



UNIVERSIDADE FEDERAL DE RORAIMA
PRÓ-REITORIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

LUZINETE VILANOVA DA SILVA GOMES

PROTO-ESTRELAS DE NÊUTRON COM RESSONÂNCIAS DELTA USANDO O
MODELO DE ZIMANYI-MOSZKOWSKI

Boa Vista

2010

LUZINETE VILANOVA DA SILVA GOMES

**PROTO-ESTRELAS DE NÊUTRON COM RESSONÂNCIAS DELTA USANDO O
MODELO DE ZIMANYI-MOSZKOWSKI**

Dissertação apresentada como pré-requisito para a conclusão do Curso de Mestrado em Física da Universidade Federal de Roraima, defendida em 17 de Dezembro de 2010 e avaliada pela seguinte banca examinadora:

Prof. Dr. José Carlos Teixeira de Oliveira
Orientador/ Departamento de Física–UFRR

Prof. Dr. Hilário Antônio Rodrigues
Gonçalves (CEFET–RJ)

Prof. Dr. Miguel Gustavo de Campos Batista
(Departamento de Física–UFRR)

*Dedico esta dissertação à minha mãe Aldenora Vilanova,
aos meus irmãos: Francy, Lindonete e Joaquim Vilanova,
aos meus filhos: Leandro Rubimar, Leomar Gomes, Hugo Rogério e Marcos,
ao meu esposo, Francisco Ribamar Gomes,
por nortear a minha vida nos momentos mais difíceis.
Grandes foram as lutas, maiores as vitórias.
Muitas vezes pensei que este momento nunca chegaria.
No entanto, Deus estava presente, na alegria e na tristeza,
fazendo da derrota uma vitória, da fraqueza uma força.
Não cheguei ao fim e sim ao início de uma longa caminhada.
Não há, pois, melhor definição para seu ato de amor,
nem melhor nome para chamá-lo que Pai!*

AGRADECIMENTOS

A Deus por mais essa vitória, pela coragem de não desistir e persistir sempre nos meus objetivos;

Ao meu orientador e amigo, Prof. Dr. José Carlos Teixeira de Oliveira (DFis–UFRR), pela assistência e incentivo na elaboração deste trabalho e por auxiliar-me no começo de minha vida científica;

Aos professores que participaram do exame de qualificação do Mestrado, Prof. Dr. Miguel Gustavo de Campos Batista (UFRR), Prof. Dr. Ijanílio Gabriel de Araújo (UFRR) e o Prof. Dr. Adriano Trindade de Barros (UFRR);

À Universidade Federal de Roraima pela oportunidade e apoio oferecido durante este curso;

Ao meu amigo e ex-professor Dr. Oscar Tintorer Delgado (DFis–UERR);

Aos meus colegas da primeira turma de mestrado, Antônio Leitão, João Ribamar e Chan Tat pela colaboração nas discussões durante todo o desenvolvimento deste trabalho e companheirismo;

Aos professores que ministraram as disciplinas do Mestrado, em especial ao Prof. Dr. Adriano Trindade de Barros e o Prof. Dr. Abel Dionízio Azeredo, sempre muito presentes em todos os momentos;

Aos meus filhos: Leandro Rubimar, Leomar e Hugo Rogério e ao meu esposo Francisco Ribamar Gomes pelo incentivo, compreensão e apoio. Enfim, aos meus amigos que conquistei durante esses dois anos de convívio e que permanecerá pelo resto da minha vida, só posso dizer muito obrigado.

RESUMO

No presente trabalho obtivemos a equação de estado para ser usada no estudo da estrutura de proto-estrelas de nêutron. Para tanto, adotamos o modelo de Zimanyi-Moszkowski numa aproximação de campo médio. Neste modelo a equação de estado consiste do octeto de bárions de spin 1/2 (n , p , Λ^0 , Σ^- , Σ^0 , Σ^+ , Ξ^- , Ξ^0) e das ressonâncias bariônicas de spin 3/2, representadas pela matéria de delta (Δ^- , Δ^0 , Δ^+ , Δ^{++}) e por Ω^- , no setor bariônico. Já no setor leptônico consideramos os elétrons, os múons e os correspondentes neutrinos aprisionados. Dessa forma, estudamos os efeitos dos neutrinos sobre a equação de estado nos instantes iniciais da formação de uma estrela de nêutron. Discutimos assim a estrutura da proto-estrela de nêutron incluindo as ressonâncias delta em sua composição, e comparamos os resultados na fase de resfriamento induzido pelo escape de neutrinos. A partir da equação de estado obtida com o referido modelo, resolvemos numericamente a equação TOV (Tolman-Oppenheimer-Volkoff) e assim obtivemos os valores da massa máxima, antes e após o resfriamento.

Palavras-chave: Proto-Estrelas de Nêutron; Estrelas de Nêutron; Ressonâncias Delta; Modelo de Walecka; Modelo de Zimanyi-Moszkowski; Aproximação de Campo Médio.

ABSTRACT

In the present work we obtained the equation of state to be used to study the structure of proto-neutron stars. To this end, we adopted the model of Zimanyi-Moszkowski in the mean field approximation. In this model the equation of state consists of the octet of baryons of spin $1/2$ (n , p , Λ^0 , Σ^- , Σ^0 , Σ^+ , Ξ^- , Ξ^0) and of the baryonic resonances of spin $3/2$, represented by the delta matter (Δ^- , Δ^0 , Δ^+ , Δ^{++}) and by Ω^- , in the baryonic sector. In the leptonic sector we consider the electrons, the muons and the trapped neutrinos. Thus, we studied the effects of the corresponding neutrinos on the equation of state during the initial formation of a neutron star. We discuss as well the structure of the proto-neutron star including the delta resonances in their composition, and compared the results at the cooling phase induced by escape of neutrinos. From the equation of state obtained with this model we solve numerically the equation TOV (Tolman-Oppenheimer-Volkoff) and so we obtained the values of the maximum mass, before and after cooling.

Keywords: Proto-Neutron Stars; Neutron Stars; Delta Resonances; Walecka Model; Zimanyi-Moszkowski Model; Mean Field Approximation.

SUMÁRIO

Lista de Figuras	
1 INTRODUÇÃO	12
2 EVOLUÇÃO ESTELAR	15
2.1 INTRODUÇÃO	15
2.2 O NASCIMENTO DAS ESTRELAS	15
2.3 NUCLEOSSÍNTESE ESTELAR	16
2.3.1 Ciclo Próton - Próton	17
2.3.2 Ciclo CNO	17
2.3.3 Ciclo Triplo- α	18
2.3.4 Ciclo da Queima do Carbono	19
2.4 O DIAGRAMA HR.....	20
2.4.1 Sequência Principal	20
2.4.2 Gigante Vermelha	21
2.4.3 Supergigante Vermelha	22
2.5 ESTÁGIO FINAL DAS ESTRELAS	22
2.5.1 As Estrelas Anãs Brancas	22
2.5.2 Supernovas	23
2.5.3 Estrelas de Nêutron.....	25
2.5.4 Buraco Negro	26

3	OS MODELOS DE WALECKA E DE ZIMANYI - MOSZKOWSKI.....	28
3.1	INTRODUÇÃO	28
3.2	O MODELO QHD-I.....	29
3.2.1	Aproximação de Campo Médio (ACM)	31
3.2.2	Equação de Estado (QHD-I)	33
3.3	O MODELO DE WALECKA NÃO-LINEAR	35
3.4	O MODELO QHD-II	37
3.4.1	A Lagrangeana QHD-II	37
3.4.2	Equação de Estado para o modelo QHD-II	40
3.5	O MODELO DE ZIMANYI-MOSZKOWSKI (ZM)	41
4	FORMAÇÃO DE RESSONÂNCIAS DELTA NA MATÉRIA ESTELAR ..	44
4.1	INTRODUÇÃO	44
4.2	RESSONÂNCIAS DELTA NA MATÉRIA ESTELAR USANDO O MODELO DE ZIMANYI-MOSZKOWSKI	45
4.2.1	A Densidade Lagrangeana em Campo Médio	46
4.2.2	As Equações de Movimento do Sistema	46
4.2.3	A Equação de Estado	47
4.2.4	As Massas Efetivas	48
5	FORMAÇÃO DE RESSONÂNCIAS DELTA EM PROTO-ESTRELAS DE NÊUTRON.....	55
5.1	INTRODUÇÃO	55
5.2	A EQUAÇÃO DE TOLMAN- OPPENHEIMER-VOLKOFF (TOV)	56
5.3	ESTRUTURA DE PROTO-ESTRELAS DE NÊUTRON COM RESSONÂNCIAS DELTA	58

6	CONCLUSÕES	67
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	69
	APÊNDICE A.....	72

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1	O Diagrama HR	21
Figura 2.2	Evolução Estelar	21
Figura 2.3	Nebulosa de Caranguejo	24
Figura 2.4	Curvas de Luz de Supernovas de Tipo I e II	24
Figura 2.5	Estrela de Nêutron	26
Figura 4.1	Limites estabelecidos para as constantes de acoplamento delta-mésons da Ref.(KOSOV, 1998).	52
Figura 4.2	Pressão em função da densidade para diferentes valores da constante de acoplamento $\Delta - \sigma$ e $\Delta - \omega$	52
Figura 4.3	População dos bárions e léptons em função da densidade para o caso de $\alpha = \beta = \gamma = 1.0$	53
Figura 4.4	População dos bárions e léptons em função da densidade para o caso de $\alpha = 0.6, \beta = 1.0, \gamma = 1.0$	54
Figura 5.1	Massa em função do raio de diferentes estrelas varrendo um intervalo de den-	

	<p> sidade central, mostrada para equações de estado com acoplamento universal ($\alpha = \beta = \gamma = 1.0$) e para aquelas indicadas na legenda 61 </p>
<p> Figura 5.2 Massa de estrelas com diferentes densidade central, em função da densidade central, para equações de estado com acoplamento universal ($\alpha = \beta = \gamma = 1.0$) e para aquelas indicadas na legenda 62 </p>	
<p> Figura 5.3 Distribuição de massa encerrada na camada de raio R para estrelas com den- sidade central $\rho_c = 2.0 \times 10^{15}(g/cm^3)$. O caso para o acoplamento universal é mostrado com linha cheia, e o caso ($\alpha = 0.6, \beta = 1.4, \gamma = 1.0$) é mostrado com linha tracejada 63 </p>	
<p> Figura 5.4 Distribuição de pressão em função do raio para estrelas com densidade central $\rho_c = 2.0 \times 10^{15}(g/cm^3)$. O caso para o acoplamento universal é mostrado com linha cheia, e o caso ($\alpha = 0.6, \beta = 1.4, \gamma = 1.0$) é mostrado com linha tracejada 64 </p>	
<p> Figura 5.5 Distribuição de densidade em função do raio para estrelas com densidade cen- tral $\rho_c = 2.0 \times 10^{15}(g/cm^3)$. O caso para o acoplamento universal é mostrado com linha cheia, e o caso ($\alpha = 0.6, \beta = 1.4, \gamma = 1.0$) é mostrado com linha tracejada 65 </p>	
<p> Figura 5.6 Distribuição de massa encerrada na camada de raio R para estrelas com den- sidade central $\rho_c = 2.0 \times 10^{15}(g/cm^3)$. O caso ($\alpha = 0.6, \beta = 1.0, \gamma = 1.0$) é mostrado em (a), e o caso ($\alpha = 0.6, \beta = 1.4, \gamma = 1.0$) é mostrado em (b) ... 66 </p>	

1 INTRODUÇÃO

Em 1932, após os nêutrons terem sido descobertos pelo físico inglês James Chadwick, a estrela de nêutron foi teoricamente prevista pelo físico soviético Lev Davidovich Landau (LANDAU, 1932). Em 1934, os astrônomos Walter Baade e Fritz Zwicky, em suas investigações sobre supernovas no Observatório Monte Wilson, Califórnia, propuseram que as estrelas de nêutron seriam formadas a partir da explosão de supernovas (BAADE, 1934). Para eles, estas estrelas seriam bastante densas, compactas, e muito mais ligadas gravitacionalmente do que as estrelas comuns.

Os primeiros cálculos de um modelo para a estrela de nêutron foram realizados, em 1939, por Tolman (TOLMAN, 1939) e Oppenheimer e Volkoff (OPPENHEIMER, 1939). Eles estimaram para a massa de uma estrela de nêutron o valor limite de $0.75 M_{Sol}$.

A idéia da estrela de nêutron ser um objeto compacto e de sua radiação térmica residual ser tão fraca para ser observada em distâncias astronômicas com telescópio ótico, levou a comunidade de astrônomos a ignorá-la por quase 30 anos.

Em Julho de 1967, um grupo de astrônomos de Cambridge, liderado por Anthony Hewish, detectaram, através de um rádio telescópio, os pulsos periódicos de ondas de rádio emitidos por objetos astronômicos (HEWISH, 1968). Estas fontes de rádio foram assim chamadas de pulsares. Por esta descoberta Anthony Hewish recebeu o prêmio Nobel em 1974.

Em Maio de 1968, Gold (GOLD, 1968) sugeriu, em seu trabalho intitulado: "Estrelas de Nêutron Girantes como a Origem das Fontes de Rádio Pulsantes", que os pulsares eram estrelas de nêutron que giravam rapidamente, e isto é geralmente aceito hoje.

As descobertas dos pulsares de Caranguejo e Vela, em 1968, os quais estão situados em posições que os caracterizam como remanescentes da região central de supernovas, forneceram evidências de que as estrelas de nêutron são formadas a partir da explosão de supernovas. A

Nebulosa de Caranguejo, por exemplo, é a remanescente do material ejetado na explosão de supernova observada pelos astrônomos chineses no ano de 1054 (SHAPIRO, 1983).

Resumindo, desde a descoberta dos pulsares Caranguejo e Vela, outros 250 foram descobertos ao longo dos anos 70. Hoje, o número total de pulsares catalogados chega a 1864 (MANCHESTER, 2009).

Um estudo da formação de estrelas de nêutron em explosões de supernova utilizando uma equação de estado que descreve a fase hadrônica de forma menos fenomenológica utilizando uma descrição para as interações hadrônicas foi levada a efeito mais recentemente (GONÇALVES, 1995; CHIAPPARINI, 1996).

Neste estudo da matéria hadrônica consideramos o modelo de Zimanyi-Moszkowski, com o objetivo de discutir a matéria estelar altamente densa, no contexto quântico relativístico e dentro da aproximação de campo médio (ZIMANYI, 1990). A proposta original, geralmente referida na literatura como Hadrodinâmica Quântica, QHD (Quantum HadroDynamics) resulta num tratamento renormalizável para o sistema de muitos corpos, incluindo de forma explícita os graus de liberdade nucleônicos e mesônicos (WALECKA, 1974). Recentes aplicações desta teoria em sítios astrofísicos de matéria hadrônica densa incorporaram explicitamente graus de liberdade de ressonâncias bariônicas de massas superiores a dos núcleons. Entretanto, a extensão da teoria de forma a incluir os campos bariônicos correspondentes a ressonâncias mais pesadas ficaram restritas à hipótese simplificadora de que os acoplamentos das ressonâncias incluídas com os campos mesônicos seriam os mesmos que aqueles utilizados para os núcleons (GLENDENNING, 1997; PRAKASH, 1997; GRYNBERG, 2000).

A contribuição original deste trabalho consiste na eliminação da hipótese simplificadora sobre as constantes de acoplamento das ressonâncias bariônicas e campos mesônicos, discutindo os efeitos da variação destas constantes sobre a equação de estado da matéria estelar. Em seguida, discutimos também as implicações sobre a determinação da estrutura e massas das proto-estrelas e das estrelas de nêutron, decorrentes das mudanças dos acoplamentos das ressonâncias com os campos mesônicos da teoria que estabelece a equação de estado. Motivados pelas recentes indicações da formação de matéria hadrônica densa, rica em ressonâncias delta, em experimentos de colisão de íons pesados à energias relativísticas (HJORT, 1997; HOFMANN, 1995; HONG, 1997; EHEHALT, 1993), tomamos esta ressonância bariônica como protótipo para a variação dos acoplamentos de ressonâncias bariônicas com os campos

mesônicos.

O presente trabalho segue a seguinte estrutura: No primeiro capítulo, como vimos, fazemos uma introdução ao tema abordado.

No segundo capítulo, descrevemos a evolução estelar.

No terceiro capítulo, apresentamos os modelos de Walecka e de Zimanyi-Moszkowski, mostrando de que maneira os mesmos podem ser aplicados na obtenção de uma equação de estado para a matéria hadrônica.

Como contribuições originais do presente trabalho, no quarto capítulo estabelecemos a equação de estado para o condensado hadrônico incluindo as ressonâncias delta no sistema, e no quinto capítulo fazemos a aplicação desta equação de estado para a determinação da estrutura das estrelas de nêutron, antes e após o resfriamento (induzido pelo escape de neutrinos).

Finalmente, no sexto capítulo, apresentamos as conclusões.

2 EVOLUÇÃO ESTELAR

2.1 INTRODUÇÃO

A formação de uma estrela ocorre a partir de uma região densa e opaca do meio interestelar composta basicamente de hidrogênio. Esta região pode atingir dimensões gigantescas, da ordem de massa $10^7 M_{Sol}$, com temperaturas muito baixas da ordem de 10K, podendo haver regiões de maior temperatura da ordem de 2000K (MARRANGHELLO, 2000). O meio interestelar, usualmente rico em gás e poeira cósmica, é um local propício para o nascimento de novas estrelas e é para onde retornam todos os elementos que constituem uma estrela velha massiva, ao explodir. Os gases e poeiras interestelares podem se aglomerar em nuvens ou nebulosas dependendo da concentração (MOURÃO, 1984; KEPLER, 2004). As flutuações na densidade que ocorrem freqüentemente no interior dessas nuvens, funcionam como centros ou glóbulos que atraem gravitacionalmente a matéria vizinha. Havendo densidade suficiente, essa região central atrai cada vez mais a matéria para a sua volta, reforçando o campo gravitacional, que por sua vez, obriga a matéria contida nos glóbulos a se concentrar sempre mais. (www.cdcc.usp.br/cda/).

2.2 O NASCIMENTO DAS ESTRELAS

O nascimento de uma estrela se dá quando parte de uma nebulosa entra em colapso gravitacional, formando em seu interior uma condensação central que libera energia gravitacional em forma de radiação. Essa condensação provoca um aumento na temperatura e na densidade até que o equilíbrio seja atingido. A essa altura, a estrela, chamada de proto-estrela, continua se contraindo por bilhões de anos quando então a temperatura no seu centro atinge milhões de Kelvin (ALMEIDA, 2008). Ao atingir essa temperatura, têm início as reações termonucleares, transformando hidrogênio em hélio, liberando energia no espaço sob a forma de

radiação. A quantidade de energia eletromagnética liberada é expressa pela equação de Einstein: $E = mc^2$, cuja produção depende da quantidade de átomos de hidrogênio existente na estrela durante a sua formação (MARTINS, 2002). As estrelas quando começam a converter hidrogênio em hélio encontra-se na seqüência principal (Ver Fig.2.1), fase essa na qual ela passa a maior parte de sua existência (ALMEIDA, 2008).

Assim que o hidrogênio se exaure no núcleo, a estrela vai evoluindo rapidamente saindo da seqüência principal para seu estágio final que, dependendo de sua massa, pode encaminhar-se para uma Gigante Vermelha, uma Supergigante Vermelha, uma Anã Branca, uma Estrela de Nêutron ou um Buraco Negro (Ver Fig.2.2). Durante a existência da estrela a quantidade de hidrogênio diminui consideravelmente e quando o hélio alcança 12% da massa total, suas propriedades fundamentais, ou seja, a composição química, a luminosidade, a temperatura, a pressão e o raio da estrela começam a mudar (KEPLER, 2004). O fator responsável por estas mudanças são as reações termonucleares.

2.3 NUCLEOSSÍNTESE ESTELAR

Quando todo o hidrogênio do interior da estrela é consumido começa o processo da queima do hélio em carbono. Depois que todo seu elemento se exaure sua temperatura aumenta atingindo a ordem de 100 milhões de Kelvin (KEPLER, 2004), o suficiente para iniciar o processo da queima dos próximos elementos, ou seja, a conversão do carbono em oxigênio, neônio e magnésio (MOURÃO, 1984). Estas reações continuam até que finalmente no interior da estrela é formado um núcleo de ferro, sendo esse o elemento mais estável, com isto a fonte de energia nuclear se esgota ocorrendo então o colapso gravitacional, ou seja, a estrela segue para o estágio final de sua trajetória. Somente estrelas com massas superiores a $8 M_{Sol}$ conseguem produzir o ferro em suas reações de fusão nuclear e as menos massivas de até $4 M_{Sol}$ terminam como Anãs Brancas. Quando a temperatura no interior das estrelas é muito alta, torna-se suficiente para manter a fusão nuclear de elementos leves (KEPLER, 2004).

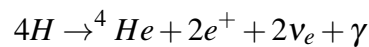
São consideradas reações nucleares quando somente conseguimos transmutar um elemento químico em outro. As reações causam a liberação de energia proveniente da massa do núcleo, onde a energia liberada neste processo é equivalente à diferença de massa, que é muito menor que a massa total do núcleo (KEPLER, 2004). Sendo que, a transmutação de um elemento em outro por fusão nuclear causa mudanças significativas na estrutura de uma estrela.

2.3.1 Ciclo Próton - Próton

As reações nucleares liberam energia pelo processo de fusão nuclear proveniente da massa dos núcleos envolvidos. Supondo-se que a energia total liberada do núcleo da estrela fosse de Mc^2 , essa energia somente seria irradiada se a estrela fosse totalmente aniquilada, mas isso não ocorre. Sendo assim, temos que considerar que as reações nucleares transmutam um elemento químico em outro.

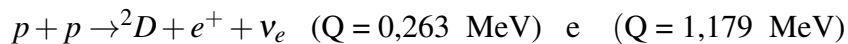
Nesses processos envolvidos, a liberação da energia é equivalente à diferença de sua massa, sendo por sua vez muito menor que o total da massa dos núcleons envolvidos. Para o hidrogênio, por exemplo, transmutar em ferro, a diferença de massa é da ordem de oito milésimos da massa dos núcleons no processo.

O ciclo próton - próton é para temperaturas da ordem de $T \simeq 8 \times 10^6$ K, e o resultado final da transmutação do hidrogênio em hélio é dado por:



A diferença de energia de ligação é da ordem de $\Delta mc^2 = 26,731$ MeV, que corresponde a um defeito de massa de 0,71% (KEPLER, 2004).

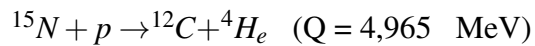
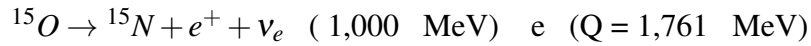
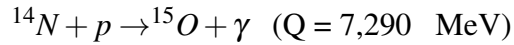
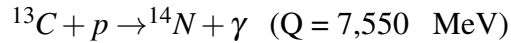
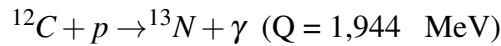
As reações do ciclo p-p se dão por:



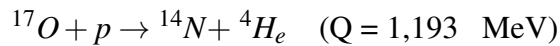
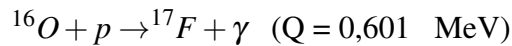
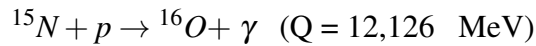
O ciclo p-p é responsável por 98% da taxa de geração de energia no modelo padrão do Sol.

2.3.2 Ciclo CNO

O ciclo CNO domina a queima do hidrogênio para estrelas com massa maior que $1,2 M_{Sol}$, usando o C e N como catalisadores, e a temperatura também é da ordem de $T_c \geq 18 \times 10^6$ K.



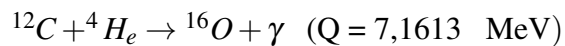
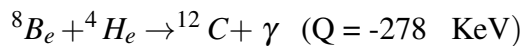
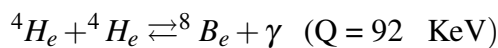
ou, com menor probabilidade, temos:



2.3.3 Ciclo Triplo- α

O físico americano Edwin Ernest Salpeter (1924–) propôs a reação triplo- α com a finalidade de fundir três núcleos de hélio (partícula α) em um núcleo de carbono. No núcleo de carbono existe uma ressonância de 7,65 MeV acima do estado fundamental, permitindo que essa reação ocorra de forma significativa, conforme prevista anteriormente por Sir Fred Hoyle (1915 – 2001) comprovada posteriormente para temperatura acima de $T_c \geq 10^8 \text{ K}$ (KEPLER, 2004).

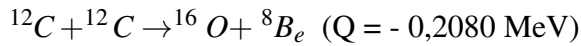
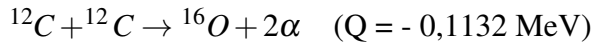
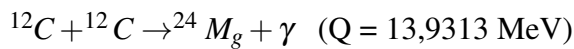
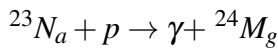
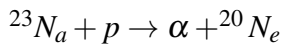
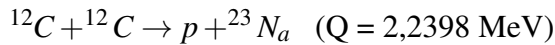
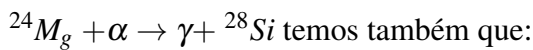
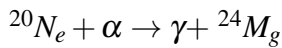
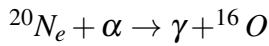
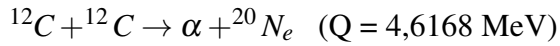
O ciclo triplo- α é dado por:



O decaimento do ^8Be em $2 \ ^4\text{He}$ se dá em um tempo de vida médio de $\tau = 2,6 \times 10^{-6} \text{ s}$.

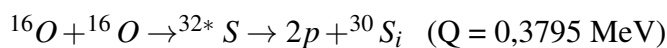
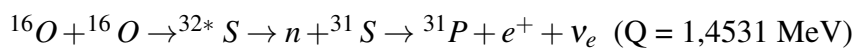
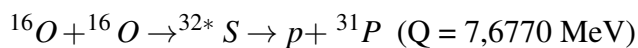
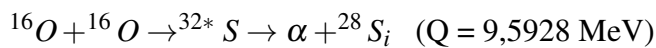
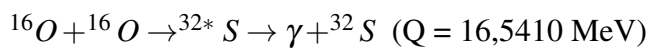
2.3.4 Ciclo da Queima do Carbono

A queima do carbono se dá para estrelas acima de $10 M_{Sol}$, quando a temperatura central da estrela atinge $T \approx 5 - 10 \times 10^8$ K:

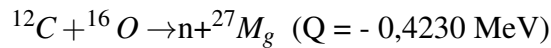
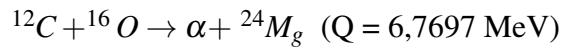
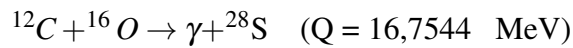


Para temperaturas entre $0,8 \times 10^9 \text{ K} \leq T \leq 1,0 \times 10^9 \text{ K}$ a queima do carbono se dá em equilíbrio hidrostático. Para escala hidrodinâmica a temperatura tem de ser da ordem de $T \approx 2 \times 10^9 \text{ K}$ para ocorrer a queima. Quando o material está todo queimado, ele expande e esfria, causando o interrrupimento das reações termonucleares.

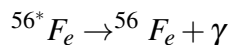
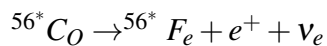
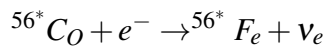
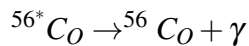
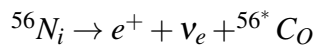
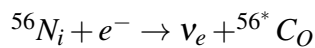
Para $T = 1 - 2 \times 10^8$ K:



Para $T = 3,4 - 3,7 \times 10^9$ K:



Para $T \geq 5 \times 10^9 \text{ K}$, temos:



A nucleossíntese dos elementos químicos até o grupo do Fe, como foi visto, tem a sua origem determinada pelas reações termonucleares presentes no interior estelar. Contudo, a fusão do Fe é inviável por causa da elevada barreira coulombiana a ser vencida, o que exigiria temperaturas superiores a $5 \times 10^9 \text{ K}$ para a matéria estelar. Entretanto, frente a temperaturas tão elevadas, o mais provável é a fotodesintegração dos núcleos do que a fusão.

2.4 O DIAGRAMA HR.

2.4.1 Sequência Principal

Em 1911, o astrônomo Ejnar Hertzsprung (1873-1967) analisando os dados para dois aglomerados de estrelas distintos chamados de Híades e as Plêiades, tratando-os como amostras, procurou uma relação entre as cores e o brilho intrínseco das estrelas. Hertzsprung constatou que a maioria das estrelas em cada aglomerado enquadrava-se ao longo de uma estreita faixa na diagonal, e passou a ser chamado diagrama de Hertzsprung. O seu método foi logo ampliado para outras duas classes de estrelas fora do aglomerado (FERRIS, 1990).

Em 1914, Walter Adams e Arnold Kohlschutter descobriram que as intensidades das raias espectrais estelares sugeriam a magnitude absoluta das estrelas pelas suas cores. Logo

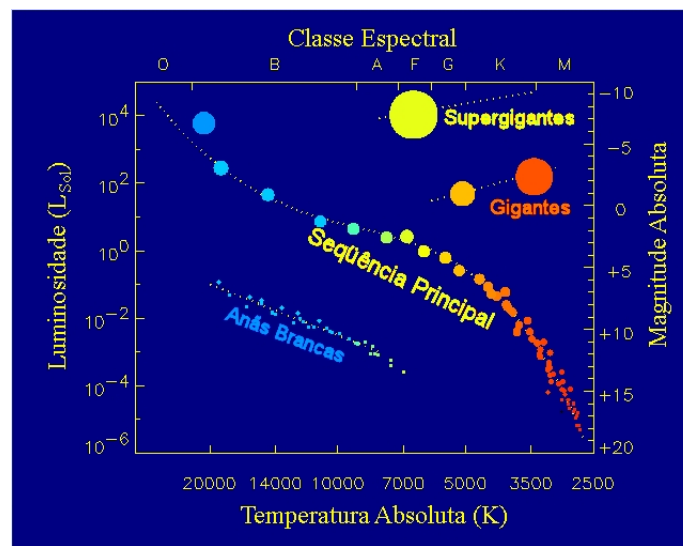


Figura 2.1: O Diagrama HR. Fonte: www.univap.br/astrofísica 2009

em seguida, Henry Norris Russell (1877-1957) fazendo um trabalho distinto ao de Hertzsprung chegou a mesma conclusão, descobrindo que a maioria das estrelas ficava numa zona estreita e inclinada-o tronco da árvore de estrelas. Esse “tronco” logo passou a ser chamado de “seqüência principal” e nela estão 80 a 90% das estrelas visíveis. Do lado direito da seqüência principal estão as estrelas vermelhas mais brilhantes: as gigantes vermelhas e, do lado esquerdo: as anãs, que vão do azul ao branco (FERRIS, 1990).

Em 1915, Annie Jump Cannon (1863-1941) percebeu que as estrelas podiam ser agrupadas em algumas classes espectrais distintas. Esse sistema de classificação era feita pela cor das estrelas, que partia das estrelas brancas (O), passando pelas estrelas amarelas (G), como o Sol, chegando até as estrelas vermelhas (M). Depois de muitas tentativas, Cannon nomeou as classes pelas letras: O, B, A, F, G, K e M. Segundo Cannon, as classes das estrelas eram devido à extraordinária variedade das mesmas (FERRIS, 1990).

A estrela entra na seqüência principal quando inicia o processo de fusão do hidrogênio em hélio em seu interior, a média de sua densidade é de 1g/cm^3 e a temperatura no núcleo é da ordem de 10^6K , quando então as reações termonucleares começam a transformar a sua energia em energia nuclear (JACOBSEN, 2007).

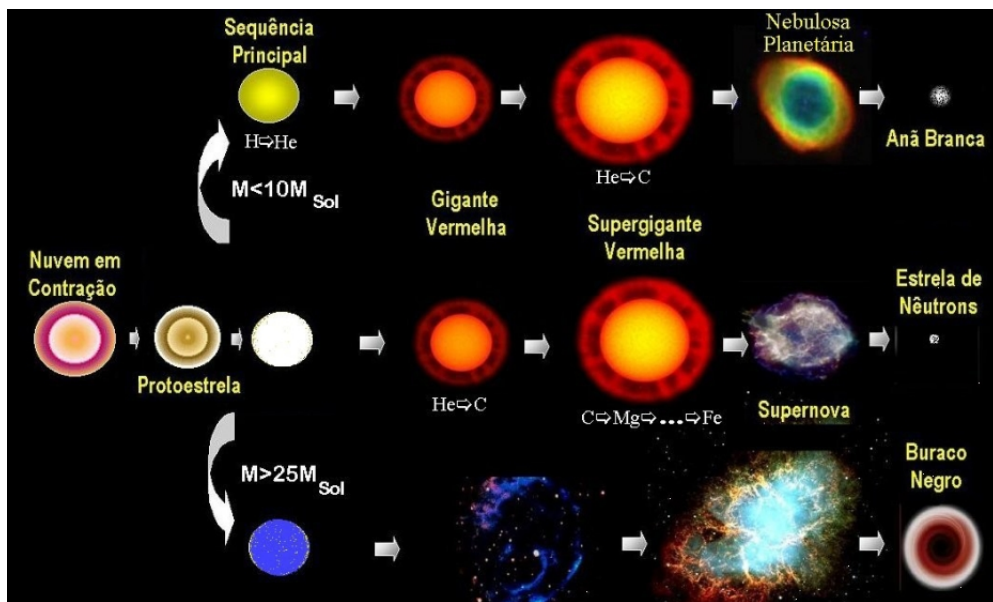


Figura 2.2: Evolução Estelar. Fonte: www.univap.br/astrofisica 2009

2.4.2 Gigante Vermelha

Quando o hidrogênio central da estrela é exaurido, o que equivale cerca de 10 a 15% de sua massa total (limite de Schenberg-Chandrasekhar), ela sai da seqüência principal, mas continua queimando o hidrogênio em torno de seu núcleo. Mas, como o núcleo perdeu a sua fonte de energia, contrai-se pela presença da força gravitacional tornando-se mais denso e quente. À medida em que o tempo passa, o núcleo de He continua a colapsar e esquentar. O excesso de energia leva a um aumento na luminosidade e no volume da estrela (BARBUY, 1983).

Assim, as gigantes vermelhas são formadas quando a luminosidade da estrela aumenta de modo que uma maior área de superfície se torna necessária para irradiar energia no espaço. Neste estágio, a temperatura da estrela é da ordem de 100 milhões de Kelvin, o suficiente para converter o núcleo de hélio em carbono através da sua reação (queima). Em sucessivos estágios de sintetização a estrela converte carbono em oxigênio, neônio e magnésio, com cada elemento criando a sua própria esfera concêntrica de diferentes temperaturas (MOURÃO, 1984).

Neste período de nucleossíntese, a estrela desloca-se no diagrama HR da esquerda para a direita, e permanecerá por vários outros estágios evolutivos (MOURÃO, 1984).

2.4.3 Supergigante Vermelha

Uma estrela supergigante vermelha é uma enorme bola de gás com uma temperatura superficial da ordem de 3000 K, onde os átomos se combinam para formar o carbono e outros elementos mais pesados até chegar finalmente ao ferro. Quando os átomos no centro da estrela transformam-se em ferro, o combustível da estrela se esgota levando a sua morte. Quando elas morrem, explodem como supernovas. A Supergigante Vermelha está entre as estrelas mais luminosas e menos maciças, encontrando-se no canto superior direito do diagrama de Hertzsprung-Russell. Sua massa está compreendida entre 10-50 M_{Sol} . Nesta fase, ela se expande a um tamanho enorme, seu raio podendo atingir 400 vezes o raio do Sol, e sua luminosidade, cerca de $10^4 L_{Sol}$. Como exemplo de estrelas supergigantes, temos: Betelgeuse e Antares (KEPLER, 2004).

2.5 ESTÁGIO FINAL DAS ESTRELAS

2.5.1 As Estrelas Anãs Brancas

Em 1932, o físico russo Lev D. Landau (1908-1968), previu um limite de massa para as estrelas anãs brancas. Da evolução estelar, sabemos que a massa é o parâmetro crítico que permite estabelecer tanto a seqüência evolutiva quanto o ponto final da vida ativa de uma estrela.

Para estrelas de baixa massa, após ejetar sua nebulosa planetária, ela continua a se contrair. A queima nas camadas de hélio e de hidrogênio pode continuar, mas o seu núcleo torna-se cada vez mais degenerado. Nas estrelas como o Sol, a pressão de degenerescência torna-se a força dominante, e o colapso pára definitivamente. Uma vez que a estrela não mais se contrai e sua densidade sendo aproximadamente constante, as anãs brancas de uma dada massa terão um raio constante.

A pressão de uma gás degenerado não-relativístico é dado por $p \propto \rho^{5/3}$, enquanto que se os férmions (elétrons, nêutrons, etc) tornam-se relativísticos teremos $p \propto \rho^{4/3}$. O fato de mudar a dependência com a densidade ρ , impõem-se um limite superior à massa da estrela. Esta massa limite é chamada massa de Chandrasekhar (BARBUY, 1983).

Em 1939, o físico indiano Subrahmanyan Chandrasekhar (1910-1995) conseguiu obter através de modelos que descreviam a estrutura das estrelas anãs brancas, que sua maior massa

possível seria da ordem de $1.44 M_{Sol}$, hoje conhecido como o limite de massa de Chandrasekhar (KEPLER, 2004).

2.5.2 Supernovas

Supernova é o fenômeno onde uma estrela maciça explode ejetando a maior parte de sua massa no espaço interestelar. Nessa explosão, ela se torna tão brilhante quanto uma galáxia, por vários dias. Acredita-se que a explosão de uma supernova representa o fim da vida de várias estrelas. Durante a explosão uma quantidade de massa entre 1-10 M_{Sol} é ejetada no espaço numa velocidade da ordem de dez por cento da velocidade da luz.

Sabe-se que os elementos mais pesados que o ferro são sintetizados durante as explosões de supernovas, uma vez que tais elementos não são produzidos por fusão termonuclear no núcleo estelar devido à barreira coulombiana. Algumas supernovas podem produzir remanescentes compactos como estrelas de nêutron e até mesmo buracos negros, dependendo de sua massa inicial. (ALMEIDA, 2008).

De acordo com a classificação proposta em 1941 por Rudolph L. B. Minkowski (1895-1976) as supernovas são classificadas em dois tipos principais: as do Tipo I e do Tipo II:

1. Tipo I: É caracterizado pela ausência de hidrogênio em seu espectro e é dividido nos seguintes subtipos:

a) Tipo Ia: São em geral explosões de estrelas muito antigas, seu tempo estimado de vida é da ordem de 10^9 anos e por outro lado tem baixa massa, algo em torno de até $8 M_{Sol}$. Uma supernova deste tipo ocorre em sistemas binários, onde uma anã branca acreta a massa da estrela secundária superando o limite de massa de Chandrasekhar e explode em uma reação termonuclear. A reação ocorre quando a queima de seu carbono e oxigênio é disparada, produzindo elementos mais próximos do ferro.

b) Tipo Ib: São caracterizadas por estrelas novas e muito maciças que colapsam com as reações nucleares devido à força gravitacional.

c) Tipo Ic: Tem um espectro semelhante ao Tipo Ib, mas sem as linhas proeminentes de hélio.

2. Tipo II: É definida pelo fato de que exibem linhas de hidrogênio em seu espectro.

Estas supernovas ocorrem devido ao colapso gravitacional do caroço de estrelas no intervalo entre $10\text{-}30 M_{Sol}$. Este tipo de supernova ocorre quando uma estrela de grande massa passa por um estágio final de uma grande perda de massa. Neste caso as camadas mais externas são ejetadas após o processo de inversão do colapso.

Em 1054, a Nebulosa do Caranguejo foi observada pela primeira vez por astrônomos chineses depois de uma explosão de supernova tipo II. Ela é composta basicamente das partes exteriores de uma supergigante vermelha que explodiu após queimar todo seu combustível. A nebulosa formada com a explosão está ainda em expansão no meio interestelar com uma velocidade em torno de milhares de quilômetros por segundo. No interior dessa nebulosa existe uma estrela de nêutron, que é o núcleo central da estrela que explodiu.



Figura 2.3: Nebulosa de Caranguejo. Fonte: NASA,2009

As supernovas tipo I são pobres em hidrogênio e têm queda de luminosidade mais acentuada, enquanto que as supernovas tipo II possuem grande quantidade de hidrogênio e sua luminosidade cai de forma mais suave, conforme a Figura 2.4.

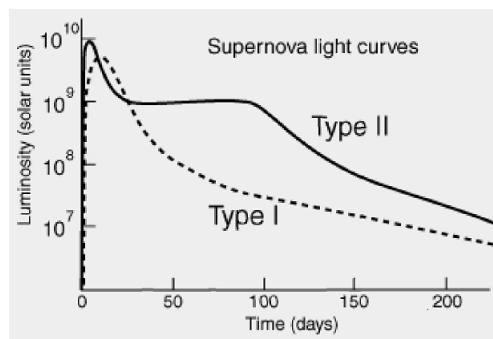


Figura 2.4: Curvas de Luz de Supernovas de Tipo I e II - Fonte: ALMEIDA, 2008

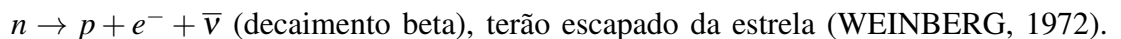
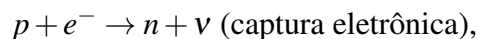
2.5.3 Estrelas de Nêutron

Quando uma estrela queima todo o seu combustível termonuclear, ela pode se tornar uma estrela de nêutron, dependendo de sua massa inicial. Acredita-se que a massa inicial de uma estrela desse tipo seja suficientemente elevada para assegurar a formação de um núcleo de ferro de massa superior a $1.44 M_{Sol}$ (Limite de massa de Chandrasekhar).

Exaurindo o suprimento de combustível termonuclear, a força gravitacional torna-se forte demais para ser mantida pela pressão do gás estelar. Em linhas gerais, a estrela colapsa violentamente, até que, em densidades bem elevadas, os elétrons e os prótons se combinam para formar um gás de nêutrons degenerado. Se a pressão de degenerescência dos nêutrons for suficiente para paralisar o colapso, dá-se então a formação de uma estrela de nêutron (OLIVEIRA, 2000). A estrela de nêutron, então, se forma a partir do núcleo da estrela em colapso. Quando uma estrela entra em colapso, uma enorme quantidade de energia, sob a forma de raios-X, raios gama e neutrinos, é liberada repentinamente; essa energia ajuda a ejetar o envoltório exterior da estrela, já grandemente enriquecido pela nucleossíntese, numa violenta explosão de supernova (OLIVEIRA, 2000), restando um carvão (proto-estrela de nêutron).

As estrelas liberam uma considerável quantidade de massa durante o curso de sua evolução, e acredita-se que estrelas cuja a massa inicial estejam num intervalo entre $8-25 M_{Sol}$ podem se transformar em estrelas de nêutron (GLENDENNING, 1997).

Os neutrinos desempenham um papel muito importante no processo de esfriamento da estrela de nêutron: ao escaparem dela, carregam energia suficiente para que a estrela de nêutron se torne fria na escala nuclear (energia térmica por bárion muito menor que 1 Mev). Idealmente, ela estará no estado de mais baixa energia, e os neutrinos produzidos pelas reações, tais como:



Uma estrela de nêutron nasce muito quente, com temperatura da ordem de 10^{10}K , mais esfria rapidamente, alcançando 10^8K em um mês (GLENDENNING, 1997).

Uma outra característica das estrelas de nêutron é o fato de que elas possuem intensos campos magnéticos. Toda estrela possui um campo magnético, em geral fraco. No entanto, quando o núcleo de uma estrela é comprimido até atingir o estágio de uma estrela de nêutron,

o fraco campo magnético é, também, comprimido. As linhas de campo se adensam, tornando o campo magnético muito intenso (KEPLER, 2004).

As estrelas de nêutron apresentam uma relação de proporção inversa entre massa e raio. Quanto maior a massa da estrela de nêutron, menor seu raio. Seu tamanho extremamente pequeno, da ordem de 10 km de raio, implica que elas giram muito rápido devido à conservação de momento angular (KEPLER, 2004).

A estrela de nêutron é basicamente formada por nêutrons, possuindo uma densidade aproximadamente igual à dos núcleos ordinários $\sim 10^{14} g/cm^3$. Por esta razão, ela foi batizada de estrela de nêutron e lembra, muito apropriadamente, um núcleo supergigante, de dimensões astronômicas (CHUNG, 2000).

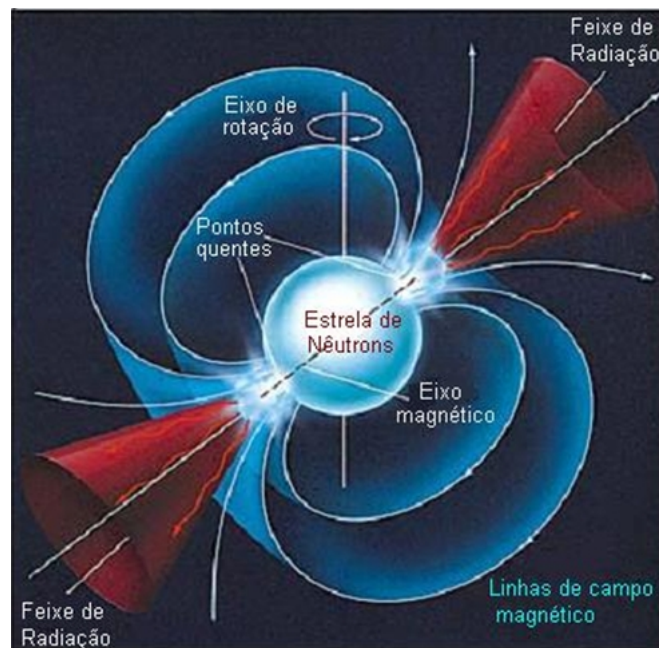


Figura 2.5: Estrela de Nêutron. Fonte: GLENDENNING, 1997

A estrela de nêutron, no centro da Nebulosa do Caranguejo, possui um núcleo atômico imenso, girando trinta vezes por segundo. Seu intenso campo magnético, ampliado durante o colapso, atrai partículas carregadas, tanto quanto o campo magnético muito menor de Júpiter. Os elétrons, nesse campo magnético rotatório, emitem radiação não somente na frequência de rádio, mas também em raio-X, e, em alguns casos, na faixa ótica. Se acontecer da Terra estar em uma direção radial em relação à estrela, um pulso de radiação será observado a cada rotação da estrela. Esta é a razão de ser chamada de pulsar (SAGAN, 1983).

2.5.4 Buraco Negro

Se a massa do caroço remanescente de uma explosão de supernova for maior que o limite de massa para a estrela de nêutron, ele deverá reimplodir dando origem a um buraco negro (GONÇALVES, 1995).

Um Buraco Negro tem velocidade de escape igual a c (velocidade da luz), já que nem a luz escapa dele, e nada pode ter velocidade superior à da luz. Logo,

$$v_{esc} = \sqrt{2GM/R} = c,$$

onde o raio R é chamado de raio de Schwarzschild, ou raio do horizonte de eventos, dado por:

$$R_{Schw} = 2GM/c^2.$$

Em 1916, Karl Schwarzschild (1873-1916) resolveu as equações da Relatividade Geral de Albert Einstein (1879-1955) e derivou corretamente o raio do horizonte de eventos, isto é, o tamanho da região, em volta da singularidade, da qual nada escapa (KEPLER, 2004).

Devido à forte atração gravitacional do buraco negro, nada consegue escapar dele, e a captura da luz impede a sua detecção visual.

3 OS MODELOS DE WALECKA E DE ZIMANYI - MOSZKOWSKI

3.1 INTRODUÇÃO

John Dirk Walecka, em 1974, propôs a Hadrodinâmica Quântica, conhecida na literatura como QHD (Quantum HadroDynamics), com a finalidade de descrever a matéria nuclear densa. A QHD é uma teoria relativística que leva em conta os graus de liberdade bariônico e mesônico (WALECKA, 1974). Neste caso, os bárions interagem entre si através da troca dos mésons σ e ω .

Vamos agora apresentar uma introdução à QHD, mostrando de que maneira podemos aplicar este formalismo na obtenção de uma equação de estado relativística para o estado fundamental da matéria hadrônica, ou seja, à temperatura zero. Em seguida, abordaremos o modelo de Zimanyi-Moszkowski com acoplamento escalar derivativo.

Na literatura existem dois modelos de QHD chamados de QHD-I e QHD-II dependendo dos campos hadrônicos considerados, como é visto na Tabela 3.1.

Neste trabalho utilizamos o sistema natural de unidades $\hbar = c = 1$, e as notações usadas por Bjorken e Drell (BJORKEN, 1965), descritos no Apêndice A.

	Campos	Spin	Isospin	Partículas	Massa
O Modelo QHD-I	Ψ	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	núcleon	m_N
	σ	0	0	méson escalar neutro σ	m_σ
	ω_μ	1	0	méson vetorial neutro ω	m_ω
O Modelo QHD-II	π	0	1	méson pseudoescalar carregado π	m_π
	ρ_μ	1	1	méson vetorial carregado ρ	m_ρ

Tabela 3.1: Campos para o Modelo QHD

3.2 O MODELO QHD-I

Neste modelo podemos escrever a densidade lagrangeana tendo como graus de liberdade fundamentais o campo bariônico ψ e os campos mesônicos: escalar σ e vetorial ω_μ . Sendo que, o campo escalar σ é introduzido para descrever a parte atrativa entre os núcleons, enquanto que o campo vetorial ω_μ descreve a parte repulsiva. A inclusão dos campos σ e ω_μ é suficiente para reproduzir a curva de saturação da energia de ligação nuclear observada experimentalmente. Nesta teoria os campos hadrônicos são fundamentais, ou seja, as partículas descritas por eles não possuem estrutura interna.

A interação entre os núcleons é descrita pelo acoplamento do campo bariônico Ψ com os campos mesônicos ω_μ e σ , sendo representada pelos termos $g_\omega \bar{\Psi} \gamma_\mu \Psi \omega^\mu$ e $g_\sigma \bar{\Psi} \Psi \sigma$ na lagrangeana de interação, onde g_ω e g_σ são as constantes de acoplamento.

A densidade lagrangeana para este modelo foi definida por Walecka (WALECKA, 1986):

$$\mathcal{L}_I = \bar{\Psi} [\gamma_\mu (i\partial^\mu - g_\omega \omega^\mu) - (m_N - g_\sigma \sigma)] \Psi + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - \frac{1}{4} \omega_{\mu\nu} \omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu \quad (3.1)$$

onde γ_μ denota as matrizes de Dirac (ver Apêndice A). O tensor antisimétrico $\omega_{\mu\nu}$ é definido por:

$$\omega_{\mu\nu} = \partial_\mu \omega_\nu - \partial_\nu \omega_\mu, \quad (3.2)$$

e m_N , m_σ e m_ω representam as massas dos núcleons, do méson escalar e do méson vetorial, respectivamente.

O primeiro termo da Eq. (3.1) é a lagrangeana de Dirac para férmions livres, acrescida da energia de interação com os mésons ω e σ ; o segundo é a lagrangeana para bósons escalares livres; o terceiro e o quarto correspondem à lagrangeana de um campo vetorial massivo.

Utilizando as equações de Euler-Lagrange:

$$\frac{\partial}{\partial x^\mu} \left(\frac{\partial \mathcal{L}_I}{\partial \left(\frac{\partial q_i}{\partial x^\mu} \right)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}_I}{\partial q_i} = 0, \quad (3.3)$$

onde $q_i = \sigma, \omega_\mu, \psi$, representam as coordenadas generalizadas do sistema, obtem-se as seguintes

equações de movimento:

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m_\sigma^2)\sigma = g_\sigma \bar{\Psi}\Psi, \quad (3.4)$$

$$\partial_\nu \omega^{\nu\mu} + m_\omega^2 \omega^\mu = g_\omega \bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi, \quad (3.5)$$

$$[\gamma_\mu(i\partial^\mu - g_\omega\omega^\mu) - (m_N - g_\sigma\sigma)]\Psi = 0. \quad (3.6)$$

A equação (3.4) é a equação de Klein-Gordon com uma fonte escalar, enquanto que a equação (3.5) é a equação de Proca, onde a fonte

$$J_B^\mu \equiv \bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi \quad (3.7)$$

é a corrente bariônica, sendo

$$\bar{\Psi} \equiv \Psi^\dagger \gamma^0 \quad (3.8)$$

o conjugado de Dirac (spinor adjunto) associado ao operador Ψ . Esta corrente obedece a equação da continuidade, definida por:

$$\partial_\mu J_B^\mu = 0, \quad (3.9)$$

caracterizando a situação de corrente bariônica conservada. E por último, a equação (3.6) é a equação de Dirac para os núcleons.

Em mecânica dos meios contínuos, o tensor energia-momento é usualmente definido por:

$$T_{\mu\nu} = -g_{\mu\nu}\mathcal{L}_I + \sum_i \left(\frac{\partial \mathcal{L}_I}{\partial \left(\frac{\partial q_i}{\partial x^\mu} \right)} \right) \frac{\partial q_i}{\partial x^\nu} \quad (3.10)$$

onde o termo q_i representa cada um dos campos do modelo e $g_{\mu\nu}$ é o tensor métrico de Minkowsky, definido por:

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

Substituindo-se as equações (3.1) e (3.6) na equação (3.10), obtemos o tensor:

$$T_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \left[-\partial_\lambda \sigma \partial^\lambda \sigma + m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{2} \omega_{\lambda\rho} \omega^{\lambda\rho} - m_\omega^2 \omega_\lambda \omega^\lambda \right] g_{\mu\nu} + i\bar{\Psi} \gamma_\mu \partial_\nu \Psi + \partial_\mu \sigma \partial_\nu \sigma + \partial_\nu \omega^\lambda \omega_{\lambda\mu} \quad (3.12)$$

Para um fluido uniforme e estático, o valor esperado do tensor energia-momento é dado por (WEINBERG, 1972):

$$\langle T_{\mu\nu} \rangle = (\varepsilon + p) u_\mu u_\nu - P g_{\mu\nu} \quad (3.13)$$

onde ε é a densidade de energia do fluido, p é a pressão e $u_\mu = \frac{dx_\mu}{dt} = (1, \mathbf{u})$ é o quadrivetor velocidade que satisfaz $u_\mu^2 = 1$. Para um fluido em repouso em relação ao observador, temos $u_\mu = (1, \mathbf{0})$, podendo mostrar com isto que

$$\varepsilon = \langle T_{00} \rangle \quad (3.14)$$

$$p = \frac{1}{3} \langle T_{ii} \rangle. \quad (3.15)$$

Logo, a partir da lagrangeana de um sistema, podemos obter a equação de estado determinando-se o valor esperado de $T_{\mu\nu}$, onde o tensor energia-momento assume a forma simétrica:

$$T_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

3.2.1 Aproximação de Campo Médio (ACM)

Observa-se que as equações de movimento (3.4), (3.5) e (3.6) formam um sistema de equações diferenciais não-lineares acopladas para os campos Ψ , σ e ω_μ , e cujas soluções exatas são, evidentemente, de difícil obtenção. Porém, há uma solução aproximada, pois quando os termos de fonte do lado direito das equações (3.4) e (3.5) se tornam cada vez maiores, ou seja, quando a densidade nuclear aumenta, os operadores dos campos mesônicos podem ser substituídos por seus respectivos valores médios relativos ao estado fundamental do sistema. Este método, proposto por Walecka (WALECKA, 1974), é denominado de Aproximação de Campo médio (ACM), que aplicado no presente caso, é equivalente a se introduzir as seguintes

substituições:

$$\sigma \rightarrow \langle \sigma \rangle \equiv \sigma_0 \quad (3.17)$$

e

$$\omega_\mu \rightarrow \langle \omega_\mu \rangle \equiv \delta_{\mu 0} \omega_0 \quad (3.18)$$

Quando se faz a substituição dos operadores dos campos mesônicos por seus valores médios, esses campos passam a ser tratados como campos clássicos, ou seja, a aproximação de campo médio remove as flutuações quânticas dos campos dos mésons. Isso faz com que os núcleons movam-se como partículas independentes interagindo através de um campo médio comum a todas.

Para um sistema uniforme e estacionário, os campos mesônicos σ_0 e ω_0 são independentes de x_μ . Num sistema com simetria esférica implica que os valores médios das componentes espaciais do campo vetorial sejam todos nulos, isto é, $\langle \omega_i \rangle = 0$, onde $i = 1, 2, 3$ é o índice referente a parte espacial do vetor, de maneira que as respectivas equações de movimento (3.4) e (3.5) tornam-se

$$\sigma_0 = \frac{g_\sigma}{m_\sigma^2} \langle \bar{\Psi} \Psi \rangle \equiv \frac{g_\sigma}{m_\sigma^2} \rho_s, \quad (3.19)$$

$$\omega_0 = \frac{g_\omega}{m_\omega^2} \langle \Psi^\dagger \Psi \rangle \equiv \frac{g_\omega}{m_\omega^2} \rho_B. \quad (3.20)$$

O termo de fonte para o campo σ_0 médio, mostrado na equação (3.4), é a densidade escalar ρ_s , definida por:

$$\rho_s \equiv \langle \bar{\Psi} \Psi \rangle \quad (3.21)$$

Por outro lado, o termo de fonte para o campo ω_0 , apresentado na equação (3.5), é a densidade bariônica (número de bárions por unidade de volume), dada por:

$$\rho_B \equiv \langle \Psi^\dagger \Psi \rangle \quad (3.22)$$

Observe que nas soluções apresentadas nas equações (3.19) e (3.20) para os campos mesônicos σ_0 e ω_0 , é necessário que os mésons sejam massivos, isto é, $m_\sigma \neq 0$ e $m_\omega \neq 0$. Vê-se também que os campos clássicos condensados σ_0 e ω_0 estão diretamente relacionados às fontes bariônicas.

Quando os campos σ_0 e ω_0 são substituídos na equação (3.6), para o campo de Dirac, obtemos a equação linear:

$$[i\gamma_\mu \partial^\mu - g_\omega \gamma^0 \omega_0 - m_N^*] \Psi = 0, \quad (3.23)$$

onde m_N^* define a massa efetiva dos núcleons no meio,

$$m_N^* = m_N - g_\sigma \sigma_0. \quad (3.24)$$

A partir da eq. (3.24) conclui-se que, sob a ação do campo médio σ_0 , os bárions respondem com a redução de sua massa efetiva.

3.2.2 Equação de Estado (QHD-I)

Podemos agora escrever a lagrangeana (3.1) em termos dos campos médios σ_0 e ω_0

$$\mathcal{L}_I^{(ACM)} = \bar{\Psi}[i\gamma_\mu \partial^\mu - g_\omega \gamma^0 \omega_0 - m_N^*]\Psi - \frac{1}{2}m_\sigma^2 \sigma_0^2 + \frac{1}{2}m_\omega^2 \omega_0^2. \quad (3.25)$$

A única variável quântica de campo que permanece é Ψ , e o tensor energia-momento, torna-se

$$(T_{\mu\nu})_{ACM} = -g_{\mu\nu} \mathcal{L}_I^{(ACM)} + \frac{\partial \mathcal{L}_I^{(ACM)}}{\partial(\partial\Psi/\partial x_\mu)} \frac{\partial\Psi}{\partial x^\nu} \quad (3.26)$$

$$= i\bar{\Psi}\gamma_\mu \partial_\nu \Psi - \left(\frac{1}{2}m_\omega^2 \omega_0^2 - \frac{1}{2}m_\sigma^2 \sigma_0^2\right) g_{\mu\nu} \quad (3.27)$$

As componentes diagonais do tensor energia-momento são,

$$(T_{00})_{ACM} = \Psi^\dagger i \frac{\partial\Psi}{\partial t} - \frac{1}{2}m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2}m_\sigma^2 \sigma_0^2, \quad (3.28)$$

$$(T_{ii})_{ACM} = -i\Psi^\dagger \gamma^0 \gamma \cdot \nabla \Psi + \frac{3}{2}m_\omega^2 \omega_0^2 - \frac{3}{2}m_\sigma^2 \sigma_0^2. \quad (3.29)$$

A densidade de energia e a pressão são encontradas usando a eq.(3.14) e (3.15),

$$\varepsilon = \Psi^\dagger (-i\alpha \cdot \nabla + \beta m_N^* + g_\omega \omega_0) \Psi - \frac{1}{2}m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2}m_\sigma^2 \sigma_0^2, \quad (3.30)$$

$$P = \frac{1}{3} \Psi^\dagger (-i\alpha \cdot \nabla) \Psi + \frac{1}{2}m_\omega^2 \omega_0^2 - \frac{1}{2}m_\sigma^2 \sigma_0^2, \quad (3.31)$$

onde foi usada a equação de Dirac (3.23) para obter (3.30).

A equação para a densidade bariônica relacionada ao momento de fermi k_F para $T = 0$, é dada por:

$$\rho_B = \langle \Psi^\dagger \Psi \rangle = \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} d^3k = \frac{\gamma}{6\pi^2} k_F^3 \quad (3.32)$$

onde $\gamma \equiv \sum_i (2S_i + 1)$ é a degenerescência de spin, sendo S_i o spin de cada espécie. Para a matéria nuclear $\gamma = 4$, enquanto que para a matéria de nêutrons $\gamma = 2$.

As expressões para a densidade de energia e pressão no estado fundamental ($T = 0$) são agora escritas como:

$$\varepsilon = g_\omega \omega_0 \rho_B - \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma_0^2 + \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} (k^2 + m_N^{*2})^{1/2} d^3k, \quad (3.33)$$

$$P = \frac{1}{2} g_\omega \omega_0 \rho_B - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma_0^2 + \frac{1}{3} \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} \frac{k^2}{(k^2 + m_N^{*2})^{1/2}} d^3k \quad (3.34)$$

Podemos eliminar ω_0 e σ_0 nas duas equações anteriores, através das equações (3.20) e (3.24), as quais tornam-se:

$$\varepsilon = \frac{C_v^2}{2m_N^2} \rho_B^2 + \frac{m_N^2}{2C_S^2} (m_N - m_N^*)^2 + \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} (k^2 + m_N^{*2})^{1/2} d^3k, \quad (3.35)$$

$$P = \frac{C_v^2}{2m_N^2} \rho_B^2 - \frac{m_N^2}{2C_S^2} (m_N - m_N^*)^2 + \frac{1}{3} \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} \frac{k^2}{(k^2 + m_N^{*2})^{1/2}} d^3k, \quad (3.36)$$

onde $C_v \equiv g_\omega (m_N/m_\omega)$ e $C_S \equiv g_\sigma (m_N/m_\sigma)$.

As expressões (3.35) e (3.36) fornecem a equação de estado da matéria nuclear à temperatura zero para o modelo QHD-I.

A massa efetiva m_N^* pode ser obtida substituindo-se (3.19) em (3.24). Isto pode ser feito também minimizando a densidade de energia ε (m_N^*) em relação a m_N^* (ou, equivalentemente, em relação a σ_0). De qualquer forma, obtemos a relação autoconsistente.

$$m_N^* = m_N - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} \frac{m_N^*}{(k^2 + m_N^{*2})^{1/2}} d^3k. \quad (3.37)$$

A integral em (3.37) pode ser resolvida analiticamente, cuja equação torna-se:

$$m_N^* = m_N - \frac{C_S^2}{m_N^2} \frac{\gamma m_N^*}{4\pi^2} \{k_F E_F^* - m_N^{*2} \ln[(k_F + E_F^*)/(m_N^*)]\}, \quad (3.38)$$

onde $E_F^* = (k_F^2 + m_N^{*2})^{1/2}$.

Na presente teoria há dois parâmetros que precisam ser discutidos, a saber: a incompressibilidade da matéria nuclear saturada, definida por (BARON, 1985):

$$K(\rho_0) = 9\rho_0^2 \left[\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \rho^2} \right]_{\rho=\rho_0} = 0, \quad (3.39)$$

e a energia de simetria (SEROT, 1979; MATSUI, 1981):

$$a_4 = \frac{1}{2} \rho_B \left[\left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \rho^2} \right)_{\rho_B} \right]_{\rho_3} = 0 \quad (3.40)$$

$$= \frac{g_\rho^2}{12\pi^2 m_\rho^2} k_F^3 + \frac{1}{6} \frac{k_F^2}{(k_F^2 + m_N^{*2})^{1/2}}, \quad (3.41)$$

onde, ρ_3 e g_ρ são grandezas associadas ao méson ρ . Naturalmente, uma vez que o méson ρ não está presente no modelo QHD-I, o primeiro termo do membro direito da Eq. (3.41) é identicamente nulo.

O valor da incompressibilidade previsto pelo modelo QHD-I é de 540 MeV, onde o mesmo está em grande desacordo com o valor experimental, estimado em 210 ± 30 MeV (BLAIZOT, 1976; BLAIZOT, 1980). No entanto, verifica-se um desacordo menor para a energia de simetria, cujo valor teórico é de 22.1 Mev, contra o valor empírico de 33.2 Mev.

3.3 O MODELO DE WALECKA NÃO-LINEAR

Como observamos, o modelo QHD-I falha ao prever para a incompressibilidade da matéria nuclear, na densidade de saturação, um resultado extremamente grande quando comparado com os valores previstos empiricamente e, também, fornece um valor reduzido para a massa efetiva. No primeiro caso, a diferença é consequência do elevado valor médio atribuído ao campo vetorial repulsivo ω_0 .

Devido a estes fatos, surgiram modificações no modelo original de Walecka, com a finalidade de aproximar os resultados teóricos aos dados experimentais.

Foram incluídos, na densidade lagrangeana (\mathcal{L}_I), termos cúbico e quártico em σ (BOGUTA, 1977), o que corresponde a uma auto-interação do campo escalar. Assim, no modelo não-linear, como é chamado, a densidade lagrangeana para o mesmo sistema descrito ante-

riormente é dada por (BOGUTA, 1977; WALDHOUSER, 1988):

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_I = & \bar{\Psi} [\gamma_\mu (i\partial^\mu - g_\omega \omega^\mu) - (m_N - g_\sigma \sigma)] \Psi + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - \\ & \frac{1}{4} \omega_{\mu\nu} \omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - U(\sigma), \end{aligned} \quad (3.42)$$

onde

$$U(\sigma) = \frac{1}{3} b m_N (g_\sigma \sigma)^3 + \frac{1}{4} c (g_\sigma \sigma)^4, \quad (3.43)$$

representa a energia de auto-interação do campo escalar σ , sendo b e c constantes que podem ser ajustadas para se obter os valores desejados de K e m_N^* , condizentes com os dados experimentais e observacionais.

As equações de movimento para os campos, são:

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m_\sigma^2) \sigma = g_\sigma \bar{\Psi} \Psi - b m_N (g_\sigma \sigma)^2 - c (g_\sigma \sigma)^3, \quad (3.44)$$

$$\partial_\nu \omega^{\nu\mu} + m_\omega^2 \omega^\mu = g_\omega \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi, \quad (3.45)$$

$$[\gamma_\mu (i\partial^\mu - g_\omega \omega^\mu) - (m_N - g_\sigma \sigma)] \Psi = 0, \quad (3.46)$$

Aplicando-se então a aproximação de campo médio (ACM) às equações de movimento acima e lembrando que, no estado fundamental de um sistema com simetria esférica no espaço dos momentos, os valores médios das componentes espaciais do campo vetorial são todos nulos, encontramos

$$g_\sigma \sigma_0 = \frac{C_S^2}{m_N^2} \langle \bar{\Psi} \Psi \rangle - \frac{C_S^2}{m_N} \frac{b}{g_\sigma^3} (g_\sigma \sigma_0)^2 - \frac{C_S^2}{m_N^2} \frac{c}{g_\sigma^4} (g_\sigma \sigma_0)^3, \quad (3.47)$$

$$g_\omega \omega_0 = \frac{C_V^2}{m_N^2} \langle \Psi^\dagger \Psi \rangle, \quad (3.48)$$

$$[i\gamma_\mu \partial^\mu - g_\omega \gamma^0 \omega_0 - m_N^*] \Psi = 0, \quad (3.49)$$

onde $C_S \equiv g_\sigma m_N / m_\sigma$, $C_V \equiv g_\omega m_N / m_\omega$.

A massa efetiva m_N^* é obtida substituindo-se (3.47) em (3.24), logo

$$m_N^* = m_N + \frac{C_S^2}{m_N} \frac{b}{g_\sigma^3} (m_N - m_N^*)^2 + \frac{C_S^2}{m_N^2} \frac{c}{g_\sigma^4} (m_N - m_N^*)^3 - \frac{C_S^2}{m_N^2} \langle \bar{\Psi} \Psi \rangle. \quad (3.50)$$

As expressões para a densidade de energia e pressão são deduzidas seguindo o mesmo

procedimento descrito na seção anterior, de modo que

$$\varepsilon = U(\sigma_0) + \frac{m_N^2}{2C_S^2}(g_\sigma \sigma_0)^2 + \frac{C_v^2}{2m_N^2} \rho_B^2 + \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} (k^2 + m_N^{*2})^{1/2} d^3k, \quad (3.51)$$

$$P = -U(\sigma_0) - \frac{m_N^2}{2C_S^2}(g_\sigma \sigma_0)^2 + \frac{C_v^2}{2m_N^2} \rho_B^2 + \frac{1}{3} \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} \frac{k^2}{(k^2 + m_N^{*2})^{1/2}} d^3k. \quad (3.52)$$

3.4 O MODELO QHD-II

Este modelo é uma extensão da QHD-I adicionando-se, além dos mésons σ e ω , os mésons π e ρ . A inclusão do méson ρ permite a descrição de sistemas assimétricos (número total de nêutrons diferente do de prótons). A correção da energia de simetria a_4 surge naturalmente com a incorporação do méson ρ ao sistema.

3.4.1 A Lagrangeana QHD-II

A densidade lagrangeana do modelo QHD-II é dada por (SEROT, 1986):

$$\mathcal{L}_{II} = \mathcal{L}_I + \mathcal{L}_{\pi N} + \mathcal{L}_{\rho N} + \mathcal{L}_\pi^0 + \mathcal{L}_\rho^0, \quad (3.53)$$

onde

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\pi N} &= -ig_\pi \pi \cdot (\bar{\Psi}_N \gamma_5 \tau \Psi_N), \\ \mathcal{L}_{\rho N} &= \frac{i}{2} g_\rho \bar{\Psi}_N \gamma^\mu \tau \cdot \rho_\mu \Psi_N, \\ \mathcal{L}_\pi^0 &= \frac{1}{2} (\partial_\mu \pi \cdot \partial^\mu \pi - m_\pi^2 \pi \cdot \pi) + \frac{1}{2} g_{\sigma\pi} m_\sigma \pi \cdot \pi \sigma, \\ \mathcal{L}_\rho^0 &= \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu \cdot \rho^\mu - \frac{1}{4} \rho_{\mu\nu} \cdot \rho^{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (3.54)$$

e \mathcal{L}_I é a lagrangeana QHD-I, definida na equação (3.1).

As correspondentes equações de movimento, são:

$$\left[\gamma_\mu (i\partial^\mu - g_\omega \omega_\mu - \frac{1}{2} g_\rho \tau \cdot \rho_\mu) - (m_N - g_\sigma \sigma) \right] \Psi_N = 0, \quad (3.55)$$

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m_\sigma^2) \sigma = g_\sigma \bar{\Psi}_N \Psi_N, \quad (3.56)$$

$$\partial_\mu \omega^{\mu\nu} + m_\omega^2 \omega^\nu = g_\omega \bar{\Psi}_N \gamma^\nu \Psi_N, \quad (3.57)$$

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m_\pi^2) \pi = g_\pi \bar{\Psi}_N \gamma_5 \tau \Psi_N, \quad (3.58)$$

$$\partial_\mu \rho^{\mu\nu} + m_\rho^2 \rho^\nu = \frac{1}{2} g_\rho \bar{\Psi}_N \gamma^\nu \tau \Psi_N, \quad (3.59)$$

onde

$$\rho_{\mu\nu} = \partial_\mu \rho_\nu - \partial_\nu \rho_\mu - g_\rho (\rho_\mu \times \rho_\nu). \quad (3.60)$$

e a matriz γ_5 é definida por $\gamma_5 \equiv \gamma^5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$.

O méson π é um méson pseudoescalar-isovetorial (isospin 1), cujo campo é completamente especificado por um tripleto de campos reais:

$$\pi = \begin{pmatrix} \pi_1 \\ \pi_2 \\ \pi_3 \end{pmatrix}, \quad (3.61)$$

em que os campos para cada estado de carga podem ser obtidos através das seguintes combinações lineares:

$$\begin{aligned} \pi_- &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\pi_1 + i\pi_2), \\ \pi_+ &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\pi_1 - i\pi_2), \\ \pi_0 &\equiv \pi_3 \end{aligned} \quad (3.62)$$

O méson ρ é um vetor isovetor (isospin 1), cujo campo pode ser representado por um tripleto de quadrivetores correspondentes aos seus três estados de carga:

$$\rho^\mu = \begin{pmatrix} \rho_1^0 & \rho_1^x & \rho_1^y & \rho_1^z \\ \rho_2^0 & \rho_2^x & \rho_2^y & \rho_2^z \\ \rho_3^0 & \rho_3^x & \rho_3^y & \rho_3^z \end{pmatrix} \quad (3.63)$$

As simetrias do sistema simplificam consideravelmente a lagrangeana (\mathcal{L}_H) em campo médio, assim como as respectivas equações de movimento. Observemos o que acontece com o campo pseudoescalar π . O méson π tem paridade negativa, isto é,

$$\hat{P}\pi\hat{P}^{-1} = -\pi,$$

onde \hat{P} é o operador de paridade. Desde que a matéria nuclear é assumida ser igualmente preenchida com os núcleons, e que o estado fundamental tem paridade definida (positiva ou

negativa), o valor médio do campo π é igual a zero,

$$\langle \pi \rangle = 0. \quad (3.64)$$

Analogamente, para um sistema com invariância de translação e de rotação implicam que os valores médios das componentes espaciais dos campos vetoriais ω_μ e ρ_μ sejam todos nulos, isto é,

$$\langle \omega_i \rangle = \langle \rho_i \rangle = 0, \quad (3.65)$$

onde $i = 1, 2, 3$ é o índice referente a parte espacial dos vetores. Finalmente, há ainda a invariância de rotação sobre o eixo $\hat{z} = \hat{3}$ no espaço de isospin, restando assim apenas a terceira componente τ_3 do operador de isospin τ , ou seja, $\langle \tau_1 \rangle = \langle \tau_2 \rangle = 0$. Portanto,

$$\langle \rho_1^0 \rangle = \langle \rho_2^0 \rangle = 0. \quad (3.66)$$

Por outro lado, no espaço de isospin temos que

$$\tau_3 | EF \rangle = (N_p - N_n) | EF \rangle, \quad (3.67)$$

onde N_p é o número total de prótons do sistema e N_n o número total de nêutrons.

Portanto, quando é aplicada a aproximação de campo médio ao campo ρ_μ , sobrevive apenas a terceira componente temporal $\langle \rho_3^0 \rangle \equiv \rho_{03}$, associada ao méson ρ neutro.

Levando em conta as simplificações mencionadas acima, a lagrangeana QHD-II se reduz à forma definida por:

$$\mathcal{L}_{II}^{(ACM)} = \bar{\Psi}_N \left[i\gamma_\mu \partial^\mu - \frac{1}{2} g_\rho \tau_3 \gamma^0 \rho_{03} - g_\omega \gamma^0 \omega_0 - (m_N - g_\sigma \sigma_0) \right] \Psi_N - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma_0^2 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_{03}^2$$

a partir da qual obtemos as seguintes equações de movimento:

$$\left[i\gamma_\mu \partial^\mu - \frac{1}{2} g_\rho \tau_3 \gamma^0 \rho_{03} - g_\omega \gamma^0 \omega_0 - (m_N - g_\sigma \sigma_0) \right] \Psi_N = 0, \quad (3.68)$$

$$\sigma_0 = \frac{g_\sigma}{m_\sigma^2} \rho_S, \quad (3.69)$$

$$\omega_0 = \frac{g_\omega}{m_\omega^2} \rho_B, \quad (3.70)$$

$$\rho_{03} = \frac{g_\rho}{2m_\rho^2} \rho_3, \quad (3.71)$$

onde as fontes dos campos mesônicos são dadas por:

$$\rho_S = \langle \bar{\Psi}_N \Psi_N \rangle = (\langle \bar{\Psi}_p \Psi_p \rangle + \langle \bar{\Psi}_n \Psi_n \rangle), \quad (3.72)$$

$$\rho_B = \langle \Psi_N^\dagger \Psi_N \rangle = (\langle \Psi_p^\dagger \Psi_p \rangle + \langle \Psi_n^\dagger \Psi_n \rangle), \quad (3.73)$$

$$\rho_3 = \langle \Psi_N^\dagger \tau_3 \Psi_N \rangle = (\langle \Psi_p^\dagger \Psi_p \rangle - \langle \Psi_n^\dagger \Psi_n \rangle). \quad (3.74)$$

De acordo com a equação (3.74), observa-se que o méson ρ traz informação sobre a assimetria de carga no sistema e que a fonte ρ_3 pode ser escrita como:

$$\rho_3 = \rho_p - \rho_n \quad (3.75)$$

Notemos que, no caso particular $\rho_p = \rho_n$ (matéria nuclear simétrica) recupera-se os resultados obtidos na seção 3.2.

3.4.2 Equação de Estado para o modelo QHD-II

Podemos encontrar a equação de estado, prevista pelo modelo QHD-II, seguindo o mesmo procedimento visto na seção 3.2.

Para o valor médio do tensor energia-momento temos a seguinte expressão:

$$(T_{\mu\nu})_{ACM} = i\bar{\Psi}_p \gamma_\mu \partial_\nu \Psi_p + i\bar{\Psi}_n \gamma_\mu \partial_\nu \Psi_n - \left(-\frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma_0^2 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_{03}^2 \right) g_{\mu\nu} \quad (3.76)$$

As expressões para a densidade de energia e pressão no estado fundamental são dadas por:

$$\varepsilon = \frac{C_v^2}{2m_N^2} \rho_B^2 + \frac{m_N^2}{2C_S^2} (m_N - m_N^*)^2 + \frac{C_\rho^2}{8m_N^2} \rho_3^2 + \frac{2}{(2\pi)^3} \left[\int_0^{k_{Fp}} (k^2 + m_N^{*2})^{1/2} d^3k + \int_0^{k_{Fn}} (k^2 + m_N^{*2})^{1/2} d^3k \right]$$

e

$$P = \frac{C_v^2}{2m_N^2} \rho_B^2 - \frac{m_N^2}{2C_S^2} (m_N - m_N^*)^2 + \frac{C_\rho^2}{8m_N^2} \rho_3^2 + \frac{1}{3} \frac{2}{(2\pi)^3} \left[\int_0^{k_{Fp}} \frac{k^2}{(k^2 + m_N^{*2})^{1/2}} d^3k + \int_0^{k_{Fn}} \frac{k^2}{(k^2 + m_N^{*2})^{1/2}} d^3k \right]$$

onde k_{Fp} e k_{Fn} são os momentos de Fermi dos prótons e nêutrons, respectivamente, e $C_\rho \equiv g_\rho(m_N/m_\rho)$.

Finalmente, temos a seguinte equação autoconsistente para a massa efetiva:

$$m_N^* = m_N - \frac{C_S^2}{m_N^2} \frac{2}{(2\pi)^3} \left[\int_0^{k_{Fp}} \frac{m_N^*}{(k^2 + m_N^{*2})^{1/2}} d^3k + \int_0^{k_{Fn}} \frac{m_N^*}{(k^2 + m_N^{*2})^{1/2}} d^3k \right]. \quad (3.77)$$

Neste modelo há, portanto, cinco parâmetros: sendo ρ_B e ρ_3 parâmetros livres, e mais as constantes de acoplamento: g_σ , g_ω e g_ρ . As constantes g_σ e g_ω são fixadas pelas mesmas propriedades da matéria nuclear simétrica discutidas no final da seção 3.2. O valor de g_ρ é obtido através do ajuste do valor empírico da energia de simetria a_4 . Com a inclusão do méson ρ ao sistema se obteve, para a energia de simetria a_4 , o valor teórico de 33.6 MeV, o que concorda bem com o valor empírico de 33.2 MeV.

3.5 O MODELO DE ZIMANYI-MOSZKOWSKI (ZM)

Em 1990, Zimanyi e Moszkowski (ZIMANYI, 1990) propuseram um modelo para a matéria hadrônica diferindo do modelo de Walecka apenas na forma do acoplamento do núcleon com o méson escalar σ . Este modelo é chamado na literatura como modelo de Zimanyi-Moszkowski (ZM) ou modelo com acoplamento escalar derivativo.

No referido modelo a densidade lagrangeana é definida por:

$$\mathcal{L}_{ZM} = \bar{\Psi}[\gamma_\mu(i\partial^\mu - g_\omega\omega^\mu) - (1 + \frac{g_\sigma\sigma}{M_N})^{-1}M_N]\Psi - \frac{1}{4}\omega_{\mu\nu}\omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_\mu\omega^\mu + \frac{1}{2}(\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma - m_\sigma^2\sigma^2) \quad (3.78)$$

enquanto que o acoplamento entre o méson escalar σ e o núcleon é dado por

$$\mathcal{L}_{int} = (1 + \frac{g_\sigma\sigma}{M_N})^{-1}g_\sigma\sigma\bar{\Psi}\Psi = m^* g_\sigma\sigma\bar{\Psi}\Psi \quad (3.79)$$

sendo que $m^* = (1 + \frac{g_\sigma\sigma}{M_N})^{-1}$, e a nova massa efetiva é definida agora por

$$M_N^* = (1 + \frac{g_\sigma\sigma}{M_N})^{-1}M_N = m^* M_N \quad (3.80)$$

A não linearidade deste acoplamento está contida no fator:

$$m^* = \frac{M_N^*}{M_N} \quad (3.81)$$

$$m^* = (1 + \frac{g_\sigma\sigma}{M_N})^{-1} \quad (3.82)$$

$$m^* = 1 - \frac{g_\sigma \sigma}{M_N} + \left(\frac{g_\sigma \sigma}{M_N}\right)^2 + \dots \quad (3.83)$$

onde estão incluídas todas as potências do campo escalar σ . Se $g_\sigma \sigma / M_N \lesssim 1$ obtém-se a primeira ordem em σ , e o modelo de Zimanyi-Moszkowski é equivalente ao modelo de Walecka QHD-I.

Usando a equação de Euler-Lagrange (3.3), obtém-se as equações para os campos σ , ω_μ e Ψ , respectivamente:

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m_\sigma^2) \sigma = g_\sigma m^{*2} \bar{\Psi} \Psi, \quad (3.84)$$

$$\partial_\nu \omega^{\nu\mu} + m_\omega^2 \omega^\mu = g_\omega \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi, \quad (3.85)$$

$$[\gamma_\mu (i\partial^\mu - g_\omega \omega^\mu) - M_N m^*] \Psi = 0. \quad (3.86)$$

Logo, percebemos que as equações de campo para o núcleon e para o campo vetorial ω_μ têm a mesma forma do modelo de Walecka, enquanto que para o campo escalar σ a fonte difere por um fator m^{*2} .

Aplicando-se então a aproximação de campo médio (ACM) às equações de movimento acima, encontramos:

$$\sigma_0 = \frac{g_\sigma m^{*2}}{m_\sigma^2} \langle \bar{\Psi} \Psi \rangle \equiv \frac{g_\sigma m^{*2}}{m_\sigma^2} \rho_S, \quad (3.87)$$

$$\omega_0 = \frac{g_\omega}{m_\omega^2} \langle \Psi^\dagger \Psi \rangle \equiv \frac{g_\omega}{m_\omega^2} \rho_B \quad (3.88)$$

Desse modo, as expressões para a densidade de energia e pressão à temperatura zero, são dadas por

$$\varepsilon = \frac{C_v^2}{2M_N^2} \rho_B^2 + \frac{M_N^4}{2C_S^2} \left(\frac{1-m^*}{m^*}\right)^2 + \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} (k^2 + m_N^{*2})^{1/2} d^3k, \quad (3.89)$$

e

$$P = \frac{C_v^2}{2M_N^2} \rho_B^2 - \frac{M_N^4}{2C_S^2} \left(\frac{1-m^*}{m^*} \right)^2 + \frac{1}{3} \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} \frac{k^2}{(k^2 + m_N^{*2})^{1/2}} d^3k, \quad (3.90)$$

onde $C_v \equiv g_\omega(M_N/m_\omega)$ e $C_S \equiv g_\sigma(M_N/m_\sigma)$.

Através das equações (3.81) e (3.87) obtém-se a equação para a massa efetiva M_N^* da seguinte forma:

$$M_N^* = M_N - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} m^{*3} \rho_s \quad (3.91)$$

$$M_N^* = M_N - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} m^{*3} \frac{\gamma}{2\pi^2} \int_0^{k_F} \frac{k^2 m^*}{(k^2 + m_N^{*2})^{1/2}} dk, \quad (3.92)$$

O valor da incompressibilidade para o modelo de Zimanyi-Moszkowski é de 225 MeV, concordando com o valor experimental, estimado em 210 ± 30 MeV (BLAIZOT, 1976; BLAIZOT, 1980).

4 FORMAÇÃO DE RESSONÂNCIAS DELTA NA MATÉRIA ESTELAR

4.1 INTRODUÇÃO

A produção de ressonâncias delta (30% da população bariônica) na fase densa ($\rho \geq 3\rho_0$) das colisões de íons pesados relativísticos (HJORT, 1997; HONG, 1997) tem levado ao interesse pelo estudo dos efeitos da matéria de delta na formação de estrelas compactas.

Neste trabalho o condensado hadrônico, incluindo as ressonâncias delta, é estudado utilizando o campo de Dirac, para partículas de spin 1/2, e o campo de Rarita-Schwinger, para partículas de spin 3/2, no contexto do cálculo de campo médio relativístico, usando o modelo de Zimanyi-Moszkowski (ZIMANYI, 1990).

Para um dado conjunto de constantes de acoplamento núcleon-mésons ($g_{\sigma N}$, $g_{\omega N}$ e $g_{\rho N}$), capaz de reproduzir as propriedades da matéria nuclear na densidade de saturação ($\rho = \rho_0$), são discutidos os efeitos da mudança das constantes de acoplamento delta-mésons ($g_{\sigma\Delta}$, $g_{\omega\Delta}$ e $g_{\rho\Delta}$) sobre a equação de estado e sobre a população de ressonâncias delta, quando o grau de assimetria é explicitamente incluído nos cálculos (OLIVEIRA, 2000). Variamos as constantes de acoplamento das ressonâncias delta com os mésons pela mudança das quantidades $\alpha = g_{\omega\Delta}/g_{\omega N}$, $\beta = g_{\sigma\Delta}/g_{\sigma N}$ e $\gamma = g_{\rho\Delta}/g_{\rho N}$, independentemente, e fixadas as constantes de acoplamento núcleon-mésons, exploramos os valores das constantes de acoplamento cobrindo o limite estabelecido (KOSOV, 1998).

Na análise aqui apresentada usamos o mesmo conjunto de constantes de acoplamento núcleon-mésons e demais parâmetros da lagrangeana, estabelecidos na Ref.(GLENDENNING, 1991), apresentado aqui na Tabela 4.1.

$(g_{\sigma N}/m_{\sigma})^2$	$(g_{\omega N}/m_{\omega})^2$	$(g_{\rho N}/m_{\rho})^2$
(fm ²)	(fm ²)	(fm ²)
9.927	4.820	4.791

Tabela 4.1: Parâmetros do Modelo da Ref.(GLENDENNING, 1991)

4.2 RESSONÂNCIAS DELTA NA MATÉRIA ESTELAR USANDO O MODELO DE ZIMANYI-MOSZKOWSKI

No presente trabalho adotamos o modelo de Zimanyi-Moszkowski, consistindo do octeto de bárions de spin 1/2 (n , p , Λ^0 , Σ^- , Σ^0 , Σ^+ , Ξ^- , Ξ^0) e das ressonâncias bariônicas de spin 3/2, representadas pela matéria de delta (Δ^- , Δ^0 , Δ^+ , Δ^{++}) e de Ω^- , no setor bariônico (OLIVEIRA, 2000; OLIVEIRA 2007) e dos elétrons, múons e neutrinos, no setor leptônico. Dessa forma, estudamos os efeitos dos neutrinos sobre a equação de estado nos instantes iniciais de uma estrela de nêutron.

Neste trabalho adotamos o modelo de Zimanyi-Moszkowski, com a seguinte densidade lagrangeana

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{ZM} = & \sum_B \bar{\Psi}_B \left(i\gamma_{\mu} \partial^{\mu} - M_B^* - g_{\omega B} \gamma_{\mu} \omega^{\mu} - \frac{1}{2} g_{\rho B} \gamma_{\mu} \tau \rho^{\mu} \right) \Psi_B + \sum_{\zeta} \bar{\Psi}_{\zeta\nu} \left(i\gamma_{\mu} \partial^{\mu} - M_{\zeta}^* - g_{\omega\zeta} \gamma_{\mu} \omega^{\mu} - \right. \\
& \left. \frac{1}{2} g_{\rho\zeta} \gamma_{\mu} \tau \rho^{\mu} \right) \Psi_{\zeta}^{\nu} + \frac{1}{2} (\partial_{\mu} \sigma \partial^{\mu} \sigma - m_{\sigma}^2 \sigma^2) - \frac{1}{4} \omega_{\mu\nu} \omega^{\mu\nu} + \\
& \frac{1}{2} m_{\omega}^2 \omega_{\mu} \omega^{\mu} - \frac{1}{4} \rho_{\mu\nu} \rho^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_{\rho}^2 \rho_{\mu} \rho^{\mu} + \sum_{\lambda} \bar{\Psi}_{\lambda} (i\gamma_{\mu} \partial^{\mu} - m_{\lambda}) \Psi_{\lambda}
\end{aligned} \tag{4.1}$$

onde Ψ_B é o spinor de Dirac, $\Psi_{\zeta\nu}$ é o spinor de Rarita-Schwinger (RARITA, 1941) e o índice $B = n, p, \Lambda^0, \Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+, \Xi^-, \Xi^0, \zeta = \Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}, \Omega^-$ e $\lambda = e^-, \mu^-, \nu_e, \bar{\nu}_{\mu}$.

4.2.1 A Densidade Lagrangeana em Campo Médio

Aplicando o método de aproximação de campo médio na densidade lagrangeana de Zimanyi - Moszkowski, obtemos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{ZM}^{(ACM)} = & \sum_B \bar{\Psi}_B \left\{ i\gamma_\mu \partial^\mu - \left[M_B - \left(1 + \frac{g_{\sigma B} \sigma_0}{M_B} \right)^{-1} g_{\sigma B} \sigma_0 \right] - g_{\omega B} \gamma^0 \omega_0 - \frac{1}{2} g_{\rho B} \gamma^0 \tau_3 \rho_{03} \right\} \Psi_B + \\ & \sum_\zeta \bar{\Psi}_{\zeta v} \left\{ i\gamma_\mu \partial^\mu - \left[M_\zeta - \left(1 + \frac{g_{\sigma \zeta} \sigma_0}{M_\zeta} \right)^{-1} g_{\sigma \zeta} \sigma_0 \right] - g_{\omega \zeta} \gamma^0 \omega_0 - \frac{1}{2} g_{\rho \zeta} \gamma^0 \tau_3 \rho_{03} \right\} \bar{\Psi}_\zeta^v - \\ & \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma_0^2 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_{03}^2 + \sum_\lambda \bar{\Psi}_\lambda (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_\lambda) \Psi_\lambda \end{aligned} \quad (4.2)$$

onde

$$M_B^* = M_B - \left(1 + \frac{g_{\sigma B} \sigma_0}{M_B} \right)^{-1} g_{\sigma B} \sigma_0$$

e

$$M_\zeta^* = M_\zeta - \left(1 + \frac{g_{\sigma \zeta} \sigma_0}{M_\zeta} \right)^{-1} g_{\sigma \zeta} \sigma_0$$

são as massas efetivas, com

$$m_B^* = \left(1 + \frac{g_{\sigma B} \sigma_0}{M_B} \right)^{-1}$$

e

$$m_\zeta^* = \left(1 + \frac{g_{\sigma \zeta} \sigma_0}{M_\zeta} \right)^{-1}$$

4.2.2 As Equações de Movimento do Sistema

Através das equações de Euler-Lagrange

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{\partial \mathcal{L}_{ZM}^{ACM}}{\partial \left(\frac{\partial q_i}{\partial x_\mu} \right)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}_{ZM}^{ACM}}{\partial q_i} = 0 \quad (4.3)$$

onde $q_i = \sigma_0, \omega_0, \rho_{03}, \bar{\Psi}_B, \bar{\Psi}_{\zeta v}$ e $\bar{\Psi}_\lambda$, podemos obter as equações de movimento:

$$\sigma_0 = \sum_B \frac{g_{\sigma B}}{m_\sigma^2} m_B^{*2} \bar{\Psi}_B \Psi_B + \sum_\zeta \frac{g_{\sigma \zeta}}{m_\sigma^2} m_B^{*2} \bar{\Psi}_{\zeta\nu} \Psi_\zeta^\nu \quad (4.4)$$

$$\omega_0 = \sum_B \frac{g_{\omega B}}{m_B^2} \Psi_B^+ \Psi_B + \sum_\zeta \frac{g_{\omega \zeta}}{m_\omega^2} \Psi_{\zeta\nu}^+ \Psi_\zeta^\nu \quad (4.5)$$

$$\rho_{03} = \frac{1}{2} \sum_B \frac{g_{\rho B}}{m_\rho^2} \Psi_B^+ \tau_3 \Psi_B + \frac{1}{2} \sum_\zeta \frac{g_{\rho \zeta}}{m_\rho^2} \Psi_{\zeta\nu}^+ \tau_3 \Psi_\zeta^\nu \quad (4.6)$$

$$\left(i\gamma_\mu \partial^\mu - M_B^* - g_{\omega B} \gamma^0 \omega_0 - \frac{1}{2} g_{\rho B} \gamma^0 \tau_3 \rho_{03} \right) \Psi_B = 0 \quad (4.7)$$

$$\left(i\gamma_\mu \partial^\mu - M_\zeta^* - g_{\omega \zeta} \gamma^0 \omega_0 - \frac{1}{2} g_{\rho \zeta} \gamma^0 \tau_3 \rho_{03} \right) \Psi_{\zeta\nu} = 0 \quad (4.8)$$

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu - m_\lambda) \Psi_\lambda = 0 \quad (4.9)$$

onde as equações (4.7), (4.8) e (4.9) são as equações de Dirac do sistema.

4.2.3 A Equação de Estado

Em termos da densidade lagrangeana, o tensor energia-momento é usualmente definido por

$$T_{\mu\nu}^{(ACM)} = -g_{\mu\nu} \mathcal{L}_{ZM}^{(ACM)} + \sum_i \frac{\partial \mathcal{L}_{ZM}^{(ACM)}}{\partial \left(\frac{\partial q_i}{\partial x_\mu} \right)} \frac{\partial q_i}{\partial x^\nu} \quad (4.10)$$

onde $q_i = \sigma_0, \omega_0, \rho_{03}, \Psi_B, \Psi_\zeta^\nu$ e Ψ_λ .

A partir do modelo de Zimanyi-Moszkowski (ZM), usando o tensor $T_{\mu\nu}$, obtemos a

densidade de energia e a pressão:

$$\begin{aligned}
\varepsilon &= \langle T_{00} \rangle \\
&= \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma_0^2 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_{03}^2 + \sum_B \frac{\gamma}{2\pi^2} \int_0^{k_B} k^2 (k^2 + m_B^{*2})^{\frac{1}{2}} dk + \sum_\zeta \frac{\gamma}{2\pi^2} \int_0^{k_\zeta} k^2 (k^2 + m_\zeta^{*2})^{\frac{1}{2}} dk + \sum_\lambda \frac{\gamma}{2\pi^2} \int_0^{k_\lambda} k^2 (k^2 + m_\lambda^{*2})^{\frac{1}{2}} dk \quad (4.11)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
p &= \frac{1}{3} \langle T_{ii} \rangle \\
&= \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma_0^2 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_{03}^2 + \sum_B \frac{1}{3} \frac{\gamma}{2\pi^2} \int_0^{k_B} \frac{k^4 dk}{(k^2 + m_B^{*2})^{\frac{1}{2}}} + \\
&\quad \sum_\zeta \frac{1}{3} \frac{\gamma}{2\pi^2} \int_0^{k_\zeta} \frac{k^4 dk}{(k^2 + m_\zeta^{*2})^{\frac{1}{2}}} + \sum_\lambda \frac{1}{3} \frac{\gamma}{2\pi^2} \int_0^{k_\lambda} \frac{k^4 dk}{(k^2 + m_\lambda^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (4.12)
\end{aligned}$$

4.2.4 As Massas Efetivas

As massas efetivas são determinadas através da expressão da densidade de energia, isto é, a equação (4.11). Lembrando que

$$M_B^* = M_B - m_B^* g_{\sigma B} \sigma_0$$

onde

$$m_B^* = \left(1 + \frac{g_{\sigma B} \sigma_0}{M_B} \right)^{-1}$$

e

$$\sigma_0 = \frac{M_B - M_B^*}{m_B^* g_{\sigma B}}$$

Vamos agora minimizar a densidade de energia ε , para calcular a massa efetiva M_B^* dos bárions de spin 1/2, ou seja,

$$\frac{\partial \varepsilon (M_B^*)}{\partial M_B^*} = 0,$$

logo, teremos:

$$M_B^* = M_B - \frac{m_B^{*2} g_{\sigma B}^2}{m_\sigma^2} \frac{\gamma}{2\pi^2} M_B^* \int_0^{k_B} \frac{k^2 dk}{(k^2 + M_B^{*2})^{\frac{1}{2}}} \quad (4.13)$$

Agora, para obtermos a massa efetiva M_ζ^* dos bárions de spin 3/2, temos

$$M_\zeta^* = M_\zeta - m_\zeta^* g_{\sigma\zeta} \sigma_0,$$

onde

$$m_\zeta^* = \left(1 + \frac{g_{\sigma\zeta} \sigma_0}{M_\zeta} \right)^{-1}$$

e

$$\sigma_0 = \frac{M_\zeta - M_\zeta^*}{m_\zeta^* g_{\sigma\zeta}}$$

então, minimizando a densidade de energia ε , ou seja,

$$\frac{\partial \varepsilon(M_\zeta^*)}{\partial M_\zeta^*} = 0,$$

obtemos a expressão para a massa efetiva M_ζ^* :

$$M_\zeta^* = M_\zeta - \frac{m_\zeta^{*2} g_{\sigma\zeta}^2}{m_\sigma^2} \frac{\gamma}{2\pi^2} M_\zeta^* \int_0^{k_\zeta} \frac{k^2 dk}{(k^2 + M_\zeta^{*2})^{\frac{1}{2}}} \quad (4.14)$$

As equações de movimento são resolvidas autoconsistentemente para diferentes valores da densidade da matéria estelar, simultaneamente com as seguintes equações de conservação de carga bariônica

$$\rho = \rho_n + \rho_p + \rho_{\Lambda^0} + \rho_{\Sigma^-} + \rho_{\Sigma^0} + \rho_{\Sigma^+} + \rho_{\Delta^-} + \rho_{\Delta^0} + \rho_{\Delta^+} + \rho_{\Delta^{++}} + \rho_{\Xi^-} + \rho_{\Xi^0} + \rho_{\Omega^-},$$

e da carga elétrica

$$\rho_z = -\rho_{e^-} - \rho_{\mu^-} + \rho_p - \rho_{\Sigma^-} + \rho_{\Sigma^+} - \rho_{\Delta^-} + \rho_{\Delta^+} + 2\rho_{\Delta^{++}} - \rho_{\Xi^-} - \rho_{\Omega^-},$$

onde ρ e ρ_z são, respectivamente, as densidades de carga bariônica e elétrica da matéria, sendo $\rho_z = 0$. O critério de Gibbs leva às equações de balanço relacionando os potenciais químicos, que também entram na solução autoconsistente das equações de movimento dos campos mesônicos. Neste caso, são as seguintes condições utilizadas:

$$\mu_{\Delta^-} = \mu_{\Sigma^-} = \mu_{\Xi^-} = \mu_{\Omega^-} = \mu_n + \mu_e ,$$

$$\mu_{\Delta^0} = \mu_{\Lambda^0} = \mu_{\Sigma^0} = \mu_{\Xi^0} = \mu_n ,$$

$$\mu_{\Delta^+} = \mu_p = \mu_{\Sigma^+} = \mu_n - \mu_e ,$$

$$\mu_{\Delta^{++}} = \mu_n - 2\mu_e ,$$

onde $\mu_B = g_{\omega B} \omega_0 + \frac{1}{2} g_{\rho B} I_{3B} \rho_{03} + \sqrt{k_B^2 + m_B^{*2}}$ é o potencial químico para os bárions com spin 1/2 e $\mu_\zeta = g_{\omega \zeta} \omega_0 + \frac{1}{2} g_{\rho \zeta} I_{3\zeta} \rho_{03} + \sqrt{k_\zeta^2 + m_\zeta^{*2}}$ é o potencial químico para os bárions com spin 3/2.

Finalizando, o confinamento dos neutrinos (CHIAPPARINI, 1996) impõe o seguinte vínculo de conservação das frações leptônica eletrônica e muônica:

$$Y_{l_e} = \frac{\rho_e + \rho_{\nu_e}}{\rho} = cte$$

e

$$Y_{l_\mu} = \frac{\rho_\mu + \rho_{\nu_\mu^-}}{\rho} = 0$$

Para este trabalho adotamos $Y_{l_e} = 0,4$ para o valor da fração leptônica eletrônica, de acordo com os resultados de cálculos de colapso gravitacional.

No presente trabalho, estudamos os efeitos do acoplamento delta-mésons no modelo de Zimanyi-Moszkowski, explorando os valores das constantes de acoplamento cobrindo os limites estabelecidos na Ref.(KOSOV, 1998). Na Fig. 4.1, mostramos num gráfico os valores das constantes de acoplamento delta-mésons usados no presente cálculo indicando os limites previamente estabelecidos (KOSOV, 1998).

Nas Fig. 4.2, mostramos os resultados para a pressão em função da densidade para a matéria hadrônica, no meio estelar, conforme às variações das constantes de acoplamento

delta-mésons, usando o modelo de Zimanyi-Moszkowski sem neutrinos em (a) e o modelo de Zimanyi-Moszkowski com neutrinos em (b). Lembrando que as constantes de acoplamento das ressonâncias delta com os mésons (σ , ω e ρ) são definidas pelas quantidades: $\alpha = g_{\omega\Delta}/g_{\omega N}$, $\beta = g_{\sigma\Delta}/g_{\sigma N}$ e $\gamma = g_{\rho\Delta}/g_{\rho N}$. Observe na Fig. 4.2 (a) e (b) para o caso $\alpha = 0.6$, $\beta = 1.4$, $\gamma = 1.0$ que em alguns intervalos, temos $dP/d\rho < 0$. Obviamente, estes resultados nestes intervalos não têm significado físico. Na realidade, este comportamento é indicativo da ocorrência de uma transição de fase que deve ser tratada fazendo-se uma construção de Maxwell, que é basicamente uma construção geométrica (HUANG, 1965).

Para ilustrar a formação da matéria de delta no meio estelar, nas Figs. 4.3 e 4.4, mostramos os resultados para a população dos bárions e dos léptons em função da densidade, para o conjunto de valores do acoplamento universal ($\alpha = \beta = \gamma = 1.0$) e para o caso ($\alpha = 0.6$, $\beta = \gamma = 1.0$), respectivamente. Os resultados apresentados em (a) correspondem ao modelo de Zimanyi-Moszkowski sem neutrinos e em (b) ao modelo de Zimanyi-Moszkowski com neutrinos. Note na Fig. 4.3 (a) e (b) que as ressonâncias delta não aparecem até uma densidade $\rho = 10\rho_0$. No entanto, para o caso ($\alpha = 0.6$, $\beta = \gamma = 1.0$) na Fig. 4.4 (a) e (b), a ressonância delta, de carga negativa, surge próximo de $\rho = 3\rho_0$, concordando com os resultados experimentais das colisões de íons pesados relativísticos.

Por fim, lembramos que até o presente momento não existe nenhuma indicação experimental para os valores das constantes de acoplamento delta-mésons. Cálculos teóricos foram feitos no contexto das Regras de Soma da CromoDinâmica Quântica (QCDSR) (JIN, 1995), mas estes resultados dependem fortemente do valor usado para o condensado de quarks, o qual não se sabe a dependência com a densidade, limitando desta forma a confiança nos resultados da QCDSR. A análise fenomenológica realizada neste trabalho para a matéria estelar (ou a realizada previamente na Ref. (KOSOV, 1998) para a matéria nuclear referente ao caso simétrico) é de considerável valor para melhor se estabelecer os limites aceitáveis para o acoplamento delta-mésons. Também a QCDSR indica que existe um maior caráter atrativo para a ressonância delta do que para os núcleons no meio nuclear (JIN, 1995). Portanto, a variação dos valores das constantes de acoplamento foi limitada à $\beta \geq 1$ e $\alpha \leq 1$, tanto na Ref. (KOSOV, 1998) como na presente análise.

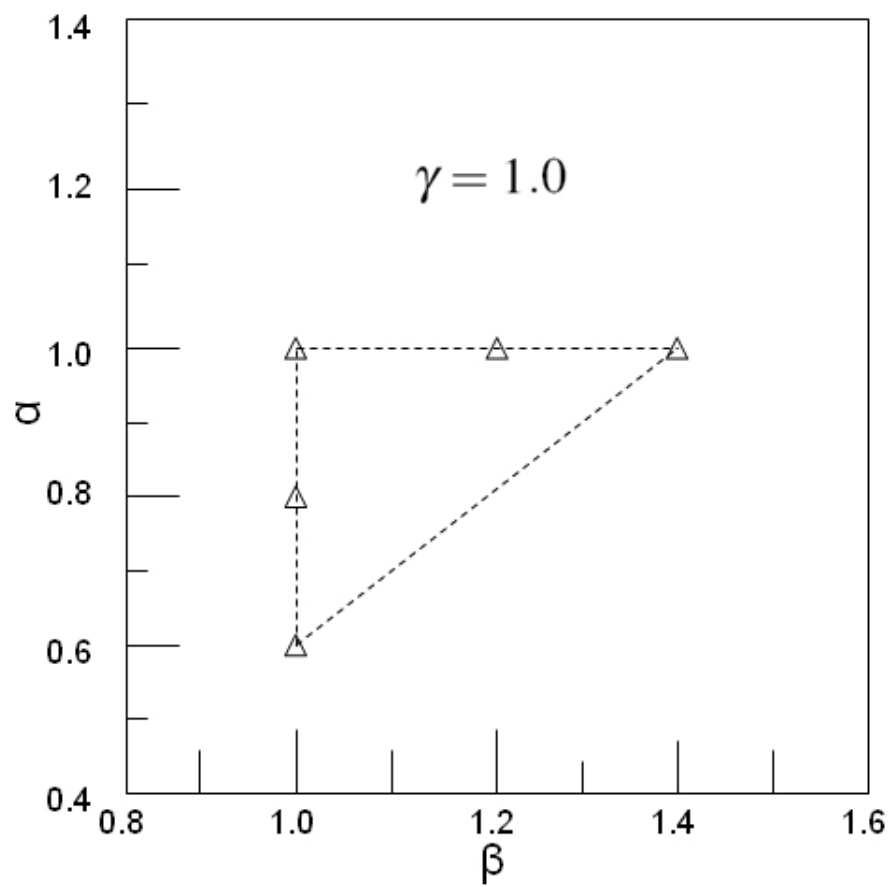


Figura 4.1: Limites estabelecidos para as constantes de acoplamento delta-mésons da Ref.(KOSOV, 1998).

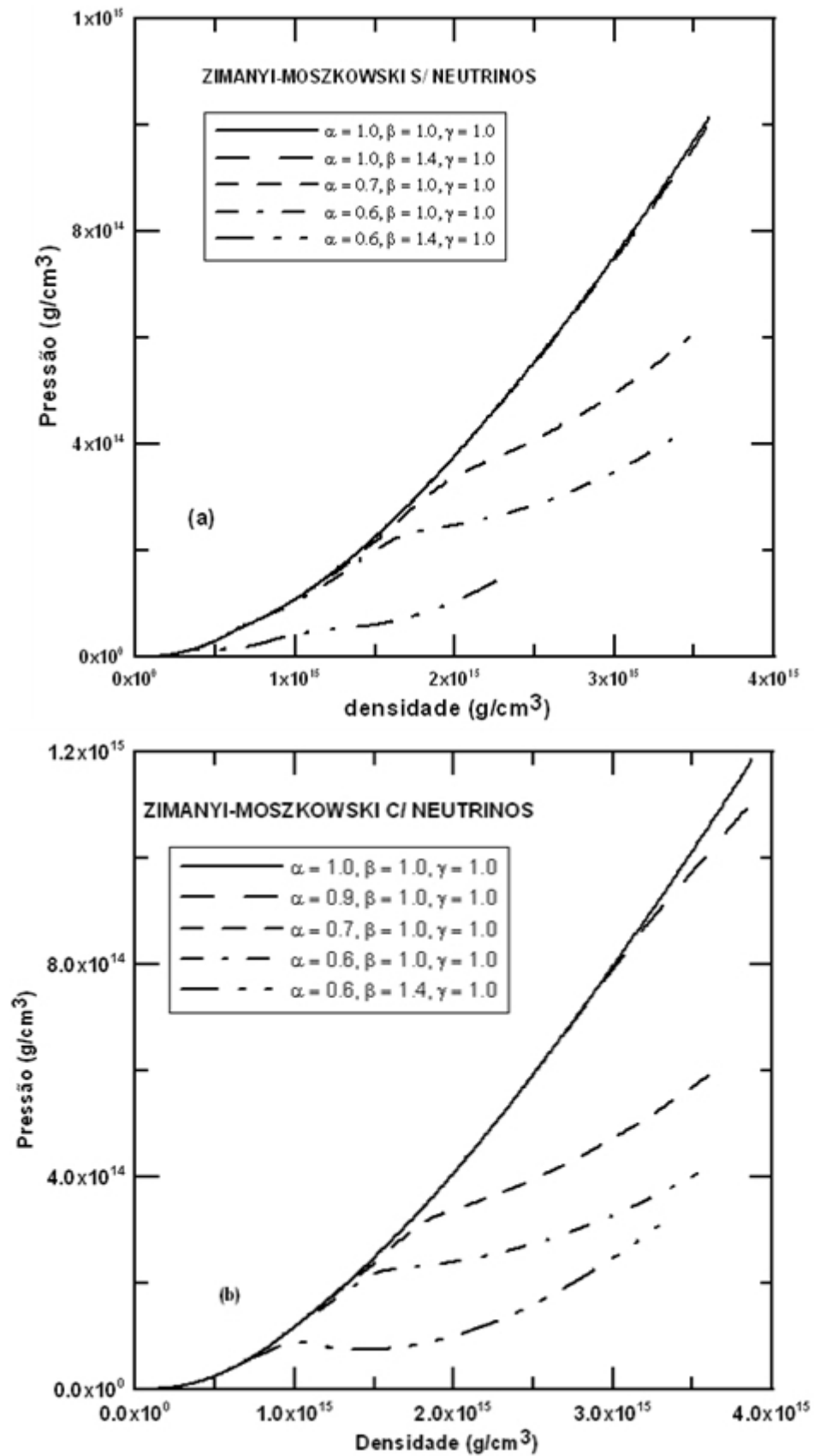


Figura 4.2: .

Pressão em função da densidade para diferentes valores da constante de acoplamento $\Delta - \sigma$ e $\Delta - \omega$. Os resultados mostrados em (a) referem-se ao modelo de Zimanyi-Moszkowski sem neutrinos e, em (b), ao modelo de Zimanyi-Moszkowski com neutrinos.

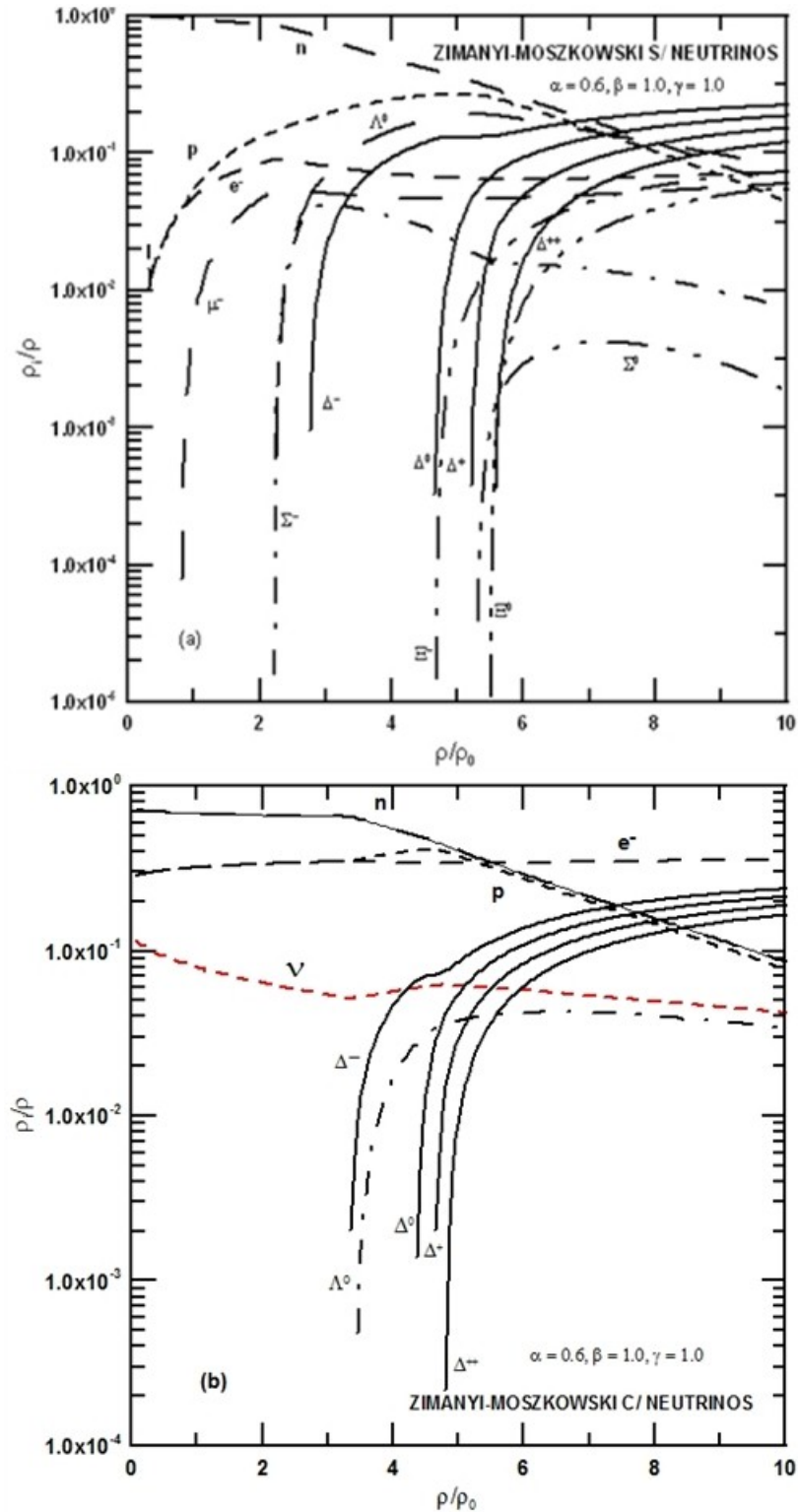


Figura 4.4: População dos bárions e léptons em função da densidade para o caso ($\alpha = 0.6$, $\beta = 1.0$, $\gamma = 1.0$). Os resultados mostrados em (a) referem-se ao modelo de Zimanyi-Moszkowski sem neutrinos e, em (b), ao modelo de Zimanyi-Moszkowski com neutrinos

5 FORMAÇÃO DE RESSONÂNCIAS DELTA EM PROTO-ESTRELAS DE NÊUTRON

5.1 INTRODUÇÃO

Após uma explosão de supernova Tipo II, restará um caroço remanescente chamado de proto-estrela de nêutron. Com o resfriamento da proto-estrela, induzido pelo escape de neutrinos, temos um objeto frio na escala nuclear (energia térmica por bárion muito menor que 1 MeV) chamado de estrela de nêutron.

As estrelas de nêutron têm sua estrutura determinada pelos estados de equilíbrio hidrostático que se estabelecem logo após sua formação. Este equilíbrio resulta de um balanceamento entre duas forças básicas: a força gravitacional e a força de pressão do gás estelar. Admitindo-se que a estrela seja esfericamente simétrica, então sua energia total E deve satisfazer à seguinte condição de minimização:

$$\delta E = 0, \quad (5.1)$$

onde

$$E = \int_0^{m(R)} \varepsilon(\rho, S) dm + \int_0^{m(R)} V_G(r) dm, \quad (5.2)$$

em que o primeiro termo do segundo membro é a densidade de energia interna da matéria, o segundo a energia potencial gravitacional, onde

$$m = \int_0^r 4\pi\rho(r') r'^2 dr', \quad (5.3)$$

é a massa total encerrada pelo raio r , e $\rho(r')$ é a densidade no ponto r' .

Usando a relação termodinâmica definida da pressão P ,

$$P = - \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial V_\rho} \right)_S, \quad (5.4)$$

onde S é a entropia, podemos então calcular a variação da energia total,

$$\delta E = \int_0^{m(R)} \left(\frac{P}{\rho^2} \right) \delta \rho \, dm + \int_0^{m(R)} \left(\frac{\partial V_G(r)}{\partial r} \right) \delta r \, dm. \quad (5.5)$$

Agora, a primeira integral da expressão acima pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\int_0^{m(R)} \left(\frac{P}{\rho^2} \right) \delta \rho \, dm = \int_0^{m(R)} \left(\frac{dP}{\rho \, dr} \right) \delta r \, dm \quad (5.6)$$

Substituindo a equação (5.6) em (5.5) e aplicando a condição de minimização $\delta E = 0$, obtemos:

$$\delta E = \int_0^{m(R)} \left(\frac{dP}{\rho \, dr} \right) \delta r \, dm + \int_0^{m(R)} \left(\frac{\partial V_G(r)}{\partial r} \right) \delta r \, dm = 0, \quad (5.7)$$

ou seja,

$$\frac{dP}{dr} = -\rho(r) \frac{dV_G(r)}{dr}, \quad (5.8)$$

que é a equação de equilíbrio hidrostático, onde a força gravitacional é contrabalançada pela componente radial do gradiente da pressão, ao longo da estrutura da estrela.

5.2 A EQUAÇÃO DE TOLMAN- OPPENHEIMER-VOLKOFF (TOV)

A condição de equilíbrio estabelecida na seção anterior na Equação (5.8) foi obtida dentro do limite não-relativístico para o tratamento da gravitação. Entretanto, como é bem sabido, os efeitos da Relatividade Geral para a gravitação em estrelas de nêutron não podem ser desconsiderados. Nesta seção restabelecemos a condição de equilíbrio que ao mesmo tempo é o ponto de partida para a discussão da estrutura das estrelas de nêutron.

Nos moldes da Relatividade Geral, a gravitação (nos efeitos geométricos) e o conteúdo de matéria e energia do sistema estão relacionados pela equação de Einstein

$$G_{\mu\nu} = -\frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (5.9)$$

onde

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R \quad (5.10)$$

sendo $R_{\mu\nu}$, o tensor de Ricci, e R , a curvatura escalar do espaço,

$$R_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\lambda\nu}^{\lambda}, \quad R \equiv R^{\mu}_{\mu} \quad (5.11)$$

obtidas das contrações do tensor de curvatura de Riemann-Christoffel

$$R_{\mu\sigma\nu}^{\lambda} \equiv \frac{\partial\Gamma^{\lambda}}{\partial x^{\nu}}\mu\sigma - \frac{\partial\Gamma^{\lambda}}{\partial x^{\sigma}}\mu\nu + \Gamma_{\mu\sigma}^{\eta}\Gamma_{\nu\eta}^{\lambda} - \Gamma_{\mu\nu}^{\eta}\Gamma_{\sigma\eta}^{\lambda} \quad (5.12)$$

com a conexão afim $\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda}$ definida em termos do tensor métrico $g_{\mu\nu}$

$$\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} = \frac{1}{2}g^{\eta\lambda} \left\{ \frac{\partial g_{\nu\eta}}{\partial x^{\mu}} + \frac{\partial g_{\mu\eta}}{\partial x^{\nu}} - \frac{\partial g_{\nu\mu}}{\partial x^{\eta}} \right\} \quad (5.13)$$

Para uma métrica descrevendo sistemas estáticos e com simetria esférica, caso típico de uma estrela de nêutron, a solução de (5.9) apresenta a seguinte forma

$$ds^2 = A(r) dt^2 - B(r) dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \text{sen}^2\theta d\phi^2 \quad (5.14)$$

A exigência de que quando $r \rightarrow \infty$, esta métrica deve aproximar-se do tensor de Minskowski em coordenadas polares esféricas, impõe a condição

$$A(r) = \frac{c^2}{B(r)}, \quad r \rightarrow \infty. \quad (5.15)$$

Para as equações de campo do espaço vazio há uma única solução

$$A(r) = c^2 \left[1 - \frac{2MG}{c^2 r} \right] \quad (5.16)$$

e, com esta forma, (5.14) é conhecida como a métrica de Schwarzschild.

Tendo em conta que o tensor momento-energia é dado por (WEINBERG, 1972)

$$T_{\mu\nu} = P g_{\mu\nu} + \left(\frac{P}{c^2} + \rho \right) u_{\mu} u_{\nu} \quad (5.17)$$

onde P é a pressão, ρ é a densidade de massa relativística, e u^{μ} é o quadrivetor velocidade associado ao movimento do fluido, tem-se que

$$g^{\mu\nu} u_{\mu} u_{\nu} = -1 \quad (5.18)$$

Para um fluido em repouso em relação ao observador, e a métrica (5.14), temos

$$u_r = u_{\theta} = u_{\phi} = 0; \quad u_t = -[A(r)]^{-1/2} \quad (5.19)$$

Levando em conta as simetrias envolvidas, encontra-se que as equações de Einstein (5.9) se reduzem às três equações para R_{rr} , $R_{\theta\theta}$, e R_{tt} , as quais podem ser resolvidas juntamente com a condição de equilíbrio para as funções métricas $A(r)$, $B(r)$, chegando-se a

$$B(r) = \left(1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r}\right)^{-1} \quad (5.20)$$

onde $M(r)$ é a massa inserida num raio r

$$M(r) = \int_0^r 4\pi\rho(r') r'^2 dr', \quad (5.21)$$

$$\frac{1}{A(r)} \frac{dA(r)}{dr} = -\frac{2dP/dr}{[\rho c^2 + P]} \quad (5.22)$$

Substituindo (5.16) em (5.22), obtemos

$$\frac{dP}{dr} = -\rho(r) \frac{GM(r)}{r^2} \left[1 + \frac{P(r)}{\rho(r)c^2}\right] \left[1 + \frac{4\pi P(r)r^3}{M(r)c^2}\right] \left[1 - \frac{2GM(r)}{rc^2}\right]^{-1} \quad (5.23)$$

que é a versão no contexto da Relatividade Geral da equação (5.8) e conhecida como equação de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (IRVINE, 1978; STRAUMANN, 1984).

Comparando-se as equações (5.8) e (5.23) vemos que o produto dos termos entre colchetes representam as correções relativísticas à gravitação newtoniana.

A solução numérica da equação de Tolman-Oppenheimer-Volkoff para uma equação de estado especificada, $P = P(\rho)$, sendo resolvida a partir da região central até à superfície ($\rho \ll \rho_c$), permite estabelecer o limite superior de massa para a estrela de nêutron. Este limite é fortemente dependente do tipo de equação de estado que é estabelecida.

5.3 ESTRUTURA DE PROTO-ESTRELAS DE NÊUTRON COM RESSONÂNCIAS DELTA

Nesta seção apresentaremos os resultados para a estrutura das proto-estrelas de nêutron, assim como das estrelas de nêutron propriamente ditas. A partir da equação de estado para a matéria estelar, do capítulo anterior, resolvemos numericamente a equação TOV para a estrutura interna de uma estrela esférica, e desse modo obtivemos as massas e raios das referidas estrelas.

Chamamos atenção para o fato de que estamos cobrindo toda a faixa de densidade de interesse para a estrutura da estrela. Portanto, estão incluídas a equação de estado para a faixa

de densidade subnuclear sem nêutrons livres, obtida por Baym, Pethick e Sutherland (BPS) (BAYM, 1971), a equação de estado considerando os nêutrons livres, obtida por Baym, Bethe e Pethick (BBP) (BAYM, 1971) e a equação de estado para a fase hadrônica estabelecida no capítulo anterior. Esta última, sendo relevante para a estrutura da região mais central da estrela, e as duas primeiras sendo relevantes para a determinação da atmosfera da estrela.

Nas Figs. 5.1 e 5.2, mostramos, respectivamente, os nossos resultados para a massa em função do raio, e massa em função da densidade central de diferentes estrelas quando é feita uma varredura em valores da densidade central estabelecendo as correspondentes estruturas de estrelas estudadas neste trabalho. Os resultados apresentados em (a) correspondem ao modelo de Zimanyi-Moszkowski sem neutrinos e, em (b) ao modelo de Zimanyi-Moszkowski com neutrinos. A análise é apresentada para quatro casos de acoplamento delta-mésons produzindo matéria de delta e para o acoplamento universal ($\alpha = \beta = \gamma = 1.0$) servindo de termo de comparação. Nestes gráficos, cada ponto sobre as curvas representa uma estrela. Na parte (a) destas figuras, referentes ao modelo de Zimanyi-Moszkowski sem neutrinos, mostram que a estrela de massa máxima é encontrada para o caso do acoplamento universal ($\alpha = \beta = \gamma = 1.0$), com uma massa de $1.53 M_{\odot}$ encerrada num raio de 9.86 Km . Já, para o caso ($\beta = 1.4, \alpha = \gamma = 1.0$), a estrela de massa máxima é um pouco menor com uma massa de $1.52 M_{\odot}$ encerrada num raio de 9.76 Km (curva não observada na figura). Enquanto que, para os casos: ($\alpha = 0.7, \beta = \gamma = 1.0$) e ($\alpha = 0.6, \beta = \gamma = 1.0$), as massas máximas são menores, com $1.45 M_{\odot}$ num raio de 11.07 Km , e com $1.36 M_{\odot}$ num raio de 11.52 Km , respectivamente, e finalmente, para o caso ($\alpha = 0.6, \beta = 1.4, \gamma = 1.0$) a estrela de massa máxima possui uma massa de $0.55 M_{\odot}$ encerrada num raio de 10.20 Km .

Já na parte (b) das referidas figuras, referentes ao modelo de Zimanyi-Moszkowski com neutrinos, mostram que a estrela de massa máxima é encontrada também para o caso do acoplamento universal, com uma massa de $1.57 M_{\odot}$ encerrada num raio de 10.03 Km , porém possuindo um valor maior quando comparada com a do modelo de Zimanyi-Moszkowski sem neutrinos. Já, para o caso ($\beta = 1.4, \alpha = \gamma = 1.0$), a estrela de massa máxima é ligeiramente menor com uma massa de $1.56 M_{\odot}$ encerrada num raio de 10.14 Km (curva não observada na Figura). Enquanto que, para os casos: ($\alpha = 0.7, \beta = \gamma = 1.0$) e ($\alpha = 0.6, \beta = \gamma = 1.0$), as massas máximas são menores, com $1.49 M_{\odot}$ num raio de 11.85 Km , e com $1.40 M_{\odot}$ num raio de 12.52 Km , respectivamente, e finalmente, para o caso ($\alpha = 0.6, \beta = 1.4, \gamma = 1.0$) a estrela

de massa máxima possui uma massa de $1.08 M_{\odot}$ encerrada num raio de 14.24 Km . Observa-se, portanto, que quanto maior a massa da proto-estrela ou da estrela de nêutron, menor seu raio.

Na Fig. 5.3, mostramos a distribuição de massa encerrada na camada de raio R para estrelas com densidade central $\rho_c = 2.0 \times 10^{15} (\text{g}/\text{cm}^3)$, para o caso do acoplamento universal ($\alpha = \beta = \gamma = 1.0$) e para o caso ($\alpha = 0.6, \beta = 1.4, \gamma = 1.0$). Os resultados apresentados em (a) correspondem ao modelo de Zimanyi-Moszkowski sem neutrinos e em (b) ao modelo de Zimanyi-Moszkowski com neutrinos. Comparando-se nesta Figura, partes (a) e (b), os referidos casos, notamos na parte (b), referente ao modelo de Zimanyi-Moszkowski com neutrinos, que a equação de estado é sensivelmente mais dura, levando a um aumento de massa para as estrelas.

Na Fig. 5.4, mostramos a distribuição da pressão em função do raio, para os mesmos tipos de acoplamento da Figura anterior e mesma densidade central. Comparando-se mais uma vez, as partes (a) e (b), para os referidos casos, notamos que as estrelas, referentes ao modelo de Zimanyi-Moszkowski com neutrinos, apresentam uma maior pressão.

Na Fig. 5.5, mostramos a distribuição de densidade em função do raio para estrelas, correspondendo aos mesmos casos de acoplamento analisados nas figuras anteriores. Observa-se na parte (b) desta figura, correspondendo ao modelo de Zimanyi-Moszkowski com neutrinos que, para o caso ($\alpha = 0.6, \beta = 1.4, \gamma = 1.0$) aparece explicitamente a transição de fase representada pela reta vertical tracejada.

A Fig. 5.6 apresenta a distribuição de massa encerrada na camada de raio R para estrelas com densidade central $\rho_c = 2.0 \times 10^{15} (\text{g}/\text{cm}^3)$. O caso ($\alpha = 0.6, \beta = 1.0, \gamma = 1.0$) é mostrado em (a), enquanto o caso ($\alpha = 0.6, \beta = 1.4, \gamma = 1.0$) é mostrado em (b). Observa-se para estes dois casos que as proto-estrelas de nêutron, representadas pela linha cheia, apresentam uma massa maior quando comparadas com as estrelas de nêutron, representadas pela linha tracejada. Lembrando que as estrelas de nêutron não contém neutrinos.

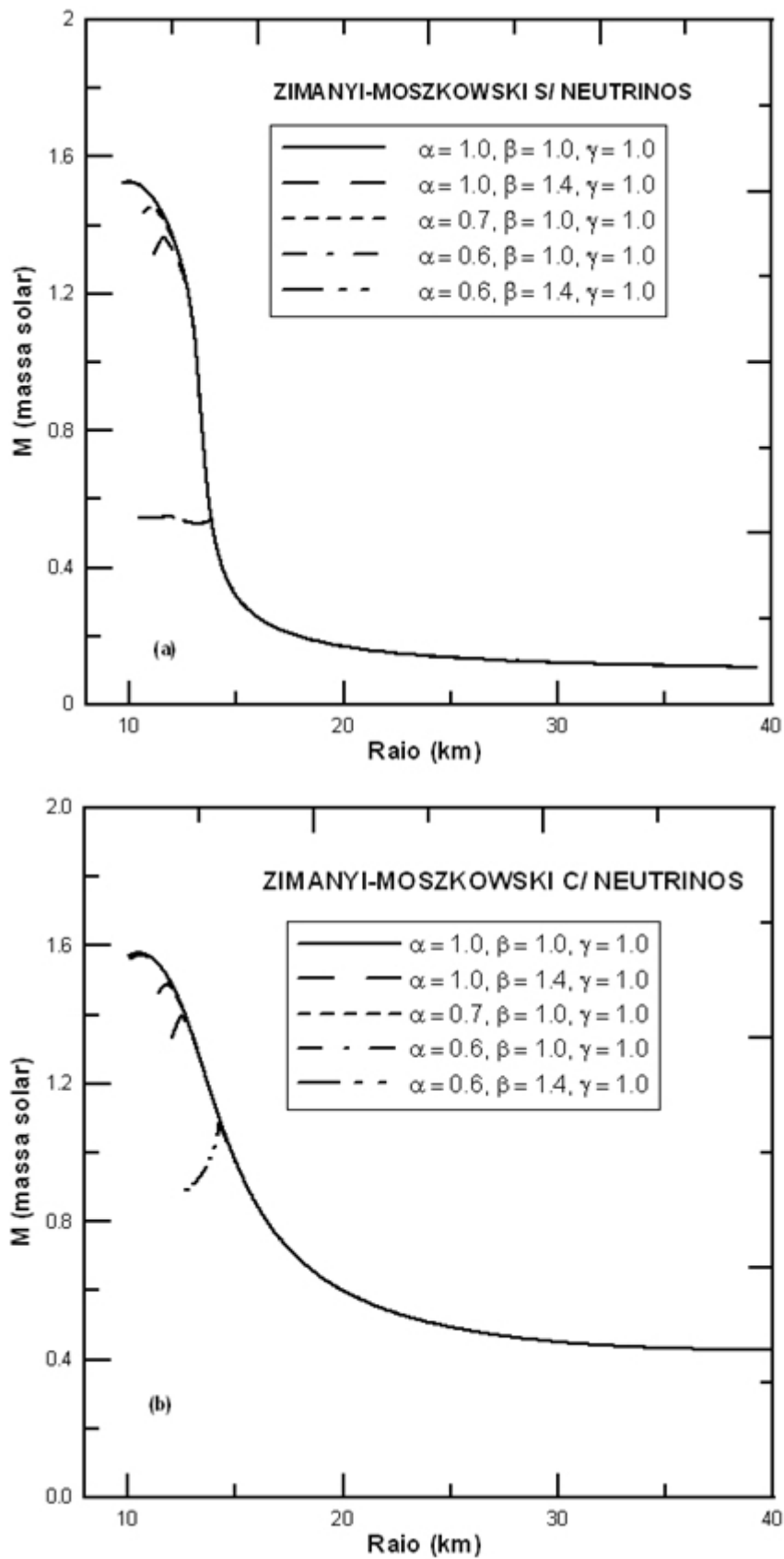


Figura 5.1: .

Massa em função do raio de diferentes estrelas varrendo um intervalo de densidade central, mostrada para equações de estado com acoplamento universal ($\alpha = \beta = \gamma = 1.0$) e para aquelas indicadas na legenda. Os resultados apresentados em (a) referem-se ao modelo de Zimanyi-Moszkowski sem neutrinos e, em (b) ao modelo de ZM com neutrinos

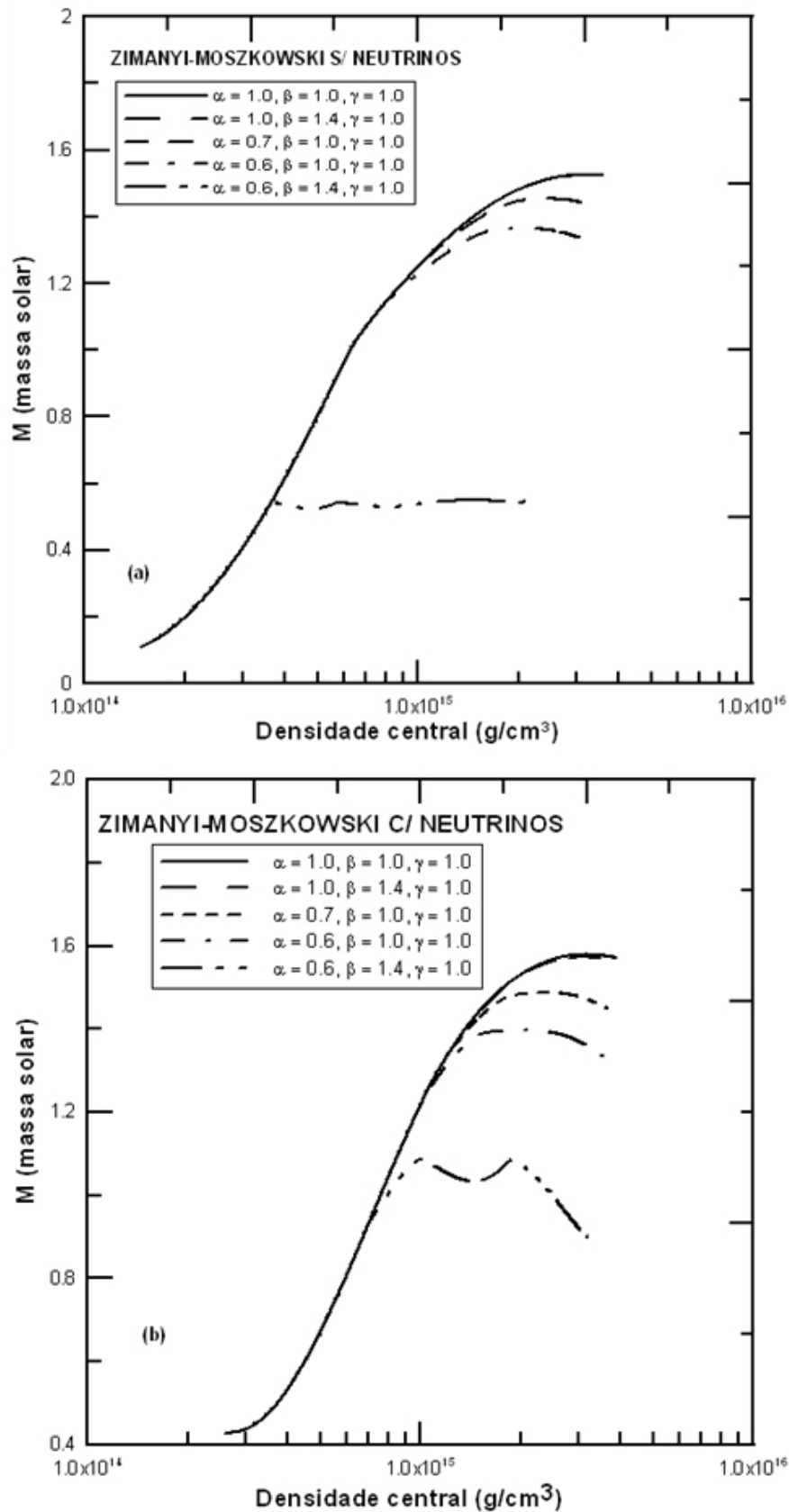


Figura 5.2: .

Massa de estrelas com diferentes densidade central, em função da densidade central, para equações de estado com acoplamento universal ($\alpha = \beta = \gamma = 1.0$) e para aquelas indicadas na legenda. Os resultados apresentados em (a) referem-se ao modelo de Zimanyi-Moszkowski sem neutrinos e, em (b) ao modelo de ZM com neutrinos.

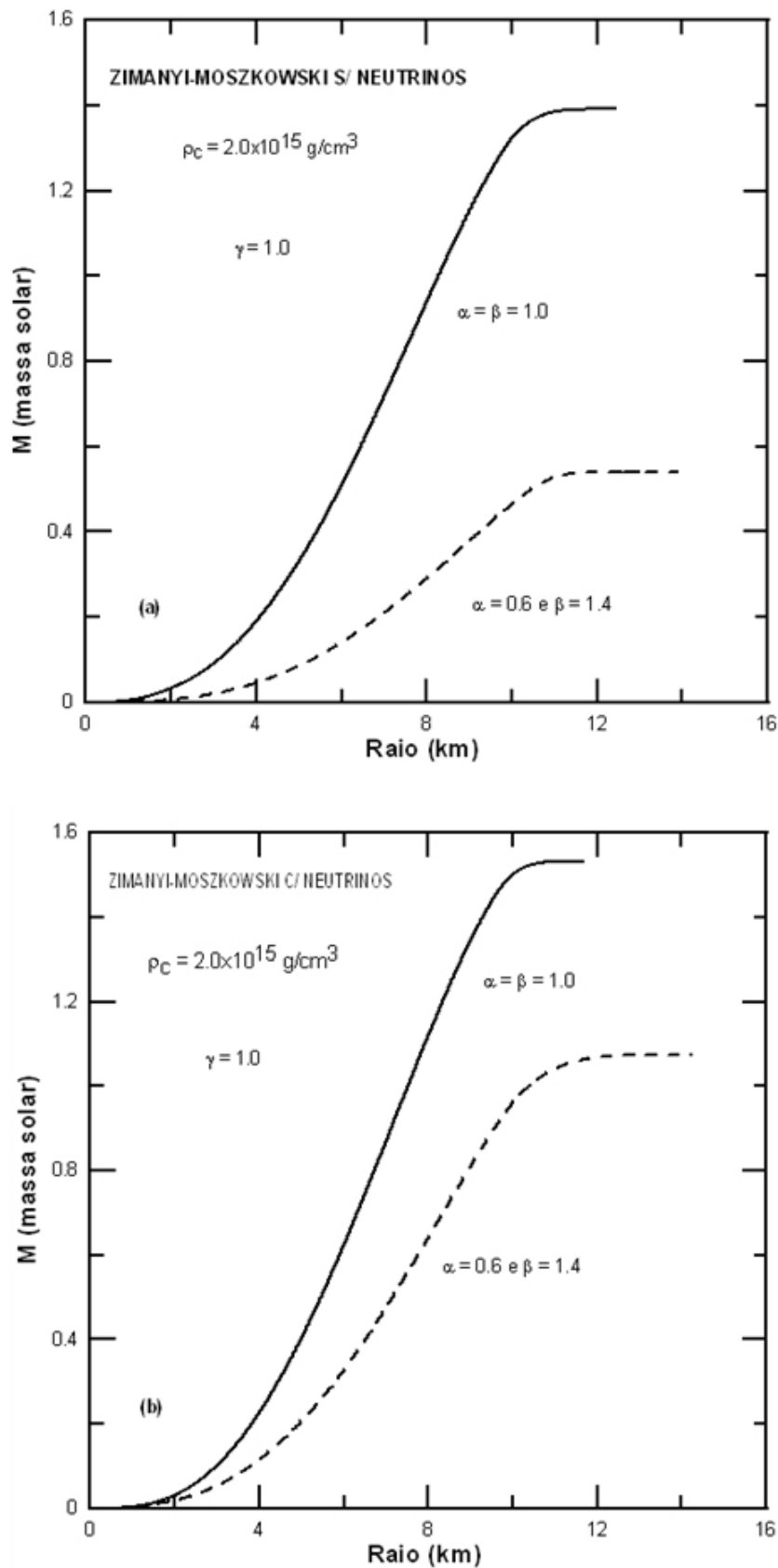


Figura 5.3: Distribuição de massa encerrada na camada de raio R para estrelas com densidade central $\rho_c = 2.0 \times 10^{15} \text{ (g/cm}^3\text{)}$. O caso para o acoplamento universal é mostrado com linha cheia, e o caso ($\alpha = 0.6$, $\beta = 1.4$, $\gamma = 1.0$) é mostrado com linha tracejada. Os resultados apresentados em (a) referem-se ao modelo de Zimanyi-Moszkowski sem neutrinos e, em (b) ao modelo de ZM com neutrinos

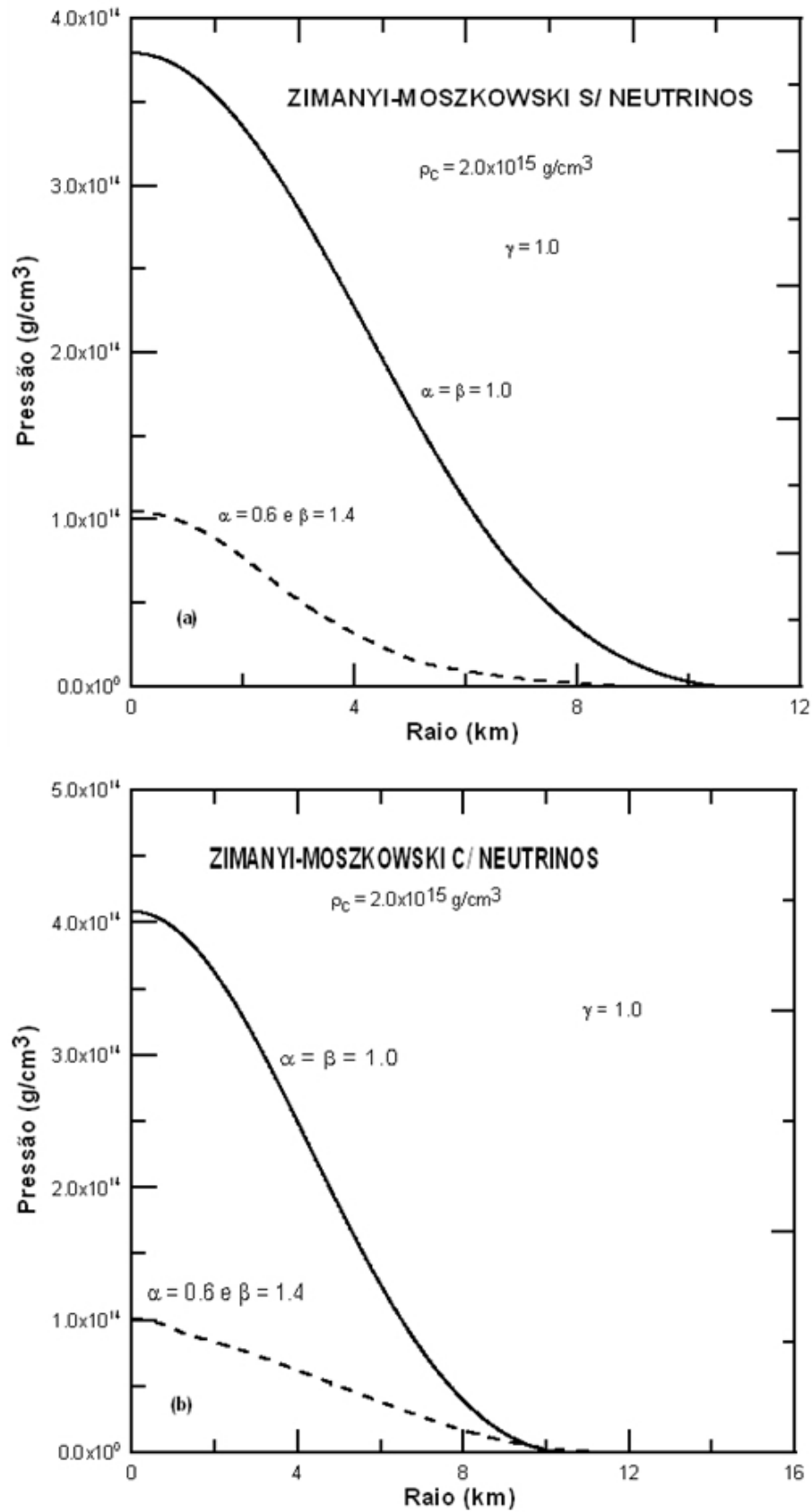


Figura 5.4: .

Distribuição de pressão em função do raio para estrelas com densidade central $\rho_c = 2.0 \times 10^{15} \text{ (g/cm}^3\text{)}$. O caso para o acoplamento universal é mostrado com linha cheia, e o caso $(\alpha = 0.6, \beta = 1.4, \gamma = 1.0)$ é mostrado com linha tracejada. Os resultados apresentados em (a) referem-se ao modelo de Zimanyi-Moszkowski sem neutrinos e, em (b) ao modelo de ZM com neutrinos.

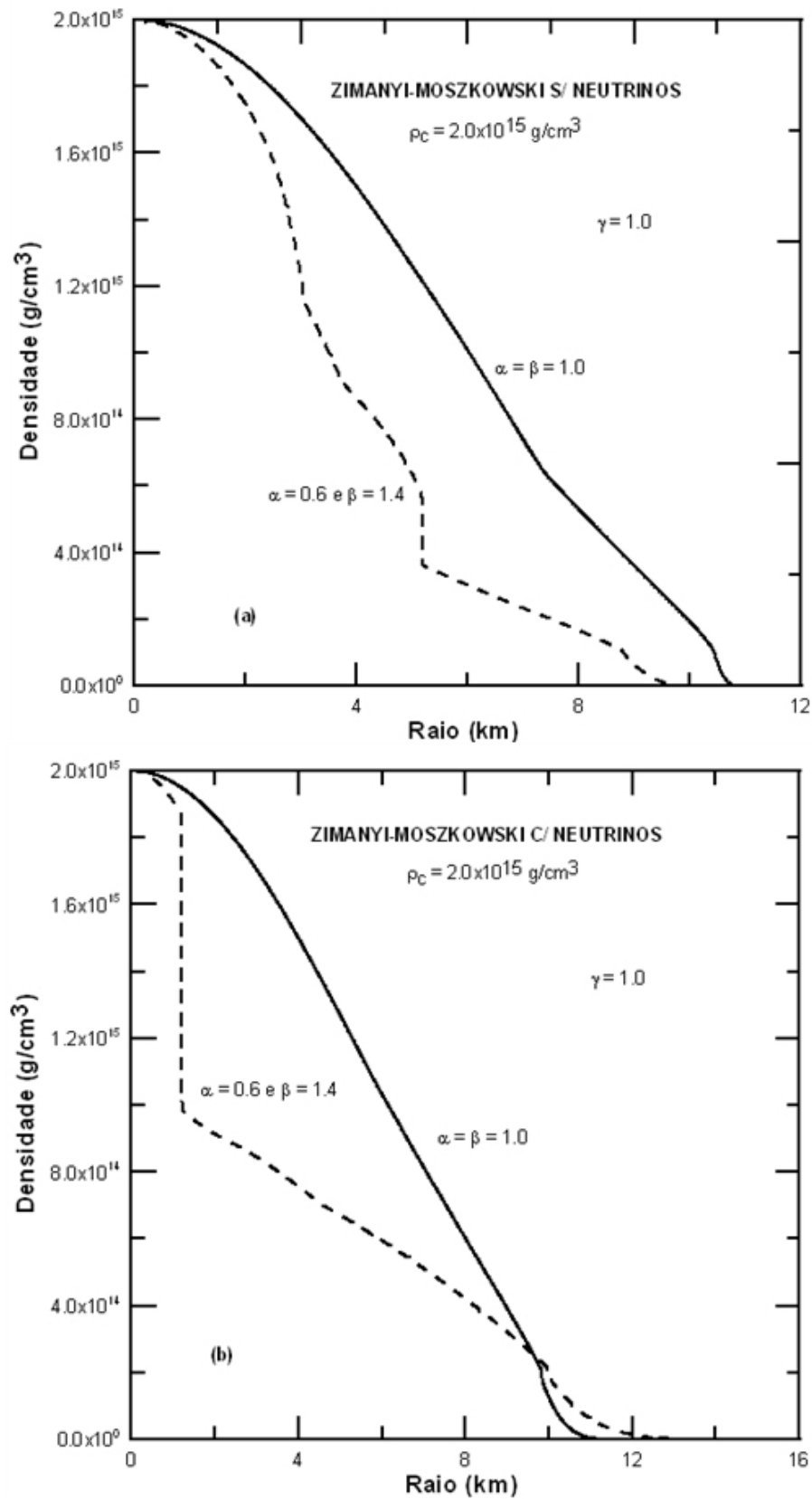


Figura 5.5: .

Distribuição de densidade em função do raio para estrelas com densidade central $\rho_c = 2.0 \times 10^{15} \text{ (g/cm}^3\text{)}$. O caso para o acoplamento universal é mostrado com linha cheia, e o caso ($\alpha = 0.6$, $\beta = 1.4$, $\gamma = 1.0$) é mostrado com linha tracejada. Os resultados apresentados em (a) referem-se ao modelo de Zimanyi-Moszkowski sem neutrinos e, em (b) ao modelo de ZM com neutrinos.

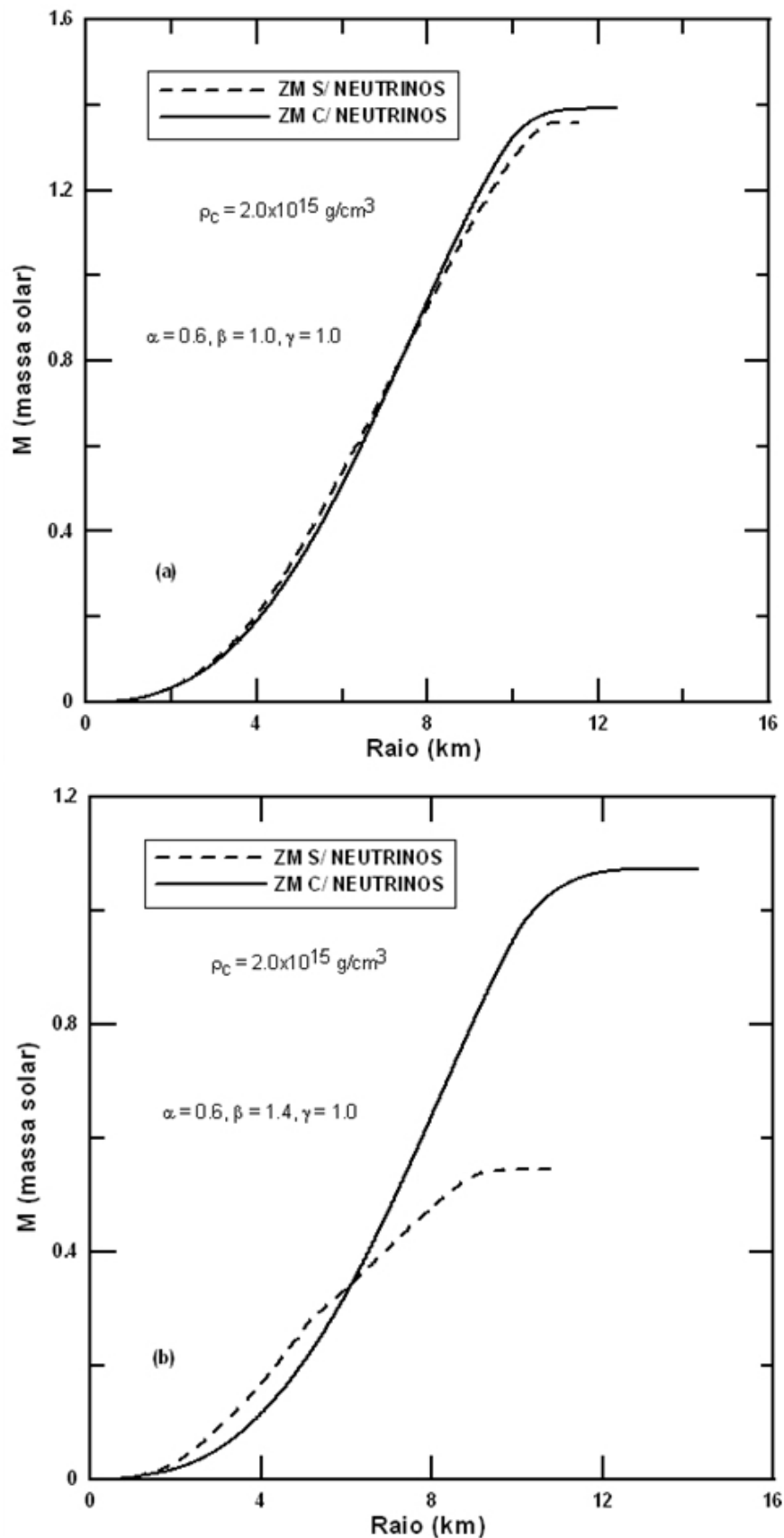


Figura 5.6: .

Distribuição de massa encerrada na camada de raio R para estrelas com densidade central $\rho_c = 2.0 \times 10^{15} \text{ (g/cm}^3\text{)}$. O caso ($\alpha = 0.6, \beta = 1.0, \gamma = 1.0$) é mostrado em (a), e o caso ($\alpha = 0.6, \beta = 1.4, \gamma = 1.0$) é mostrado em (b). Os resultados referentes ao modelo de Zimanyi-Moszkowski sem neutrinos é mostrado com linha tracejada, enquanto que os resultados referentes ao modelo de ZM com neutrinos é apresentado com linha cheia.

6 CONCLUSÕES

Como vimos, neste trabalho estudamos a formação da matéria de ressonâncias delta no meio estelar à temperatura zero (estado fundamental), a partir do modelo de Zimanyi-Moszkowski, no contexto do cálculo de campo médio relativístico, utilizando o campo de Dirac para as partículas de spin $1/2$, e o campo de Rarita-Schwinger para as partículas de spin $3/2$.

No presente trabalho, como pôde ser visto, fixamos o valor da densidade em $\rho = 10\rho_0$ (ver Figs. 4.3 e 4.4), uma vez que sabe-se da literatura que acima deste valor provavelmente deve ocorrer uma transição de fase Hádron-QGP (Quark-Glúon Plasma)(PRAKASH, 1997).

Neste estudo, mostramos os resultados para a pressão em função da densidade para a matéria hadrônica, conforme às variações das constantes de acoplamento delta-mésons, usando o referido modelo (ver fig. 4.2). Observamos que o maior desvio de comportamento da equação de estado para acoplamentos fora do acoplamento universal ($\alpha = \beta = \gamma = 1.0$) ocorre para valores crescentes da constante de acoplamento $\Delta\text{-}\sigma$, enquanto que para a variação do acoplamento $\Delta\text{-}\omega$ o afastamento maior ocorre para valores decrescentes da constante de acoplamento. As variações das constantes de acoplamento em direções opostas é uma consequência do papel físico dos campos mesônicos envolvidos na interação.

Concluimos que os desvios comparados com o caso para o acoplamento universal, são atribuídos ao surgimento da ressonância delta no meio hadrônico quando a matéria estelar é submetida a maiores compressões.

Observamos também que os resultados para a pressão em função da densidade, considerando o caso ($\alpha = 0.6, \beta = 1.4, \gamma = 1.0$), que em alguns intervalos, temos $dP/d\rho < 0$. Sabemos que estes resultados nestes intervalos não têm sentido físico. Este comportamento é indicativo da ocorrência de uma transição de fase, a qual deve ser tratada fazendo-se uma construção de Maxwell.

Para ilustrar a formação da matéria de ressonâncias delta no meio estelar, nas Figs. 4.3 e 4.4, mostramos os resultados para a população dos bárions e dos léptons em função da densidade. Observamos para o caso do acoplamento universal que as ressonância delta não aparecem até uma densidade $\rho = 10\rho_0$, enquanto que, para o caso ($\alpha = 0.6, \beta = \gamma = 1.0$), a ressonância delta, de carga negativa, surge próximo de $\rho = 3\rho_0$, concordando com os resultados experimentais das colisões de íons pesados relativísticos. Com isto, concluímos que o caso acoplamento universal não retrata a realidade.

Através da equação de estado obtida para a matéria estelar, resolvemos numericamente a equação de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) para a estrutura interna de uma estrela com simetria esférica, e desse modo obtivemos as massas e raios das referidas estrelas.

Os resultados, referentes ao modelo de Zimanyi-Moszkowski sem neutrinos, mostraram que a estrela de massa máxima é encontrada para o caso do acoplamento universal, com uma massa de $1.53 M_{\odot}$ encontrada num raio de 9.86 Km . Agora, quanto ao modelo de ZM com neutrinos, a estrela de massa máxima é encerrada também para o caso do acoplamento universal, com uma massa de $1.57 M_{\odot}$ encerrada num raio de 10.03 Km , porém, como se pôde observar, possuindo um valor maior quando comparada com a do modelo de ZM sem neutrinos (ver Figs. 5.1 e 5.2).

Observamos através da distribuição de massa encerrada na camada de raio R para estrelas com densidade central $\rho_c = 2.0 \times 10^{15} (g/cm^3)$, referente ao modelo de Zimanyi-Moszkowski com neutrinos, que a equação de estado é sensivelmente mais dura, quando comparada com o modelo de ZM sem neutrinos, levando a um aumento de massa para as estrelas (ver Fig. 5.3).

Observamos ainda, através da distribuição de densidade em função do raio para estrelas com densidade central $\rho_c = 2.0 \times 10^{15} (g/cm^3)$ referente ao caso ($\alpha = 0.6, \beta = 1.4, \gamma = 1.0$), [ver Fig. 5.5 (b)], que aparece explicitamente a transição de fase, representada pela reta vertical tracejada. Concluímos que o efeito da mudança das constantes de acoplamento delta-mésons para a estrutura das estrelas neste trabalho, é produzir uma variação na incompressibilidade do meio estelar e estabelecer uma transição de fase, induzida pelo caráter atrativo das interações das ressonâncias delta com os demais bárions do sistema.

REFERÊNCIAS

- ALMEIDA, L. G., Ejeção de massa em Proto-Estrela de Nêutron Induzida por Escape de Neutrinos, Dissertação de Mestrado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - MCT, Rio de Janeiro, 2008.
- BAADE, W.; ZWICKY, F., *Phys. Rev.* **45**, (1934) 138.
- BARBUY, B., *Evolução Estelar, Curso de Extensão Universitária: Introdução à Astronomia e Astrofísica, Volume: II, Instituto Astronômico e Geofísico - USP/SP, São Paulo, 1983.*
- BARON, E.; COOPERSTEIN, J.; KAHANA, S., *Phys. Rev. Lett.* **55**, (1985) 126.
- BAYM, G.; PETHICK, C.; SUTHERLAND, P., *Astrophys. J.* **170**, (1971) 299.
- BAYM, G.; BETHE, H.; PETHICK, C., *Nucl. Phys.* **A175**, (1971) 225.
- BJORKEN, J. D.; DRELL, S.D., *Relativistic Quantum Fields*, McGraw-Hill, New York (1965).
- BLAIZOT, J. P.; GOGNY, D.; GRAMMATICOS, B., *Nucl. Phys.* **A265**, (1976) 315.
- BLAIZOT, J. P., *Phys. Rep.* **C64**, (1980) 171.
- BOGUTA, J., *Nucl. Phys.* **A372**, (1981) 386.
- BOGUTA, J., *Phys. Lett.* **B109**, (1982) 251.
- BOGUTA, J., *Phys. Rev. Lett.* **50**, (1983) 148.
- BOGUTA, J.; BODMER, A.R., *Nucl. Phys.* **A292**, (1977) 413.
- CHADWICK, J., *Proc. Roy. Soc.* 136,(1932) 692.
- CHANDRASEKHAR, S., *An Introduction to the Study of Stellar Structure*, Dover Publications (1957).
- CHIAPPARINI, M.; RODRIGUES, H.; DUARTE, S.B., *Phys. Rev.* **C54**, (1996) 936.
- CHIN, S. A.; WALECKA, J.D., *Phys. Lett.* **B52**, (1974) 24.
- CHIN, S. A., *Ann. Phys. (N.Y.)* **108**, (1977) 301.
- CHUNG, K. C., *Vamos Falar de Estrelas?*, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro-RJ, 2000.
- EHEHALT, W.; CASSING, W.; ENGEL, A.; MOSEL, U.; WOLF, G., *Phys. Rev.* **C47**, (1993) 2467.
- FETTER, A.L.; WALECKA, J.D., *Theoretical Mechanics of Particles and Continua*, McGraw-Hill, New York (1980).

- GIACCONI, R.; GURSKY, H.; PAOLINI, F. R.; ROSSI, B. B., Phys. Rev. Lett. **9**, (1962) 439.
- GLENDENNING, N. K., Astrophys. J. **293**, (1985) 470.
- GLENDENNING, N. K.; MOSZKOWSKI, S.A., Phys. Rev. Lett. **67**, (1991) 2414.
- GLENDENNING, N. K., Compact Stars: Nuclear Physics, Particle Physics, and General Relativity, Springer-Verlag, New York (1997).
- GOLD, T., Nature **218**, (1968) 731.
- GONÇALVES, H. A. R., Descrição Lagrangeana Efetiva do Colapso Gravitacional e Confinamento de Neutrinos em Explosão de Supernova, Tese de Doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, 1995.
- GRIYNBERG, S. E.; NEMES, M. C.; RODRIGUES, H.; CHIAPPARINI, M.; DUARTE, S. B., Phys. Rev. **D62** (12), (2000) 123003.
- HEWISH, A.; BELL, S. J.; PILKINGTON, J. D. H.; SCOTT, P. F.; COLLINS, R. A., Nature **217**, (1968) 709.
- HJORT, E. L. et al., Phys. Rev. Lett. **79**, (1997) 4345.
- HOFMANN, M.; MATTIELLO, R.; SORGE, H.; STÖCKER, H.; GREINER, W., Phys. Rev. **C51**, (1995) 2095.
- HONG, B. et al., Phys. Lett. **B407**, (1997) 115.
- HUANG, K., Statistical Mechanics, John Wiley & Sons, New York (1965).
- IRVINE, J.M., Neutron Stars, Clarendon Press, Oxford (1978).
- JACOBSEN, R. B., Plasma de Quarks e Glúons no Interior de Estrelas de Nêutrons, Dissertação de Mestrado, Instituto de Física da UFRGS, Rio Grande do Sul, 2007.
- JIN, X., Phys. Rev. **C51**, (1995) 2260.
- KEPLER, S. O., SARAIVA, M. F. Astronomia e Astrofísica, 2a. Edi, Editora Livraria da Física, 2004.
- KODAMA, T., Introdução à Astrofísica Nuclear, Escola de Verão do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas-CBPF, Rio de Janeiro, 12 - 30 de Janeiro, (1998).
- KOSOV, D.S.; FUCHS, C.; MARTEMYANOV, B.V.; FAESSLER, A., Phys. Lett. **B421**, (1998) 37.
- LANDAU, L. D., Phys. Z. Sowjetunion **1**, (1932) 285.
- MANCHESTER, R. N. et al., The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue, (2009).

- MARRANGHELLO, G. F. Estrutura Nuclear de Estrelas Compactas, Dissertação de Mestrado, UFRGS, 2000.
- MARTINS, J. B., A História do Átomo: de Demócrito aos Quarks, Ed. Ciência Moderna Ltda, Rio de Janeiro, 2002.
- MATSUI, T., Nucl. Phys. **A370**, (1981) 365.
- MOURÃO, R. R. F., Explicando o Cosmo: Astronomia ao seu Alcance, Editora: Tecnoprint S.A., 1984.
- OLIVEIRA, J. C. T.; KYOTOKU, M.; CHIAPPARINI, M.; RODRIGUES, H.; DUARTE, S.B., Mod. Phys. Lett. **A15**, (2000) 1529.
- OPPENHEIMER, J. R.; VOLKOFF, G. M., Phys. Rev. **55**, (1939) 374.
- PRAKASH, M.; COOKE J.R. and LATTIMER J.M., Phys. ReV. D, 52(1995), 661.
- PRAKASH, M.; BOMBACI, I.; PRAKASH, M.; ELLIS, P. J.; LATTIMER, J.M.; KNORREN, R., Phys. Rep., **280**, (1997) 1.
- RARITA, W.; SCHWINGER, J., Phys. Rev. **60**, (1941) 61.
- SEROT, B. D.; WALECKA, J.D., Phys. Lett. **B87**, (1979) 172.
- SEROT, B. D.; WALECKA, J.D., The relativistic nuclear many-body problem, Advances in Nuclear Physics, vol.**16**, Plenum Press, New York (1986) 1.
- SHAPIRO, S. L.; TEUKOLSKY, S. A., Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars, John Wiley & Sons, New York (1983).
- STRAUMANN, N., General Relativity and Relativistic Astrophysics, Springer-Verlag, Berlin (1984).
- TOLMAN, R. C., Phys. Rev. **55**, (1939) 364.
- WALDHOUSER, B.M.; MARUHN, J.A.; STOCKER, H.; GREINER, W., Phys. Rev. **C38**, (1988) 1003.
- WALECKA, J.D., Ann. Phys. (N.Y.) **83**, (1974) 491.
- WEINBERG, S., Gravitation and Cosmology: principles and applications of the general theory of relativity, John Wiley & Sons, New York (1972).
- ZIMANYI, J.; MOSZKOWSKI, S. A., Phys. Rev. **C42** (4), (1990) 1416.

APÊNDICE A

Notações e Convenções

Os quadrivetores contravariantes que aparecem no texto são definidos da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
 x^\mu &= (t, \mathbf{x}), \\
 p^\mu &= (E, \mathbf{p}), \\
 \partial^\mu &\equiv \frac{\partial}{\partial x_\mu} = \left(\frac{\partial}{\partial t}, -\nabla \right),
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

e os quadrivetores covariantes por

$$\begin{aligned}
 x_\mu &= (t, -\mathbf{x}), \\
 p_\mu &= (E, -\mathbf{p}), \\
 \partial_\mu &\equiv \frac{\partial}{\partial x^\mu} = \left(\frac{\partial}{\partial t}, \nabla \right),
 \end{aligned} \tag{6.2}$$

Com essa norma, o tensor métrico é dado por

$$g^{\mu\nu} = g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Se a e b são dois quadrivetores, então o produto escalar entre eles fica assim escrito:

$$a \cdot b = a_\mu b^\mu = a^\mu g_{\mu\nu} b^\nu = a^0 b^0 - \mathbf{a} \cdot \mathbf{b},$$

e, de forma análoga

$$\partial^\mu \partial_\mu = \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2. \quad (6.3)$$

Os índices gregos, como μ, ν , etc., assumem valores de 0 a 3, enquanto que os índices latinos, como i, j , etc., assumem valores de 1 a 3.

As matrizes de Dirac satisfazem as seguintes regras de anticomutação:

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} \equiv \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}$$

Observe ainda que

$$(\gamma^0)^2 = 1$$

$$(\gamma^0 \gamma^i)^2 = 1$$

$$\{\gamma^0 \gamma^i\} = 0,$$

e que

$$\gamma_\mu = g_{\mu\nu} \gamma^\nu = (\gamma^0 - \hat{\gamma}) \quad (6.4)$$

A matriz γ_5 é definida por

$$\gamma_5 = \gamma^5 = i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3.$$

Os espinores de Dirac satisfazem as relações

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)u(k, \lambda) = 0,$$

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu + m)v(k, \lambda) = 0,$$

$$\bar{u}(k, \lambda)(i\gamma_\mu \partial^\mu - m) = 0,$$

$$\bar{v}(k, \lambda)(i\gamma_\mu \partial^\mu + m) = 0.$$

$$u^\dagger(k, \lambda)u(k, \lambda') = v^\dagger(k, \lambda)v(k, \lambda') = \delta_{\lambda\lambda'},$$

$$\bar{u}(k, \lambda)u(k, \lambda') = \bar{v}(k, \lambda)v(k, \lambda') = \delta_{\lambda\lambda'} \frac{m}{(k^2 + m^2)^{1/2}}.$$