 eV e 15 GeV [43]. O unico mérito de nosso limite é talvez o fato que ele é um limite obtido a partir de considerações da astrofísica.

O nosso bom resultado é que nas condições que nos levam a eq.(4.22) temos um limite na massa dos squarks da ordem de 1 TeV. Deve-se ressaltar que um limite similar foi obtido por Grifols e Massó [27] ($M_{\tilde{q}} \geq 1,1 \text{ TeV}$) analisando a perda de energia da SN1987A através da reação $NN \rightarrow NN\tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$.

4.3) Decaimento do π^0 em escalar + pseudoescalar

Existem duas maneiras muito utilizadas para se procurar novas partículas: uma delas é a construção de aceleradores cada vez maiores, e a outra é a procura de partículas muito leves com constante de acoplamento muito pequenas, e aí torna-se útil o estudo de alguns decaimentos raros, como o caso de $\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ ou $\tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$. Uma maneira, por exemplo, muito eficiente de se procurar novos bósons de gauge leves é estudar o decaimento $\pi^0 \rightarrow \gamma + \text{nada}$ como é descrito em [50] e será discutida na próxima secção. Nesta parte de nosso trabalho nos concentraremos no decaimento do π^0 como um processo importante na procura de novos bósons escalares (pseudoescalares). É interessante observar que na natureza nós temos bósons sem massa de spin 1 (fóton) e de spin 2 (graviton ?), bem como férmions de spin 1/2 (neutrinos) sem massa (ou com massa muito pequena), e se existir a supersimetria alguns modelos predizem a existencia até de uma partícula de spin 3/2 (gravitino) com massa pequena. Cabe aqui a pergunta: e sobre os bósons de spin zero, existe algum de massa muito pequena ? Esta possibilidade já foi discutida por alguns autores no contexto de perda de energia estelar [55],[56], [69] (note que não estamos nos referindo ao caso de axions).

Sabemos que uma partícula escalar é aquela que $J^P = 0^+$ e que para uma partícula pseudoescalar $J^P = 0^-$ (tal qual o π^0). Seguindo Dobroliubov [47] iremos supor que o decaimento $\pi^0 \rightarrow$ escalares (pseudoescalares) conserva a paridade. O momento angular inicial é igual a zero. Para que haja conservação do momento angular, deveremos ter no estado final momento angular total nulo. Assim para que isso ocorra, como o spin dos escalares é nulo, deveremos portanto ter $l=0$, ou seja, o π^0 só pode decair produzindo escalares (pseudoescalares) na onda S.

No decaimento considerado, a paridade no estado final será:

$$P_{final} = (-1)^l P_1 P_2$$

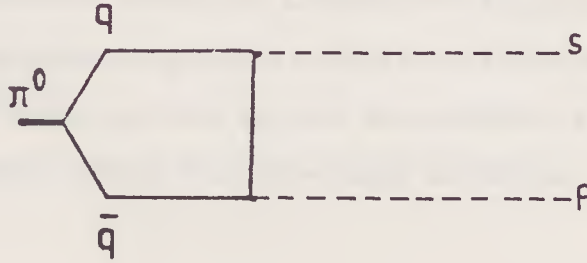
Portanto no nosso caso, a paridade no estado final será apenas o produto das paridades intrínsecas das partículas, pois $l=0$.

A paridade do $\pi^0 = -1$ (pseudoescalar). Se deve haver conservação da paridade, então é impossível que o π^0 decaia simultaneamente em partículas escalares ($P=1$) ou partículas

o π^0 decaia em uma partícula escalar e uma partícula pseudoescalar.

De acordo com Dobroliubov[47], a lagrangeana de interação entre os quarks e os bósons S e P será :

$$L_{int} = g' \sum [G_s^q \bar{q} q S + G_p^q \bar{q} \gamma^5 q P] \quad (4.24)$$



O elemento de matriz para essa interação será [47] :

$$M = -g'^2 \frac{f_\pi m_\pi^2}{m_u + m_d} \left(\frac{G_s^u G_p^u}{m_u} - \frac{G_s^d G_p^d}{m_d} \right) \quad (4.25)$$

Considerando $G_s^u = G_s^d = 1$ e $G_p^u = -G_p^d = 1$ e assumindo que as partículas S e P são muito mais leves que o π^0 , obtemos a seguinte razão de decaimento:

$$BR(\pi^0 \rightarrow S + P) = 64\pi^4 \left(\frac{\alpha'}{\alpha} \right)^2 \left(\frac{f_\pi}{m_\pi} \right)^4 \left(\frac{m_\pi}{m_u + m_d} \right)^2 \left(\frac{m_\pi}{m_u} + \frac{m_\pi}{m_d} \right)^2 \quad (4.26)$$

onde $\alpha' = \frac{g'^2}{4\pi}$, e α é a constante de acoplamento eletromagnética. Para $m_u = 5.6$ MeV ; $m_d = 9.9$ MeV ; $f_\pi = 131.74$ MeV [43], teremos:

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow S + P) = 9.1 \cdot 10^{13} \alpha'^2 eV \quad (4.27)$$

Exatamente como já foi considerado nos casos anteriores, esses escalares também interagem muito pouco com a matéria. Se toda a energia da estrela for perdida na forma desses escalares, teremos então um limite sobre a constante de acoplamento dos mesmos.

Supondo então que tal como os neutrinos de mão direita, esses escalares escapem livremente da estrela ,teremos:

$$T = 35MeV \rightarrow \Gamma(\pi^0 \rightarrow S + P) \leq 6.3.10^{-13}eV \rightarrow \alpha' \leq 8.23.10^{-14}$$

$$T = 50MeV \rightarrow \Gamma(\pi^0 \rightarrow S + P) \leq 8.3.10^{-14}eV \rightarrow \alpha' \leq 3.02.10^{-14}$$

$$T = 70MeV \rightarrow \Gamma(\pi^0 \rightarrow S + P) \leq 1.5.10^{-14}eV \rightarrow \alpha' \leq 1.28.10^{-14}$$

O limite experimental obtido por Dobroliubov [47] para α' é : $\alpha' \leq 2.9.10^{-9}$. Nosso limite é então varias ordens de grandeza melhor que o limite experimentalmente obtido. Note que o fator 1/2 levado em conta no caso dos neutrinos, aqui não existe porque ambos escalares produzidos no estado final irão escapar da estrela.

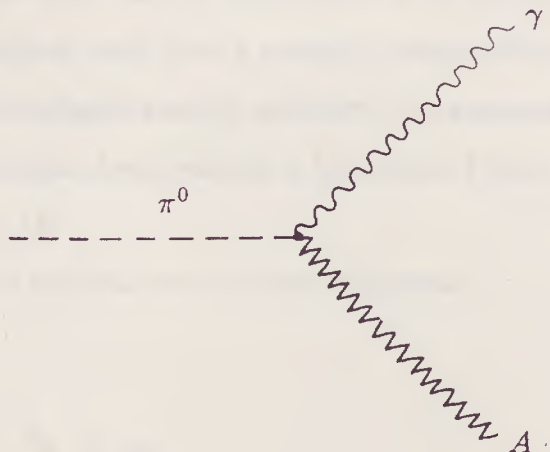
4.4) Processo $\gamma + \gamma \rightarrow \gamma + A$

Muitos modelos modernos na física de partículas preveem extensões do modelo Standard $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, por um fator extra $U(1)$. Esta possibilidade é utilizada em modelos de Grande Unificação [44], modelos de Supersimetria [45], ou teorias de Supercordas [46] ou seja, podemos ter um novo bóson vetorial.

Estamos aqui interessados no decaimento de um pion neutro em um fóton e um bóson vetorial A , o qual interage muito pouco com a matéria. Neste capítulo vamos considerar a perda de energia em uma supernova através do processo $\gamma\gamma \rightarrow \gamma A$, onde A é um bóson vetorial massivo de spin 1.

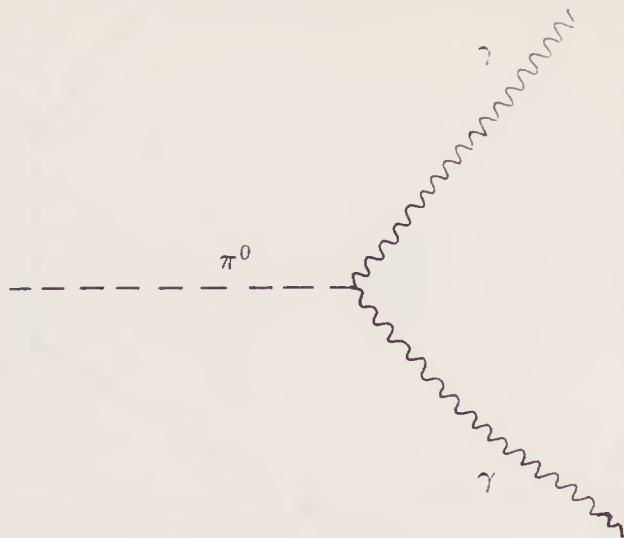
Nesta secção faremos um cálculo detalhado da seção de choque do processo $\gamma\gamma \rightarrow \gamma A$, o qual age como mecanismo de perda de energia e, obteremos um limite para a constante de acoplamento (g_A) do bóson A com os férmions conhecidos.

Para calcularmos a seção de choque do processo $\gamma\gamma \rightarrow \gamma A$ utilizamos o seguinte vértice para o acoplamento $\pi^0 \gamma A$



$$\frac{e g_A}{4 \pi^2 f_\pi} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_1^\rho k_2^\sigma \quad (4.28)$$

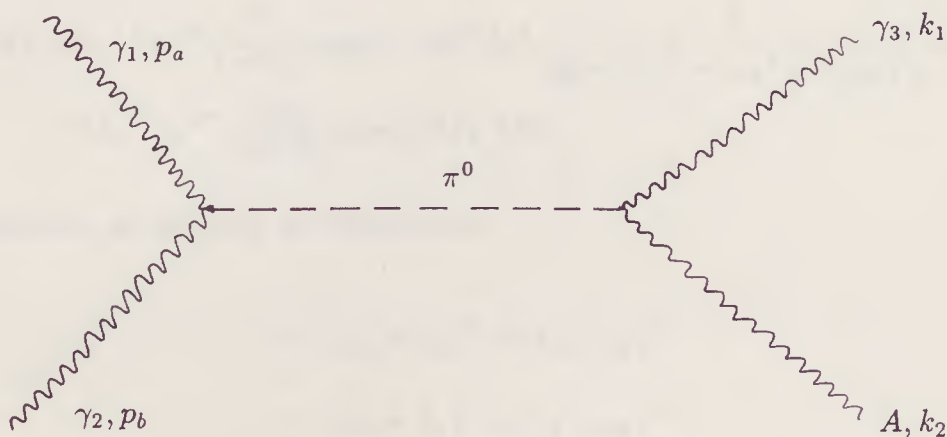
e para os fótons nós temos

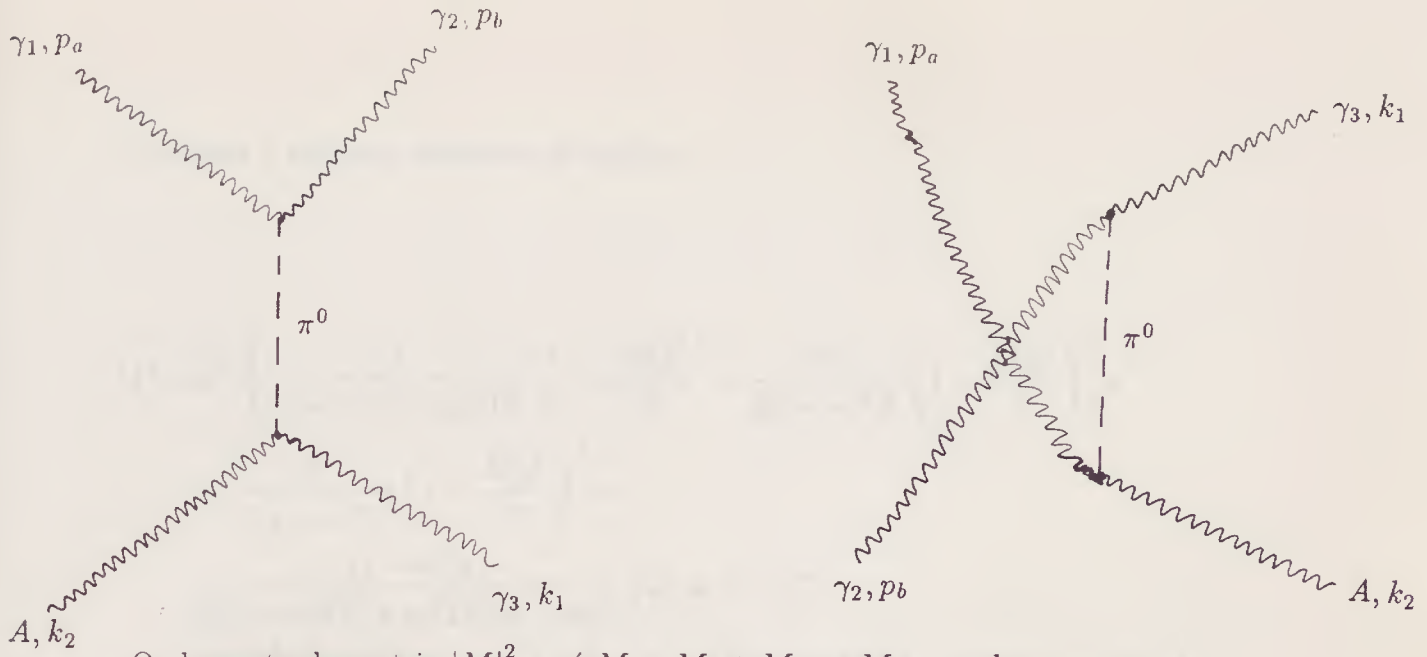


$$\frac{e^2}{4\pi^2 f_\pi} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_1^\rho k_2^\sigma \quad (4.29)$$

Note que estes vértices aparecem no calculo da anomalia ao se estudar o decaimento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, conforme pode-se verificar em Itzykson e Zuber [57], onde assume-se que o acoplamento do pion com os férmions é dado pelo modelo σ , e também assume-se que o momento carregado pelo pion é pequeno comparado com a massa dos férmions (no caso o próton, ou como alguns autores assumem, uma massa de constituinte $m \approx 3m_\pi$ [57]). Esta ultima aproximação é equivalente a tomarmos $F(s)=1$ na equação (4.1), e o erro cometido é da ordem de 1%

Deveremos calcular os seguintes diagramas:





O elemento de matriz $|M|^2$ será $M = M_I + M_{II} + M_{III}$, onde:

$$M_I = \epsilon_1^\mu \epsilon_2^\nu \frac{e^2}{4\pi^2 f_\pi} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_a^\rho p_b^\sigma \frac{1}{(p_a + p_b)^2 - m_\pi^2 + i m_\pi \Gamma_\pi} \frac{e g_A}{4\pi^2 f_\pi} \times \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} k_1^\gamma k_2^\delta \epsilon_3^{\alpha*} \epsilon_A^{\beta*} \quad (4.30)$$

$$M_{II} = \epsilon_1^\phi \epsilon_3^{\tau*} \frac{e^2}{4\pi^2 f_\pi} \epsilon_{\phi\tau jz} (-p_a)^j k_1^z \frac{1}{(p_a - k_1)^2 - m_\pi^2 + i m_\pi \Gamma_\pi} \times \epsilon_2^\omega \epsilon_A^{c*} \frac{e g_A}{4\pi^2 f_\pi} \epsilon_{\omega c l n} (-p_b)^l k_2^n \quad (4.31)$$

$$M_{III} = \epsilon_2^\xi \epsilon_3^{\theta*} \frac{e^2}{4\pi^2 f_\pi} \epsilon_{\xi\theta pq} (-p_b)^p k_1^q \frac{1}{(p_b - k_1)^2 - m_\pi^2 + i m_\pi \Gamma_\pi} \times \epsilon_1^\Omega \epsilon_A^{\varphi*} \frac{e g_a}{4\pi^2 f_\pi} \epsilon_{\Omega\varphi rs} (-p_a)^r k_2^s \quad (4.32)$$

Considerando as variáveis de Mandelstan:

$$s = (p_a + p_b)^2 = (k_1 + k_2)^2$$

$$t = (p_a - k_1)^2 = (k_2 - p_b)^2$$

$$u = (p_a - k_2)^2 = (k_1 - p_b)^2$$

Teremos o seguinte elemento de matriz:

$$\begin{aligned}
M^2 = & w^2 \left\{ \frac{1}{(s-m^2)^2 + m^2 \Gamma^2} \frac{s^4}{4} \left(1 - \frac{M_A^2}{s} \right)^2 + \frac{t^4}{4(t-m^2)^2} \left(1 - \frac{M_A^2}{t} \right)^2 + \right. \\
& + \frac{u^4}{4(u-m^2)^2} \left(1 - \frac{M_A^2}{u} \right)^2 + \\
& + \frac{(s-m^2)}{8((s-m^2)^2 + m^2 \Gamma^2)(t-m^2)} \{ u^4 + s^4 + t^4 - \\
& - 2u^2(s^2 + t^2) + 2M_A^2 [-u^3 - s^3 - t^3 + (s+t)(u^2 + us + ut) - ust] + \\
& + M_A^4 [u^2 + s^2 + t^2 - 2ut - 2us] \} \\
& + \frac{(s-m^2)}{8[(s-m^2)^2 + m^2 \Gamma^2](u-m^2)} \{ u^4 + s^4 + t^4 - \\
& - 2t^2(s^2 + u^2) + 2M_A^2 [-u^3 - s^3 - t^3 + (s+u)(t^2 + ts + tu) - ust] + \\
& + M_A^4 [u^2 + s^2 + t^2 - 2st - 2ut] \} \\
& + \frac{1}{8(t-m^2)(u-m^2)} \{ u^4 + s^4 + t^4 - \\
& - 2s^2(u^2 + t^2) + 2M_A^2 [-u^3 - s^3 - t^3 + (t+u)(s^2 + st + su) - ust] + \\
& + M_A^4 [u^2 + s^2 + t^2 - 2us - 2st] \}
\end{aligned} \tag{4.33}$$

A seção de choque será dada por:

$$\sigma = \frac{1}{32\pi s} \left(1 - \frac{M_A^2}{s} \right) \int_{-1}^1 |M(s, x, M_A^2)|^2 dx$$

A taxa de perda de energia será dada por (2.4.16) e identicamente ao que foi feito nos casos anteriores teremos : $u = 1 - \cos \theta$, $x_1 = \frac{\omega_1}{KT}$ e $x_2 = \frac{\omega_2}{KT}$.

Após um tedioso trabalho chega-se a seguinte seção de choque, já escrita em termos de x_1, x_2, u :

$$\begin{aligned}
\sigma = & \frac{1}{32 \pi s} \left(1 - \frac{M_A^2}{s} \right) \left\{ \frac{w^2}{(s - m^2)^2 + m^2 \Gamma_\pi^2} \frac{s^4}{2} \left(1 - \frac{M_A^2}{s} \right)^2 + \right. \\
& + \frac{w^2}{8\alpha} \left[m^6 + \frac{64}{3} \alpha^3 + 16 \alpha^2 m^2 - 12 m^4 \alpha + \frac{m^8}{m^2 + 4\alpha} + 4 m^6 \ln \frac{m^2}{4\alpha + m^2} - \right. \\
& - 2 M_A^2 \left(m^4 - 8 \alpha^2 + 8 \alpha m^2 - \frac{m^6}{4\alpha + m^2} + 3 m^4 \ln \left(\frac{m^2}{4\alpha + m^2} \right) \right) + \\
& + M_A^4 \left(m^2 + 4\alpha - \frac{m^4}{m^2 + 4\alpha} + 2 m^2 \ln \left(\frac{m^2}{4\alpha + m^2} \right) \right) \left. \right] + \\
& + \frac{w^2}{8\alpha} \left[\frac{\gamma_1^3 - \gamma_2^3}{2} + (\gamma_1^2 - \gamma_2^2)(m^2 - 2 M_A^2) + (\gamma_1 - \gamma_2)(3 m^4 - 4 M_A^2 m^2 + M_A^4) + \right. \\
& + \left(\frac{1}{(\gamma_1 - m^2)} - \frac{1}{(\gamma_2 - m^2)} \right) (-m^8 + 2 M_A^2 m^6 - M_A^4 m^4) + (4 m^6 - 6 M_A^2 m^4 + \\
& + 2 M_A^4 m^2) \ln \left(\frac{\gamma_1 - m^2}{\gamma_2 - m^2} \right) + \\
& + \frac{w^2}{8\alpha} \frac{(s - m^2) s^2}{[(s - m^2)^2 + m^2 \Gamma^2]} \left[4 \alpha m^2 - 8 \alpha^2 + m^4 \ln \frac{m^2}{4\alpha + m^2} + \frac{\gamma_1^2 - \gamma_2^2}{2} + \right. \\
& + m^2(\gamma_1 - \gamma_2) + m^4 \ln \left(\frac{\gamma_1 - m^2}{\gamma_2 - m^2} \right) \left. \right] + \\
& + \frac{w^2}{8\alpha} \left\{ \ln \left(\frac{a - 2(s - M_A^2)^2}{a} \right) \left[\frac{(M_A^2 - s)}{2} (M_A^4 - 2 M_A^2 s + s^2 + a) + \right. \right. \\
& + (s - M_A^2) \left(\frac{(s - M_A^2)^2 + a}{2} \right) \left. \right] + \\
& + \left[\operatorname{arctanh} \left(\frac{3(s - M_A^2)}{\sqrt{-\delta}} \right) - \operatorname{arctanh} \left(\frac{(M_A^2 - s)}{\sqrt{-\delta}} \right) \right] \times \\
& \times \left[(M_A^4 - 2 M_A^2 s + s^2 + a) \left(\frac{(s - M_A^2)^2 + 2a}{\sqrt{-\delta}} \right) - \right. \\
& - \left. \left(\frac{(s - M_A^2)^4 + 3a(s - M_A^2)^2}{\sqrt{-\delta}} \right) \right] - 2(s - M_A^2)(M_A^4 - 2 M_A^2 s + s^2) + \\
& + 8(s - M_A^2)^3 - 2a(s - M_A^2) \left. \right\} \left. \right\}
\end{aligned}$$

(4.34)

Onde:

$$\alpha = (K T)^2 x_1 x_2 u - \frac{M_A^2}{2}$$

$$\beta = \sqrt{\frac{4(KT)^4 x_1^2 x_2^2 u^2 - 2M_A^2 (KT)^2 x_1 x_2 u + M_A^4}{(2(KT)^2 x_1 x_2 u - M_A^2)^2}}$$

$$\gamma_1 = M_A^2 \beta - 2(KT)^2 x_1 x_2 u \beta + 2(KT)^2 x_1 x_2 u$$

$$\gamma_2 = 2M_A^2 + M_A^2 \beta - 2\beta(KT)^2 x_1 x_2 u - 2(KT)^2 x_1 x_2 u$$

$$a = m^2(m^2 - M_A^2 + 2(KT)^2 x_1 x_2 u)$$

$$-\delta = 4m^2(m^2 - M_A^2 + 2(KT)^2 x_1 x_2 u) + (M_A^2 - 2(KT)^2 x_1 x_2 u)^2$$

Todos os calculos são identicos aos efetuados no processo $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Como no caso dos neutrinos não existe restrição sobre o limite superior de integração da variavel u . No entanto para o limite inferior, tendo o bóson A uma massa, haverá um vinculo entre o angulo θ_{min} e o parametro minimo s :

$$s_{min} = M_A^2$$

Portanto:

$$u_{min} = \frac{M_A^2}{2(KT)^2 x_1 x_2}$$

$$u_{max} = 2$$

A perda de energia será então dada pela seguinte integral tripla:

$$Q = \int_{u_{min}}^{u_{max}} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{(KT)^7 8\pi^2 x_1^2 x_2^2 (x_1 + x_2) u \sigma(x_1, x_2, u) dx_1 dx_2 du}{(\exp x_1 - 1)(\exp x_2 - 1)} \quad (4.35)$$

Esta integral só pode ser resolvida numericamente. Empregamos para essa finalidade dois métodos de integração: 1) Usando quadraturas, de acordo com o algoritmo descrito em [48], 2) Realizando a integração via método de Monte Carlo, empregando o algoritmo descrito em [49].

A seção de choque obtida em (3.34) é feita levando em conta a massa do bóson A. Realizamos a integração numérica para uma temperatura fixa e variamos a massa do bóson A. Para valores entre 0.1 MeV até 10 MeV não houve influencia sobre o calculo da integral. Consideramos então para efeito de integração numérica, a massa do bóson A como sendo nula. Neste limite a seção de choque fica bem mais simples.

Usando o parametro $\tau = \frac{KT}{m_\pi}$ para nossa integração, os resultados obtidos foram:

$$\tau = 0.1 \longrightarrow I_{num} = 0.1247x10^8$$

$$\tau = 0.2 \longrightarrow I_{num} = 0.1814x10^8$$

$$\tau = 0.3 \longrightarrow I_{num} = 0.4824x10^8$$

$$\tau = 0.4 \longrightarrow I_{num} = 0.2811x10^8$$

$$\tau = 0.5 \longrightarrow I_{num} = 0.3349x10^8$$

$$\tau = 0.6 \longrightarrow I_{num} = 0.1106x10^9$$

O calculo da perda de energia em erg/s é feito assumindo que o raio da estrela é constante e igual a 10^6 cm. Assumimos também que a temperatura é constante em toda a estrela.

Calculamos a constante de acoplamento g_A para algumas temperaturas típicas de interiores estelares.Obtivemos:

$$\tau = 0.3 \rightarrow T = 40.5MeV \rightarrow g_A \leq 5.338x10^{-7}$$

$$\tau = 0.4 \rightarrow T = 54MeV \rightarrow g_A \leq 2.557x10^{-7}$$

$$\tau = 0.5 \rightarrow T = 67.5MeV \rightarrow g_A \leq 1.072x10^{-7}$$

Podemos afirmar que o limite obtido para a constante de acoplamento do bóson A é pelo menos duas ordens de magnitude superior ao limite obtido por Dobroliubov [58],que utiliza para isso dados experimentais. Um outro fato que faz-se necessário ressaltar é que apesar de todo o cálculo detalhado feito para se determinar a secção de choque do processo $\gamma\gamma \rightarrow \gamma A$, o termo que realmente domina o processo é o termo ressonante, e consequentemente todo o restante da expressão poderia ser eliminado, pois a contribuição desses termos é desprezível em comparação com a contribuição do termo ressonante. O calculo é portanto, um exemplo do caso mais complexo que poderíamos ter, e foi apresentado mais por razões didáticas.

4.5) Comentários sobre outros processos do tipo $\pi^0 \rightarrow \gamma + X$ e sobre difusão.

4.5.A) Processos do tipo $\pi^0 \rightarrow \gamma + X$

Um outro tipo de decaimento invisível e que pode ser considerado como um possível mecanismo de perda de energia da supernova é o processo ressonante em que o π^0 decai em um fóton + X, onde X é um conjunto de partículas que interagem fracamente com a matéria. O caso mais simples a ser considerado é o do decaimento $\pi^0 \rightarrow \gamma + \nu\bar{\nu}$, já estudado por Dobroliubov [50], e por Grasso e Lusignoli [59], em outro contexto. Este tipo de decaimento poderia ser também um mecanismo de perda de energia estelar, pois poderíamos ter um neutrino de mão direita sendo produzido no estado final, e que escaparia livremente da estrela. O problema em se levar em conta este tipo de decaimento para a perda de energia, é que em geral a razão de decaimento do mesmo é muito menor que o decaimento direto (por exemplo $\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$), e portanto os vínculos possíveis de serem obtidos estudando este decaimento, serão muito inferiores. O mesmo argumento vale para processos do tipo $\pi^0 \rightarrow \gamma\tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$ (pion decaindo em um fóton e um par de fotinos), ou então $\pi^0 \rightarrow \gamma + \tilde{H}\tilde{H}$, onde $\tilde{H}\tilde{H}$ é um par de higgsinos (tais decaimentos foram estudados por Dobroliubov [60]). No entanto é óbvio que experimentalmente é muito mais fácil obter limites sobre o decaimento $\pi^0 \rightarrow \gamma + \text{nada}$, do que por exemplo sobre o decaimento $\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Daí vem a importância de se estudar decaimentos desse tipo experimentalmente.

4.5.B) Vínculos através da difusão.

Em todos os cálculos anteriores foi assumido que as partículas escapam livremente do núcleo da supernova. No entanto, como pode ser verificado através da fig. 12, se a intensidade da interação das partículas exóticas crescer muito, essas partículas ficam presas e sofrem um processo de difusão até um certo raio R_x , de onde escapam por emissão térmica, conforme já foi discutido em detalhe na seção 3.3.A).

No caso de neutrinos, Griffols e Massó [31], verificaram que o livre caminho médio dos neutrinos (para a reação $\nu_R N \rightarrow \nu_L N$) é :

$$\lambda(\text{nucleo}) = 8.10^2 (50 \text{ KeV} / m_\nu)^2 \text{ Km}$$

e será menor que o raio do núcleo se $m_\nu \geq 50 \text{ KeV}$. Portanto os neutrinos sofrem difusão se tiverem uma massa maior que esta, e ainda é necessário verificar se o tempo de difusão

é menor que 1 seg.. Um calculo detalhado, seguindo a linha da seção 3.3.A) nos dá um vínculo sobre a massa do neutrino de mão direita : $m_\nu \geq 34 \text{ MeV}$.

A partir dessa massa, os neutrinos de mão direita ficam presos. Nos limites obtidos por nós o vínculo proveniente do aprisionamento das partículas também existe, mas como em todos os casos as reações que são responsáveis pelo aprisionamento são outras, os vínculos (sejam astrofísicos, cosmológicos ou experimentais) já estudados são superiores aos que se obtém através da reação inversa (por exemplo $\nu\bar{\nu} \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ou então $\nu_R\gamma \rightarrow \nu_L\gamma$), e portanto não discutiremos os limites superiores previstos na fig. 12.

æ

CAPITULO V

ANÁLISE DA PERDA DE ENERGIA ENVOLVENDO EFEITOS DE TEMPERATURA E DENSIDADE DA ESTRELA

5.1) Processo $\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ levando em conta um modelo simples do núcleo da supernova

No cálculo de perda de energia da estrela através do processo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$, consideramos a estrela como tendo uma temperatura constante e um raio de 10^6 cm, e obtemos os vínculos para a largura de decaimento do pion em função de diferentes temperaturas. Este é um modelo muito simplista para a distribuição de temperaturas da estrela, e aqui vamos considerar um modelo um pouco mais detalhado.

De acordo com a teoria mais aceita do colapso gravitacional do núcleo, uma supernova do tipo II é iniciada quando o núcleo de Fe de aproximadamente $1.4M_{\odot}$ de uma estrela massiva colapsa (em uma escala de milissegundos). O colapso para quando o núcleo atinge uma densidade da ordem da densidade nuclear $(6 - 10) \times 10^{14} g/cm^3$. A onda de choque que surge em consequência dessa compressão do núcleo estelar se propaga para fora dando origem aos fenômenos visíveis da explosão da supernova. Por causa das altas densidades os neutrinos são presos no núcleo ($T = 30 - 70$ MeV) e radiados a partir de uma neurtinosfera ($R_{\nu} = (2 - 3) \cdot 10^6$ cm) onde a densidade do núcleo é aproximadamente $10^{12} g/cm^3$ e a temperatura da superfície aproximadamente 4 MeV. A emissão dos neutrinos irá resfriar o núcleo em poucos segundos. Todo este processo pode ser calculado detalhadamente, porém isto é um longo trabalho de Astrofísica, que ao final nos dá curvas de temperatura e densidade do núcleo. Podemos utilizar o resultado de um desses modelos para elaborar um cálculo um pouco mais realista da perda de energia através do processo ressonante.

Com base na discussão acima adotaremos um modelo simples e mais realista para a distribuição de temperatura da estrela de neutrons recém formada [24] : massa $\approx 1.4 M_{\odot}$; densidade central $\rho_{14}(0) = 8$, onde ρ_{14} é a densidade em unidades de $10^{14} g/cm^3$ e o raio da região de densidade constante $R = 10^6$ cm ; a temperatura será dada por:

$$T = (20 MeV) \rho_{14}^{1/3} (\rho_{14} \leq 2) \quad (5.1.A)$$

$$T = (15MeV)\rho_{14}^{2/3} (\rho_{14} \geq 2) \quad (5.1.B)$$

sendo que a densidade para $r \geq r_{14}$, e $r_{14} = 10^6 cm$ será dada por:

$$\rho_{14} = 8\left(\frac{r}{r_{14}}\right)^{-3} \quad (5.2)$$

Note que este modelo já foi empregado na seção 3.6.A.

A estratégia a ser adotada será a de considerar a estrela como sendo formada de cascas esféricas no interior das quais a temperatura é aproximadamente constante e igual ao valor da temperatura no meio da casca. Assim consideraremos a estrela sendo dividida em cascas esféricas de largura $0,1 \cdot 10^6 cm$ a partir da região de temperatura constante $R = 10^6 cm$, e podemos integrar (em princípio) até uma região de raio infinito.

A quantidade total de energia perdida pela estrela na forma de neutrinos de mão direita que escapam livremente, conforme já foi discutido no item 4.1, será agora a integral das quantidades de energia perdida em todas essas regiões de diferentes temperaturas.

Considerando então a integral dupla em (4.17), sendo resolvida numericamente:

$R(cm) \cdot 10^6$	$T(MeV)$	$I_{num} \cdot 10^7$	$\frac{Q(erg/s)}{\Gamma(erg)}$
....1.....	60.....	10.308.....	4, 5.10 ⁷⁸
....1.05.....	54.421.....	8.117.....	8, 8.10 ⁷⁸
....1.15.....	45.368.....	5.038.....	3, 8.10 ⁷⁷
....1.25.....	38.4.....	2.779.....	1, 5.10 ⁷⁷
....1.35.....	32.921.....	1.481.....	5, 8.10 ⁷⁶
....1.45.....	28.537.....	0.824.....	3, 0.10 ⁷⁶

Onde $\Gamma(erg)$ é a largura de decaimento $\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ em ergs. Este é o parametro que estamos determinando em nossos cálculos.

Assim a quantidade de energia perdida pela estrela será:

$$Q(erg/s) = 6,04.10^{78} \Gamma(erg)$$

Impondo o vínculo experimental de que $Q \leq 2,0.10^{53} \text{ erg/s}$, teremos:

$$\Gamma \leq 2,06.10^{-14} \text{ eV} \quad (5.3)$$

Este vínculo tem o mérito de ser independente da temperatura, tal como os que obtivemos no item (3.1). Novamente devemos ressaltar que este limite é varias ordens de grandeza melhor que o atual [51], em particular ele corresponde a uma supernova de raio igual a 10^6 cm e tendo uma temperatura $T \approx 60 \text{ MeV}$, no caso em que r e T fossem tomados como sendo constantes.

5.2) O efeito da temperatura na largura de decaimento do pion

Em todos os cálculos e considerações feitos até agora, não foi em nenhum momento, levado em conta o efeitos de temperatura e densidade do meio estelar nos parametros físicos. No entanto, efeitos coletivos de um meio muito denso e muito quente devem ser levados em conta em análises mais realistas da perda de energia. Raffelt e Seckel [61], argumentam que existe um efeito coletivo que leva a uma grande supressão de processos envolvendo bremsstrahlung no meio nuclear.

A principal idéia utilizada por eles, é baseada em um efeito descoberto por Landau e Pomeranchuk [62], que observaram que a produção de radiação por bremsstrahlung necessita de um tempo de formação não nulo. Portanto, se a densidade de alvos for muito grande, de maneira que a partícula que irá emitir sofra colisões adicionais durante este período, essas colisões irão interferir com o processo de radiação e eventualmente suprimi-lo. Landau e Pomeranchuk discutiram este efeito no contexto do bremsstrahlung eletromagnético causado por elétrons relativísticos passando por um meio. O efeito mais importante para nós, será o caso mais simples de nucleons não relativísticos emitindo pares de neutrinos de frequência ω . O tempo de formação pode ser entendido em termos do princípio da incerteza de Heisenberg : O emissor permanecerá no estado virtual por um tempo $\sim \frac{1}{\omega}$ antes de retornar a camada de massa. Isto sugere que a taxa de colisões do emissor, $\Gamma(eol.)$, deve ser menor que a frequência da radiação emitida, se supusermos que

esse processo ocorra efetivamente, como no espalhamento por um alvo único. A frequência da radiação de bremsstrahlung das partículas leves de um meio térmico é da ordem da temperatura desse meio, $\omega \sim T$. Poderemos ignorar o espalhamento múltiplo apenas se tivermos $\Gamma(\text{col.}) \ll T$.

O principal ponto de Raffelt e Seckel [61] é que essa condição não é satisfeita no interior do núcleo de uma supernova, e portanto todos os processos ocorrendo em seu interior, deverão ocorrer em taxas menores, devido às colisões com o meio.

No caso que estamos estudando, de emissão de neutrinos de mão direita pelo processo $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$, supusemos que devido as altas temperaturas do interior da supernova, esta reação estaria na ressonância, e portanto ocorreria a uma taxa muito alta. Raffelt e Seckel [61] argumentam que isso pode não ocorrer, porque a taxa na ressonância envolve a largura total de decaimento do pión, Γ_π , para o qual nós usamos sempre o valor do vácuo, e no núcleo da supernova, os píons serão amortecidos principalmente por absorção por nucleons do que por decaimento livre, de maneira que Γ_π no meio deve ser muito maior que no vácuo e portanto a taxa de produção através dessa reação deve ser muito suprimida. Raffelt e Seckel acreditam que devido a isso, a taxa de produção de neutrinos de mão direita por dois fótons é muito pequena quando comparada com outros processos, tal como o espalhamento em que ocorre o flipping do spin $\nu_L + N \rightarrow N + \nu_R$. Nós não sabemos como levar em conta o efeito de absorção nuclear na presença de uma ressonância. No entanto, vamos discutir como a ressonância pode ser alterada pelos efeitos próprios da densidade e da temperatura.

Faremos a seguir uma breve análise, levando em conta o efeito da temperatura na largura de decaimento total do pión. Na verdade como esta é basicamente a largura de decaimento do pión em 2 fótons assumimos que $\Gamma_\pi \approx \Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$. Vamos nos basear para isso em Contreras e Loewe [63], que fazem essa análise com bastante detalhe.

Contreras e Loewe empregam o formalismo da teoria quântica de campos a temperatura finita, e calculam os seguintes diagramas:

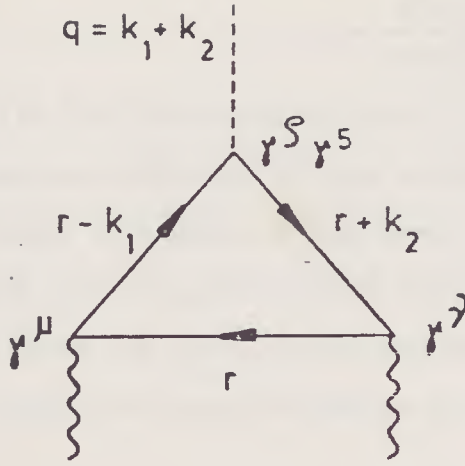


fig.13

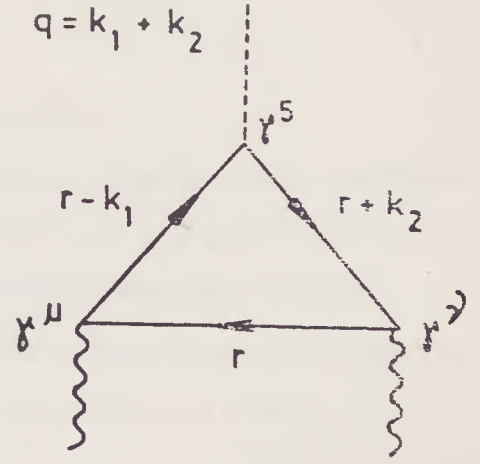


fig.14

Eles discutem as modificações que surgem em consequência da temperatura no diagrama triangular com dois acoplamentos vetoriais e um pseudovetorial (fig.13), o estudo do qual levou a descoberta da anomalia axial $U(1)$ [64], a qual é responsável pelo decaimento do π^0 em dois fótons, de maneira que a existencia da anomalia tem importantes consequências fenomenológicas. Como a anomalia é um fenomeno típico do comportamento ultravioleta da teoria, e a temperatura afeta a região infravermelha, é de se esperar que uma não interfira na outra. Isto foi verificado em detalhe por Itoyama e Muller [68], ou seja, a anomalia não é modificada pela temperatura. No entanto existe uma modificação no decaimento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ devido ao efeito do espaço de fase, isto é os fótons sentem a existencia de um banho térmico.

O que se faz então é calcular como a temperatura afeta a largura de decaimento do π^0 , de acordo com o modelo σ linear.

A lagrangeana efetiva que descreve a dinamica de baixas energias do π^0 , em particular do decaimento eletromagnético do π^0 em dois fótons é dada pelo modelo σ linear. Este modelo inclui um campo pseudoescalar Φ_π associado com o π^0 . Este campo irá interagir através de um acoplamento de Yukawa $L_i = g\bar{\psi}\gamma^5\psi\Phi_\pi$ com férmions de massa m . O modelo também inclui o termo de interação eletromagnética para os campos dos férmions.

O calculo da largura de decaimento do pion, feito usando o diagrama da fig.14 nos fornece:

$$\Gamma_0 = \frac{\alpha^2 m_\pi^3}{64\pi^3 f_\pi^2} \quad (5.4)$$

Este calculo foi feito pela primeira vez por Steinberger[65].

Para temperaturas diferentes de zero, espera-se que este resultado seja modificado devido a dois fatores: 1) o espaço de fase térmico para os fótons que estão saindo ; 2) as correções térmicas para a amplitude vindas dos propagadores fermionicos térmicos.

Contreras e Loewe [63], calculam a largura de decaimento dependente da temperatura Γ_β , incluindo modificações apenas devidas ao espaço de fase térmico, e obtém:

$$\Gamma_\beta = \Gamma_0 \left[1 + \frac{(2 \exp(\frac{\beta m_\pi}{2}) - 1)}{(\exp(\frac{\beta m_\pi}{2}) - 1)^2} \right] \quad (5.5)$$

onde Γ_0 é a largura de decaimento a temperatura nula e $\beta = \frac{1}{KT}$.

Esta relação nos diz que a largura de decaimento aumenta com a temperatura. Para $\frac{m_\pi}{T} = 1$, ou seja para uma temperatura da ordem da massa do pion, teremos que $\Gamma_\beta = 6,5\Gamma_0$ que é uma correção significativa para a largura de decaimento do pion. Contreras e Loewe [63], calculam também o efeito da inclusão de propagadores térmicos na amplitude de Feynman. Para isso é necessário somar sobre todas as possíveis inserções de propagadores térmicos puros no diagrama da fig.14. O que eles verificam é que para uma temperatura $\frac{m_\pi}{T} = 1$, a correção devido a esse efeito é desprezível, sendo pelo menos 4 ordens de grandeza menor do que a correção vinda do efeito de espaço de fase. É interessante notar que esta correção tem sinal oposto, ou seja, tende a diminuir a largura de decaimento, sendo relevante apenas para temperaturas extremamente altas. Note que em todo esse processo, estamos considerando que a temperatura da transição quiral e desconfinamento é maior que a massa do pion [67].

Empregaremos para nossos calculos, a expressão (5.4), pois as temperaturas que estamos considerando são da ordem de 60 MeV. Adotaremos novamente, tal como foi feito na seção 4.1, o modelo de distribuição de temperaturas da estrela de neutrons recém formada será o modelo de Turner [24]. Consideraremos a estrela como sendo formada de cascas esféricas, no interior das quais a temperatura é aproximadamente constante e igual ao valor da temperatura no meio da casca. As cascas terão largura de $0,1 \cdot 10^6$ cm a partir de

uma região de temperatura constante $R = 10^6$ cm, e a quantidade de energia perdida na forma de neutrinos de mão direita será a integral das quantidades de energia perdida em todas essas regiões de diferentes temperaturas, só que agora a largura de decaimento do pion irá diminuindo, conforme analisamos regiões mais frias da estrela.

Resolvendo então a integral dupla de (4.14), numericamente para os valores de temperatura e conseqüentemente a largura de decaimento do pion no centro de cada casca esférica teremos:

$R(cm).10^6$	$T(MeV)$	$I_{num}.10^7$	$\frac{Q}{\Gamma(erg)}$
1	60	4,70	$4,5.10^{78}$
1,05	54,421	4,09	$8,8.10^{77}$
1,15	45,368	3,01	$3,8.10^{77}$
1,25	38,400	1,90	$1,5.10^{77}$
1,35	32,921	1,12	$0,5.10^{77}$

Sendo então $Q_{tot}(erg/s) = 6,04.10^{78} \Gamma(erg)$

Impondo o vínculo da supernova obtemos:

$$\Gamma \leq 2,06.10^{-14} eV$$

O qual deve ser comparado com o vínculo obtido na eq.(5.3)

Portanto, levando-se em conta a influência da temperatura na variação da largura de decaimento do pion, observamos quase nenhuma alteração na perda de energia total, e conseqüentemente na largura de decaimento do $\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$. A influencia na perda de energia da variação da largura de decaimento talvez seja apreciável apenas em temperaturas da ordem da massa do pion. Não levaremos adiante o calculo do efeito de densidade finita, pois este além de identico ao feito na ref.[63], não leva a nenhuma modificação no resultado.

5.3) Polarização do pion

Em um poço de potencial suficientemente grande, um nível de energia pode estar a uma profundidade na qual a criação de partículas a partir do vácuo torna-se possível. No caso de férmions, a estabilidade do vácuo é garantida pelo principio de Pauli. No caso de bósons, o processo somente para quando a repulsão entre as particulas torna a criação de particulas energeticamente desfavorável. A estabilidade do vácuo de bósons foi estudada

pela primeira vez por Migdal[70]. Foi mostrado que em um meio de nucleons pode surgir uma instabilidade qualquer levando a formação de um condensado de pions, após o que o sistema torna-se estável.

Determinar em que condições (densidade e temperatura) um condensado de pions existe é ainda um problema que não foi resolvido completamente. Embora exista um acordo sobre a existencia do condensado, o ponto exato em que o condensado começa a existir é um ponto de controvérsia[71],[72],[73].

Mesmo que não ocorra a presença de um condensado de pions, o efeito de polarização do vácuo no caso de pions pode ser bastante pronunciado, e para calcula-lo seguiremos o tratamento dado em [73].

No processo que estamos estudando, a polarização do vácuo para os pions tem um efeito do seguinte tipo sobre o propagador do pion:

$$\frac{1}{(s - m_\pi^2)^2 + \Gamma_\pi^2} \rightarrow \frac{1}{(s - m_\pi^2 - \Pi(\omega, k))^2 + \Gamma_\pi^2} \quad (5.6)$$

No presente nível como estamos interessados basicamente em determinar a ordem de magnitude do efeito apenas, iremos desprezar a presença da temperatura. Todas as relações dadas a seguir estão no sistema de unidades em que $\hbar = c = m_\pi = 1$. Assim $\Pi(\omega, k)$ será [73]:

$$\Pi(\omega, k) = 2f^2 \Gamma_{\pi NN}(\omega, k) (k^2 - \omega^2) A_N(\omega, k) \quad (5.7)$$

Onde: $A_N(\omega, k) = \frac{p_F m_N}{\pi^2} \Phi(\omega, k)$; e $\Phi(\omega, k) = \Phi_1(\omega, k) + \Phi_1(-\omega, k)$

As funções $\Phi_1(\omega, k)$ são as conhecidas funções de Lindhard, m_N é a massa do nucleon no meio nuclear e p_F é o momento de Fermi. Como o nosso processo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$, é importante na região de ressonância, teremos $\frac{k}{\omega} \rightarrow 0$, onde ω é energia do pion e k o seu tri-momento (na ressonancia $k \approx 0$ e $\omega \approx m_\pi$).

Nesta aproximação teremos[73]:

$$\Pi(\omega, k) = f_{\pi N}^2 k^2 \frac{\rho}{m_N} \quad (5.8)$$

Onde $\rho = \frac{2p_F^3}{3\pi^2}$ e $m_N \approx 6,7$. Adotaremos conforme Raffelt e Seckel[61] $p_F \approx 300 MeV$

Obtivemos os seguintes resultados para a nossa integração numérica:

$T(\text{MeV})$	I_{num}
67,5	$0,7324.10^{10}$
80,9	$0,5118.10^9$
94,5	$0,1671.10^9$

Com esses resultados obtivemos as seguintes larguras de decaimento:

$$T = 67,5 \rightarrow \Gamma \leq 2,72.10^{-16} \text{ eV}$$

$$T = 80,9 \rightarrow \Gamma \leq 2,25.10^{-15} \text{ eV}$$

$$T = 94,5 \rightarrow \Gamma \leq 4,34.10^{-15} \text{ eV}$$

Vemos então que levar em conta o fenomeno de polarização do pion em nossos cálculos, forneceu-nos uma pequena alteração nas larguras obtidas. Isso porque o pico da ressonância do pion estará um pouco deslocado em relação ao caso sem polarização, e isto fará com que a estrela emita mais a uma temperatura mais baixa.

O caso analisado é uma simplificação do problema mais geral em que pode ocorrer condensação de pions. Conforme Raffelt e Seckel[61] assinalam, o que deve modificar realmente essas estimativas é que a possível absorção do pion pelo meio nuclear modifica em muito a sua largura de decaimento, sendo a possibilidade de absorção de um pion lento por um núcleo proporcional a $Im\Pi(\omega, k)$. Um tratamento detalhado desta quantidade está além dos objetivos do presente trabalho.

CAPITULO VI

CONCLUSÃO

Conforme já foi dito anteriormente, todo o nosso trabalho foi baseado no argumento de perda de energia estelar. Partimos da hipótese de que todas as partículas que estamos considerando tem interações muito fracas, podendo escapar livremente da estrela. Sempre consideramos nossas partículas no regime de escape livre (free streaming), porque os limites obtidos a partir desse regime são muito melhores que os limites experimentais ou vindos de outras áreas da física. O regime de aprisionamento em que ocorreria a difusão dessas partículas, nos fornece limites que em geral são bem piores que os limites experimentais.

Dessa maneira, consideramos sempre o processo geral $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow X$, onde X é um par qualquer das partículas que já foram consideradas neste trabalho, como estando no regime de escape livre. Nos baseamos sempre nesse mecanismo, porque as temperaturas encontradas no núcleo da Supernova são tais que esse mecanismo estará sempre próximo da região de ressonância do pion, e portanto haverá uma enorme taxa da reação $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow X$, e então podemos considerar toda a energia da estrela com sendo perdida na forma de partículas fracamente interagentes nas quais o π^0 pode eventualmente decair.

Começamos então considerando o processo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ como possível mecanismo de perda de energia para a SN1987A. Nesse processo, o neutrino que escapa livremente da estrela é um neutrino de mão direita. Obtivemos um limite superior em $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}) \leq (0,07 - 3,15).10^{-13}eV$, o qual é varias ordens de grandeza melhor que o experimental ($BR(\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}) \leq 8,3.10^{-7}$ [51]).

Analizamos com um pouco mais de detalhe a influência da temperatura nesse processo. Primeiro consideramos uma distribuição de temperaturas para a Supernova, para isso usamos o modelo de Turner [24] que nos fornece a temperatura em cada camada da estrela a partir de um nucleo de temperatura constante. O resultado obtido com esse modelo foi $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}) \leq 1,91.10^{-14}eV$. Em seguida foi considerado o efeito da temperatura na largura de decaimento do pion, de acordo com o trabalho de Contreras e Loewe [63]. O resultado obtido foi $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}) \leq 2,06.10^{-14}eV$. Note que esse efeito é diminuto, e portanto pode ser desprezado, esses dois resultados obtidos são quase uma ordem de grandeza melhores que os obtidos sem levar em conta o perfil de Turner quando a proto-

estrela de neutrons tiver uma temperatura inicial abaixo de 50 MeV.

Em seguida extendemos os resultados do processo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ para o processo $\pi^0 \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$, ou seja consideramos o π^0 decaindo em dois fotinos. Usando as larguras de decaimento para esse processo calculadas em [41] e [42], obtemos um limite inferior na massa do squark $\tilde{\geq}(2,32 - 5,92).10^3 GeV$ e um limite na massa do fotino, temos $m_{\tilde{\gamma}} \leq (0,05 - 0,67)MeV$. O limite que obtivemos para a massa do squark é varias ordens de grandeza melhor que o experimental ($m_{\tilde{0}} \geq 106 GeV$ [43]). Já o limite que obtivemos para a massa do fotino não é tão bom assim, isso porque os limites existentes atualmente prêve uma massa do fotino menor que 100 eV ou maior que 10 GeV [39],[54],[43]. O único mérito de nosso limite é talvez ser um limite obtido a partir de considerações astrofísicas.

Extendendo novamente o resultado de $\pi^0 \rightarrow$ escalar + pseudoescalar, obtivemos limite sobre a constante de acoplamento desses bósons escalares: $\alpha' \leq (1,28 - 8,23).10^{-14}$, que é um limite varias ordens de grandeza melhor que o obtido experimentalmente por Dobroliubov[47] ($\alpha' \leq 2,9.10^{-9}$).

Finalmente consideramos o processo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma A$ como mecanismo de perda de energia, e obtivemos um limite para a constante de acoplamento (g_A) do bóson A com férmions conhecidos. O limite que obtivemos foi $g_A \leq (1,07 - 5,33).10^{-7}$. Este limite é pelo menos duas ordens de grandeza melhor que o limite obtido por Dobroliubov[58], que utiliza para isso dados experimentais.

De todos os efeitos de densidade e temperatura que consideramos neste trabalho, nenhum apresentou uma influência grande sobre o processo que estamos considerando. Talvez o efeito que tenha uma grande influência sobre os processos que consideramos seja aquele assinalado por Raffelt e Seckel[61], em que o π^0 virtual poderia ser absorvido por um meio nuclear denso antes de decair, alterando assim sensivelmente a largura de decaimento do pion, e portanto a emissividade da estrela através desse processo. Esse é um problema profundo que foge aos objetivos deste trabalho. Pretendemos num estudo posterior tratar deste problema com grande detalhe.

BIBLIOGRAFIA

- 1) T. Swihart, *Astrophysics and Stellar Astronomy* (John Wiley 1968)
- 2) H. Y. Chiu , *Stellar Physics* (Blaisdell publish. comp.)(1967)
- 3) M. A. Rudermann; *Reports on Progress in Physics* vol. 28 (1965) 411, G.Gamow e M.Schoenberg, *Phys.Rev.*58(1940) 1117 e *Phys.Rev* 59(1941) 539.
- 4) A.G.W. Cameron; 1960 ,*Mem. Soc. R. Liege*,3,1.
- 5) S. Chandrasekhar; *Astrophys. J.* 74, 81 .
- 6) J. R. Wilson; 1982, *Proc. Univ. Illinois. Meeting on Numerical Astrophysics.*
- 7) S. l. Shapiro, S. A. Teukolsky; *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars. The Physics of Compact Objects.* (J. Wiley sons, 1983).
- 8) H. Bethe, G. Brown; *Scientific American* ,May (1985) (40).
- 9) H.Bethe, J. R. Wilson; *Astrophys. J.* 295:14-23 (1985).
- 10) A. Burrows, J.M.Lattimer; *Astrophys. J.* 307,178-196(1986).
- 11) K.Hirata et al.; *Phys. Rev. Lett.* 58(1987)1490 R.Bionta et al.; *Phys. Rev. Lett.* 58(1987)1494
- 12) J.Cooperstein; *Physics Reports* 163 (1988) 95-126
- 13) D.A.Dicus; *Phys. Rev. D* 6(1972) 941
- 14) Dicus et al.; *Astrophys. J.* 210 (1976) 481
- 15) M.S.Turner; *Phys. Rev. Lett.* 60 (1988) 1797
- 16) D.L.Tubbs, D.N.Schramm; *Astrophys. J.* 201 (1975),467
- 17) J.A.Griffols and E.Massó; *Nucl. Phys. B* 331 (1990) 244.
- 18) R.Mayle, J.R.Wilson and D.N.Schramm; *Nuovo Cimento* 9C (1986) 443
- 19) E.Fischbach et al.; *Physical Review D* 13, 6 (1976) 1523
- 20) G.Raffelt, 1990, What have we learned from SN1987A? Talk given at the DPF90 conference, Houston, Texas.
- 21) G.Raffelt and D.Seckel; *Phys. Rev. Let.* 60 (1988) 18, 1793.
- 22) J.Ellis,K.Olive,D.Schramm and G.Steigman; *Phys. Lett. B* 203(1988),188.
- 23) J.Ellis et al.; *Phys. Lett. B* 219(1989) 4, 515.
- 24) M.S.Turner; *Phys. Rev. Lett.*,60 (1988) 18,1797.
- 25) M.S.Turner,A.Burrows and M.T.Ressel, *Phys. Rev. D* 42 (1990) 10,3297.

- 26) G.Raffelt; Physics Reports, vol 198 (1990).
- 27) J.A.Griffols and E.Massó; Nucl. Phys. B 331 (1990) 244.
- 28) J.A.Griffols, E.Massó and T.G.Rizzo; Phys.Rev.D,42,10,3293-6 (1990)
- 29) K.J.F.Gaemers, R.Gandhi and J.M.Lattimer; Phys. Rev. D 40 (1989) 309.
- 30) A.Perez, R.Gandhi; Phys. Rev. D 41 (1990) 2374.
- 31) J.A.Grifols e E.Massó ,Report Cern-TH. 5632/90
- 32) R.Gandhi, A.Burrows,Phys.Lett.B 246,149 (1990)
- 33) R.Gandhi, A.Burrows, Phys.Lett.B 261,519(E) (1991).
- 34) M.S.Turner, Fermilab Pub.-91/136-A,(may 1991)
- 35) A.A.Natale, Phys.Lett.B258,227(1991)
- 36) G.Raffelt and D.Seckel,Phys.Rev.Lett. vol.67,19,2605
- 37) Particle Data Group, Review of particle physics, Phys.Lett.B170 (1986) 1.
- 38) J.A.Griffols, E.Massó,S.Peris, Phys.Lett.B220,591.
- 39) J.Ellis et al.,Phys.LettB215,404.
- 40) A.A.Natale, V.Pleitez, A.Tacla, Phys. Rev. D36 (1987) 3278.
- 41) M.I.Dobroliubov,A.Y.Ignatiev,V.A.Matev, Phys. Lett.B 192, (1987) 135.
- 42) M.Gaillard el al., Phys. Lett.B 123 (1983) 241.
- 43) Review of Particle Properties, Phys.Rev.D,vol.45,11 (1992).
- 44) P.Langacker, Phys.Rep. C72 (1981) 185.
- 45) P.Fayet, Phys.Lett.B69 (1977) 489 ; S.Weinberg, Phys. Rev.D26 (1982) 287.
- 46) J.Ellis et al., Nucl. Phys. B276 (1986) 14.
- 47) M.I.Dobroliubov, Mod. Phys. Lett.A, vol6,2,(1991) 143-149.
- 48) W.H.Press et al., Numerical Recipes (Cambridge University Press) pag.126.
- 49) G.P.Lepage, Journal Comp. Phys. 27,192 (1978).
- 50) M.I.Dobroliubov et al., JETP Lett. 46 (1987) 265; Nucl.Phys.B309 (1988) 655.
- 51) M.S.Atiya et al., Phys.Rev.Lett. 66(1991) 2189.
- 52) R.M.Barnett et al.,Nucl. Phys.B 267 (1986) 625.
- 53) J.W.F.Valle, Gauge Thories and The Physics of Neutrino Mass, Prog.Part.Nucl.Phys. 26,91 (1991).
- 54) J.Ellis et al., Nucl.Phys.B238 (1984) 453.

- 55) S.I.Bilinkov e M.I.Vysotskii, Sov.J.Nucl.Phys.52(1990)348.
- 56) G.Raffelt e G.D.Starmann, Phys.Rev.D.40 (1989) 948.
- 57) Itzykson e Zuber, Quantum Field Theory pag.550.
- 58) M.I.Dobroliubov, Sov.J.Nucl.Phys. 52(2) (1990) 352.
- 59) D.Grasso and M.Lusignoli, Phys.Lett.B 279 (1992) 161.
- 60) M.I.Dobroliubov, A.Yu.Ignatiev, Z.Phys.C,39,251-255 (1988)
- 61) G.Raffelt e D.Seckel, Phys.Rev.Lett. 67,19 (1991) 2605.
- 62) L.D.Landau and I.Ja.Pomeranchuk, Dokl. Akad. Nauk. SSSR 92, 535 (1953); 92, 735 (1953). Revisão mais recente em ingles: E.L.Feinberg and I.Ja.Pomeranchuk, Nuovo Cimento Suppl. 3,652 (1956).
- 63) C.Contreras and M.Loewe, Z.Phys.C,40,253-258 (1988); A.Gomez Nicola, Preprint Universidade Complutense 28040, Madrid,Spain (1992).
- 64) J.S.Bell and R.Jackiw, Nuovo Cimento 60A (1969) 47.
- 65) J.Steinberger, Phys. Rev. 76 (1949) 1180.
- 66) J.Pati e A.Salam, Phys.Rev.D10 (1974) 275 ; H.Fritzch e P.Minkowski, Nucl. Phys. B103 (1976) 61 ; R.N.Mohapatra e D.P.Sidhu, Phys.Rev.Lett.38(1977) 667.
- 67) Bi Pin-Zhen e J.Rafelski, Preprint Univ. Arizona AZPH-TH/92-04.
- 68) H.Itoyama e A.M.Muller, Nucl.Phys.B218(1983)349.
- 69) K.Sato e H.Sato,Prog.Theor.Phys. 54 (1975) 1564.
- 70) A.B.Migdal, Sov.Phys.JETP 34,1184 (1972).
- 71) W.Weise e G.E.Brown,Phys.Lett.B 48,4(1974) 297.
- 72) S.O.Backman e W.Weise, Phys.Lett.B 55,1(1975) 1.
- 73) A.B.Migdal et al.,Phys.Reports, vol.192 4-6 (1990).

æ

