

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA



Equações de Estado em Física de Hádrons

Tese apresentada ao curso de Pós-Graduação em Física da
Universidade Federal de Santa Catarina como parte dos requisitos
para obtenção do Título de DOUTOR EM FÍSICA.

Doutorando: Luiz Laercio Lopes

Orientadora: Prof. Dra. Débora Peres Menezes

FLORIANÓPOLIS, 24 DE OUTUBRO DE 2016

Equações de Estado em Física de Hádrons

Luiz Laercio Lopes

Esta TESE foi julgada adequada para a obtenção do Título de **Doutor em Física**, e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Santa Catarina.

Dr. Ivan Helmuth Bechtold
(Coordenador do Curso)

Banca Examinadora

Dr^a. Débora Peres Menezes
(Presidente-FSC/UFSC)

Dr. Marcus Benghi Pinto
(FSC/UFSC)

Dr. Alexandre Magno. S. Santos
(FSC/UFSC)

Dr. Sidney dos Santos Avancini
(FSC/UFSC)

Dr. Luis R. Benito Castro
(UFMA/MA)

Dr. Rafael Cavagnoli
(UFPEL/RS)

Resumo

Neste trabalho estudamos como certos aspectos derivados da teoria nuclear e de grupo, fenomenologia, e observações astrofísicas influenciam nas propriedades macroscópicas das estrelas de nêutrons. Durante todo o trabalho utilizamos a hadrodinâmica quântica (QHD) para simular a força forte. A QHD é um modelo efetivo no qual a força forte é expressa através da troca de mésons massivos, e, nesta tese utilizamos até quatro modelos diferentes da QHD. Começamos estudando como a incerteza experimental nos valores da energia de simetria e seu *slope* afetam algumas propriedades das estrelas de nêutrons. Após isto estudamos o efeito de fortes campos magnéticos, que são necessários para explicar fenômenos relacionados com magnetares. Por fim, estudamos efeitos do aparecimento de híperons na constituição das estrelas de nêutrons. Como a influência dos híperons no meio estelar é fortemente dependente da parametrização, utilizaremos previsões derivadas de grupos de simetria para reduzir ao máximo o número de parâmetros livres. Em todas as partes deste trabalho comparamos os resultados obtidos com vínculos experimentais, a fim de validar nosso estudo.

Palavras-chave:

Estrelas de nêutrons, grupos de simetria, campo magnético, energia de simetria.

Abstract

In this work we study how aspects derived from nuclear and group theory, phenomenology, and astrophysical observations affect the macroscopic properties of neutron stars. Throughout the work we use the quantum hadrodynamics (QHD) model to simulate the strong force. The QHD is an effective model where the strong force is mediated by massive mesons, and we utilize up to four different models of QHD. We begin by studying how the experimental uncertainty in the symmetry energy and its slope affect some properties of the neutron stars. Next, we study the effects of strong magnetic fields, which are necessary to explain certain phenomena related to magnetars. Finally we study effects of the hyperon threshold in neutron stars. Due to the fact that the influence of hyperons is strongly model dependent, we use results derived from symmetry groups to reduce the number of free parameters. Our results are always compared with experimental constraints, in order to validate our study.

Keywords:

Neutron stars, symmetry group, magnetic field, symmetry energy

Sumário

Resumo	3
Abstract	3
1. Introdução	7
1.1 Diagrama de fase da QCD e modelos efetivos . . .	9
1.2 Interações entre os bárions	10
1.3 Estrelas de Nêutrons	13
1.3.1 Gravitação	15
1.4 Organização da Tese	18
2. Física Hadrônica	20
2.1 Hadrodinâmica quântica	20
2.2 Parâmetros do Modelo	27
3. Energia de Simetria e seu <i>Slope</i>	30
3.1 Formalismo	31
3.2 Parametrizações e Resultados	32
3.2.1 QHD sem o méson δ	33
3.2.2 QHD com o <i>slope</i> L fixo	39
3.2.3 QHD com a energia de simetria S_0 fixa . .	45
3.3 Conclusões parciais	52
4. Campos Magnéticos e Estrelas de Nêutrons . . .	55
4.1 Formalismo atual e discussão	55

4.1.1	Campo magnético dependente da densidade numérica	56
4.2	Campo magnético caótico	60
4.2.1	Campo magnético acoplado a densidade de energia	63
4.3	Conclusões parciais	68
5.	Grupo SU(3) e a Matéria Nuclear	70
5.1	Formalismo	71
5.1.1	Acoplamento Híperon-méson e os potenciais hiperônicos	74
5.2	Previsões e vínculos	76
5.2.1	Vínculos	83
5.3	Conclusões Parciais	92
6.	Conclusão	95
A.	Anisotropia e Cisalhamento	99
2.	Grupo de Simetria SU(3)	102
3.	Artigos publicados e publicações em anais	106

Capítulo 1

Introdução

O universo é um local muito extenso. Sabemos disso instintivamente, bastando olhar para cima em uma noite de céu claro. A matéria ordinária que compõe o universo é, em sua maioria, composta por átomos. Desde o experimento de Rutherford, no início do século XX, sabemos que os átomos possuem um núcleo positivo, pequeno e denso, enquanto elétrons, de carga negativa, o orbitam em um sistema análogo ao sistema solar. Atualmente, a teoria mais aceita para descrever esta interação eletromagnética é a eletrodinâmica quântica (do inglês, QED), na qual duas partículas carregadas interagem através da troca de um bóson vetorial sem carga, chamado de fóton.

Em geral, não encontramos átomos isolados na Terra, mas sim ligados em moléculas mais complexas. A força responsável por manter os átomos ligados em moléculas é a mesma força eletromagnética que mantém os elétrons ligados ao núcleo atômico. Porém, vale salientar que os átomos encontrados nas moléculas são eletricamente neutros, ou seja, carga total zero. Dois átomos eletricamente neutros interagem devido às forças eletromagnéticas residuais, onde, embora inexista carga líquida, existem termos de dipolos e demais multipolos elétricos. Descrever a interação entre os átomos em uma molécula complexa via QED é algo bastante difícil. Na prática utilizamos modelos efetivos, obtidos à partir de observações empíricas. Tais interações são então descritas pelas forças efetivas chamadas forças de Van der Waals.

No núcleo atômico algo parecido ocorre. O núcleo é constituído por prótons e nêutrons. A teoria que melhor descreve a interação capaz de manter o núcleo coeso é chamada cromodinâmica quântica (do inglês, QCD). Na QCD as partículas fundamentais são quarks e não nucleons, e estes possuem uma carga chamada carga de cor. Enquanto na QED temos somente um tipo de carga, eletromagnética, na QCD temos não uma, mas três cargas de cores distintas; chamadas de verde, vermelho e azul. A interação entre as cargas de cores é mediada através de não apenas um, mas de oito bósons vetoriais chamados de gluons, estes por sua vez também possuem carga de cor, podendo então auto interagir. Além do mais, experimentalmente sabemos que os quarks são confinados, ou seja, não podemos ter quarks livres na natureza, apenas arranjos nos quais a carga de cor líquida é zero, isto é, ou bárions, que apresentam três quarks de cores diferentes, resultando numa carga de cor total nula, ou mésons, que apresentam um quark e um anti-quark contendo uma cor e a mesma anti-cor, resultando também numa carga de cor nula. Tudo isto faz com que problemas envolvendo a QCD sejam bem mais difíceis de serem tratados comparados com problemas da QED.

Assim como dois átomos neutros interagem por causa de forças elétricas residuais, o nucleon não possui uma carga de cor líquida. Sua interação com outro nucleon é também uma força residual. O uso da QCD para descrever o núcleo atômico e interação entre nucleons é, na prática, bastante limitado, devido à complexidade mencionada.

1.1 Diagrama de fase da QCD e modelos efetivos

Assim como a água pode apresentar fases diferentes para diferentes pressões e temperaturas, a matéria nuclear apresenta fases distintas dependendo da temperatura e densidade. De maneira bem simplista, o diagrama de fase da QCD se divide em duas partes: Na primeira fase a matéria é formada por hádrons, como o núcleo atômico, onde os quarks são fortemente interagentes e estão confinados. Esta fase ocorre a baixas densidades e temperaturas. Já na segunda fase a matéria é formada por quarks e gluons fracamente interagentes, devido a uma característica da QCD chamada liberdade assintótica [1]. Tal fase é chamada de plasma de quarks e gluons (do inglês, QGP), quando a temperatura ou densidade atingem um certo limite [1, 2, 3], e ocorre o desconfinamento. O diagrama de fase da QCD está apresentado na Fig. 1.1.

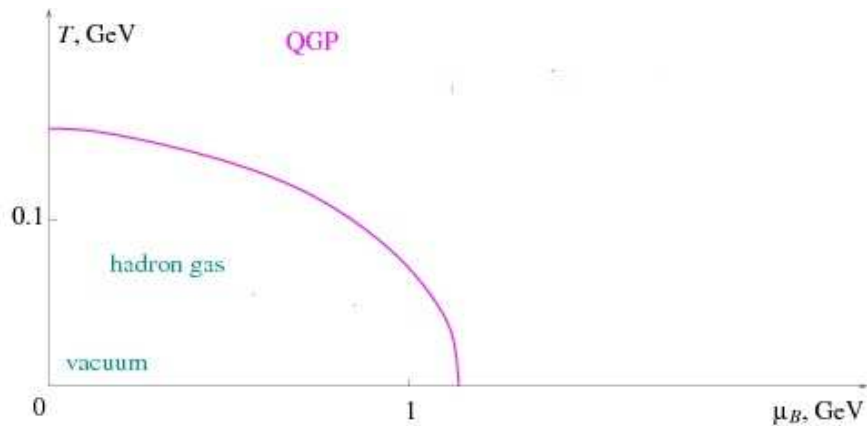


Fig. 1.1: Diagrama de fase da QCD, retirado de [3].

De fato, nos dias atuais, apenas para regiões de altas temperaturas e baixas densidades conseguimos resultados precisos da QCD obtidos através de cálculo na rede. Para todas as demais regiões devemos nos basear em modelos efetivos, assim como o

que é feito com as forças de Van der Waals para átomos em moléculas. Um dos modelos efetivos mais simples é o chamado modelo de sacola do MIT [4], no qual os bárions são constituídos de quarks que estão livres mas restritos ao interior de uma sacola. Logo toda informação à respeito da força forte e do confinamento é a própria sacola, que possui um custo energético para ser gerada. Este modelo simples nos permite não só entender o confinamento, como também a transição de fase a altas densidades. Considere que os bárions são formados por três quarks livres dentro de uma sacola esférica de raio 1 fm. Caso a densidade aumente acima de um certo valor crítico, as sacolas de dois bárions irão se sobrepor e neste processo os quarks poderão andar livremente entre as sacolas.

1.2 Interações entre os bárions

Embora o modelo de sacola do MIT nos permita ter uma visão da QCD e do confinamento, ele não é capaz de reproduzir interações entre dois nucleons. Um modelo efetivo que leva em conta interação entre os bárions foi originalmente proposto por Yukawa [5]. Neste modelo, os graus de liberdade são nucleons (e não quarks), e eles interagem através da troca de bósons massivos (mésons). Como a partícula mediadora possui massa, o alcance da interação é finito. De fato [6], temos que para grandes distâncias ($r > 2$ fm) a força entre dois nucleons é fracamente atrativa, modelada pela troca de um pión (OPE), para distâncias intermediárias ($0.5 \text{ fm} < r < 2 \text{ fm}$) a força é moderadamente atrativa e modelada pela troca de dois píons (TPE), ou pela troca de um méson σ . Já para pequenas distâncias ($r < 0.5$ fm) a força é fortemente repulsiva e modelada pela troca de um méson vetorial. O potencial efetivo entre dois nucleons está mostrado na Fig. 1.2.

Se comprimirmos a matéria nuclear a densidades cada vez

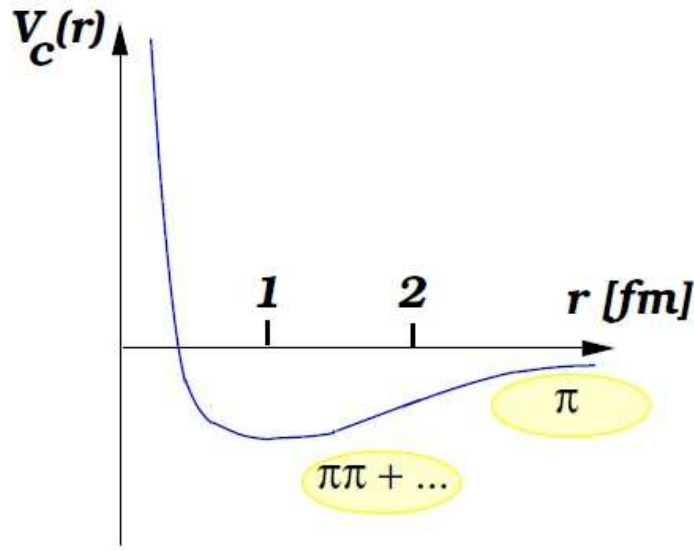


Fig. 1.2: *Potencial de Yukawa, retirado de [6].*

maior, qual será a equação de estado (EoS), ou seja, relação entre densidade de energia e pressão que resultará desta compressão? Sabemos que, em última análise, a matéria nuclear irá se decompor em quarks e glúons fracamente interagentes, devido à liberdade assintótica e ao desconfinamento. Todavia, como a densidade em que esta transição de fase ocorre ainda não é conhecida (estando entre três e dez vezes a densidade de saturação da matéria nuclear), não iremos considerar este fato. Considerando apenas bárions, onde os quarks estão confinados, qual é a EoS para altas densidades e baixas temperaturas? Como essa EoS se diferencia caso a matéria seja simétrica (mesmo número de prótons e nêutrons) ou altamente assimétrica (densidade de uma partícula muito maior do que a da outra)?

Como utilizar a QCD é pouco frutífero, precisamos aqui de um modelo efetivo para tratar este problema. De fato, mesmo o modelo de Yukawa não é prático, uma vez que tratamos de uma

teoria de muitos corpos. Um modelo efetivo baseado na teoria de Yukawa é chamado de hadrodinâmica quântica (do inglês, QHD), onde a interação entre os bárions é também mediada pela troca de mésons massivos, com a vantagem de ser um modelo relativístico [7].

Ainda que a obtenção de um resultado analítico da QHD seja tão difícil quanto do próprio modelo de Yukawa, podemos obter soluções através de uma aproximação não-perturbativa, cuja precisão se torna cada vez maior com o aumento da densidade [7]. Tal solução é chamada aproximação de campo médio, onde os campos mesônicos são substituídos por seus valores esperados, correspondente aos campos clássicos. Nesta aproximação, os bárions são como partículas livres colocados em um campo clássico de fundo. Por isso, ao invés de fixarmos os parâmetros livres à partir da interação nucleon-nucleon, como no modelo de Yukawa, na QHD os parâmetros livres são fixados para descrever as propriedades da matéria nuclear simétrica no ponto de saturação, sendo portanto, um modelo efetivo construído para explicar fenômenos onde o número de partículas é grande. Justamente por ser uma teoria de muitos corpos, e devido ao fato da aproximação de campo médio ser otimizada a altas densidades, esperamos que a QHD falhe em descrever a matéria nuclear a baixas densidades. De fato isto ocorre, e sempre que quisermos simular a matéria nuclear a baixas densidades utilizaremos a equação BPS [8], que é uma EoS derivada à partir de outro modelo efetivo, chamado modelo da gota líquida.

Uma vez com um modelo aplicável em mãos, podemos tentar responder à pergunta acima a respeito das EoS. Esta resposta é essencial para obtermos informações sobre um objeto exótico existente no universo: estrelas de nêutrons.

1.3 Estrelas de Nêutrons

Estrelas de Nêutrons são objetos compactos, cuja estabilidade deriva principalmente do princípio da exclusão de Pauli. A densidade em seu núcleo pode superar em várias vezes a densidade da matéria nuclear em condições ordinárias. Tais objetos possuem massas na ordem de $1.4M_{\odot}$ e raio da ordem de 10 Km. Isso faz com que as grandezas físicas sejam todas encontradas com valores muito diferentes àqueles presentes na Terra. Por exemplo, o campo gravitacional \mathbf{g} , na superfície de uma estrela de nêutrons pode ser estimado Newtonianamente como:

$$\mathbf{g} \sim \frac{GM}{R^2} \hat{r} \sim 10^{12} N/kg. \quad (1.1)$$

Este valor é 100 bilhões de vezes superior ao campo gravitacional terrestre!

A densidade (de matéria) média de uma estrela de nêutrons também pode ser calculada:

$$\bar{\rho} \sim \frac{3M}{4\pi R^3} \sim 10^{18} Kg/m^3 \simeq 0.3 fm^{-4}, \quad (1.2)$$

ou seja, essa densidade é aproximadamente 10 trilhões de vezes maior que a densidade do planeta Terra, e da ordem de duas vezes a densidade de saturação da matéria nuclear [9].

A temperatura no centro das estrelas de nêutrons é em geral da ordem de 10^9 a 10^{10} K. Embora tais temperaturas sejam bastante altas comparadas às nossas experiências do dia a dia, este valor é muito baixo quando comparado ao valor do momento de Fermi que as partículas alcançam em seu interior. Isto faz que possamos estudar as estrelas de nêutrons considerando sua temperatura como o zero absoluto, sem obtermos diferenças significativas.

Campos magnéticos observados em suas superfícies são geralmente da ordem de $10^{12}G$, além de um período de rotação da

ordem de 1 segundo. As estrelas de nêutrons passam a ser então um laboratório dos superlativos, onde os limites das leis físicas podem ser testados de maneira única.

A primeira idéia a respeito das estrelas de nêutrons apareceu em 1931, um ano da descoberta do próprio nêutron. Um jovem, e genial, russo chamado Lev Landau então com 23 anos propôs que poderia existir um estado ainda mais denso e compacto que uma anã branca¹, cuja estabilidade provinha não da degenerescência dos elétrons, mas da própria estrutura da matéria nuclear. Como não se conhecia o nêutron naquela época, ele postulou que a densidade de tais estrelas seria tão grande que os seus constituintes se sobreporiam, transformando a matéria nuclear em um gigantesco núcleo [10].

Três anos depois, Baade & Zwicky propuseram que estrelas de nêutrons poderiam ser formadas como remanescentes de supernova, e que seriam constituídas basicamente de nêutrons, e seus raios seriam bem menores do que os raios das estrelas convencionais.

Em 1939, Oppenheimer e Volkoff encontram a equação de equilíbrio hidrostático derivadas a partir da relatividade geral, e mostraram que a massa de uma estrela constituída puramente por nêutrons, sustentada contra o colapso gravitacional unicamente pelo princípio de Pauli, teria um valor máximo de $0.71M_{\odot}$. Este resultado é uma indicação direta da importância de se considerar as interações nucleares no interior das estrelas de nêutrons, visto que atualmente se conhece estrelas de nêutrons com até 2 massas solares [11, 12].

Em 1961, Zeldovich propôs um modelo relativístico com interações nucleares, obtendo assim uma massa máxima superior a $2M_{\odot}$.

Em 1967, Jocelyn Bell, sob supervisão de A. Hewish descobriu uma fraca fonte de rádio periódica. Inicialmente especulou-

¹ Para saber mais sobre anãs brancas: [9].

se que sua origem fosse artificial e os sinais foram chamados de LGM (Little Green Men), porém algumas semanas depois eles perceberam que estavam diante de uma estrela de nêutrons em rotação.

Em 1995, para explicar os pulsares anômalos em raios-X, Duncan [13] propôs que certas estrelas de nêutrons poderiam ter campos magnético milhares de vezes maior do que se imaginava, podendo alcançar mais de que $10^{18}G$ em seu centro. Tais objetos foram chamados de magnetares.

Outras hipóteses mais exóticas consideram que as estrelas de nêutrons não são constituídas de bárions, mas na verdade de quarks livres [9]. Embora neste trabalho não entraremos neste assunto, realizamos um pequeno estudo à respeito deste tema, podendo o leitor consultar a ref. [14].

Estudar então as propriedades da matéria nuclear densa é o mecanismo natural para a compreensão e predição das propriedades macroscópicas das estrelas de nêutrons.

1.3.1 Gravitação

Em geral estrelas de nêutrons são mantidas ligadas pela força gravitacional, e não pela força nuclear. Isto só não é verdade no caso de estrelas de quarks [9]. A razão disso é que a força nuclear satura, ou seja, embora ela seja atrativa a grandes distâncias, mantendo os nucleons como estados ligados no núcleo atômico, caso a densidade atinja valores suficientes elevados, a distância entre os nucleons diminui e a força nuclear passa a ser repulsiva. A densidade na qual a força nuclear deixa de ser atrativa e passa a ser repulsiva é chamada densidade de saturação nuclear. Seu valor é dependente do modelo utilizado para a descrição dos núcleos, mas dados experimentais indicam que ela deve estar entre 0.148 a 0.170 fm^{-3} [9]. Como a densidade alcançada no interior das estrelas de nêutrons é muito superior à densidade de

saturação, deve existir uma força capaz de sobrepujar a repulsão nuclear a altas densidades. Esta força é a gravidade. Por isso as equações estruturais são as equações mais importantes na descrição de estrelas de nêutrons.

A teoria que descreve como corpos interagem gravitacionalmente é chamada relatividade geral [15, 16], portanto uma teoria que descreva estrelas de nêutrons de maneira decente deve sempre levar em conta efeitos relativísticos.

As equações estruturais relativísticas são construídas resolvendo-se as equações de campo de Einstein, considerando um fluido perfeito, esfericamente simétrico e em equilíbrio hidrostático.

Analiticamente, isto resulta nas seguintes equações:

$$G_{\mu\nu} = -8\pi GT_{\mu\nu}, \quad e, \quad T^{\mu\nu}_{;\nu} = 0, \quad (1.3)$$

com as seguintes condições:

$$T_{\mu\nu} = (\epsilon + p)u^\mu u^\nu - pg^{\mu\nu}, \quad (1.4)$$

$$g_{\mu\nu} = \text{diag}[A(r), -B(r), -r^2, -r^2 \sin^2 \theta], \quad e, \quad u^\mu = \delta_0^\mu, \quad (1.5)$$

onde, $G_{\mu\nu}$ é o tensor de Einstein, $T_{\mu\nu}$ é o tensor momento-energia, G é a constante gravitacional de Newton, ϵ é a densidade de energia, p é a pressão, u^μ é a quadri-velocidade e $g_{\mu\nu}$ é o tensor métrico. Vale a pena salientar também que estamos trabalhando no sistema de unidades naturais, ou seja, $\hbar = c = 1$.

Uma discussão completa sobre a solução das equações (1.3) pode ser encontrada em [17]. Tal solução é dada pelas equações de Oppenheimer-Volkoff [18]:

$$\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \epsilon(r), \quad (1.6)$$

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{G\epsilon(r)M(r)}{r^2} \left[1 + \frac{p(r)}{\epsilon(r)}\right] \left[1 + \frac{4\pi p(r)r^3}{M(r)}\right] \left[1 - \frac{2GM(r)}{r}\right]^{-1}. \quad (1.7)$$

Podemos perceber que são duas equações, porém temos três variáveis: $M(r)$, $\epsilon(r)$ e $p(r)$. Precisamos então encontrar uma terceira equação para resolvermos as equações acima. Geralmente, iremos procurar soluções do tipo $p = f(\epsilon)$, chamadas de equações de estado (EoS). Encontrar as EoS será o objetivo principal deste trabalho. Uma vez que tenhamos a EoS apropriada, podemos resolver as equações de Oppenheimer-Volkoff e comparar os resultados obtidos com dados observacionais.

Embora soluções das equações de Oppenheimer-Volkoff produzam estrelas em equilíbrio hidrostático, não necessariamente todas suas soluções são estáveis. Vamos estudar então algumas condições de estabilidade, que as soluções precisam obedecer. Primeiramente queremos que nossas equações de estado sejam todas causais, ou seja, a velocidade do som no meio não pode superar a velocidade da luz no vácuo. A velocidade do som no meio é dado por:

$$v_s = \sqrt{\left|\frac{\partial p}{\partial \epsilon}\right|}, \quad (1.8)$$

e, em unidades naturais, esta velocidade deve ser sempre menor que 1.

Por outro lado, também queremos que o sistema seja estável. Isso significa que o sistema deve sempre obedecer ao princípio de Le Chantelier. Este princípio nos diz que se um sistema termodinâmico em equilíbrio for perturbado ele encontrará outra configuração de equilíbrio. Analiticamente ele é expresso por:

$$\frac{\partial p}{\partial \epsilon} > 0,$$

que nada mais é do que uma formulação alternativa à positividade da compressibilidade isotérmica e adiabática [19].

Podemos combinar o princípio de Le Chantelier e a causalidade numa expressão única:

$$0 < \frac{\partial p}{\partial \epsilon} < 1. \quad (1.9)$$

Esta condição é geralmente satisfeita em modelos relativísticos.

Podemos estudar a estabilidade macroscópica de uma estrela, tal que a estrela execute pequenas oscilações radiais. Ou seja, vamos considerar que o raio da estrela varie de R para $R + \delta R$. É mostrado em [17] que para que as oscilações sejam estáveis, as equações estruturais devem sempre satisfazer a seguinte desigualdade:

$$\frac{dM}{d\epsilon_c} > 0, \quad (1.10)$$

onde ϵ_c é a densidade de energia no centro da estrela. Veremos que ao contrário da estabilidade microscópica, esta desigualdade nem sempre é satisfeita, provocando assim uma massa máxima possível. Ruffini [20] mostrou que a massa de uma estrela de nêutrons, independente de qual EoS se use, deve ser sempre menor do que 3.2 massas solares. Testaremos a validade das EoS encontradas neste trabalho verificando se elas obedecem a este limite.

1.4 Organização da Tese

Esta tese é organizada da seguinte maneira:

No capítulo 2 discutimos a QHD, introduzindo o formalismo matemático da teoria e o cálculo das grandezas relevantes do modelo. Posteriormente vemos como construir uma EoS em

equilíbrio químico e sem carga elétrica líquida, que possa ser aplicada no estudo de estrelas de nêutrons.

No capítulo 3 discutimos como a energia de simetria e o *slope* da matéria nuclear afetam as propriedades macroscópicas das estrelas de nêutrons. A energia de simetria está relacionada com a diferença energética entre um sistema simétrico (mesmo número de prótons e nêutrons) e um assimétrico. Embora conheçamos tais valores para sistemas simétricos próximos à densidade de saturação, nas regiões mais extremas, de altas densidades e assimetria, ou seja, no interior de estrelas de nêutrons, tais resultados ainda são desconhecidos.

No capítulo 4 discutimos efeitos de fortes campos magnéticos nas propriedades das estrelas de nêutrons. Postula-se que campos magnéticos extremos podem ocorrer no interior dos magnetares. Neste capítulo iremos revisar o formalismo comumente empregado para descrever efeitos de campos magnéticos e a grande ambiguidade que isto acarreta nas propriedades macroscópicas das estrelas de nêutrons. Por fim vamos revisar o conceito termodinâmico de pressão à fim de introduzir um campo magnético termodinamicamente consistente, reduzindo as incertezas à respeito da influência do campo magnético. Um apêndice também foi adicionado à respeito deste tema (apêndice A).

No capítulo 5 estudamos efeitos de híperons no interior das estrelas de nêutrons. Híperons são bárions que contém o número quântico de estranheza, e seu aparecimento é energeticamente favorecido à medida que a energia de Fermi dos nucleons aumenta. A inclusão de híperons tráz novos parâmetros livres para a teoria. A fim de fixa-los utilizamos o grupo de simetria $SU(3)$ e $SU(6)$ e comparamos os resultados obtidos com vínculos experimentais. Um outro apêndice sobre grupos de simetria também foi adicionado (apêndice B).

Por fim, temos a conclusão e bibliografia.

Capítulo 2

Física Hadrônica

Neste capítulo vamos descrever uma teoria que leva em conta a interação forte entre os hádrons. Um dos modelos relativísticos que descreve a interação nuclear é conhecido como modelo de Walecka, que considera que a interação entre os bárions é mediada através de mésons massivos. Este modelo e suas variações é chamado de hadrodinâmica quântica (QHD) [7] e será discutido em detalhes no decorrer do texto. Através da QHD seremos então capazes de encontrar diversas EoS, e assim obtermos a relação massa-raio das estrelas de nêutrons através das equações de Oppenheimer-Volkoff.

2.1 Hadrodinâmica quântica

Utilizaremos nesse trabalho modelos derivados da QHD. Em seu modelo original [7], apenas os mésons ω e σ estavam presentes. A fim de corrigir o valor da energia de simetria, o méson ρ foi adicionado posteriormente. Este modelo ficou conhecido como $\sigma\omega\rho$ [9] e é o modelo comumente utilizado na literatura. A fim de obtermos uma descrição mais rica, em alguns casos poderemos encontrar adicionalmente os mésons δ ou ϕ . Do mesmo modo, em alguns casos permitiremos que a matéria nuclear seja composta não somente pelos nucleons, mas que também híperons estejam presentes a grandes densidades. A razão pela qual permitiremos que híperons apareçam se deve ao fato de que todo

o octeto bariônico é composto por férmions, e à medida que a densidade aumenta, fica mais energeticamente favorável criar um híperon do que outro nucleon [9]. Embora o aparecimento de híperons a princípio violar a conservação da hipercarga [21], este número quântico não se conserva em interações fracas, e em uma escala de tempo macroscópica, não devemos esperar que esta conservação se mantenha. Também iremos estudar como a matéria hadrônica se comporta na presença de campos magnéticos fortes. Para isso vamos inicialmente considerar um campo magnético externo constante. Após isso consideramos a variação do campo magnético a fim de satisfazer o teorema escalar do Virial [22].

A lagrangiana da QHD na presença de campo magnético externo, contendo todos os mésons que poderão ser encontrados neste trabalho fica:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{QHD} = & \bar{\psi}_b[\gamma^\mu(i\partial_\mu - e_b A_\mu - g_{v,b}\omega_\mu - g_{\phi,b}\phi_\mu - g_{\rho,b}\frac{1}{2}\vec{\tau} \cdot \vec{\rho}_\mu) + \\
 & -(m_b - g_{s,b}\sigma - g_{\delta,b}\vec{\tau} \cdot \vec{\delta})]\psi_b + \frac{1}{2}(\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma - m_s^2\sigma^2) + \\
 & + \frac{1}{2}(\partial_\mu\vec{\delta}\partial^\mu\vec{\delta} - m_\delta^2\delta^2) - U(\sigma) - \frac{1}{4}\Omega^{\mu\nu}\Omega_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_v^2\omega_\mu\omega^\mu + \\
 & - \frac{1}{4}\Phi^{\mu\nu}\Phi_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\phi^2\phi_\mu\phi^\mu + \frac{1}{2}m_\rho^2\vec{\rho}_\mu \cdot \vec{\rho}^\mu - \frac{1}{16\pi}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{4}\mathbf{P}^{\mu\nu} \cdot \mathbf{P}_{\mu\nu},
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

onde, ψ_b é o campo de Dirac do bárion b , A_μ é o quadripotencial eletromagnético, e os $\sigma, \omega, \phi, \rho$ e δ são os campos bosônicos dos mésons. Os $g_{m,b}$'s são as constantes de acoplamento da força forte que acoplam o méson m com o bárion b , m_b é a massa do bárion b e m_v, m_s, m_ϕ, m_ρ e m_δ são as massas dos mésons $\omega, \sigma, \phi, \rho$ e δ respectivamente. Os termos $\Omega, \Phi, \mathbf{P}, F, \partial\sigma$ e $\partial\delta$ são os termos cinéticos dos campos bosônicos [9, 17]; e_b é a carga elétrica do bárion b enquanto $U(\sigma)$ é o termo de auto interação do campo σ :

$$U(\sigma) = \frac{1}{3!}\kappa\sigma^3 + \frac{1}{4!}\lambda\sigma^4. \quad (2.2)$$

Por fim, $\vec{\tau}$ são as matrizes de Pauli, mostrando que o acoplamento dos bárions com os mésons ρ e δ depende da projeção de isospin de cada bárion.

A fim de descrever uma matéria neutra e em equilíbrio beta, adicionamos léptons como um gás de Fermi não interagente. Sua lagrangiana é:

$$\mathcal{L}_{lep} = \sum_l \bar{\psi}_l [i\gamma^\mu (\partial_\mu - e_l A_\mu) - m_l] \psi_l, \quad (2.3)$$

onde a soma corre sobre os dois léptons mais leves (e, μ); e e_l é a carga elétrica dos léptons.

Para resolvermos a lagrangiana da equação (2.1) vamos utilizar a chamada aproximação de campo médio [7]. Nela os campos mesônicos são substituídos pelos seus valores esperados: $\sigma \rightarrow \langle \sigma \rangle \equiv \sigma_0$, $\omega_\mu \rightarrow \delta_0^\mu \langle \omega_\mu \rangle \equiv \omega_0$, $\phi_\mu \rightarrow \delta_0^\mu \langle \phi_\mu \rangle \equiv \phi_0$, $\vec{\rho}_\mu \rightarrow \delta_0^\mu \delta_i^3 \langle \rho_\mu^i \rangle \equiv \rho_0$ e $\vec{\delta} \rightarrow \delta_i^3 \langle \delta \rangle \equiv \delta_0$. Com essa aproximação os termos cinéticos dos mésons são desconsiderados. Também consideramos um campo magnético constante na direção z , neste caso escolhemos: $A_0 = A_2 = A_3 = 0$, $A_1 = -By$. A lagrangiana na aproximação de campo médio então fica:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\psi}_b [\gamma^0 (i\partial_0 - g_{v,b}\omega_0 - g_{\phi,b}\phi_0 - \frac{1}{2}g_{\rho,b}\tau_3\rho_0) - i\gamma^j (\partial_j - eA_j) - M_b^*] \psi_b + \\ & - \frac{1}{2}m_\delta^2\delta_0^2 - \frac{1}{2}m_s^2\sigma_0^2 + \frac{1}{2}m_v^2\omega_0^2 + \frac{1}{2}m_\phi^2\phi_0^2 + \frac{1}{2}m_\rho^2\rho_0^2 - \frac{1}{3!}\kappa\sigma_0^3 - \frac{1}{4!}\lambda\sigma_0^4, \end{aligned} \quad (2.4)$$

onde definimos: $M_b^* \doteq m_b - g_{s,b}\sigma_0 - g_{\delta,b}\tau_3\delta_0$ como sendo a massa efetiva do bárion b .

Podemos agora aplicar as equações de Euler-Lagrange na lagrangiana (2.4) para obtermos as equações de movimento dos

campos bariônicos.

$$[\gamma^0(i\partial_0 - g_{v,b}\omega_0 - g_{\phi,b}\phi_0 - \frac{1}{2}g_{\rho,b}\tau_3\rho_0) - i\gamma^j(\partial_j - e_b A_j) - M_b^*]\psi_b = 0. \quad (2.5)$$

Resolvendo-se a equação (2.5) obtemos os autovalores para a energia. Existem duas soluções distintas. A primeira diz respeito às partículas neutras, e para o caso em que o campo magnético é zero. Em ambos os casos, o termo $e_b A_j$ sempre se anula. A segunda é quando temos partículas carregadas na presença de um campo magnético não nulo. Neste caso a órbita das partículas perpendicular à direção do campo é quantizada, trazendo uma quantização também para os níveis de energia. Os diversos níveis discretos de energia são chamados níveis de Landau, onde seu primeiro nível é não-degenerado e os demais apresentam uma degenerescência de grau 2 [17]. A energia dos bárions fica então:

$$E_b = \begin{cases} \sqrt{k^2 + M_b^{*2}} + g_{v,b}\omega_0 + g_{\phi,b}\phi_0 + g_{\rho,b}\frac{\tau_3}{2}\rho_0 & (B = 0) \\ \sqrt{k_z^2 + M_b^{*2} + 2\nu|e|B} + g_{v,b}\omega_0 + g_{\phi,b}\phi_0 + g_{\rho,b}\frac{\tau_3}{2}\rho_0 & (B \neq 0) \end{cases} \quad (2.6)$$

onde ν é o nível de Landau.

Para os léptons:

$$E_l = \begin{cases} \sqrt{k^2 + m_l^2} & \text{se } B = 0 \\ \sqrt{k_z^2 + m_l^2 + 2\nu|e|B} & \text{se } B \neq 0 \end{cases} \quad (2.7)$$

No limite de baixas temperaturas ($T = 0\text{K}$), o autovalor da energia é também o potencial químico dos férmions [9, 7].

Uma vez com os autovalores de energia em mãos, podemos obter as equações de estado (EoS), isto é, a densidade numérica (também chamada de densidade bariônica) n , a densidade de energia ϵ e a pressão P , a partir da mecânica estatística e da termodinâmica.

Sendo os bárions e os léptons férmions, eles obedecem à distribuição de Fermi-Dirac [23]. Como estamos interessados na descrição da matéria no interior das estrelas de nêutrons, podemos tomar o limite de temperatura zero. Neste caso a distribuição de Fermi-Dirac se torna a função degrau de Heaviside. A densidade numérica para os férmions é então:

$$dn_f = \begin{cases} k^2 dk / \pi^2 \\ |e|B / (2\pi)^2 dk_z \end{cases} \rightarrow n_f = \begin{cases} k^3 / 3\pi^2 & (B = 0) \\ |e|B / (2\pi)^2 \sum \eta(\nu) k_z & (B \neq 0) \end{cases} \quad (2.8)$$

onde na equação (2.8) utilizamos o fato de que tanto os léptons quanto os bárions do nosso modelo são férmions e possuem spin $1/2$ e, portanto, possuem grau de degenerescência igual a dois na ausência de campo magnético. Quando o campo magnético está presente, $\nu(\eta)$ é o grau de degenerescência de cada nível de Landau. A soma sobre todos níveis de Landau termina em ν_{max} , o maior valor de ν tal que o quadrado do momento de Fermi de cada partícula é uma grandeza positiva, e corresponde ao maior número natural que satisfaz a seguinte desigualdade:

$$\nu_{max} \leq \frac{\mu_f^2 - M_f^{*2}}{2|e|B} \quad (2.9)$$

onde μ_f e M_f^* são os potenciais químicos e a massa efetiva dos férmions em questão.

Novamente, via mecânica estatística, obtemos a densidade de energia dos férmions [23]:

$$\epsilon_f = \int_0^{k_f} E_f dn_f, \quad (2.10)$$

onde E_f é dada pela equação (2.6) no caso dos bárions, e pela equação (2.7) no caso dos léptons.

Para os mésons, que são bósons, obtemos sua densidade de energia a partir do valor médio da sua hamiltoniana. No nosso

caso:

$$\epsilon_m = \langle \mathcal{H}_m \rangle = - \langle \mathcal{L}_m \rangle. \quad (2.11)$$

Explicitamente, expressamos as densidades de energia dos bárions, léptons e dos mésons respectivamente por:

$$\epsilon_b = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_f} \sqrt{k^2 + M_b^{*2}} k^2 dk \quad \text{se } B = 0, \quad (2.12)$$

$$\epsilon_b = \frac{|e|B}{2\pi^2} \sum_{\nu=0}^{\nu_{max}} \eta(\nu) \int_0^{k_f} \sqrt{k_z^2 + M_b^{*2} + 2\nu|e|B} dk_z \quad \text{se } B \neq 0,$$

$$\epsilon_l = \frac{1}{\pi^2} \sum_l \int_0^{k_f} \sqrt{k^2 + m_l^2} k^2 dk \quad \text{se } B = 0, \quad (2.13)$$

$$\epsilon_l = \frac{|e|B}{2\pi^2} \sum_{\nu=0}^{\nu_{max}} \eta(\nu) \int_0^{k_f} \sqrt{k_z^2 + m_l^2 + 2\nu|e|B} dk_z \quad \text{se } B \neq 0,$$

$$\epsilon_m = \frac{1}{2} \left(m_s^2 \sigma_0^2 + m_v^2 \omega_0^2 + m_\phi^2 \phi_0^2 + m_\rho^2 \rho_0^2 + m_\delta^2 \delta_0^2 \right) + U(\sigma). \quad (2.14)$$

A densidade bariônica total é dada pela soma da densidade numérica de cada bárion.

$$n = \sum_b n_b, \quad (2.15)$$

e a densidade de energia total pela soma da densidade de energia de todos os férmions e também dos mésons:

$$\epsilon = \sum_b \epsilon_b + \sum_l \epsilon_l + \epsilon_m + \frac{B^2}{8\pi} \quad (2.16)$$

Por fim a pressão é facilmente obtida via termodinâmica [19]:

$$P = \sum_f \mu_f n_f - \epsilon + \kappa \frac{B^2}{8\pi}. \quad (2.17)$$

onde a soma em f é feita sob os férmions. O potencial químico dos férmions como já dito é dado pelo autovalor das equações de Dirac. A constante κ é adimensional e vale $-1 \leq \kappa \leq 1$. O melhor valor a ser utilizado será discutido com mais detalhes no capítulo 5.

Resta-nos agora calcular qual é o valor esperado dos campos mesônicos. Para isso impomos que a densidade de energia é estacionária em relação a esses campos [9]:

$$\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \sigma_0}\right) = \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \omega_0}\right) = \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \phi_0}\right) = \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_0}\right) = \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \delta_0}\right) = 0. \quad (2.18)$$

Obtemos os seguintes valores:

$$\omega_0 = \sum_b \frac{g_{v,b}}{m_v^2} n_b, \quad (2.19)$$

$$\phi_0 = \sum_b \frac{g_{\phi,b}}{m_\phi^2} n_b, \quad (2.20)$$

$$\rho_0 = \sum_b \frac{g_{\rho,b}}{m_\rho^2} \tau_3 n_b, \quad (2.21)$$

$$\sigma_0 = \sum_b \frac{g_{s,b}}{m_s^2} n_{sb} - \frac{1}{2} \frac{\kappa}{m_s^2} \sigma_0^2 - \frac{1}{6} \frac{\lambda}{m_s^2} \sigma_0^3. \quad (2.22)$$

$$\delta_0 = \sum_b \frac{g_{\delta,b}}{m_\delta^2} \tau_3 n_{sb}. \quad (2.23)$$

onde n_{sb} é definida como densidade escalar do bárion b e vale:

$$n_{sb} = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_f} \frac{M_b^* k^2 dk}{\sqrt{k^2 + M_b^{*2}}} \quad \text{se } B = 0, \quad (2.24)$$

$$n_{sb} = \frac{|e|B}{2\pi^2} \sum_{\nu=0}^{\nu_{max}} \eta(\nu) \int_0^{k_f} \frac{M_b^* dk_z}{\sqrt{k_z^2 + M_b^{*2} + 2\nu|e|B}} \quad \text{se } B \neq 0.$$

2.2 Parâmetros do Modelo

Uma vez que temos todo formalismo em mãos, precisamos agora de parâmetros para que nosso modelo simule as propriedades conhecidas da matéria nuclear. Da fenomenologia [9, 24] conhecemos algumas quantidades da matéria nuclear simétrica no ponto de saturação. São elas: a densidade de saturação da matéria nuclear (n_0), a massa efetiva do nucleon (M^*/M), a compressibilidade (K), a energia de simetria (S_0), o chamado *Slope* da energia de simetria (L), e a energia de ligação por nucleon (E/N). A Tab. 2.1 expressa quais são os valores dessas grandezas inferidas pela experiência.

n_0 (fm^{-3})	M^*/M	K (MeV)	S_0 (MeV)	L (MeV)	E/N (MeV)
0.148-0.170	0.7-0.8	200-315	30-35	36-113	15.7-16.5

Tab. 2.1: *Propriedades da matéria nuclear no ponto de saturação.*

Para simular essas propriedades, no decorrer do nosso trabalho utilizaremos até quatro modelos para parametrizar a interação nucleon-nucleon. Estes modelos são chamados de GM1, GM3 [17, 24, 25] e NL3 [26, 27] e $NL\rho$ [28]. Os parâmetros e previsões destes quatro modelos para a matéria simétrica são encontrados na Tab. 2.2.

Os modelos GM1 e GM3 predizem quantidades muito parecidas, embora o valor de suas constantes de acoplamento se diferenciem bastante. O modelo GM1 possui constantes de acoplamento maiores, significando que neste modelos os hádrons são altamente interagentes. Apesar de ter pouca relevância para a descrição da matéria nuclear no ponto de saturação, o maior valor das constantes de acoplamento do modelo GM1 irá produzir significativas alterações da matéria nuclear a altas densidades. Já os modelos NL3 e $NL\rho$ se diferenciam bastante tanto na previsão quanto nas constantes de acoplamento.

Resta-nos ainda definir as massas das partículas que podem

estar presentes na descrição da matéria nuclear. Para os bárions, consideraremos que os multipletos de isospin possuem massas iguais, isso faz com que: $m_N = 939 \text{ MeV}$, $m_\Lambda = 1116 \text{ MeV}$, $m_\Sigma = 1193 \text{ MeV}$ e $m_\Xi = 1318 \text{ MeV}$. Para os léptons temos que: $m_e = 0.511 \text{ MeV}$ e $m_\mu = 105.6 \text{ MeV}$. Para os mésons: $m_s = 512 \text{ MeV}$, $m_v = 783 \text{ MeV}$, $m_\phi = 1020 \text{ MeV}$, $m_\delta = 980 \text{ MeV}$ e $m_\rho = 770 \text{ MeV}$. Todas as partículas do modelo possuem a chamada massa física, isto é, possuem massas con-
 dizes com aquelas observadas na natureza, exceto o méson σ . O méson escalar menos massivo observado possui uma massa de 760 MeV [21]. Porém utilizaremos esta massa fictícia aqui para ficarmos de acordo com o modelo da QHD original [7] e também das parametrizações GM1, GM3 [24] e NL3 [27] e NL ρ [28].

	GM1	GM3	NL3	NL ρ
$g_s \equiv g_{NN\sigma}$	8.910	8.175	10.217	8.310
$g_v \equiv g_{NN\omega}$	10.610	8.712	12.868	9.238
$g_\phi \equiv g_{NN\phi}$	0.0	0.0	0.0	0.0
$g_\rho \equiv g_{NN\rho}$	8.196	8.259	8.948	7.538
$g_\delta \equiv g_{NN\delta}$	0.0	0.0	0.0	0.0
κ/M_N	0.005894	0.017318	0.0041014	0.01387
λ	-0.006426	-0.014526	-0.015921	-0.0288
$n_0 \text{ (fm}^{-3}\text{)}$	0.153	0.153	0.148	0.160
M^*/M	0.70	0.78	0.60	0.75
K (MeV)	300	240	272	240
S_0 (MeV)	32.5	32.5	37.4	30.5
L (MeV)	94	90	118	85
$(E/N - M)$ (MeV)	-16.3	-16.3	-16.3	-16.0

Tab. 2.2: Parâmetros e previsões dos modelos GM1, GM3, NL3 e NL ρ .

Note também que o valor da constante g_ϕ ser igual à zero é porque nos modelos originais, GM1, GM3 e NL3 e NL ρ o méson ϕ não se acopla ao nucleon. Este méson é muito importante quando híperons estão presentes, pois causa a supressão destes no regime de baixas densidades. Iremos ver no capítulo 5 como adicionar este novo méson vetorial sem alterar em nada as pre-

visões apresentadas na Tab. 2.2.

Outra constante de acoplamento nula é a do méson δ , g_δ . Este méson não está presente nos quatros modelos originais. O méson delta é um méson escalar-isovetorial, sua importância deriva do fato que o modelo $\sigma\omega\rho\delta$ nos permite variar a energia de simetria sem variar o *slope* (e vice-versa). Algo que não é possível nos tradicionais modelos $\sigma\omega\rho$. No próximo capítulo vamos estudar isto com bastante detalhe.

Capítulo 3

Energia de Simetria e seu *Slope*

Neste capítulo estudaremos como o valor da energia de simetria na densidade de saturação (S_0) e de seu *slope* (L) afetam três propriedades macroscópicas das estrelas de nêutrons: sua massa máxima, o raio da chamada massa canônica, $M = 1.4M_\odot$; e a menor massa que permite efeito Urca direto no interior das estrelas de nêutrons. A energia de simetria nos diz quão energeticamente favorável um sistema simétrico, isto é, com mesmo número de prótons e nêutrons, é em relação a um sistema com assimetria de isospin (diferente número de prótons e nêutrons). Embora seja função da densidade, o valor da energia de simetria na densidade de saturação é razoavelmente bem conhecido desde a fórmula semi-empírica de massa proposta por Weizsacker [9]. Atualmente a sua incerteza é pequena, e assume-se que S_0 valha entre 30 e 35 MeV [29]. O *slope* da energia de simetria diz como a energia de simetria da matéria simétrica cresce quando variamos a densidade. Ainda existe muita incerteza a respeito do valor do *slope* na densidade de saturação nuclear. De maneira mais ampla, encontramos na literatura [29] que L deva valer entre 36 e 113 MeV, embora alguns resultados recentes infiram valores mais restritivos a L , entre 40 e 62 MeV [30, 31]. Para estudar o efeito de S_0 e L em estrelas de nêutrons, usaremos os quatro modelos da Tab. 2.2: GM1, GM3, NL3 e NL ρ . Embora o valor do *slope* para o modelo NL3 seja ligeiramente superior ao limite inferido pela experiência, veremos mais adiante como

contornar esta situação.

3.1 Formalismo

Utilizamos nesta parte do trabalho quatro mésons, ω , ρ , σ e δ , onde o último pode ou não estar presente. Também não nos preocuparemos com o campo magnético e com a presença de híperons. Descreveremos o chamado *bulk* da matéria nuclear, ou seja, desconsiderando efeitos de borda. Os resultados são obtidos para a matéria simétrica em temperatura zero. A Lagrangiana, em aproximação de campo médio fica:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QHD} = & \bar{\psi}_N [\gamma^0 (i\partial_0 - g_v \omega_0 - \frac{1}{2} g_\rho \tau_3 \rho_0) - i\gamma^j \partial_j - M_b^*] \psi_N + \\ & - \frac{1}{2} m_\delta^2 \delta_0^2 - \frac{1}{2} m_s^2 \sigma_0^2 + \frac{1}{2} m_v^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_0^2 - \frac{1}{3!} \kappa \sigma_0^3 - \frac{1}{4!} \lambda \sigma_0^4, \end{aligned} \quad (3.1)$$

onde ψ_N é o campo de Dirac dos nucleons. O cálculo dos campos mesônicos e das demais grandezas associadas são os mesmos discutidos no capítulo 3.

Para compararmos as diferentes abordagens ao tema, precisamos da expressão analítica para a energia de simetria da matéria nuclear simétrica ($n_n = n_p$). Seguindo as Ref. [26, 32, 33]:

$$\begin{aligned} S = & \frac{n}{8} \left(\frac{g_\rho}{m_\rho} \right)^2 + \frac{k_f^2}{6 \sqrt{k_f^2 + M^{*2}}} + \\ & - \left(\frac{g_\delta}{m_\delta} \right)^2 \frac{M^{*2} \cdot n}{2(k_f^2 + M^{*2}) [1 + (g_\delta/m_\delta)^2 \cdot A(k_f)]}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

onde

$$A(k_f) = \frac{4}{(2\pi)^3} \int_0^{k_f} d^3k \frac{k^2}{(k^2 + M^{*2})^{3/2}}, \quad (3.3)$$

é uma função tanto do momento de Fermi ($k_f = k_{fp} = k_{fn}$) quanto da massa efetiva ($M^* = M_p^* = M_n^*$) da matéria nuclear simétrica. A energia de simetria depende do valor da constante de acoplamento dos mésons ρ e δ . Vamos então explorar uma família de valores tal que nos permita que S_0 esteja entre 30 e 35 MeV. Um vínculo adicional é que $(g_\delta/m_\delta)^2$ possui um valor máximo de 2.6 fm^2 , devido ao chamado potencial de BonnC [32, 33, 34].

Expandindo a energia de simetria S em torno da densidade de saturação da matéria nuclear (n_0) em uma série de Taylor obtemos [29]:

$$S = S_0 + L\epsilon + O(\epsilon)^2, \quad (3.4)$$

onde S_0 é a energia de simetria na densidade de saturação da matéria nuclear e $\epsilon = (n_0 - n)/3n_0$. O parâmetro L é o chamado *slope* da energia de simetria, e é calculado na densidade de saturação da matéria nuclear:

$$L = 3n \left(\frac{dS}{dn} \right) \Big|_{n=n_0}. \quad (3.5)$$

Podemos também, definir o *slope* para uma densidade arbitrária $L(n)$ como feito em [35]:

$$L(n) = 3n \left(\frac{dS}{dn} \right). \quad (3.6)$$

3.2 Parametrizações e Resultados

Como mostrado na Tab. 2.2, cada modelo da QHD prediz diferentes valores de seis propriedades da matéria nuclear simétrica no ponto de saturação. Em todos os casos aqui estudados, a densidade de saturação da energia nuclear (n_0), a energia de ligação por bárion ($E/N - M$), a compressibilidade (K) e a

massa efetiva do nucleon (M^*/M) serão mantidas fixas. Por outro lado, a energia de simetria no ponto de saturação (S_0) e seu *slope* L serão considerados parâmetros livres. O estudo será dividido em três diferentes abordagens.

3.2.1 QHD sem o méson δ

Primeiramente, estudaremos a influência de S_0 e L num modelo sem o méson δ . De acordo com a equação 3.2, o méson ρ determina simultaneamente a energia de simetria e o *slope*. Os valores das constantes de acoplamento e das grandezas físicas desta abordagem estão nas Tab. 3.1, 3.2, 3.3 e 3.4 para os modelos GM1, GM3, NL3 e NL ρ respectivamente. Vale a pena notar que o modelo NL3 original [27] prediz que os valores de S_0 e L são 37.4 e 118.4 MeV respectivamente. Ambos valores estão em desacordo com dados experimentais [29, 36, 37, 38]. Entretanto podemos contornar este problema redefinindo o valor da constante de acoplamento do méson ρ , forçando assim que a energia de simetria e seu *slope* assumam valores razoáveis.

$(g_\rho/m_\rho)^2 (fm^2)$	$(g_\delta/m_\delta)^2 (fm^2)$	S_0 (MeV)	L (MeV)
3.880	-	30.49	87.9
4.145	-	31.49	90.9
4.410	-	32.49	93.9
4.677	-	33.49	96.9
4.936	-	34.49	99.9

Tab. 3.1: Valores de S_0 e L para o modelo GM1 sem o méson δ .

Das tabelas 3.1 a 3.4, podemos perceber que sem o méson δ o *slope* da energia de simetria possui uma perfeita dependência linear com S_0 . Este efeito é independente da parametrização escolhida:

$$L = 3S_0 + C, \quad (3.7)$$

$(g_\rho/m_\rho)^2 (fm^2)$	$(g_\delta/m_\delta)^2 (fm^2)$	S_0 (MeV)	L (MeV)
4.260	-	30.49	83.7
4.525	-	31.49	86.7
4.791	-	32.49	89.7
5.055	-	33.49	92.7
5.319	-	34.49	95.7

Tab. 3.2: Valores de S_0 e L para o modelo GM3 sem o méson δ .

$(g_\rho/m_\rho)^2 (fm^2)$	$(g_\delta/m_\delta)^2 (fm^2)$	S_0 (MeV)	L (MeV)
3.458	-	30.40	97.4
3.733	-	31.40	100.4
4.006	-	32.40	103.4
4.280	-	33.40	106.4
4.552	-	34.40	109.4

Tab. 3.3: Valores de S_0 e L para o modelo NL3 sem o méson δ .

$(g_\rho/m_\rho)^2 (fm^2)$	$(g_\delta/m_\delta)^2 (fm^2)$	S_0 (MeV)	L (MeV)
3.830	-	30.49	85.0
4.082	-	31.49	88.0
4.335	-	32.49	91.0
4.558	-	33.49	94.0
4.842	-	34.49	97.0

Tab. 3.4: Valores de S_0 e L para o modelo NL ρ sem o méson δ .

embora o coeficiente linear C seja dependente do modelo, o coeficiente agular não o é.

Sem o méson δ , variar a energia de simetria no ponto de saturação S_0 implica automaticamente na variação do seu *slope* L . A energia de simetria S (eq. 3.2) e o *slope* para densidades arbitrárias $L(n)$ (eq. 3.6) para o modelos NL3 estão mostrados na Fig.3.1.

Podemos ver que tanto a energia de simetria quanto o seu *slope* crescem com a densidade, e que as linhas nunca se cruzam. Em outras palavras, a parametrização com o menor valor da

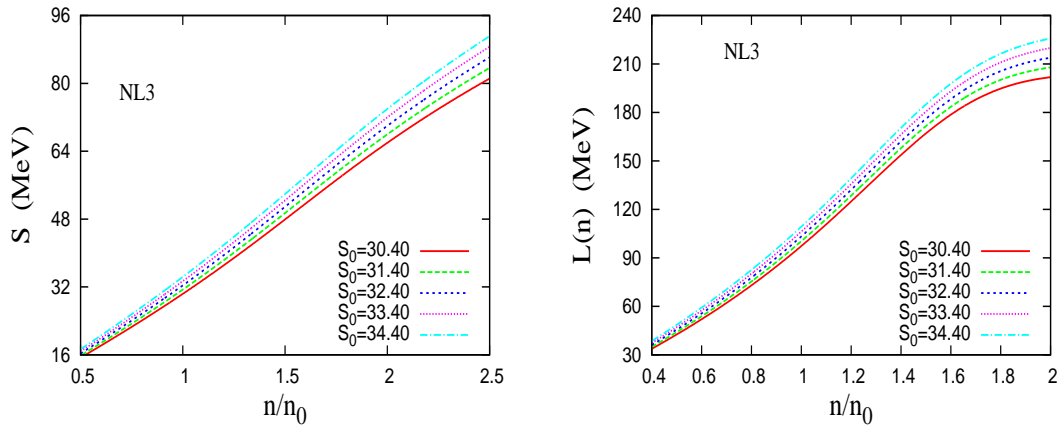


Fig. 3.1: (Direita) Energia de simetria S em função da densidade. (Esquerda) *slope* da energia de simetria $L(n)$ em função da densidade na abordagem sem o méson δ .

energia de simetria e seu *slope* a baixas densidades terá o menor valor dessas grandezas a altas densidades. O comportamento dos modelos GM1, GM3 e $NL\rho$ é muito parecido com aqueles mostrados na Fig. 3.1. Algumas figuras extras podem ser vistas na ref. [39].

Agora, a fim de estudar diretamente as estrelas de nêutrons, vamos resolver as equações estruturais 1.6 e 1.7, chamadas equações de Oppenheimer-Volkoff [18], e obter a relação massa-raio das estrelas de nêutrons. Para isso, construímos nossas EoS para uma matéria eletricamente neutra e em equilíbrio beta. O resultado das equações de Oppenheimer-Volkoff para os modelos GM1 e $NL\rho$ estão mostrados na Fig. 3.2.

Nesta abordagem sem o méson δ , a energia de simetria e o seu *slope* tem pouca influência no raio na estrela de massa canônica, e quase zero influência na massa máxima. De fato, o raio da estrela e massa $1.4M_\odot$ não varia mais que 0.2 km nos quatro modelos utilizados. Já a massa máxima possui um desvio sempre menor a $0.02M_\odot$. Assim como na Fig. 3.1, o resultado para os modelos NL3 e GM3 são qualitativamente muito parecidos com

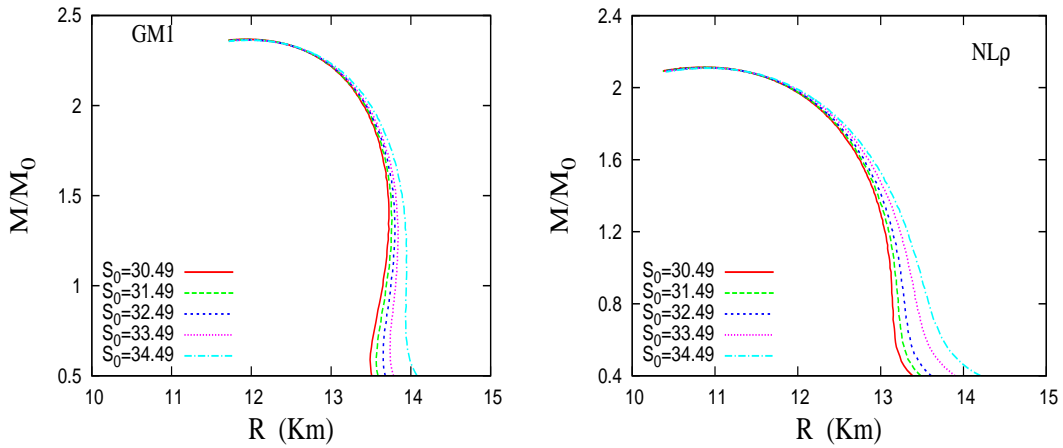


Fig. 3.2: Relação massa-raio para os modelos GM1 e NL ρ sem o méson δ .

os resultados dos modelos GM1 e NL ρ . Todavia, os gráficos destes modelos podem ser encontrados na ref. [39].

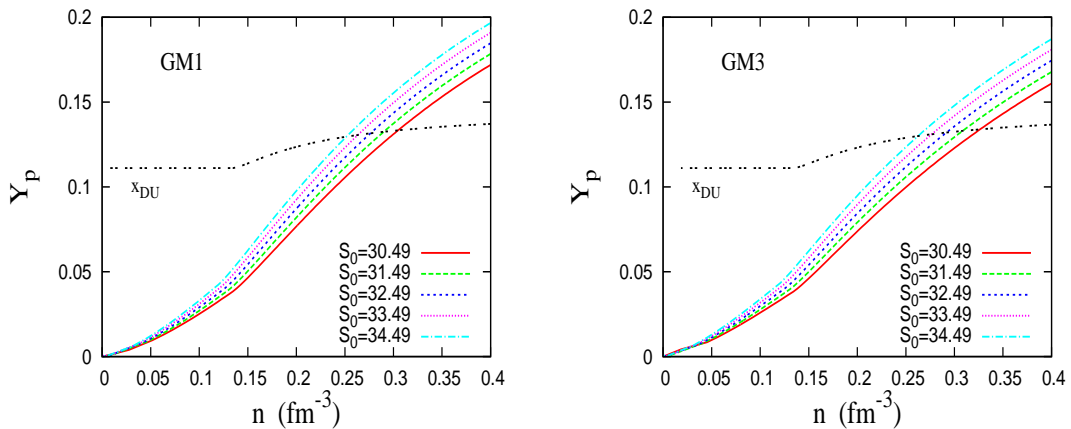


Fig. 3.3: Fração de próton Y_p e o valor crítico x_{DU} para os modelos GM1 e GM3 sem o méson δ .

Vamos agora voltar nossa atenção para o resfriamento das estrelas de nêutrons. Após a formação da estrela de nêutrons através de uma explosão de supernova, a maior parte da energia térmica da estrela será perdida por emissão de neutrinos ao invés de radiação eletromagnética. Caso a fração de prótons

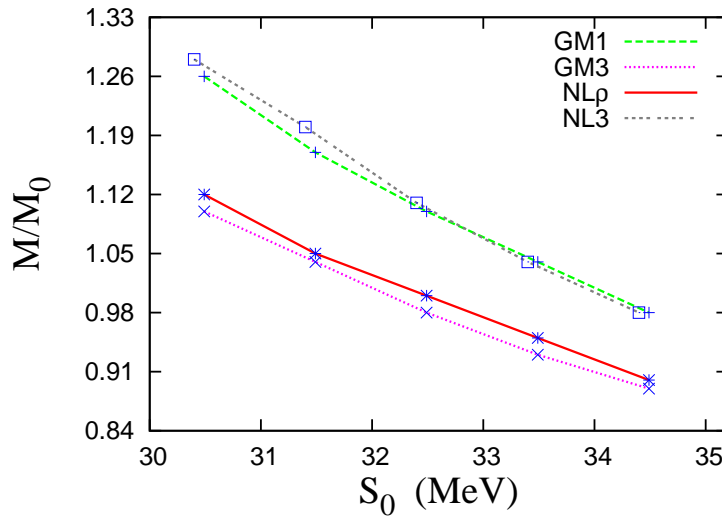


Fig. 3.4: *Massa mínima que permite a ocorrência de processo Urca direto sem o méson δ .*

no núcleo da estrela de nêutrons seja baixa, o processo dominante no esfriamento será a emissão de neutrinos através do chamado processo Urca modificado [10]. O processo Urca modificado resfria uma estrela de nêutrons de 10^{10} K para 10^8 K em aproximadamente cem mil anos. Todavia, se a fração de prótons exceder um certo mínimo (aproximadamente $1/9$ da densidade total), então o processo Urca direto será permitido. O processo Urca direto é muito mais eficiente que o processo Urca modificado, e é capaz de resfriar uma estrela de nêutrons de 10^{10} K para 10^8 K em menos de um ano [10, 40]!

Quantitativamente, o processo URCA direto ocorre quando a fração de prótons excede um valor crítico, x_{DU} , que pode ser calculado em termos da fração de léptons [41, 42]:

$$x_{DU} = \frac{1}{1 + (1 + x_e^{1/3})^3}, \quad (3.8)$$

onde $x_e = n_e/(n_e + n_\mu)$, e n_e , n_μ são as densidades numéricas do elétron e do muon respectivamente. Os gráficos para a fração de

prótons em função da densidade para os modelos GM1 e GM3 são mostrados na Fig. 3.3, enquanto a Fig. 3.4 mostra a massa mínima que permite o processo Urca direto para os quatros modelos da QHD. Vemos que nesta abordagem, quanto menor for a energia de simetria no ponto de saturação, e conseqüentemente seu *slope*, maior é a densidade que habilita o processo Urca modificado. Embora sem o méson δ as propriedades macroscópicas das estrelas de nêutrons quase não sofrem variações com respeito a variação da energia de simetria S_0 e seu *slope* L , vemos que a massa mínima que permite que o processo Urca direto ocorra é fortemente afetada por essas grandezas. As variações do valor da massa mínima podem chegar a 25% ou $0.3M_\odot$.

Model	S_0 (MeV)	M_{max}/M_\odot	$R_{1.4M_\odot}$	M_{DU}/M_\odot	n_{DU} (fm^{-3})
GM1	30.49	2.39	13.72	1.26	0.305
GM1	31.49	2.39	13.76	1.17	0.290
GM1	32.49	2.39	13.80	1.10	0.279
GM1	33.49	2.38	13.84	1.04	0.267
GM1	34.49	2.38	13.91	0.98	0.255
GM3	30.49	2.04	13.07	1.10	0.327
GM3	31.49	2.04	13.12	1.04	0.309
GM3	32.49	2.04	13.16	0.98	0.293
GM3	33.49	2.04	13.22	0.93	0.280
GM3	34.49	2.04	13.26	0.89	0.267
NL3	30.40	2.81	14.44	1.28	0.258
NL3	31.41	2.81	14.48	1.20	0.249
NL3	32.40	2.80	14.51	1.11	0.241
NL3	33.40	2.80	14.54	1.04	0.232
NL3	34.40	2.79	14.61	0.98	0.225
NL ρ	30.49	2.11	12.93	1.12	0.340
NL ρ	31.49	2.11	12.97	1.05	0.323
NL ρ	32.49	2.11	13.01	1.00	0.308
NL ρ	33.49	2.11	13.07	0.95	0.295
NL ρ	34.49	2.10	13.13	0.90	0.279

Tab. 3.5: Principais propriedades das estrelas de nêutrons sem o méson δ .

A possibilidade de ocorrer processo Urca direto no interior das estrelas de nêutrons é objeto de estudo de vários trabalhos encontrados na literatura [26, 40, 41, 42, 43, 44, 45], embora algumas ambiguidades ainda permaneçam. Modelos não-relativísticos predizem que a massa mínima para que o processo Urca direto ocorra seja de $1.35M_{\odot}$ [42] ou mesmo valores ainda maiores [43]. Por outro lado, modelos relativísticos predizem que massas tão baixas quanto $0.8M_{\odot}$ já são capazes de realizar processo Urca direto. Apesar de não haver consenso sobre qual a massa mínima capaz de ativar o processo Urca direto, é razoável assumir $1.1M_{\odot}$ como um limite inferior [40]. Neste caso, quase todas parametrizações que não utilizam o méson δ devem ser evitadas como pode ser visto na Fig. 3.4.

Nós resumimos as principais características dos diversos modelos aqui utilizados na Tab. 3.5. Em geral os modelos que predizem maiores massas também predizem maiores raios para a massa canônica e uma maior massa mínima que permite realizar processo Urca direto. Todavia, isto não é uma regra geral, uma vez que o modelo $NL\rho$ prediz uma massa maior que o GM3 ($2.11M_{\odot}$ vs $2.04M_{\odot}$) ainda que tenha um raio menor para a massa canônica (12.93 km vs 13.07 km). Também podemos notar que o $NL\rho$ possui um *slope* maior do que o GM3 (85.0 MeV vs 83.7 MeV para $S_0 = 30.49$), indicando que o conhecimento sobre o *slope* não é o suficiente para inferir o raio da estrela de nêutron.

3.2.2 QHD com o *slope* L fixo

Em nossa segunda abordagem iremos fixar o *slope*, L enquanto variamos a energia de simetria no ponto de saturação, S_0 . Para realizar isto utilizaremos além do méson ρ , o méson δ . Nas Tab. 3.6, 3.7, 3.8 e 3.9 encontramos os valores das constantes de acoplamento e das grandezas físicas para os modelos GM1,

GM3, NL3 e NL ρ respectivamente.

$(g_\rho/m_\rho)^2 (fm^2)$	$(g_\delta/m_\delta)^2 (fm^2)$	S_0 (MeV)	L (MeV)
9.577	1.68	30.16	99.9
8.435	1.26	31.28	99.9
7.282	0.84	32.38	99.9
6.120	0.42	33.46	99.9
4.936	0.00	34.49	99.9

Tab. 3.6: Valores de S_0 no modelo GM1 com o *slope* fixado em 99.9 MeV

$(g_\rho/m_\rho)^2 (fm^2)$	$(g_\delta/m_\delta)^2 (fm^2)$	S_0 (MeV)	L (MeV)
12.521	2.40	30.15	95.7
10.850	1.80	31.32	95.7
9.025	1.20	32.42	95.7
7.183	0.60	33.48	95.7
5.319	0.00	34.49	95.7

Tab. 3.7: Valores de S_0 no modelo GM3 com o *slope* fixado em 95.7 MeV

$(g_\rho/m_\rho)^2 (fm^2)$	$(g_\delta/m_\delta)^2 (fm^2)$	S_0 (MeV)	L (MeV)
6.80	1.04	30.11	109.4
6.246	0.78	31.19	109.4
5.690	0.52	32.28	109.4
5.127	0.26	33.36	109.4
4.552	0.00	34.40	109.4

Tab. 3.8: Valores de S_0 no modelo NL3 com o *slope* fixado em 109.4 MeV

Na Fig. 3.5 apresentamos como a energia de simetria dependente da densidade, S e seu *slope*, $L(n)$ variam para o modelo NL ρ . Vemos que quando fixamos o *slope*, as curvas, tanto da energia de simetria S , quanto do *slope* dependente da densidade $L(n)$, se cruzam. Em outras palavras, a parametrização que prediz o menor valor de S e $L(n)$ a baixas densidades será aquela que terá os maiores valores para altas densidades, o que

$(g_\rho/m_\rho)^2 (fm^2)$	$(g_\delta/m_\delta)^2 (fm^2)$	S_0 (MeV)	L (MeV)
10.696	2.00	30.04	97.0
9.260	1.50	31.22	97.0
7.803	1.00	32.35	97.0
6.333	0.50	33.45	97.0
4.842	0.00	34.49	97.0

Tab. 3.9: Valores de S_0 no modelo $NL\rho$ com o *slope* fixado em 97.0 MeV

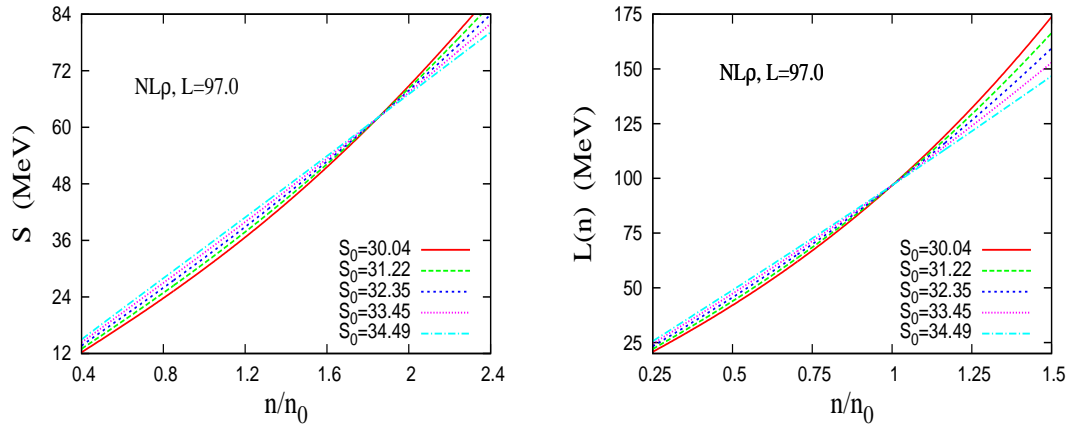


Fig. 3.5: Energia de simetria S e seu *slope* $L(n)$ para o modelo $NL\rho$ com o *slope* L fixado em 97.0 MeV.

é oposto ao que foi encontrado na sessão anterior. Este é um efeito global, presente nos quatro modelos da QHD.

A razão por trás desse comportamento é explicada pela natureza dos mésons ρ e δ . O méson ρ é um méson vetorial repulsivo, enquanto o méson δ é um méson escalar atrativo. Existe então uma competição entre atração e repulsão deste mésons. Sendo escalar, o méson δ domina para baixas densidades, enquanto o méson vetorial ρ domina em altas densidades. Devido a isto, quando ambos os mésons estão presentes, para um *slope* L fixo, quanto menor for o valor de S e $L(n)$ para baixas densidades, maior será seus valores para altas densidades.

Agora vamos estudar o efeito deste cruzamento nas propriedade

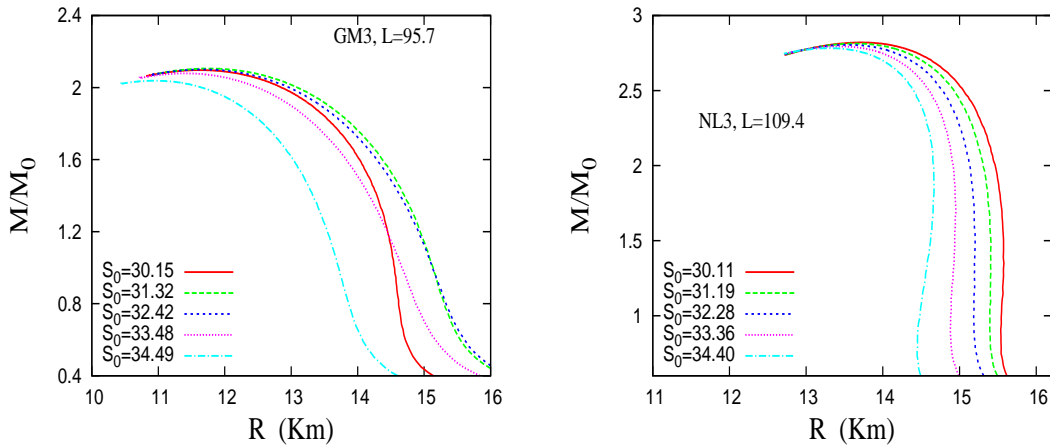


Fig. 3.6: Relação massa-raio para os modelos GM3 e NL3 com L fixo.

das estrelas de nêutrons. Na Fig. 3.6 colocamos a relação massa-raio para os modelos GM3 e NL3. Quando fixamos o *slope*, um comportamento curioso acontece. O raio da estrela canônica de massa $1.4M_{\odot}$ em geral, decresce com a energia de simetria. Este efeito, até onde sabemos, foi relatado pela primeira vez na ref. [39]. De modo geral, quando o méson δ não é incluído, a energia de simetria no ponto de saturação S_0 é determinada apenas pelo méson ρ e, uma vez feito isto, o *slope* L está automaticamente fixado. Uma correlação entre L e o raio da estrela de nêutrons então aparece, como é discutido na ref. [26]. Quando fixamos o *slope* com a ajuda do méson δ , diferentes valores de S_0 podem ser obtidos e esta correlação é perdida. Então, embora o *slope* nos dá algumas informações à respeito das propriedades macroscópica das estrelas de nêutrons, ele não é suficiente para se determinar unicamente o raio. Uma vez que para diferentes parametrizações com o mesmo modelo predizem estrelas com variações no raio de até 1.7 km.

Outra curiosidade que pode ser notada, é que para o modelo GM3, quando aumentamos S_0 o raio da massa canônica primeiro aumenta discretamente, depois decai bruscamente. O

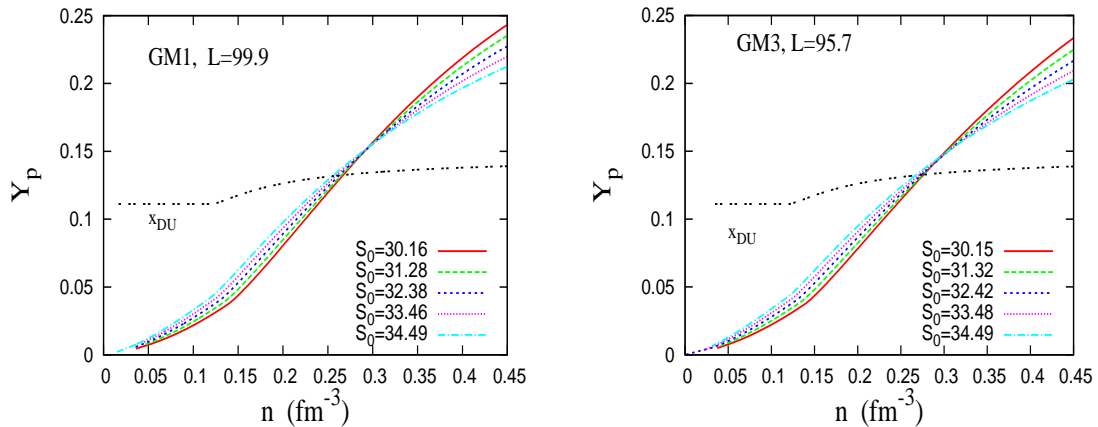


Fig. 3.7: Fração de prótons Y_p e o valor crítico x_{DU} com o slope L fixo

mesmo comportamento é observado no modelo $NL\rho$ [39]. Este comportamento pode indicar que o valor utilizado para as constantes de acoplamento do méson δ são demasiadamente grandes (em ambos os casos $(g_\delta/m_\delta)^2$ tem um valor igual ou superior a 2 fm^2).

As massas máximas das estrelas de nêutrons variam um pouco mais do que em modelos sem o méson δ , entretanto este valor ainda é insignificante, sendo a diferença máxima sempre inferior a $0.05M_\odot$.

Para estudar o processo Urca direto, vamos na Fig. 3.7 traçar os gráficos da fração de próton em função da densidade para os modelos GM1 e GM3. Vemos que o mesmo comportamento presente na energia de simetria S e no *slope* $L(n)$ ocorre com a fração de prótons Y_p ; ou seja, as parametrizações que predizem uma menor fração de prótons a baixas densidades, são as que predizem uma maior Y_p para densidades altas.

A razão disto novamente está na competição do méson escalar δ com o méson vetorial ρ . O méson δ domina a baixas densidades, reduzindo a massa do nêutron e aumentando a massa do próton, dificultando o aparecimento do próton via equilíbrio

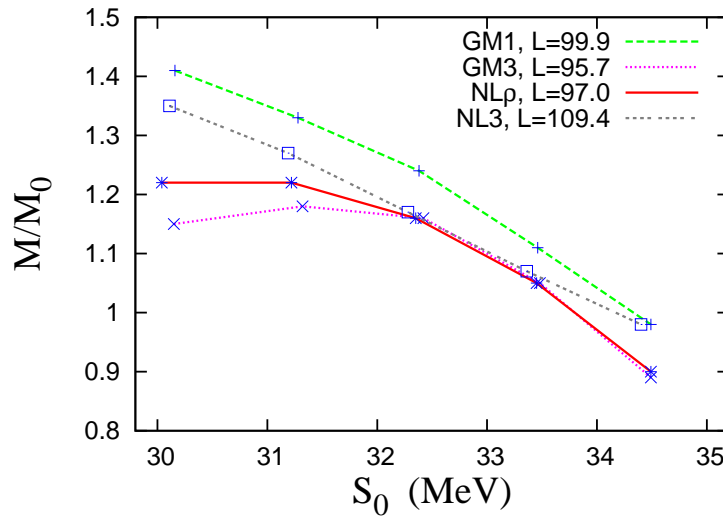


Fig. 3.8: Massa mínima que permite ocorrer processo Urca direto com L fixo para os quatro modelos da QHD.

químico. O méson vetorial ρ domina a altas densidades aumentando o potencial químico do nêutron e diminuindo o potencial químico do próton. É também interessante notar que essa inversão quanto à fração de prótons Y_p sempre ocorre para densidades maiores do que o valor crítico x_{DU} .

Na Fig. 3.8 colocamos qual o valor da massa mínima que permite ocorrer processo Urca direto com os quatro modelos da QHD. Vemos que diferentes valores de S_0 provocam variações consideráveis nesta massa mínima. Vemos também que mesmo parametrizações diferentes que produzem grandes diferenças de massa máxima, predizem valores muito próximos da massa mínima que permite processo Urca direto. Outra curiosidade é o fato que para os modelos GM3 e NL ρ a massa mínima que permite processo Urca direto aumenta quando variamos o valor de S_0 de ≈ 30 para ≈ 31 MeV. Este efeito é análogo a oscilação do raio da massa canônica com a energia de simetria, como mostrado na Fig. 3.6. E como naquele caso, a razão deste aumento pode ser explicada pelo grande valor das constantes de acoplamento

Model	S_0 (MeV)	M_{max}/M_\odot	$R_{1.4M_\odot}$	M_{DU}/M_\odot	n_{DU} (fm^{-3})
GM1	30.16	2.44	15.56	1.41	0.266
GM1	31.28	2.42	15.29	1.33	0.265
GM1	32.38	2.41	14.98	1.24	0.262
GM1	33.46	2.39	14.50	1.10	0.258
GM1	34.49	2.38	13.91	0.98	0.255
GM3	30.15	2.09	14.29	1.15	0.277
GM3	31.32	2.09	14.70	1.18	0.275
GM3	32.42	2.09	14.63	1.16	0.274
GM3	33.48	2.07	14.17	1.05	0.271
GM3	34.49	2.04	13.26	0.89	0.267
NL3	30.11	2.83	15.57	1.35	0.237
NL3	31.19	2.82	15.40	1.27	0.235
NL3	32.28	2.81	14.20	1.17	0.231
NL3	33.36	2.80	14.93	1.07	0.228
NL3	34.40	2.79	14.61	0.98	0.225
NL ρ	30.04	2.16	14.44	1.22	0.290
NL ρ	31.22	2.16	14.55	1.23	0.289
NL ρ	32.35	2.14	14.33	1.16	0.287
NL ρ	33.45	2.12	13.88	1.05	0.284
NL ρ	34.49	2.10	13.13	0.90	0.279

Tab. 3.10: Principais propriedades das estrelas de nêutrons com L fixo.

do méson δ .

Por fim, resumimos as principais propriedades das estrelas de nêutrons quando L é fixo na Tab. 3.10. Vemos que embora diferentes valores de S_0 predizem diferentes valores da massa mínima que permite ocorrer processo URCA direto, o valor da densidade central n_{DU} é muito parecido. Isto se deve ao fato que as frações de prótons cruzam umas com as outras em densidades próximas a x_{DU} .

3.2.3 QHD com a energia de simetria S_0 fixa

Nossa terceira e última abordagem consiste, com a ajuda do méson δ , fixar a energia de simetria no ponto de saturação S_0

$(g_\rho/m_\rho)^2 (fm^2)$	$(g_\delta/m_\delta)^2 (fm^2)$	S_0 (MeV)	L (MeV)
14.687	3.00	32.49	118.4
12.991	2.50	32.49	113.9
11.287	2.00	32.49	109.6
9.578	1.50	32.49	105.4
7.858	1.00	32.49	98.5
4.410	0.00	32.49	93.9

Tab. 3.11: valores de L para o modelo GM1 com S_0 fixo

$(g_\rho/m_\rho)^2 (fm^2)$	$(g_\delta/m_\delta)^2 (fm^2)$	S_0 (MeV)	L (MeV)
13.620	2.50	32.49	103.3
11.864	2.00	32.49	100.4
10.103	1.50	32.49	97.5
8.336	1.00	32.49	94.8
4.791	0.00	32.49	89.7

Tab. 3.12: valores de L para o modelo GM3 com S_0 fixo

$(g_\rho/m_\rho)^2 (fm^2)$	$(g_\delta/m_\delta)^2 (fm^2)$	S_0 (MeV)	L (MeV)
12.444	2.50	33.40	139.2
10.828	2.00	33.40	132.1
9.204	1.50	33.40	125.3
7.571	1.00	33.40	118.8
4.280	0.00	33.40	106.9

Tab. 3.13: valores de L para o modelo NL3 com S_0 fixo

e variar o seu *slope* L . As constantes de acoplamento e suas previsões estão nas Tab. 3.11, 3.12, 3.13 e 3.14 para os modelos GM1, GM3, NL3 e NL ρ respectivamente. Note que enquanto os modelos GM1 e GM3 mantêm sua energia de simetria S_0 com o valor original (32.49 MeV), alteramos os valores originais de 37.4 para 33.4 MeV para o NL3, e de 30.49 para 31.49 no NL ρ . Fazendo isso, garantimos que a variação de S_0 não seja superior a 1 MeV nos quatro modelos.

Uma vez fixada a energia de simetria S_0 , o papel do méson

$(g_\rho/m_\rho)^2 (fm^2)$	$(g_\delta/m_\delta)^2 (fm^2)$	S_0 (MeV)	L (MeV)
12.795	2.50	31.49	105.1
11.064	2.00	31.49	101.4
9.331	1.50	31.49	97.9
7.589	1.00	31.49	94.5
4.070	0.00	31.49	88.0

Tab. 3.14: valores de L para o modelo $NL\rho$ com S_0 fixo

δ será sempre de aumentar o *slope* L , como notado na ref. [33]. Nós também vemos que embora todos as parametrizações possuem valores razoáveis para a energia de simetria S_0 , algumas parametrizações possuem um valor demasiadamente grande para o *slope* L ($L > 113$ MeV) [29]. Entretanto manteremos essas parametrizações para comparações e completude.

Na Fig. 3.9 colocamos a energia de simetria dependente da densidade S e seu *slope* $L(n)$ para o modelo NL3. O comportamento é análogo para os quatro modelos da QHD [39]. Fixar S_0 ao invés de L faz com que o cruzamento das curvas ocorra a densidades menores do que ocorriam na sessão anterior. Quando fixamos L , o cruzamento das curvas de $L(n)$ obviamente ocorria a $n = n_0$, porém fixando S_0 este cruzamento ocorre a $n = 0.6n_0$. O mesmo vale para as curvas de S . Fixando L o cruzamento ocorria em aproximadamente $n = 1.8n_0$. Com S_0 fixo obviamente isto ocorre a $n = n_0$.

Na Fig. 3.10 apresentamos a relação massa-raio com S_0 fixo para estudar a influência direta do *slope* nas propriedades macroscópicas das estrelas de nêutrons. Estudos similares já foram feitos como nos trabalhos das ref. [26, 46, 47]. Aumentando o *slope*, aumentamos também o raio da massa canônica $M = 1.4M_\odot$. como apontado em [26]. Entretanto isto tem um limite. Caso continuemos a aumentar o *slope*, o raio da massa canônica sofre uma queda brusca como mostrado na Fig. 3.10. Encontramos então um valor máximo para o raio das estrelas de

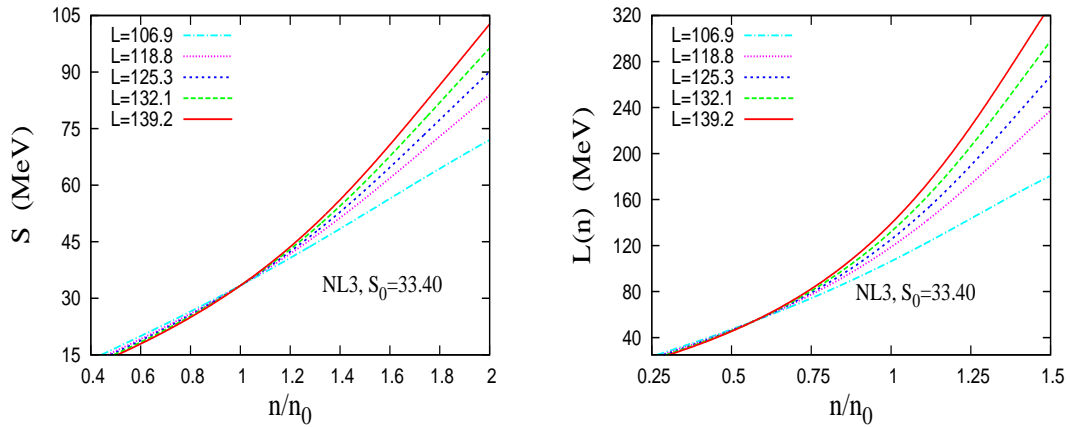


Fig. 3.9: Energia de simetria S e seu *slope* $L(n)$ para o modelo NL3 com S_0 fixo.

nêutrons. Este valor máximo para o raio da estrela de nêutrons pode estar relacionado a um valor limite de L . para uma dada energia de simetria S_0 . Além disso, como apontado mais cedo, o mesmo *slope* pode produzir estrelas de nêutrons com variação no raio de até 1.7 km. Isto indica que, embora o *slope* nos dá algum conhecimento sobre o comportamento do raio das estrelas de nêutrons, somente este conhecimento não é suficiente para

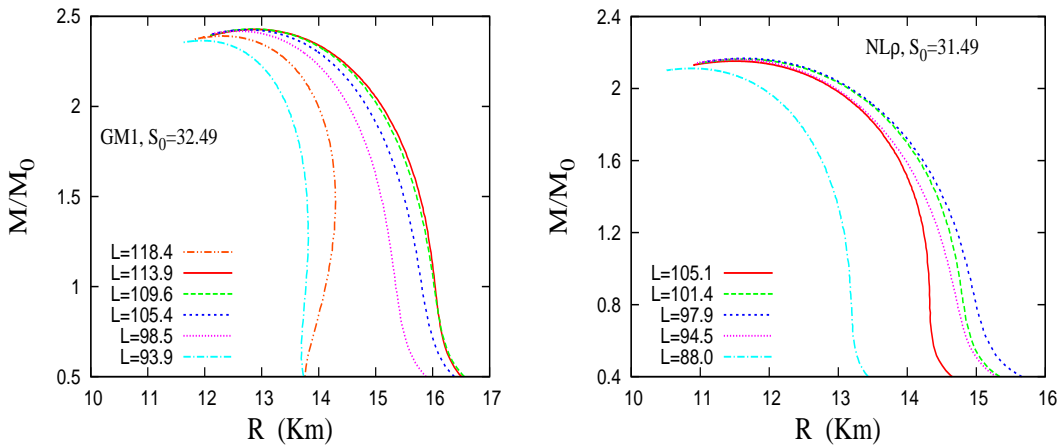


Fig. 3.10: Relação massa raio para os modelos GM1 e NL ρ com S_0 fixo.

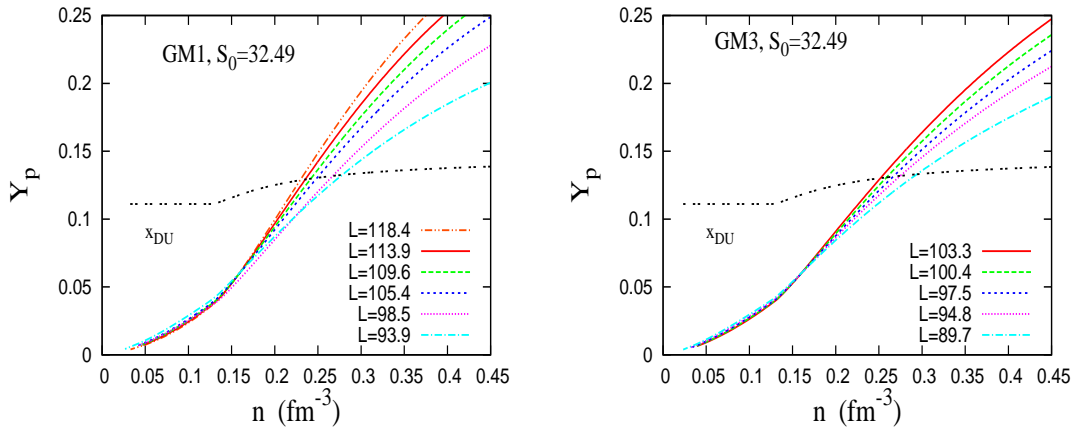


Fig. 3.11: Fração de prótons Y_p e o valor crítico x_{DU} com S_0 fixo.

determinar o raio destas estrelas.

Vamos voltar nossa atenção agora ao processo Urca direto. Na Fig. 3.11 traçamos a fração de prótons para o modelo GM1 e GM3. Fixando S_0 vemos que o cruzamento das curvas ocorra antes do valor crítico x_{DU} . Este comportamento da redução na densidade no qual ocorre o cruzamento das curvas ocorre também em S e em $L(n)$.

A massa mínima que permite ocorrer processo Urca direito com S_0 fixo está mostrada na Fig. 3.12. Vemos que quando aumentamos o *slope* L a massa mínima inicialmente aumenta. Depois praticamente se mantém estável até cair bruscamente. Esta queda na massa mínima pode também estar associada a um valor demasiadamente alto de L . É interessante notar também que embora o modelo NL3 produza as maiores massas máxima, é o modelo GM1 que produz maior valor para a massa mínima que habilita o proceso Urca direto. Resumimos os principais resultados na Tab. 3.15.

Por fim, vamos retornar à questão do raio da estrela canônica com $M = 1.4M_{\odot}$. Embora seja comum na literatura [26, 46, 47] relacionar o *slope* L com o raio das estrelas de nêutrons, vimos

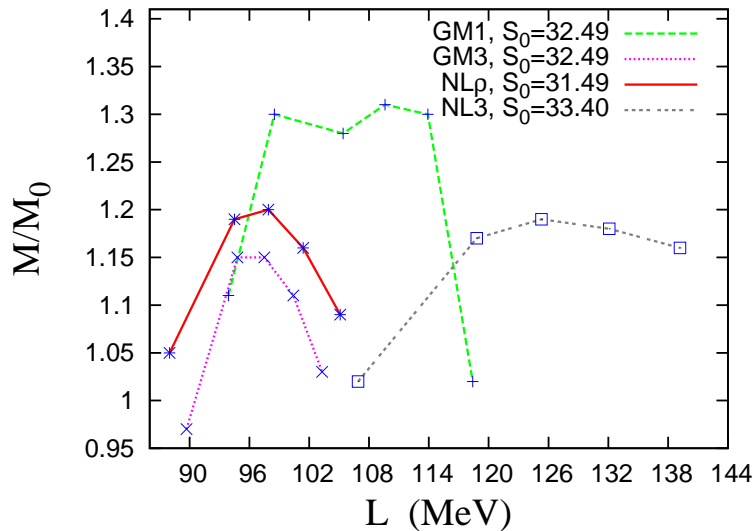


Fig. 3.12: Massa mínima que permite processo Urca direto com S_0 fixo.

aqui que o *slope* sozinho não nos dá informação suficiente para determinarmos qual será o raio da estrela canônica. Vamos então erguer uma hipótese, de que não é o *slope* mas a sua variação que determina o raio das estrelas de massa $M = 1.4M_\odot$.

Nós calculamos arbitrariamente a variação $\Delta L = L(1.25) - L(0.75)$ para todas as três abordagens desenvolvidas neste capítulo, e mostramos na Fig. 3.13 qual é a relação desta variação ΔL com o raio da estrela de massa canônica.

Vemos que à medida que os modelos predizem uma variação ΔL maior, maior será também o raio da estrela de massa canônica. Isto se mantém até um limite, depois do raio da estrela cai consideravelmente. Relacionar o raio com a variação do *slope* explica a grande variação, de até 1.7 km, no raio das estrelas canônicas que possuem o mesmo *slope*. Também explica a variação encontrada no raio apresentada na Fig. 3.12. Vemos que existe um raio máximo, e que este depende da variação do *slope* ΔL .

Além do mais, isto pode indicar que valores de ΔL além do raio máximo são demasiadamente grandes, colocando assim um

Model	L (MeV)	M_{max}/M_{\odot}	$R_{1.4M_{\odot}}$	M_{DU}/M_{\odot}	n_{DU} (fm^{-3})
GM1	93.9	2.39	13.80	1.10	0.279
GM1	98.5	2.43	15.17	1.30	0.267
GM1	105.4	2.44	15.58	1.28	0.250
GM1	109.6	2.44	15.81	1.31	0.243
GM1	113.9	2.44	15.85	1.30	0.237
GM1	118.4	2.40	14.29	1.02	0.232
GM3	89.7	2.04	13.16	0.98	0.293
GM3	94.8	2.09	14.48	1.15	0.275
GM3	97.5	2.10	14.68	1.15	0.267
GM3	100.4	2.09	14.58	1.11	0.260
GM3	103.3	2.07	14.23	1.03	0.254
NL3	106.9	2.80	14.54	1.04	0.232
NL3	118.8	2.83	15.65	1.17	0.219
NL3	125.3	2.83	15.86	1.19	0.213
NL3	132.1	2.83	15.84	1.18	0.209
NL3	139.2	2.82	15.56	1.16	0.206
NL ρ	88.0	2.11	12.97	1.05	0.323
NL ρ	94.5	2.16	14.24	1.19	0.298
NL ρ	97.9	2.17	14.49	1.20	0.285
NL ρ	101.4	2.16	14.43	1.16	0.276
NL ρ	105.1	2.15	14.10	1.09	0.269

Tab. 3.15: Principais propriedades das estrelas de nêutrons com S_0 fixo.

limite teórico também para L . No nosso estudo, vemos que os maiores valores do *slope* antes da diminuição do raio da massa canônica para o GM1 e NL3 são 113.9 e 125.3 MeV respectivamente. Entretanto ambos os valores já estão acima do máximo de 113 MeV fixado pela experiência [29]. Por outro lado, para os modelos GM3 e NL ρ , o valor de L de 97.5 e 97.9 MeV e de 32.9 e 31.49 MeV para S_0 , já produzem ΔL acima do raio máximo. O valor do *slope* máximo pode ser ainda menor, visto que se escolhermos S_0 igual a 30.15 e 30.04 MeV para os modelos GM3 e NL ρ , *slopes* no valor de 95.7 e 97.0 MeV já produzem estrelas cujo raio está diminuindo com ΔL ; indicando que, nestes

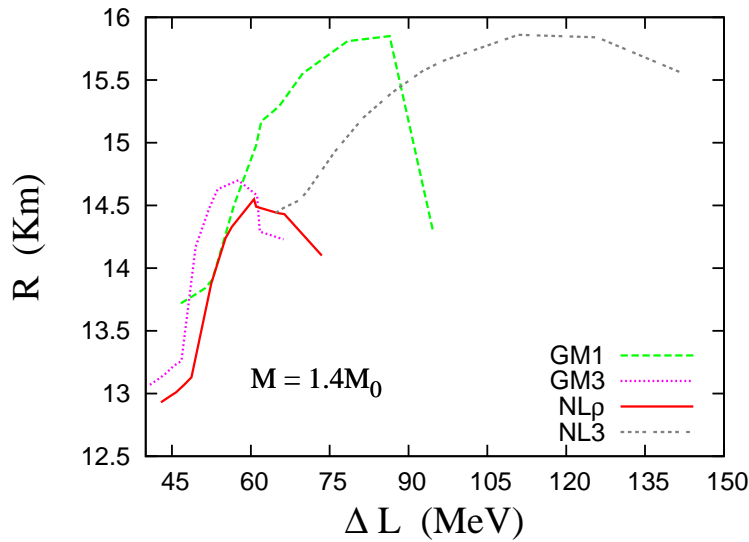


Fig. 3.13: Raio da estrela de nêutrons canônica em função da variação do slope ΔL .

modelos, o maior valor teórico do *slope* é relativamente baixo.

3.3 Conclusões parciais

Neste capítulo estudamos como a energia de simetria no ponto de saturação, S_0 e seu *slope*, L afetam três propriedades das estrelas de nêutrons: massa máxima, raio da massa canônica $M = 1.4M_\odot$, e massa mínima que permite a ocorrência do processo Urca direto. Para realizarmos isto, dividimos nosso estudo em três frentes: variando ambos S_0 e L através do modelo $\sigma\omega\rho$, fixando L e variando S_0 no modelo $\sigma\omega\rho\delta$ e vice-versa. E em todos os casos utilizamos quatro modelos da QHD: GM1, GM3, NL3 e NL ρ .

Vimos que a massa máxima da estrela de nêutrons não é significativamente afetada nem por S_0 nem por L . A variação máxima alcançada não foi superior a $0.06M_\odot$. Como a EoS é pouco sensível à estas variações, não traçamos seu gráfico. Todavia, gráficos de diversas EoS similares àquelas apresentadas

neste trabalho são facilmente encontrados na literatura [9, 26, 47, 25, 48].

Confirmamos também que o raio da estrela de nêutrons não depende de S_0 , sendo que em alguns casos ele aumenta e em outros diminui. E, ao contrário do que geralmente encontra-se na literatura [26], é mais razoável associar o raio da estrela canônica com a variação do *slope* ΔL , do que com o próprio *slope*, devido ao fato de que um mesmo valor de L foi capaz de produzir diferença nos raios de até 1.7 km. Nosso estudo indica que o raio da estrela canônica aumenta à medida que aumentamos ΔL , até atingir um valor máximo. Depois o raio cai consideravelmente. Esta existência de um raio máximo pode estar associada a um valor máximo teórico para o *slope* L , o qual é dependente do modelo da QHD empregado. Nosso estudo foi capaz de simular estrelas canônicas com raio que variam de 12.9 km a 15.9 km. Somos então incapazes de explicar estrelas de raio elevado, como o pulsar RX J1856.5-3754, cujo raio inferido é de 17 km [49]; e também estrelas de baixo raio, como apontado nas ref. [31, 50], cujo raio inferido varia de 9 a 12 km. Em geral, associa-se estrelas com baixo raio a uma EoS com baixo valor de L [30, 31]. Existe um modelo da QHD com baixo valor de L capaz de produzir pequenos raios para a estrela canônica. Tal modelo é chamado FSU [51]. Entretanto, estudos preliminares indicam que a massa máxima obtido com este modelo é de apenas $1.7M_\odot$ [26, 52], em conflito com os pulsares supermassivos descobertos recentemente [11, 12], indicando que o FSU não pode ser o modelo definitivo da matéria nuclear a altas densidades. Tais contradições indicam que a questão do raio da estrela canônica ainda é um problema em aberto.

Por fim, estudamos a influência de S_0 e L na massa mínima que permite a ocorrência do processo Urca direto no interior estelar, o que está diretamente relacionado com a fração de prótons, Y_p . A massa mínima varia drasticamente com S_0 . De

fato, a variação pode chegar a 50%. Estudar o resfriamento de estrelas de nêutrons [40, 44] será necessário para poder restringir o valor desta massa mínima.

Neste trabalho, para variar o *slope* sem afetar a energia de simetria utilizamos sempre o méson δ . Como apontado em ref. [28], o méson δ sempre irá aumentar o *slope* em comparação aos modelos onde ele não está presente. Como perspectiva futura, iremos adicionar um acoplamento não linear entre os méson $\omega - \rho$ como ocorre no modelo FSU [51], a fim de estudar modelos da QHD com baixo *slope*. Embora o modelo FSU falha na descrição dos pulsares supermassivos, podemos adicionar este acoplamento a outros modelos, como fizemos no caso do méson δ e checar se conseguimos resultados coerentes com as previsões de baixo *slope* e alta massa máxima.

Capítulo 4

Campos Magnéticos e Estrelas de Nêutrons

Neste capítulo vamos revisitar o formalismo comumente utilizado na literatura para estudar os efeitos de um campo magnético dependente da densidade nas propriedades das estrelas de nêutrons. Vamos expor algumas ambiguidades que aparecem e propor uma maneira de solucionar este problema. Nosso modelo explora mais profundamente o conceito termodinâmico da pressão, o que nos leva a obter o chamado campo magnético caótico. Os efeitos de campos magnéticos serão discutidos considerando duas possibilidades: a presença ou não de partículas estranhas conhecidas como híperons.

4.1 Formalismo atual e discussão

Para simular a interação nuclear utilizaremos novamente um modelo da QHD. Aqui utilizaremos somente três mésons, σ , ω e ρ . Além da presença do campo magnético indicada pelo quadrivetor A_μ . Neste caso a QHD em campo médio fica:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QHD} = & \bar{\psi}_b [\gamma^0 (i\partial_0 - g_{v,b}\omega_0 - \frac{1}{2}g_{\rho,b}\tau_3\rho_0) - \gamma^j (i\partial_j - eA_j) - M_b^*] \psi_b + \\ & - \frac{1}{2}m_s^2\sigma_0^2 + \frac{1}{2}m_v^2\omega_0^2 + \frac{1}{2}m_\rho^2\rho_0^2 - \frac{1}{3!}\kappa\sigma_0^3 - \frac{1}{4!}\lambda\sigma_0^4, \end{aligned} \quad (4.1)$$

onde os termos da Lagrangiana (4.1) seguem as notações da equação (2.4).

Neste capítulo, como estamos interessados nos efeitos do campo magnético, utilizaremos somente a parametrização GM1 [24] para descrever as propriedades da matéria nuclear. A parametrização GM1 é comumente utilizada na literatura [9, 25, 39, 48, 53, 54, 55] e reproduz, de maneira razoavelmente precisa, tanto as propriedades da matéria nuclear, quanto os vínculos provenientes de observações astronômicas [55].

Para fixar as constantes de acoplamento dos híperons com os mésons, utilizaremos um modelo baseado inteiramente no grupo de simetria SU(3). Neste caso, os mésons vetoriais são fixos seguindo o grupo mais restrito SU(6), e o méson escalar é fixo seguindo *próximo* ao grupo SU(6), como descrito em [55]. Em termos práticos, as constantes de acoplamento híperon-mésons são:

$$\begin{aligned}
 \frac{g_{v,\Lambda}}{g_{v,N}} &= \frac{g_{v,\Sigma}}{g_{v,N}} = 0.667, & \frac{g_{v,\Xi}}{g_{v,N}} &= 0.333, \\
 \frac{g_{\rho,\Sigma}}{g_{\rho,N}} &= 2.0 & \frac{g_{\rho,\Xi}}{g_{\rho,N}} &= 1.0, & \frac{g_{\rho,\Lambda}}{g_{\rho,N}} &= 0.0, \\
 \frac{g_{s,\Lambda}}{g_{s,N}} &= 0.610, & \frac{g_{s,\Sigma}}{g_{s,N}} &= 0.396, & \frac{g_{s,\Xi}}{g_{s,N}} &= 0.113.
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

4.1.1 Campo magnético dependente da densidade numérica

Em geral, encontra-se na literatura, que a contribuição do campo magnético ($B^2/8\pi$) é diretamente somada à EoS, para nos dar a pressão e a densidade de energia total [48, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63]:

$$\epsilon_T = \epsilon_M + \frac{B^2}{8\pi}; \quad P_T = P_M + \frac{B^2}{8\pi}, \tag{4.3}$$

onde o subscrito M está relacionado com a contribuição da matéria. Comparando a equação (4.3) com a equação (2.17), vemos que este formalismo simplesmente assume $\kappa = 1$.

Para simular como campo magnético varia no interior estelar, utilizaremos uma prescrição *ad hoc*, onde o campo magnético varia exponencialmente com a densidade [48, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63]

$$B(n) = B^{sup} + B_0 \left[1 - \exp \left\{ -\beta \left(\frac{n}{n_0} \right)^\theta \right\} \right], \quad (4.4)$$

onde B^{sup} é o campo magnético da superfície, neste trabalho adotado como constante, $B^{sup} = 10^{14} G$. Tal valor é inferido através das observações de magnetares [13]. O termo B_0 é o campo magnético máximo. n e n_0 são as densidades numéricas, onde o subscrito indica o ponto de saturação da matéria nuclear. Agora o termo B é substituído por $B(n)$ no termo $B^2/8\pi$ na equação (4.3).

Da equação (4.4), uma grande ambiguidade surge imediatamente: Desde que nem a Lagrangiana (4.1) nem observações astronômicas possuem qualquer informação à respeito de como o campo magnético varia no interior estelar, qualquer valor dos não-observáveis β e θ são igualmente válidos. De fato, encontramos na literatura vários conjuntos de valores diferentes para estes parâmetros. Nós analisamos como alguns destes afetam as propriedades macroscópicas das estrelas de nêutrons. Os conjuntos de valores escolhidos estão apresentados na Tab. 4.1.

A validade dos resultados depende da intensidade do campo magnético. A ref. [64] mostra que a EoS pode ser tratada como praticamente isotrópica para campos de até $3.1 \times 10^{18} G$. Este resultado é corroborado por resultados mais recentes [65]. Como nas ref. [48, 59, 60] nós seguiremos esta prescrição e utilizaremos o valor de $B_0 = 3.1 \times 10^{18} G$ como o limite superior para o campo magnético, embora valores de até $10^{19} G$ possam ser

Set	β	θ	Ref.
I	-	-	$B = 0G$
II	1.0×10^{-2}	3.0	[67]
III	5.0×10^{-2}	2.0	[56]
IV	5.0×10^{-5}	3.0	[57]
V	1.0×10^{-1}	1.0	[58]
VI	2.0×10^{-1}	2.0	[58]
VII	6.5×10^{-3}	3.5	[48]

Tab. 4.1: *Diferentes valores para os não-observáveis β e θ . Também comparamos o caso em que o campo magnético não está presente.*

encontrados em trabalhos recentes [61]. Agora resolveremos as equações estruturais de Oppenheimer-Volkoff [18] utilizando as EoS derivadas da equação (4.3) como input. A relação massa-raio para estrelas de nêutrons com e sem híperons e suas respectivas EoS estão apresentadas na Fig 4.1. Também resumimos os resultados principais na Tab. 4.2 para todos os conjuntos escolhidos.

Conj.	Com híperons			Sem híperons		
	M/M_{\odot}	R (km)	$\epsilon_c (fm^{-4})$	M/M_{\odot}	R (km)	$\epsilon_c (fm^{-4})$
I	1.94	12.5	5.01	2.37	12.1	5.69
II	2.15	12.1	5.52	2.44	12.1	5.48
III	2.26	12.8	4.81	2.50	12.5	5.09
IV	1.94	12.5	4.97	2.37	12.0	5.63
V	2.15	13.6	4.39	2.45	12.8	5.14
VI	3.02	15.7	3.18	3.04	15.6	3.26
VII	2.20	12.0	5.60	2.46	12.1	5.46

Tab. 4.2: *Massa máxima, o corresponde raio e a densidade de energia central para difentes conjuntos de β e θ considerando estrela de nêutrons com e sem híperons.*

Vemos que neste formalismo o campo magnético sempre aumenta a massa máxima das estrelas. Todavia, a ambiguidade inerente aos parâmetros não-observáveis reflete fortemente em quanto a massa máxima deve aumentar para um determinado valor de campo magnético.

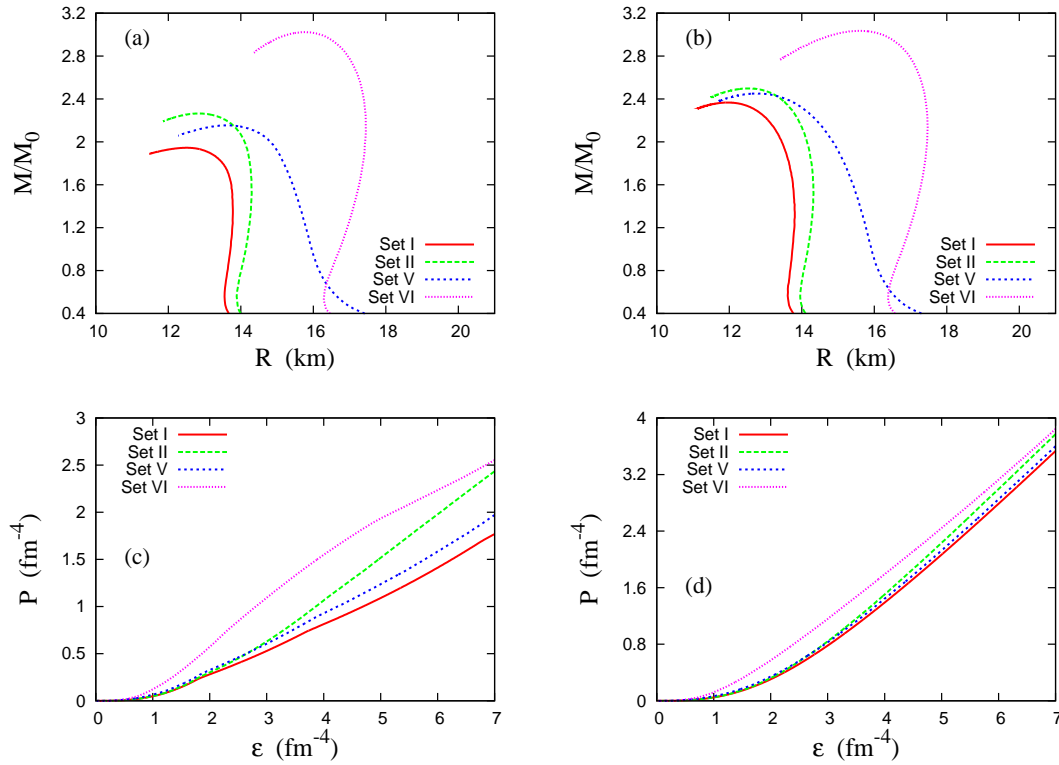


Fig. 4.1: *Relação massa-raio com e sem híperons e suas correspondentes EoSs. A influência dos parâmetros não-observáveis β e θ pode aumentar a massa em mais de 50%.*

Note que os resultados apresentados na Tab. 4.2 foram todos obtidos utilizando o modelo GM1, com os mesmos valores das constantes de acoplamento híperon-méson. Além do mais, a contribuição do campo magnético para a matéria, como nas equações (2.6) (2.7), (2.8) e nos termos ϵ_M e P_M da equação (4.3) são calculados com um campo magnético fixo $B = 3.1 \times 10^{18}G$, e tendo então, exatamente os mesmos valores. O campo magnético variável afeta somente os termos $B^2/8\pi$. Se alguém perguntar em quanto o campo magnético afeta a EoS e a respectiva massa máxima das estrelas de nêutrons, a resposta mais honesta seria que não sabemos, uma vez que não sabemos como o campo magnético varia no interior das estrelas de nêutrons. O aumento

da massa máxima pode ser de zero, se escolhermos os parâmetros do conjunto IV ou de $1.08M_{\odot}$ se escolhermos o conjunto VI para uma estrela de nêutrons que apresenta híperons em seu interior. Mesmo quando a massa máxima é similar, como nos conjuntos II e V, o valor do raio é significativamente diferente. Outra particularidade é o fato que para o conjunto VI, a EoS com e sem híperons reproduz quase os mesmos resultados, ambos estando muito próximos do maior valor teórico possível para a massa máxima de $3.2M_{\odot}$ [20]. Nós também podemos variar o campo magnético na matéria (ϵ_M e P_M) como feito nas ref. [59, 61]; entretanto escolhemos não seguir esta abordagem para enfatizar a influência do termo $B^2/8\pi$. Além do mais, como mostrado na ref. [59], manter constante ou não o campo magnético na matéria não altera significativamente os resultados.

No apêndice A nós fazemos uma discussão mais profunda, mostrando que além da ambiguidade presente pelos fatores não-observáveis, existem questões inerentes à respeito da anisotropia e tensões de cisalhamento presentes no tensor de Maxwell.

4.2 Campo magnético caótico

Vamos agora tentar resolver a grave ambiguidade discutida na sessão anterior. Nosso primeiro questionamento é sobre a escolha de $\kappa = 1$ na equação (2.17) e a adição do termo $B^2/8\pi$ diretamente na pressão [48, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63] como apresentado na equação (4.3). Isto seria correto somente se todos os componentes diagonais do tensor de Maxwell fossem iguais, como apontado na ref. [15] “*if they are not identical, a rotation in the frame of reference will reveal the presence of shear stress (pag 140)*”. Porém, para um campo uniforme na direção z , os componentes do tensor de Maxwell são: $\text{diag}(B^2/8\pi, B^2/8\pi, -B^2/8\pi)$, sendo então não-idênticos. A ref. [66] vai além, e diz que na presença de campos magnéticos, o

próprio conceito de pressão é perdido. Todavia, a mesma ref. [66] nos dá uma forma de tratar efeitos de campos magnético: “*It is possible to describe the effect of the magnetic field by using the pressure concept only when we are dealing with a small-scale chaotic field (pag 158)*”. Neste caso o tensor de Maxwell fica $\text{diag}(B^2/24\pi, B^2/24\pi, B^2/24\pi)$, tendo todas componentes idênticas e contornando o problema da anisotropia, retornando $P = \epsilon/3$, isto é, pressão de radiação. Este formalismo também é consistente com a teoria quântica de campos [7, 62], onde a pressão é calculada como:

$$P = \frac{1}{3} \langle T_i^i \rangle = \frac{1}{3} \left(\frac{B^2}{8\pi} + \frac{B^2}{8\pi} - \frac{B^2}{8\pi} \right) = \frac{B^2}{24\pi}. \quad (4.5)$$

mesmo sem a aproximação de campo magnético caótico. Entretanto, é bom notar que apesar da coincidência de resultados a equação (4.5) não representa verdadeiramente a pressão termodinâmica, uma vez que os componentes do tensor de Maxwell não são iguais, como discutido em [15, 66].

Para estudarmos então os efeitos de campos magnéticos em estrelas de nêutrons, nos parece mais adequado assumir $\kappa = 1/3$ na equação (2.17), e substituir a equação (4.3) pela (4.6).

$$\epsilon_T = \epsilon_M + \frac{B^2}{8\pi}, \quad P_T = P_M + \frac{B^2}{24\pi}. \quad (4.6)$$

Apesar de evitar os problemas de anisotropia e tensões de cisalhamentos, uma limitação do nosso modelo é o fato, que esperamos que o campo magnético se torne, pelo menos, parcialmente orientado. Isto é necessário para explicar a teoria dos pulsares como faróis cósmicos. Todavia utilizamos o campo magnético caótico para melhor quantificar os efeitos do campo magnético em estrelas de nêutrons no formalismo esférico-simétrico das equações de Oppenheimer-Volkoff [18]. Entretanto é bom notar que o campo magnético orientado na direção z como

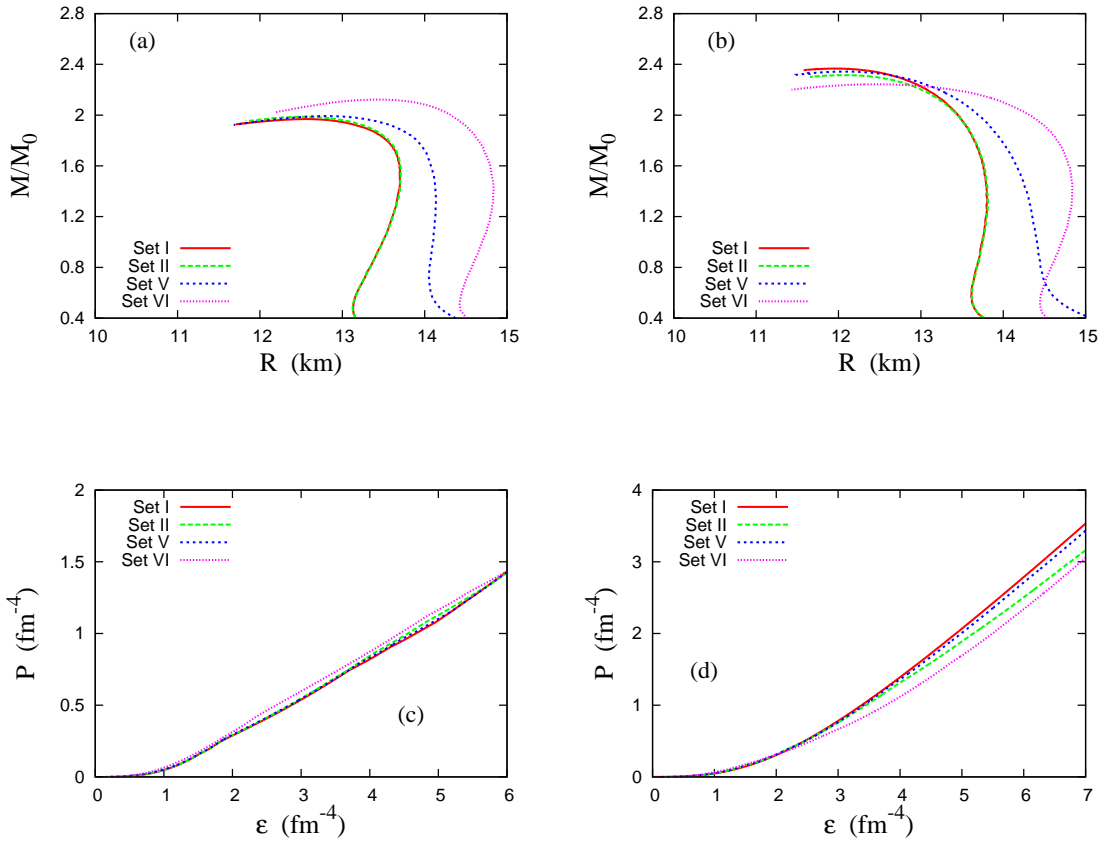


Fig. 4.2: *Relação massa-raio para estrelas de nêutrons com e sem híperons e suas respectivas EoS no formalismo de campo caótico.*

comumente descrito na literatura [48, 56, 57, 59, 60, 61, 62, 63, 67] é instável [68, 69, 70].

A relação massa-raio das estrelas de nêutrons com o formalismo da equação (4.6) está apresentada na Fig. 4.2, enquanto as principais propriedades da massa máxima estão na Tab. 4.3.

Quando utilizamos a aproximação de campo magnético caótico, um comportamento curioso aparece. Se por um lado, as incertezas quantitativas à respeito da variação da massa diminuí significativamente ($\Delta M < 0.18M_\odot$), qualitativamente, diferentes configurações agora apresentam comportamentos opostos. En-

Set	Com híperons			Sem híperons		
	M/M_\odot	R (km)	ϵ_c (fm^{-4})	M/M_\odot	R (km)	ϵ_c (fm^{-4})
I	1.94	12.5	5.01	2.37	12.1	5.69
II	1.99	12.5	4.91	2.32	12.1	5.53
III	2.00	12.6	4.82	2.30	12.0	5.60
IV	1.94	12.5	4.97	2.37	12.1	5.63
V	1.99	12.8	4.78	2.34	12.1	5.64
VI	2.12	13.4	4.30	2.25	12.5	5.37
VII	1.99	12.5	4.94	2.30	12.1	5.49

Tab. 4.3: *Massa máxima, seu correspondente raio e densidade de energia central para estrelas de nêutrons com e sem híperons.*

quanto o campo magnético aumenta a massa máxima de estrelas que apresentam híperons em seu interior, este mesmo campo magnético reduz a massa máxima de estrelas sem híperons. O amolecimento das EoSs devido a fortes campos magnéticos já foi relatado na literatura [67, 71].

4.2.1 Campo magnético acoplado a densidade de energia

Outra preocupação é a respeito da ambiguidade que diferentes conjuntos de β e θ , e da própria equação (4.4). O primeiro ponto é que, é a densidade de energia e não a densidade numérica a grandeza relevante nas equações de Oppenheimer-Volkoff. Portanto, parece mais conveniente utilizar um campo magnético dependente de ϵ ao invés de n . O segundo ponto é tentar construir um modelo no qual reduza o número de parâmetros livres. Nós postulamos:

$$B = B_0 \left(\frac{\epsilon_M}{\epsilon_c} \right)^\gamma + B^{sup}, \quad (4.7)$$

onde ϵ_c é a densidade de energia central da estrela de massa máxima sem campo magnético e γ é qualquer número positivo, reduzindo assim o número de parâmetros livres de dois para um.

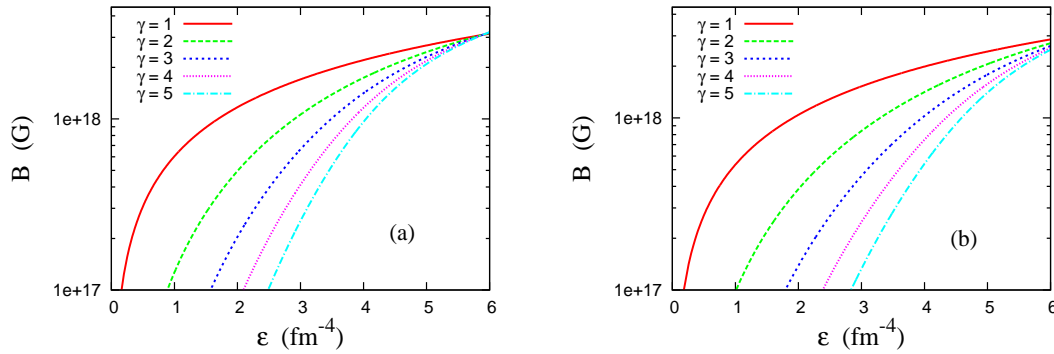


Fig. 4.3: *Campo magnético em função da densidade de energia total para estrelas com e sem híperons*

B_0 é o campo magnético fixo, e neste caso vale $3.1 \times 10^{18}G$. Note também que neste caso o campo magnético não é mais fixado para todas as configurações. Cada EoS produz um particular valor de ϵ_c que é então utilizado na equação (4.7). No nosso caso particular $\epsilon_c = 5.01 fm^{-4}$ para estrelas com híperons e $\epsilon_c = 5.69 fm^{-4}$ para estrelas sem híperons, garantindo assim que o campo magnético não ultrapasse o valor de B_0 . Nós estudamos o efeito do campo magnético dependente da densidade de energia variando γ de 1 a 5. Na Fig. 4.3 mostramos como o campo magnético varia com a densidade de energia total ($\epsilon_M + B^2/8\pi$) para diferentes valores de γ .

Vemos que quanto menor o valor de γ maior a contribuição do campo magnético. Isto é esperado, desde que $\epsilon < \epsilon_c$, então o termo ϵ/ϵ_c é menor do que 1. Nós também vemos que para valores da densidade de energia próximas de ϵ_c , o campo magnético é aproximadamente $2.0 \times 10^{18}G$, ou seja mais de 30% abaixo do limite de $3.1 \times 10^{18}G$.

Mostramos na Fig 4.4 os efeitos do campo magnético caótico acoplado a densidade de energia na relação massa-raio e em suas respectivas EoSs, enquanto na Tab. 4.4 resumimos as principais características das estrelas de massa máxima neste formalismo.

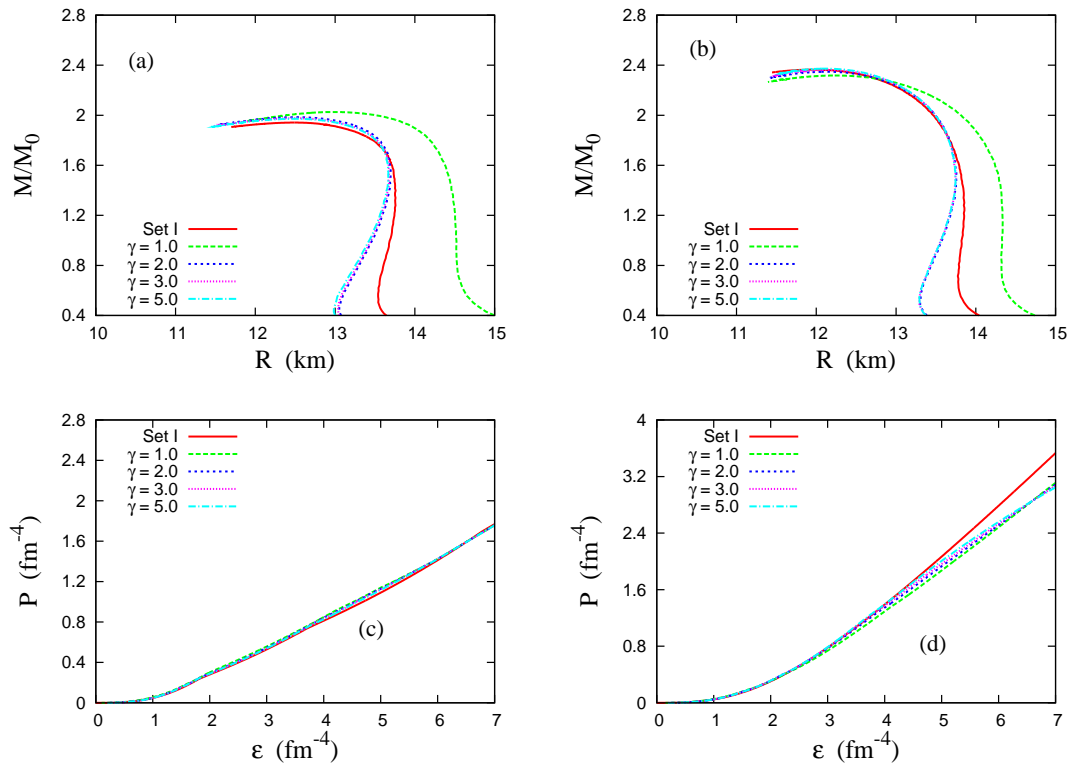


Fig. 4.4: *Relação massa-raio para o campo magnético acoplado à densidade de energia e suas respectivas EoSs para estrelas com e sem híperons.*

Vemos que com o formalismo do campo magnético depen-

γ	Com híperons			Sem híperons		
	M/M_{\odot}	R (km)	$\epsilon_c (fm^{-4})$	M/M_{\odot}	R (km)	$\epsilon_c (fm^{-4})$
B = 0	1.94	12.5	5.01	2.37	12.1	5.69
1.0	2.02	13.0	4.69	2.32	12.2	5.49
2.0	1.98	12.5	4.92	2.35	12.1	5.46
3.0	1.98	12.5	4.94	2.36	12.1	5.44
4.0	1.97	12.5	4.94	2.37	12.1	5.46
5.0	1.97	12.5	4.91	2.37	12.1	5.49

Tab. 4.4: *Massa máxima, correspondente raio e densidade de energia central para o campo magnético acoplado a densidade de energia no formalismo de campo caótico.*

dente da densidade de energia, nossas incertezas caem dramaticamente. Quando introduzimos o campo magnético caótico, a incerteza da massa máxima caiu de $1.08M_{\odot}$ para $0.18M_{\odot}$. Agora, com o campo magnético dependente da densidade de energia, a massa máxima varia no máximo em $0.05M_{\odot}$. Além disso se assumirmos $\gamma = 1$, o raio das estrelas de nêutrons aumentam, enquanto que para $\gamma \geq 2$ o raio diminui. Por exemplo, o raio da massa canônica, $1.4M_{\odot}$, na ausência de campo magnético é, com a parametrização GM1 de 13.8 km. Na presença de campo magnético com $\gamma = 1$, o raio vai a 14.3 km, enquanto para todos os valores de $\gamma \geq 2$ o raio é de 13.6 km, menor que no caso sem campo magnético. Além do mais, como não há variação significativa na massa máxima, todos os valores de $\gamma \geq 2$ produzem basicamente o mesmo resultado. Então, neste regime somos capazes de construir um modelo independente de parâmetros! Note entretanto, que caso utilizássemos a equação (4.3) ao invés da (4.6) a massa máxima variaria de $2.15M_{\odot}$ para $\gamma = 2$ a $2.03M_{\odot}$ para $\gamma = 5$. Isto reforça a importância de utilizarmos a aproximação de do campo caótico.

Embora o formalismo derivado da equação (4.6) pareça ser mais adequado que o formalismo da equação (4.3) o problema de como o campo magnético varia no interior das estrelas de nêutrons é ainda desconhecido. Note que os conjuntos II a VII na Tab. 4.3 e todos os valores de γ da Tab. 4.4 estão, em princípio, em pés de igualdade. Então, para restringir a maneira como o campo magnético varia no interior das estrela de nêutrons, informações adicionais se fazem necessária. Recentes progressos sobre o raio das estrelas de nêutrons tem aparecido na literatura tanto no campo teórico, quanto em observações astrofísicas [30, 72, 73]. Daí, nossa proposta dada pela equação (4.7) parece ser mais adequada, uma vez que prediz raios menores em ambas configurações, com e sem híperons, mesmo quando comparadas no caso de campo magnético zero. Além do mais,

baseado em uma teoria chiral efetiva, o autor da ref. [72] vinculou o raio das estrelas canônicas, de massa $1.4M_{\odot}$, entre 9.7 km e 13.9 km. Neste caso, como pode ser visto na Fig. 4.2, os conjuntos V e VI deve ser excluídos, uma vez que predizem raios acima do limite teórico. O mesmo pode ser dito da parametrização com $\gamma = 1$ da Fig. 4.4.

Em nosso trabalho, utilizamos as equações de Oppenheimer-Volkoff para obtermos a relação massa-raio. Isto nos é permitido devido ao uso da aproximação de campo magnético caótico, que evita problemas de anisotropias e cisalhamentos. Vale a pena mencionar que existem na literatura trabalhos que consideram a anisotropia resolvendo as equações de campo de Einstein em um regime com simetria axial, seja em cálculos numéricos totalmente relativísticos [74, 75, 76], ou expandindo a métrica em torno da simetria esférica [77]. O nosso resultado, de apenas um pequeno aumento da massa máxima na aproximação de campo caótico está de acordo com ambas as ref. [76, 77]. A grande vantagem de nossa abordagem é que ela introduz os efeitos do campo magnético de maneira simples e didática, além de ter um custo computacional consideravelmente mais baixo. É importante também ressaltar, que mesmo modelos como descrito na ref. [76] possuem alguns problemas. Por exemplo, utilizando o código LORENE, ref. [76] obtém um campo magnético máximo da ordem de $10^{18}G$ para o centro das estrelas de nêutrons, o que é bastante razoável. Entretanto, na superfície este campo cai para $10^{17}G$, o que é duas ordens de grandeza maior do que os maiores valores já inferidos pela observação.

Para encerrar nossa análise, discutimos aqui as limitações de nosso modelo. Embora o campo magnético caótico nos dê uma interpretação mais razoável a respeito da pressão devido ao campo magnético, e o campo magnético acoplado a densidade de energia nos dê um modelo livre de parâmetros, ainda existe o fato que um campo magnético variável viola uma das equações

de Maxwell, uma vez que o divergente do campo não é mais zero. Este é um problema normalmente não relatado, mas presente em todos os modelos que utilizam campo magnético variável [48, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63]. Entretanto, vale a pena notar que o campo magnético variável está de acordo com o teorema escalar do Virial [22], e aparece até mesmo em modelos mais avançados [76].

4.3 Conclusões parciais

Neste capítulo nós revisamos o formalismo padrão comumente utilizado na literatura para estudar os efeitos do campo magnético nas propriedades macroscópicas das estrelas de nêutrons. Nós vimos que a grande ambiguidade nos resultados deriva de uma escolha equivocada do modo de adicionar a contribuição do campo magnético à pressão total do sistema, uma vez que geralmente não se leva em conta a anisotropia do sistema no tensor de Maxwell [48, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63]. Para resolver este problema, adotamos a aproximação de campo magnético caótico, que contorna o problema de anisotropia além de ir de encontro tanto com o conceito termodinâmico da pressão [15, 66], quanto a formulação de teoria de campos [7]. A primeira consequência desta abordagem é a forte queda na incerteza da massa máxima. Enquanto no formalismo padrão a variação da massa máxima pode variar em $1.08M_{\odot}$, com o campo magnético caótico a variação na massa máxima nunca é superior a $0.18M_{\odot}$. Vinculando o raio das estrelas de massa $1.4M_{\odot}$ com recentes observações [31, 30, 72], a incerteza na massa máxima cai para $0.07M_{\odot}$.

Nossa segunda tarefa foi eliminar a influência de como o campo magnético varia no interior das estrelas de nêutrons e a ambiguidade dos resultados. Introduzindo um campo magnético acoplado à densidade de energia ao invés da densidade numérica

e contendo somente um parâmetro livre, γ , em oposição ao modelo tradicional que possui dois parâmetros livres. Além do mais, como somente valores de $\gamma \geq 2$ são aceitáveis devido ao vínculo no raio, nós então apresentamos um modelo sem parâmetros livres. Outro ponto que é importante ter em mente é que como não sabemos como o campo magnético varia no interior das estrelas de nêutrons, todas parametrizações são igualmente válidas. As vantagens de se utilizar a equação (4.7) são: primeiro, produz um modelo sem parâmetros livres; segundo, o campo magnético se acopla à densidade de energia, que é a grandeza relevante nas equações de Oppenheimer-Volkoff; terceiro, nosso modelo prediz estrelas com menor raio, o que está de acordo com recentes trabalhos teóricos e observacionais [31, 30, 72]; quarto, nosso resultado está de acordo com cálculos mais sofisticados [76, 77], porém de uma maneira muito mais simples e didática.

Nós encerramos esta discussão dizendo que o campo magnético produz apenas um pequeno aumento na massa máxima, da ordem de 2-3%. Aumentos na ordem de 10% como encontrado em trabalhos anteriores [48, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63], nos parece bastante artificial, devido a uma possível escolha equivocada no formalismo ao se tratar anisotropias. Todavia, além do *slope* da energia de simetria, o campo magnético também desempenha um pequeno papel na determinação do raio das estrelas de nêutrons.

Capítulo 5

Grupo $SU(3)$ e a Matéria Nuclear

Neste capítulo, iremos estudar como a variação das constantes de acoplamento dos mésons com os híperons afeta a população destas partículas no interior de estrelas de nêutrons e, conseqüentemente, suas propriedades macroscópicas. Nós utilizamos o grupo de simetria $SU(3)$ a fim de fixar todas as constantes de acoplamentos, e comparamos os resultados obtidos com vínculos experimentais e de observações astrofísicas. Enquanto a descoberta de pulsares supermassivos como PSR J1614-2230 e PSR J0348+0432 [11, 12] apontam para uma equação de estado bastante dura a altas densidades, vínculos em laboratórios apontam na direção oposta para densidades de até cinco vezes a densidade de saturação da matéria nuclear.

Neste trabalho, utilizamos três modelos da QHD: GM1, GM3 e NL3 numa versão tradicional, contendo os mésons $\sigma\omega\rho$, e outra considerando a inclusão do méson estranho vetorial, contendo os mésons $\sigma\omega\rho\phi$. Nós propomos uma nova família de parametrização, onde todos os mésons obedecem ao grupo de simetria $SU(3)$. Fazemos isso amarrando as constantes de acoplamento dos mésons σ e ω , de tal modo que reproduzam o potencial para o híperon Λ , $U_\Lambda = -28$ MeV, e deixamos o potencial dos outros híperons, U_Σ e U_Ξ que não são tão bem determinados experimentalmente, para serem fixados pela própria teoria

de grupo, sem qualquer dado fenomenológico. Também comparamos os resultados com aqueles obtidos seguindo a proposta do Glendening, chamada aqui de *Glendening Conjecture*, GC, onde todos os híperons possuem o mesmo potencial do Λ e as constantes são fixadas fenomenologicamente. Então, calculamos algumas propriedades da matéria hipernuclear, como fração de partículas, fração de estranheza e velocidade do som, que tem forte implicação na transição de fase hádron-quark [78]. A fim de validar nossa proposta, nós comparamos nossos resultados com os obtidos de colisões de íons pesados (HIC) e de observações astrofísicas. De fato, vemos que embora conseguimos prever estrelas com híperons com massa de até $2.26M_\odot$, resultados da colisão de íons pesados limitam nossa massa máxima a $2.06M_\odot$.

5.1 Formalismo

Em campo médio, nossa Lagrangiana da QHD fica:

$$\mathcal{L} = \sum_B \bar{\psi}_B [\gamma^\mu (i\partial_\mu - g_{BB\omega}\omega_\mu - g_{BB\phi}\phi_\mu - g_{BB\rho}\frac{1}{2}\vec{\tau} \cdot \vec{\rho}_\mu) - M_B^*] \psi_B +$$

$$-\frac{1}{2}m_s^2\sigma_0^2 + \frac{1}{2}m_v^2\omega_0^2 + \frac{1}{2}m_\phi^2\phi_0^2 + \frac{1}{2}m_\rho^2\rho_0^2 - \frac{1}{3!}\kappa\sigma_0^3 - \frac{1}{4!}\lambda\sigma_0^4, \quad (5.1)$$

onde os termos da equação (5.1) obedecem a mesma notação da equação (2.4). A adição de um novo subscrito nas constantes de acoplamento bárion-méson é apenas para ficar de acordo com os coeficientes de Clebsch-Gordan do grupo SU(3), como apresentado na equação (2.1) do apêndice B.

Precisamos agora fixar as constantes de acoplamento dos híperons com os mésons. Iremos comparar duas abordagens antagônicas. Uma puramente fenomenológica, onde as constantes de acoplamento méson-híperon são arbitrariamente fixadas

para reproduzir o potencial U_Y para todos os híperons igual ao $U_\Lambda = -28$ MeV. Nesta abordagem, chamada GC, o méson estranho ϕ nunca está presente e as constantes de acoplamento valem:

$$\frac{g_{YY\sigma}}{g_{NN\sigma}} = 0.7, \quad \frac{g_{YY\omega}}{g_{NN\omega}} = \chi_\omega \quad \frac{g_{YY\rho}}{g_{NN\rho}} = \frac{I_{3B}}{I_{3N}} \chi_\rho, \quad (5.2)$$

onde $\chi_\omega = \chi_\rho$ vale 0.783 nos modelos GM1 e GM3 e 0.772 no modelo NL3. Já o potencial hiperônico é definido como [9, 53]:

$$U_Y = g_{YY\omega}\omega_0 + g_{YY\phi}\phi_0 - g_{YY\sigma}\sigma_0 \quad (5.3)$$

e seu valor é fixado no ponto de saturação da matéria nuclear para a matéria simétrica. Note que com parametrização GC o méson ρ sempre se acopla ao isospin I_3 , embora o valor de χ_ρ seja completamente arbitrário [9].

Outro caminho é assumir que todos os acoplamentos bárion-méson são restritos ao grupo de simetria SU(3) (um cálculo detalhado é apresentado no Apêndice B). Com esse modelo, completamente restrito ao grupo de simetria SU(3), sobram apenas dois parâmetros livres, α_v e α_s . As constantes de acoplamento híperon-méson ficam:

$$\frac{g_{\Lambda\Lambda\omega}}{g_{NN\omega}} = \frac{4 + 2\alpha_v}{5 + 4\alpha_v}, \quad \frac{g_{\Sigma\Sigma\omega}}{g_{NN\omega}} = \frac{8 - 2\alpha_v}{5 + 4\alpha_v}, \quad \frac{g_{\Xi\Xi\omega}}{g_{NN\omega}} = \frac{5 - 2\alpha_v}{5 + 4\alpha_v}, \quad (5.4)$$

para o méson ω . Para o méson ϕ , quando ele está presente, temos:

$$\begin{aligned} \frac{g_{NN\phi}}{g_{NN\omega}} &= \sqrt{2} \cdot \left(\frac{4\alpha_v - 4}{5 + 4\alpha_v} \right), & \frac{g_{\Lambda\Lambda\phi}}{g_{NN\omega}} &= \sqrt{2} \cdot \left(\frac{2\alpha_v - 5}{5 + 4\alpha_v} \right), \\ \frac{g_{\Sigma\Sigma\phi}}{g_{\Lambda\Lambda\omega}} &= \sqrt{2} \cdot \left(\frac{-2\alpha_v - 1}{5 + 4\alpha_v} \right), & \frac{g_{\Xi\Xi\phi}}{g_{NN\omega}} &= \sqrt{2} \cdot \left(\frac{-2\alpha_v - 4}{5 + 4\alpha_v} \right). \end{aligned} \quad (5.5)$$

Nos modelos $\sigma\omega\rho$ o méson ϕ nunca está presente e $g_{BB\phi}$ é sempre igual a zero. Para o méson ρ :

$$\frac{g_{\Sigma\Sigma\rho}}{g_{NN\rho}} = 2\alpha_v, \quad \frac{g_{\Xi\Xi\rho}}{g_{NN\rho}} = -(1 - 2\alpha_v), \quad \frac{g_{\Lambda\Lambda\rho}}{g_{NN\rho}} = 0, \quad (5.6)$$

e, por fim, para o méson σ :

$$\frac{g_{\Lambda\Lambda\sigma}}{g_{NN\sigma}} = \frac{10 + 6\alpha_s}{13 + 12\alpha_s}, \quad \frac{g_{\Sigma\Sigma\sigma}}{g_{NN\sigma}} = \frac{22 - 6\alpha_s}{13 + 12\alpha_s}, \quad \frac{g_{\Xi\Xi\sigma}}{g_{NN\sigma}} = \frac{13 - 6\alpha_s}{13 + 12\alpha_s} \quad (5.7)$$

Quando escolhemos $\alpha_v = 1$, recuperamos o grupo de simetria SU(6). Neste caso o méson ω se acopla a hipercarga, o méson ρ se acopla ao isospin, enquanto o méson ϕ não se acopla ao nucleon, como proposto por Sakurai [79]. Entretanto, note que quando $\alpha_v \neq 1$, o méson ϕ passa a se acoplar ao nucleon. Algo que não é geralmente utilizado em modelos efetivos. Então, para não afetar as propriedades da matéria simétrica descritas na Tab. 2.2, precisamos reparametrizar a constante de acoplamento $g_{NN\omega}$ da seguinte maneira:

$$g_{NN\omega}\omega_0 \rightarrow \tilde{g}_{NN\omega}\omega_0 + g_{NN\phi}\phi\phi, \quad (5.8)$$

onde o lado esquerdo da equação (5.8) está relatado ao modelo $\sigma\omega\rho$ e o lado direito ao modelo $\sigma\omega\rho\phi$. Agora das equações (2.19) e (2.20) temos:

$$g_{N\omega} \sum_B \frac{g_{B\omega}}{m_\omega^2} n_B \equiv \tilde{g}_{N\omega} \sum_B \frac{\tilde{g}_{B\omega}}{m_\omega^2} n_B + g_{N\phi} \sum_B \frac{g_{B\phi}}{m_\phi^2} n_B. \quad (5.9)$$

Todavia, como híperons não estão presentes na densidade de saturação nuclear, esta soma é feita somente sobre os nucleons. Além do mais, $g_{NN\phi}$ pode ser dado em termos de $g_{NN\omega}$ de acordo com a equação (5.5). Reescrevemos a equação (5.9) como:

$$\frac{g_{NN\omega}^2}{m_v^2} \equiv \frac{\tilde{g}_{NN\omega}^2}{m_v^2} + 2 \left(\frac{4\alpha_v - 4}{5 + 4\alpha_v} \right)^2 \frac{\tilde{g}_{NN\omega}^2}{m_\phi^2}. \quad (5.10)$$

Note que $g_{NN\omega}$ do lado esquerdo da equação (5.10) é fixo, e dado pela Tab. 2.2. Devemos então, para cada valor de α_v , encontrar $\tilde{g}_{NN\omega}$ do lado direito, a fim de manter a equação (5.10) verdadeira. Chamamos essa parametrização do modelo $\sigma\omega\rho\phi$ de “*like model*” (LM), (i.e GM1LM, GM3LM e NL3LM), uma vez que eles produzem exatamente o mesmo resultados dos modelos $\sigma\omega\rho$ originais. Como já apontado na ref. [54], esse incomum acoplamento $N - \phi$ que aparece quando quebramos a simetria SU(6) está de acordo com a grande condensação de quarks estranhos no nucleon encontrado em simulações na rede [80, 81, 82].

5.1.1 Acoplamento Híperon-méson e os potenciais hiperônicos

De acordo com nosso cálculo desenvolvido no apêndice B, nós temos, a princípio, apenas dois parâmetros livres, α_v e α_s . Procedemos então da seguinte forma: damos um valor arbitrário para α_v , variando entre 1 e 0, e impomos que α_s assumo o valor tal que $U_\Lambda = -28$ MeV. Os potenciais U_Σ e U_Ξ , que possuem grandes incertezas, são então determinados somente pelo grupo de simetria, sem nenhuma informação vindo da fenomenologia. Nós também apresentamos os valores de $g_{NN\omega}$, que mudam dentro do modelo LM. Os resultados estão apresentados nas Tab. 5.1 à Tab. 5.4

Nós vemos que, para o grupo de simetria SU(6), ($\alpha_v = 1$), o potencial do híperon Ξ surge naturalmente repulsivo, como foi sugerido de maneira puramente fenomenológica na ref. [53]. Além do mais, para a parametrização SU(6) nós obtemos $\alpha_s = 1.568$ nos modelos GM1 e GM1LM, valor este bastante próximo

$\alpha_v = 1$	$\alpha_s = 1.568$	$g_{NN\omega} = 10.610$	$U_\Sigma = +32$	$U_\Xi = +40$
$\alpha_v = 0.75$	$\alpha_s = 1.251$	$g_{NN\omega} = 10.610$	$U_\Sigma = +29$	$U_\Xi = +39$
$\alpha_v = 0.50$	$\alpha_s = 0.9007$	$g_{NN\omega} = 10.610$	$U_\Sigma = +19$	$U_\Xi = +33$
$\alpha_v = 0.25$	$\alpha_s = 0.5230$	$g_{NN\omega} = 10.610$	$U_\Sigma = +11$	$U_\Xi = +29$
$\alpha_v = 0.0$	$\alpha_s = 0.2859$	$g_{NN\omega} = 10.610$	$U_\Sigma = -2$	$U_\Xi = +22$
GC	-	$g_{NN\omega} = 10.610$	$U_\Lambda = -28$	$U_\Xi = -28$

Tab. 5.1: Parametrizações e potenciais hiperônicos para o modelo GM1

$\alpha_v = 1$	$\alpha_s = 1.678$	$g_{NN\omega} = 8.712$	$U_\Sigma = +22$	$U_\Xi = +29$
$\alpha_v = 0.75$	$\alpha_s = 1.345$	$g_{NN\omega} = 8.712$	$U_\Sigma = +19$	$U_\Xi = +28$
$\alpha_v = 0.50$	$\alpha_s = 1.012$	$g_{NN\omega} = 8.712$	$U_\Sigma = +19$	$U_\Xi = +33$
$\alpha_v = 0.25$	$\alpha_s = 0.6889$	$g_{NN\omega} = 8.712$	$U_\Sigma = +8$	$U_\Xi = +23$
$\alpha_v = 0.0$	$\alpha_s = 0.3763$	$g_{NN\omega} = 8.712$	$U_\Sigma = +0.2$	$U_\Xi = +18$
GC	-	$g_{NN\omega} = 8.712$	$U_\Lambda = -28$	$U_\Xi = -28$

Tab. 5.2: Parametrizações e potenciais hiperônicos para o modelo GM3

a 1.496 encontrado na ref. [83].

Quando α_v vale 0.25, nos modelos GM1LM e GM3LM, o potencial do híperon Σ se torna muito atrativo (-157 MeV com o GM1LM e -104 MeV com o GM3LM). Isso acontece porque à medida que reduzimos o valor de α_v , mais e mais importante se torna o acoplamento $\Sigma - \sigma$, uma vez que a constante $g_{\Sigma\Sigma\sigma}$ se torna cada vez maior. Entretanto os canais $\Sigma - \omega$ e $\Sigma - \phi$, responsáveis pela repulsão, são determinados teoricamente, vinculados ao grupo de simetria SU(3). Como tais valores são baixos, a repulsão vetorial não consegue compensar o canal atrativo escalar e o potencial U_Σ se torna demasiado atrativo. Nós mostramos o efeito de tal potencial na Fig. 5.2 para o modelo GM1LM. Como estes potenciais estão em desacordo com a experiência, estas parametrizações não serão mais utilizadas.

Nós não estudaremos o efeito de híperons no modelo NL3, porque, como veremos, esta parametrização está em desacordo com todos os vínculos usados neste trabalho.

$\alpha_v = 1$	$\alpha_s = 1.568$	$g_{NN\omega} = 10.610$	$U_\Sigma = +32$	$U_\Xi = +40$
$\alpha_v = 0.75$	$\alpha_s = 1.231$	$g_{NN\omega} = 10.514$	$U_\Sigma = +25$	$U_\Xi = +39$
$\alpha_v = 0.50$	$\alpha_s = 0.8229$	$g_{NN\omega} = 10.133$	$U_\Sigma = -5$	$U_\Xi = +32$
$\alpha_v = 0.25$	$\alpha_s = 0.6889$	$g_{NN\omega} = 9.324$	$U_\Sigma = -157$	$U_\Xi = -40$

Tab. 5.3: *Parametrizações e potenciais hiperônicos para o modelo GM1LM.*

$\alpha_v = 1$	$\alpha_s = 1.678$	$g_{NN\omega} = 8.712$	$U_\Sigma = +22$	$U_\Xi = +29$
$\alpha_v = 0.75$	$\alpha_s = 1.367$	$g_{NN\omega} = 8.633$	$U_\Sigma = +20$	$U_\Xi = +31$
$\alpha_v = 0.50$	$\alpha_s = 0.9281$	$g_{NN\omega} = 8.320$	$U_\Sigma = -2$	$U_\Xi = +25$
$\alpha_v = 0.25$	$\alpha_s = 0.2775$	$g_{NN\omega} = 7.182$	$U_\Sigma = -104$	$U_\Xi = -23$

Tab. 5.4: *Parametrizações e potenciais hiperônicos para o modelo GM3LM.*

5.2 Previsões e vínculos

Vamos agora apresentar as previsões numéricas das diferentes parametrizações em equilíbrio beta e carga total zero. Definimos a fração de partículas $Y_i = n_i/n$ para ver como diferentes parametrizações afetam a fração de híperons. Apresentamos os resultados para o modelo GM1 na Fig. 5.1. Podemos perceber que a parametrização GC prediz resultados bastante diferentes de todos os resultados do grupo SU(3), uma vez que em nenhum modelo consistente com o grupo SU(3) possui híperons Σ , já na parametrização GC todo tripleto de Σ está presente. Partindo de $\alpha_v = 1$, que recupera o grupo de simetria SU(6), até $\alpha_v = 0.50$, vemos que a fração de híperons vai sendo cada vez mais suprimida a grandes densidades. Com a parametrização SU(6), há três híperons diferentes: Λ , Ξ^- e Ξ^0 . Quando α_v diminui, o acoplamento $Y - \omega$ aumenta, causando a supressão das partículas estranhas. O Ξ^0 logo desaparece, enquanto a fração de Ξ^- se torna menos relevante a altas densidades. Resultados para α_v igual a 0.25 e 0.00 podem ser encontrados em [55], onde observamos que a supressão dos híperons continua à medida que diminuimos α_v . É fácil perceber esta supressão quando

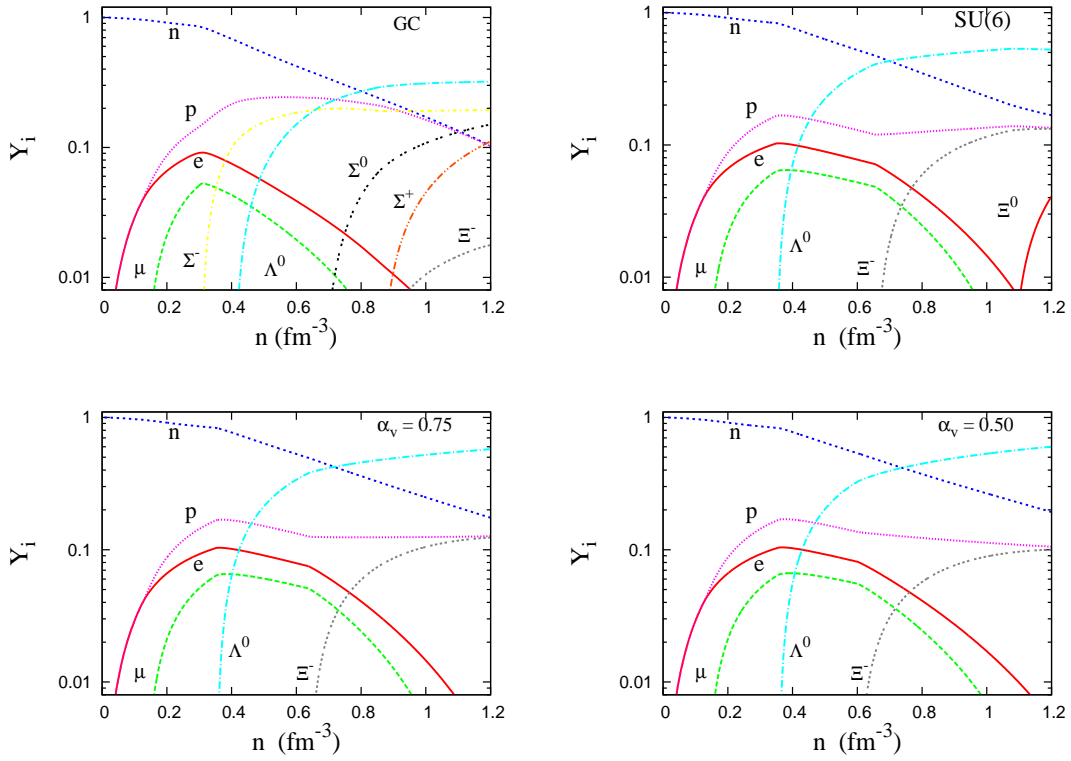


Fig. 5.1: (Fração de partícula Y_i , para a parametrização GC e diferentes valores de α_v com o modelo GM1. Quando $\alpha_v = 1$ recaímos no grupo SU(6))

traçamos a fração de estranheza, como mostrado na Fig. 5.3. Exatamente a mesma relação entre α_v e a fração de estranheza, com óbvias consequências à dureza da EoS, foi encontrada na ref. [54], um resultado esperado, uma vez que nosso estudo é baseado nesta referência.

Também notamos que, embora U_{Ξ} se torne menos repulsivo com a diminuição de α_v , menos híperons tendem a ser criados. A razão é que, ambos os canais, repulsivo e atrativo, aumentam com a diminuição de α_v . Quando α_v é pequeno, o forte canal atrativo domina a baixas densidades, enquanto o forte canal repulsivo domina a altas. Isso cria um potencial fracamente repulsivo para o híperon Ξ na densidade de saturação e uma forte

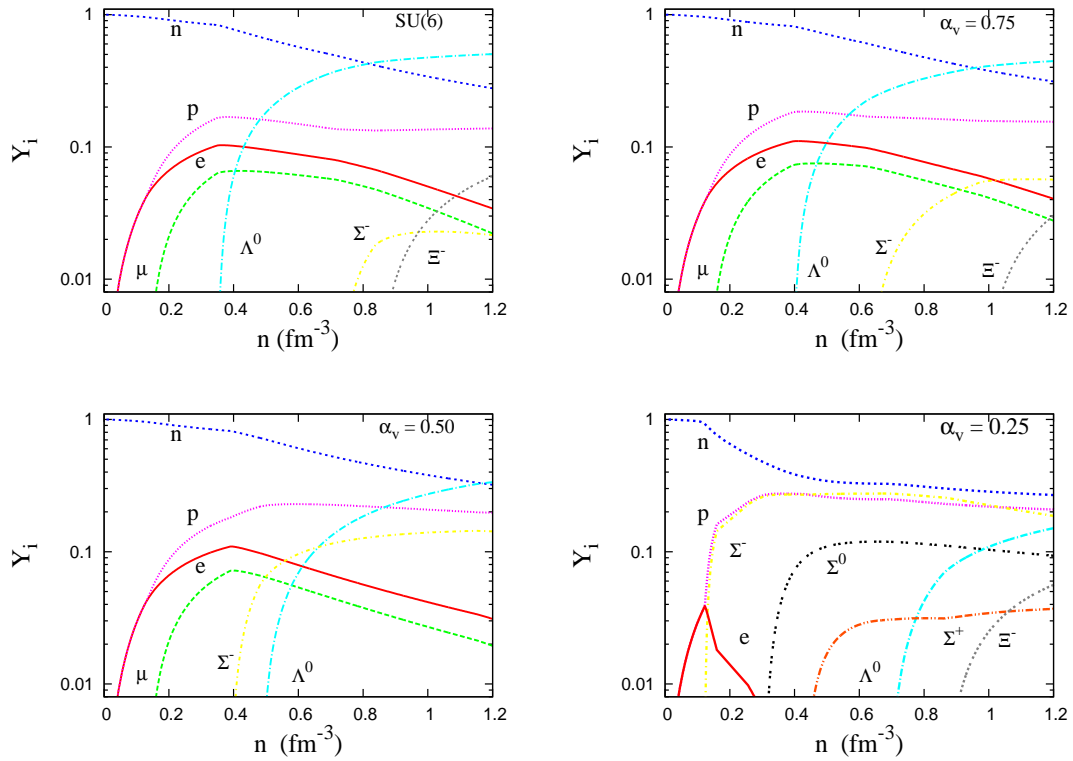


Fig. 5.2: Fração de partículas com o GM1LM com diferentes valores de α_v .

repulsão para densidades muito acima deste ponto. A fração de partículas para o GM1LM está apresentada na Fig. 5.2.

A principal diferença entre os modelos GM1 e GM1LM em relação à fração de partículas é o aparecimento do Σ^- , que está ausente em todos os modelos baseados em grupo de simetria quando utilizamos o GM1. A razão é que o méson ϕ se acopla mais fortemente ao Ξ do que ao Σ . Além do mais, como um novo canal repulsivo, o méson ϕ aumenta a supressão dos híperons a altas densidades e facilita o aparecimento de partículas diferentes. Diminuindo o valor de α_v o aparecimento dos Σ ocorre a densidades cada vez mais baixas. A razão é que o acoplamento $\Sigma-\phi$ se torna cada vez mais fraco, enquanto o acoplamento $\Lambda-\phi$ se torna cada vez mais forte. Para $\alpha_v = 0.50$ o Σ^- se torna

o primeiro híperon a aparecer, enquanto que para $\alpha_v = 0.25$, o canal repulsivo é tão fraco, que o Σ^- aparece a densidade de 0.13 fm^{-3} , ou seja, abaixo da densidade de saturação da matéria nuclear. Este é o efeito do potencial $U_\Sigma = -157 \text{ MeV}$, que contradiz todas as expectativas físicas. Como mencionado mais cedo, a supressão dos híperons a altas densidades devido a diminuição no valor de α_v e também devido ao méson ϕ , pode ser melhor notado quando traçamos a fração de estranheza f_s ao invés da fração individual de partículas. f_s é definido como:

$$f_s = \frac{1}{3} \frac{\sum_i n_i |s_i|}{n}, \quad (5.11)$$

onde s_i é a estranheza do i -ésimo bárion.

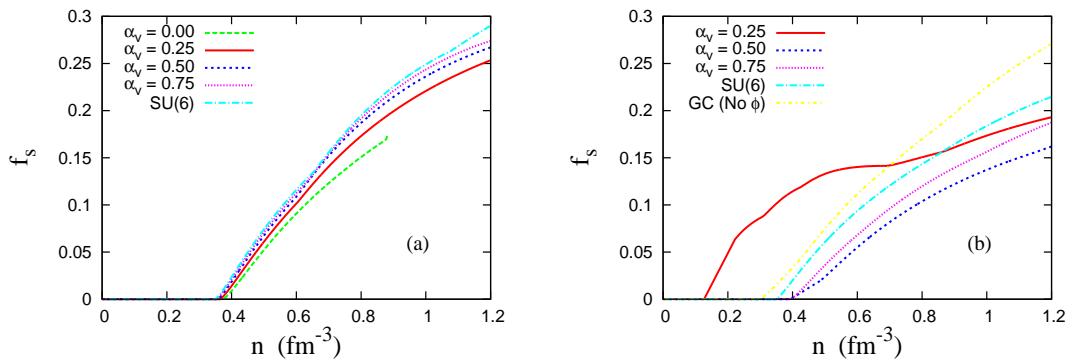


Fig. 5.3: Fração de estranheza para vários valores de α_v nos modelos GM1 e GM1LM. A parametrização GC também é apresentada.

A fim de evitar que as curvas se cruzem, traçamos a parametrização GC junto com os modelos GM1LM, embora o méson ϕ nunca esteja presente nesta parametrização.

Podemos ver que há uma relação entre α_v e f_s , tanto no GM1 como no GM1LM (exceto no caso $\alpha_v = 0.25$ no GM1LM) devido a forte supressão dos híperons a altas densidades, como já discutido. Além do mais, o modelo GM1LM produz um menor valor de f_s devido ao novo canal vetorial, que aumenta o potencial químico dos híperons, dificultando sua produção a altas

densidades. No GM1LM, quando $\alpha_v = 0.25$, há o aparecimento do Σ^- a baixíssimas densidades, fazendo com que a fração de estranheza seja não nula para densidades abaixo do ponto de saturação da matéria nuclear. Devido a este fato, deste momento em diante, desconsideraremos esta parametrização.

Uma das mais importantes relações na matéria nuclear e hipernuclear é a equação de estado (EoS). Nós traçamos as EoS para as parametrizações discutidas acima na Fig. 5.4.

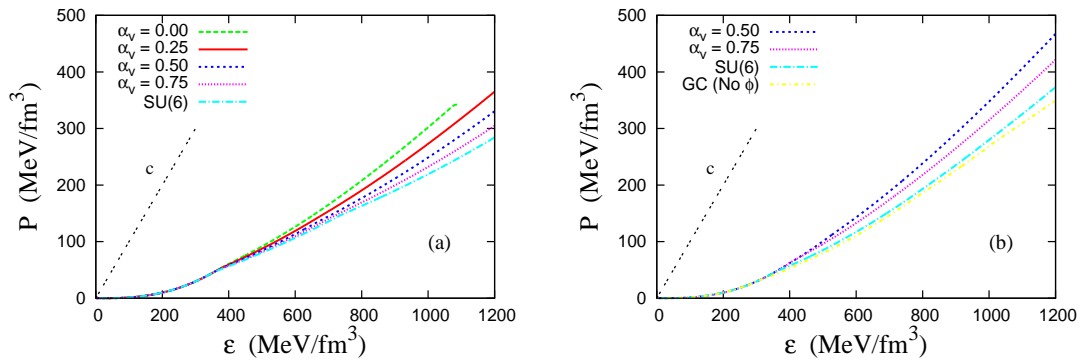


Fig. 5.4: EoS para os modelos GM1 e GM1LM para as parametrizações GC e do grupo SU(3) com vários valores de α_v . A letra 'c' é o limite causal.

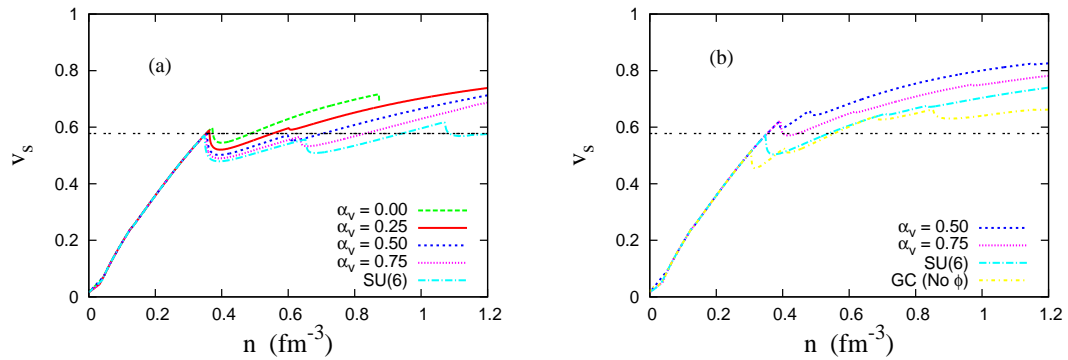


Fig. 5.5: Velocidade do som na matéria hipernuclear densa para o modelo GM1 e GM1LM. A linha horizontal é o limite imposto pela QCD para a matéria de quarks.

Uma relação análoga a α_v e f_s pode ser observada na EoS. Quanto menor o valor de α_v , menor o de f_s e mais dura é a EoS. Este resultado já era esperado, uma vez que menor valor de f_s indica uma presença menor de híperons, e o efeito de suavização das EoS devido a presença de híperons já é bem conhecido [9, 10]. É interessante notar que as EoS mais duras são aquelas obtidas com um potencial hiperônico menos repulsivo. Isto mostra que a influência do potencial, como indicado na ref. [53] é apenas secundário. De fato, o que define o quão dura será a EoS é a força do acoplamento $Y - \omega$. No modelo GM1LM nós temos além da interação $Y - \omega$, o canal $Y - \phi$. O efeito combinado destes dois canais repulsivos produz EoS bastante duras, como pode ser visto na Fig. 5.4, ainda que os potenciais hiperônicos sejam pouco repulsivos. A linha ‘c’ indica o limite causal. Uma vez que nossos resultados são derivados a partir de modelos relativísticos, este vínculo nunca é violado.

Nós também analisamos a velocidade do som, v_s definida como:

$$v_s = \sqrt{\left| \frac{\partial p}{\partial \epsilon} \right|}, \quad (5.12)$$

uma vez que esta é uma quantidade relevante no estudo de transição de fase. Embora não haja nenhum vínculo experimental a respeito da velocidade de som em altas densidades, resultados derivados da QCD impõe um limite de $v_s = 1/\sqrt{3} \simeq 0.58$ ($c = 1$) para o chamado plasma de quarks e gluons [84, 85, 86]. Métodos para medir experimentalmente a velocidade do som foram propostos em recentes pesquisas [87, 88] através de cones de Mach. Uma vez que a densidade para uma possível transição de fase hadron-quark não é conhecida, uma medida na velocidade do som com valores $v_s > 0.58$, exclui a possibilidade de matéria de quarks a essas densidades. Na Fig. 5.5 nós traçamos

a velocidade do som na matéria hipernuclear.

Como esperado, a velocidade do som é a mesma para todas as parametrizações enquanto híperons não estão presentes. O aparecimento dos híperons reduz a velocidade do som devido ao amolecimento da EoS relatada, resultando em uma correlação entre α_v e v_s . Uma EoS mais dura, possui menores valores de α_v , e retorna um maior valor de v_s a altas densidades.

Sem híperons, a quebra do limite teórico derivado da QCD para a velocidade do som ocorre a densidade de $0.352 fm^{-3}$. A questão principal é então descrever quais parametrizações permitem o aparecimento de híperons a densidades menores que este valor. Quando o primeiro híperon aparece a densidades abaixo de $0.352 fm^{-3}$, a densidade na qual a velocidade do som se torna maior do que 0.58 aumenta substancialmente. Nós colocamos na Tab. 5.5 a densidade na qual $v_s = 0.58$ para diferentes valores de α_v .

Modelo	α_v	$v_s > 0.58$ em:	Modelo	α_v	$v_s > 0.58$ em:
GM1	SU(6)	6.16 n_0	GM1LM	SU(6)	3.51 n_0
GM1	0.75	5.44 n_0	GM1LM	0.75	2.30 n_0
GM1	0.50	4.60 n_0	GM1LM	0.50	2.30 n_0
GM1	0.25	2.30 n_0			
GM1	0.0	2.30 n_0	GM1	GC	3.62 n_0

Tab. 5.5: Densidade numérica na qual a velocidade do som excede o valor limite teórico imposto pela QCD para os modelos GM1 e GM1LM com diferentes parametrizações.

Nós vemos que para as parametrizações GC, $\alpha_v = 0.75$ e $\alpha_v = 0.50$ nos modelos GM1 e nas parametrizações SU(6) para os modelos GM1 e GM1LM o primeiro híperon aparece a densidades abaixo de $0.352 fm^{-3}$, indicando que a quebra do limite imposto pela QCD só ocorre a altas densidades. Mais tarde veremos as implicações deste fato.

5.2.1 Vínculos

A fim de validar nossa proposta, nós confrontamos os resultados que obtivemos com vínculos provenientes de experiências em laboratório e observações astrofísicas. O primeiro vínculo experimental (que chamaremos aqui de EC1) é a energia de simetria no ponto de saturação, S_0 e seu *slope*, L , como já foi definido nas equações (3.4) e (3.5) [29]:

$$S(n) = S_0 - L\epsilon + O(\epsilon^2),$$

$$\epsilon = \frac{n_0 - n}{3n_0}, \quad \text{e} \quad L = 3n_0 \left. \frac{dS}{dn} \right|_{n_0}.$$

Os valores de S_0 e L para os modelos GM1, GM3 e NL3 já foram apresentados na Tab. 2.2. Nós analisamos essas três parametrizações sob a luz de dois experimentos descritos na ref. [29], obtidos através de colisões de íons pesados (HIC, área hachurada em verde) e estados isobáricos análogos (IAS, área hachurada em rosa). Os valores experimentais de S_0 e L , e os valores teóricos previstos pelos modelos GM1, GM3 e NL3 estão apresentados na Fig. 5.6

Vemos que enquanto os modelos GM1 e GM3 satisfazem ambos os vínculos experimentais, o modelo NL3 está completamente fora da região permitida. Uma vez que esperamos que estrelas de nêutrons sejam sistemas ricos em nêutrons, a energia de simetria e seu *slope* desempenham papel fundamental na descrição destes objetos. Uma vez que o modelo NL3 está em desacordo com dados experimentais, este modelo deve ser evitado, pelo menos na descrição das propriedades das estrelas de nêutrons.

O segundo vínculo experimental (EC2) é o potencial nucleônico na matéria simétrica. A partir da produção de kaons em colisões de íons pesados, medidos no espectrômetro de kaons (KaoS) [89], um limite superior foi estabelecido para, pelo menos,

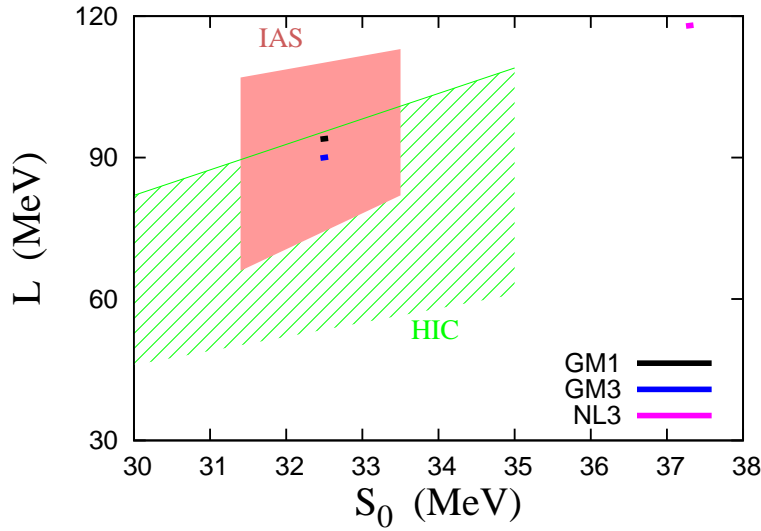


Fig. 5.6: EC1: Valores experimentais de S_0 e L obtidos via HIC e IAS, e as previsões dos modelos GM1, GM3 e NL3.

duas vezes a densidade de saturação da matéria nuclear. Em modelos derivados da QHD, o potencial nucleônico para a matéria simétrica é definido como:

$$U_N = g_{NN\omega}\omega_0 - g_{NN\sigma}\sigma_0. \quad (5.13)$$

O terceiro vínculo experimental (EC3) é a pressão da matéria nuclear simétrica para densidades de até cinco vezes a densidade de saturação, como obtido em [90]. As previsões obtidas pelos modelos GM1, GM3 e NL3 e o limite experimental do potencial nucleônico, retirado da ref. [89] estão traçadas à esquerda da Fig. 5.7, enquanto a pressão experimental (área hachurada) retirada da ref. [90] e as previsões estão à direita da Fig. 5.7.

Ambos os vínculos apontam na mesma direção: a EoS precisa ser mole para densidades não muito acima do ponto de saturação. Nós vemos que, assim como no vínculo EC1, o modelo NL3 falha novamente quando confrontado com os vínculos EC2 e EC3. Por outro lado, o modelo GM3 preenche todos os vínculos experimentais que nós analisamos. Já o modelo GM1

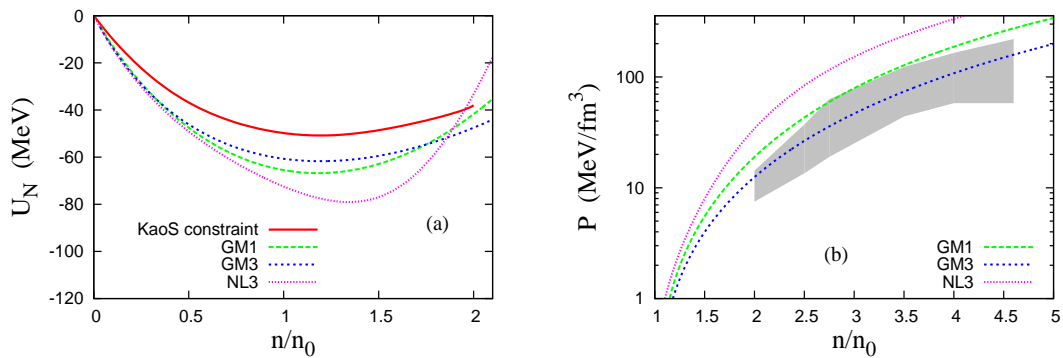


Fig. 5.7: (EC2: valor experimental de U_N via produção de kaons para densidades até duas vezes n_0 ($n_0 = 0.153 \text{ fm}^{-3}$). EC3: Determinação experimental da pressão da matéria simétrica.

apresenta uma situação mais delicada. Enquanto este modelo está de acordo com os vínculos EC1 e EC2, ele falha quando confrontado com EC3. Portanto, a primeira vista, este modelo deveria ser excluído. Todavia, como apontado na ref. [90], os dados experimentais não descartam o aparecimento de híperons, ou mesmo situações mais exóticas como transição de fase hádron-quark. O amolecimento da EoS devido ao aparecimento dos híperons pode ser a chave para reconciliar experimento e teoria.

Note que na matéria nuclear simétrica, o potencial químico dos prótons é igual ao potencial químico dos nêutrons. Nós agora definimos a matéria hipernuclear simétrica de tal forma que o potencial químico dos híperons seja igual ao potencial químico dos nucleons:

$$\mu_Y = \mu_p = \mu_n. \quad (5.14)$$

Esta escolha implica que somente matéria nuclear simétrica existe até que a densidade seja alta o suficiente para que a criação de partículas estranhas se torne energeticamente favorável, amolecendo a EoS. Nós traçamos a pressão da matéria hiper-

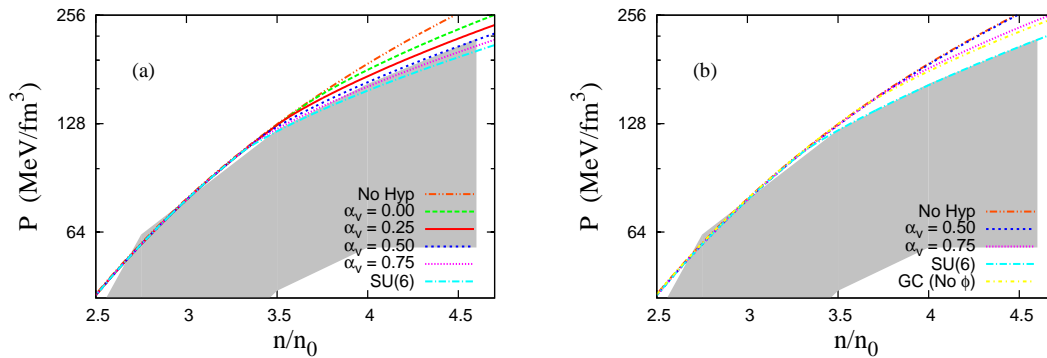


Fig. 5.8: Pressão da matéria hipernuclear simétrica nos modelos GM1 e GM1LM para diferentes valores de α_v .

nuclear em confronto com o vínculo EC3 (área hachurada) na Fig. 5.8

Vemos que para $\alpha_v = 1$, $\alpha_v = 0.75$ e $\alpha_v = 0.50$ no modelo GM1, e para parametrização SU(6) no modelo GM1LM, a pressão prevista cai novamente dentro do limite experimental EC3 para altas densidades. É interessante notar que a parametrização GC, comumente utilizada falha na descrição do vínculo EC3, e portanto, resultados derivados desta parametrização devem ser avaliados com cuidado.

Como apontado mais cedo, a velocidade do som tem implicações no vínculo EC3. Com exceção de GC, todas as parametrizações que estão de acordo com o vínculo EC3 superam o limite teórico da QCD para a velocidade do som em densidades maiores do que três vezes a densidade de saturação da matéria nuclear. Mais ainda, de acordo com nossa proposta, todas as parametrizações que concordam com o EC3 apresentam o Λ^0 com o primeiro híperon a ser criado, e seu aparecimento necessariamente ocorre a densidades menores do que 0.352 fm^{-3} .

Também é importante notarmos que, embora algumas parametrizações dos modelos GM1 e GM1LM estão de acordo com o EC3 a altas densidades, nenhuma delas o satisfaz a baixas

densidades. Entretanto, isto pode ser devido ao fato que nós ignoramos o aparecimento de mésons, o que é importante a densidades próximas ao ponto de saturação [89, 91].

Voltemos agora nossa atenção para vínculos obtidos de observações astrofísicas. Os principais vínculos provenientes de observações astrofísicas são as precisas medidas das massas dos pulsares PSR J1614-2230 [11] e PSR J0348+0432 [12]. Estas medidas indicam que a EoS deve ser dura o suficiente para reproduzir uma estrela de nêutrons de massa de pelo menos $2.0M_{\odot}$. Com isso, temos, em princípio, dois vínculos antagônicos para baixas e altas densidades: experiências derivadas de HIC indicam que a EoS deve ser mole para densidades de pelo menos cinco vezes o ponto de saturação [89, 90]. Por outro lado, observações astrofísicas indicam que a EoS deve ser dura a altas densidades a fim de obtermos estrelas de pelo menos $2.0M_{\odot}$ [11, 12]. Vamos então verificar todas as parametrizações utilizadas até agora a fim de conferir quais delas conseguem preencher ambos requisitos. A massa do pulsar PSR J0348+0432 é $2.01 \pm 0.04 M_{\odot}$, e utilizaremos este valor como o primeiro vínculo astrofísico (AC1). O segundo vínculo astrofísico (AC2) é a medida de redshift (z) de duas estrelas de nêutrons. Um redshift $z = 0.35$ foi obtido a partir de três diferentes transições espectrais do objeto EXO0748-676 [92]. Este redshift indica uma relação massa/raio $M/R = 0.15M_{\odot}/km$. Outro vínculo na relação massa-raio vem da observação de duas linhas de absorção no espectro do objeto 1E 1207.4-5209, com um redshift de $z = 0.12$ a $z = 0.23$, o que significa uma relação massa raio $M/R = 0.069M_{\odot}/km$ a $M/R = 0.115M_{\odot}/km$ [93].

Vale a pena mencionar que a existência de um objeto compacto de $2.7M_{\odot}$, chamado PSR J1311-3430 [94], foi postulada, embora tal pulsar hipermassivo ainda não esteja confirmado, todas medidas prévias de sua massa indicam um limite inferior de $2.1M_{\odot}$. Usaremos este valor como um possível vínculo.

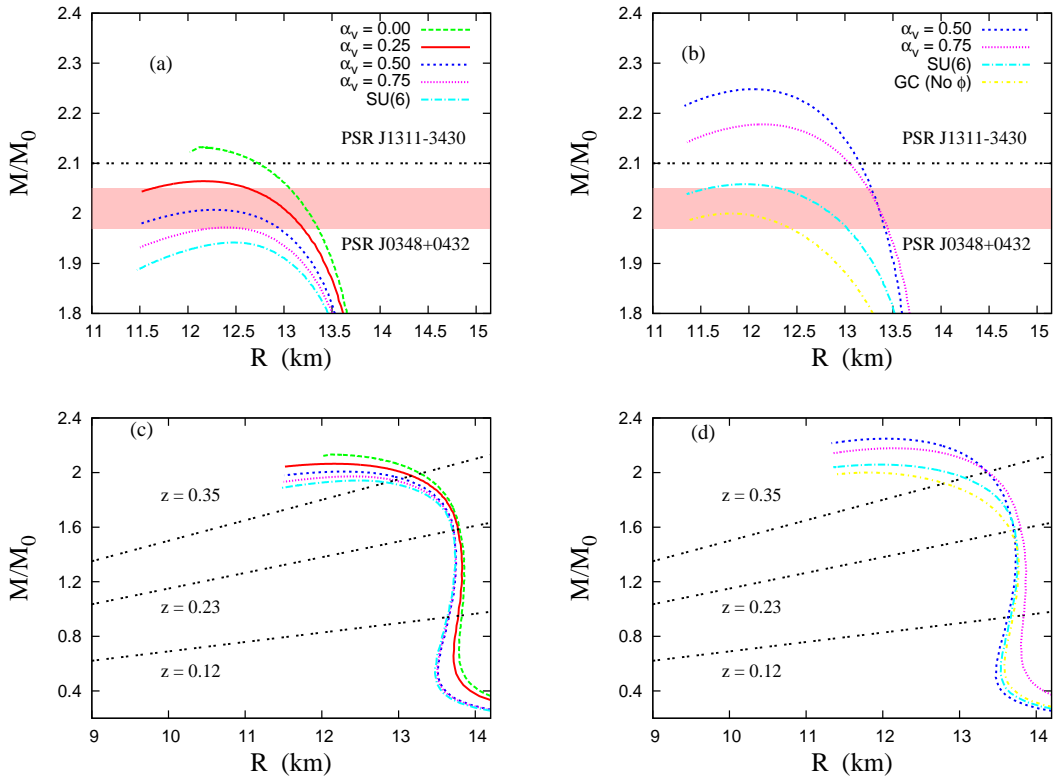


Fig. 5.9: *Relação massa raio para os modelos GM1 e GM1LM, enfatizando o AC1 (acima) e o AC2 (abaixo).*

A fim de verificar quais EoS são duras o suficiente para reproduzir o bem conhecido pulsar PSR J0348+0432, e quais também estão de acordo com as medidas de redshift descritas acima, utilizaremos as equações estruturais de Oppenheimer-Volkoff [18]. Além disso, utilizaremos a EoS conhecida como BPS [8] para simular a crosta da estrela de nêutrons. Nós traçamos o resultado das equações de Oppenheimer-Volkoff para os modelos GM1 e GM1LM para diversas parametrizações na Fig. 5.9. As propriedades da massa máxima de cada parametrização se encontram na Tab. 5.6

Das Fig. 5.9 e Tab. 5.6 podemos ver que somente a parametrização SU(6) do modelo GM1 não é capaz de preencher o vínculo AC1. Todas as demais parametrizações tanto do GM1 quanto

Model	α_v	M/M_\odot	R (Km)	n_c (fm^{-3})	f_s em n_c .
GM1	Sem hipó.	2.39	11.99	0.840	0.00
GM1	SU(6)	1.94	12.48	0.836	0.206
GM1	0.75	1.97	12.40	0.848	0.206
GM1	0.50	2.00	12.28	0.867	0.206
GM1	0.25	2.06	12.16	0.885	0.196
GM1	0.0	2.13	12.09	0.891	0.178
GM1	GC	2.01	11.86	0.952	0.231
GM1LM	SU(6)	2.06	11.96	0.915	0.168
GM1LM	0.75	2.17	12.13	0.875	0.135
GM1LM	0.50	2.25	12.04	0.870	0.117

Tab. 5.6: *Propriedades estelares para os modelos GM1 e GM1LM com diversas parametrizações.*

do GM1LM produzem estrelas com massa superior a $1.97M_\odot$. Todos os modelos estão de acordo com o AC2. Por outro lado, o especulativo pulsar PSR J1311-3430 [94] é descrito somente por poucas parametrizações: apenas $\alpha_v = 0$ no modelo GM1 e $\alpha_v \leq 0.75$ no GM1LM é capaz de explicar um pulsar tão massivo. Todavia, tais parametrizações são muito duras, e estão em desacordo com os vínculos experimentais EC3 [90].

Na ref. [54], os autores propõem uma relação linear entre a fração de estranheza e a massa máxima. No nosso trabalho, tal relação não foi encontrada. Todavia, um resultado bastante interessante foi descoberto: toda parametrização utilizada no modelo GM1 que está de acordo com o vínculo EC3 possui exatamente a mesma fração de estranheza, 0.206.

Outro fato interessante é que o truque de se adicionar um novo canal repulsivo, como o méson estranho ϕ , a fim de endurecer as EoS, de fato aumentam a massa máxima das estrelas de nêutrons. Entretanto, o preço que pagamos é que a maioria das parametrizações que possuem o méson ϕ apresentam uma pressão muito alta, em desacordo com o vínculo EC3. Como nós já dissemos, a parametrização SU(6) é a única do modelo capaz de reconciliar o vínculo EC3 com o modelo GM1LM. Além do

mais, pela Fig. 5.8, vemos que a parametrização SU(6) está no limite superior da pressão que permanece de acordo com EC3. Este fato vincula fortemente a massa máxima de estrelas de nêutrons a valores próximos a $2.06 M_{\odot}$, pelo menos em modelos baseados na QHD. Como apontado mais cedo, a parametrização que melhor se ajusta aos vínculos, tanto obtidos em laboratório, como obtidos de observações astrofísicas é a GM3, que possui uma massa máxima de $2.04 M_{\odot}$. Entretanto, tal parametrização exclui a possibilidade de híperons no interior das estrelas de nêutrons, uma vez que o maior valor encontrado para uma estrela com híperons na parametrização GM3 foi de $1.91 M_{\odot}$, em desacordo com AC1, como mostrado na Fig. 5.10.

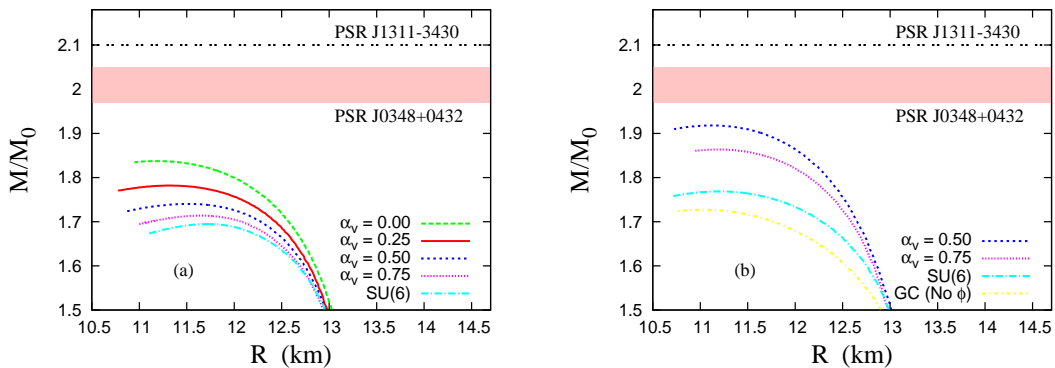


Fig. 5.10: Relação massa raio para os modelos GM3 e GM3LM. Nenhuma parametrização é capaz de explicar a massa do pulsar PSR J0438+0432.

O terceiro vínculo astrofísico é de origem teórica. Baseado em uma teoria quiral efetiva, a ref. [72] vincula o raio da estrela de massa canônica, $1.4M_{\odot}$, a valores entre 9.7 km e 13.9 km. Colocamos na Tab. 5.7 os valores dos raios das estrelas canônicas para diferentes modelos e parametrizações.

Apesar de próximo ao limite superior, os modelos GM1 e GM1LM estão de acordo com AC3, assim como GM3 e GM3LM. O modelo NL3 está de acordo com os vínculos AC1 e AC2, mas

Modelo	Raio min/max ($1.4M_{\odot}$).	AC3
GM1,GM1LM	13.73/13.85 Km	OK
GM3,GM3LM	13.06/13.14 Km	OK
NL3	14.71 Km	Falhou

Tab. 5.7: Valores mínimos e máximo para o raio da estrela de $1.4M_{\odot}$ em diferentes modelos e parametrizações

falha em preencher o vínculo AC3.

Embora utilizamos a ref. [29] para vincularmos o *slope* da energia de simetria e a ref. [72] para vincularmos o raio da estrela de massa canônica, faz-se necessário citar que outros estudos exibem valores bem mais restritos para ambas as grandezas. Nas ref. [30, 31] um valor máximo igual a 62 MeV é estipulado para L , bem abaixo dos preditos pelos modelos GM1, GM3 e NL3 (ver Tab. 2.2). Do mesmo modo, as ref. [31, 95] apontam para um valor máximo de 12 km para os raios das estrelas de $1.4M_{\odot}$. Acreditamos que valores definitivos para o raio das estrelas de nêutrons e para o *slope* da energia de simetria ainda não estão estabelecidos. Enquanto tais dados indicam um valor bastante baixo para o raio das estrelas canônicas, a ref. [49] indica que o pulsar RX J1856.5-3754 possui um raio de 17 km! Do mesmo modo, um recente trabalho [96] indica que o *slope* da energia de simetria pode alcançar valores de até 170 MeV!

Outro vínculo astrofísico é a maior massa máxima possível para as estrelas de nêutrons. De acordo com a ref. [20], a maior massa que uma estrela de nêutrons pode atingir é $3.2M_{\odot}$. Tal valor foi atualizado na ref. [89] para $3.0M_{\odot}$ devido ao potencial fracamente repulsivo do nucleon. No nosso trabalho, o maior valor obtido para uma estrela de nêutrons é $2.81 M_{\odot}$ com o modelo NL3 sem híperons. Portanto todos nossos modelos estão de acordo com este vínculo.

Por fim, resumimos os principais resultados deste trabalho na Tab. 5.8, indicando como cada parametrização se comporta

Model	α_v	EC1	EC2	EC3	AC1	AC2	AC3
GM1	S/ híp.	OK	OK	Falhou	OK	OK	OK
GM1	SU(6)	OK	OK	Razoável	Falhou	OK	OK
GM1	0.75	OK	OK	Razoável	OK	OK	OK
GM1	0.50	OK	OK	Razoável	OK	OK	OK
GM1	0.25	OK	OK	Falhou	OK	OK	OK
GM1	0.0	OK	OK	Falhou	OK	OK	OK
GM1	GC	OK	OK	Falhou	OK	OK	OK
GM1LM	SU(6)	OK	OK	Razoável	OK	OK	OK
GM1LM	0.75	OK	OK	Falhou	OK	OK	OK
GM1LM	0.50	OK	OK	Falhou	OK	OK	OK
GM3	S/híp.	OK	OK	OK	OK	OK	OK
GM3	Todos/GC	OK	OK	OK	Falhou	OK	OK
GM3LM	Todos	OK	OK	OK	Falhou	OK	OK
NL3	S/híp.	Falhou	Falhou	Falhou	OK	OK	Falhou
FSU	S/híp.	OK	OK	OK	Falhou	OK	OK
IU-FSU	S/híp.	OK	OK	OK	Falhou	OK	OK

Tab. 5.8: *Nossas parametrizações confrontadas com vínculos experimentais e observacionais.*

quando confrontada com cada um dos seis vínculos analisados neste trabalho. O conceito *Razoável*, que aparece na Tab. 5.8, diz respeito ao fato que àquelas parametrizações estão de acordo com EC3 a altas densidades, mas falham em descrevê-lo a densidades mais baixas, como apontado na Fig. 5.7.

5.3 Conclusões Parciais

Neste capítulo estudamos o aparecimento de híperons na matéria hipernuclear impondo um modelo que satisfaça completamente o grupo de simetria SU(3), reduzindo assim o número de parâmetros livres para o acoplamento méson-híperon. Utilizando modelos baseados na QHD, analisamos três parametrizações largamente utilizadas na literatura, GM1, GM3 e NL3, de duas maneiras distintas: nos modos tradicionais com os mésons $\sigma\omega\rho$, e com a presença do méson vetorial estranho, nos chamados modelos

$\sigma\omega\rho\phi$. Nós então testamos nossos modelos e parametrizações confrontando-os com vínculos obtidos na última década. Vimos que, embora o modelo NL3 descreva razoavelmente bem a matéria nuclear simétrica, ele falha em descrever as propriedades da matéria altamente assimétrica encontrada no interior das estrelas de nêutrons. Além disso, embora conseguimos simular estrelas com híperons bastante massivas, um limite de $2.06M_{\odot}$ foi encontrado a fim de satisfazer as condições experimentais que indicam que a EoS deve ser mole a baixas densidades. Este vínculo nos impede de explicar a massa do especulativo pulsar PSR J1311-3430, desde que nenhuma parametrização que preenche EC3 consegue reproduzir uma massa tão alta.

Com o modelo GM1LM, o truque de adicionar um novo méson vetorial com o objetivo de endurecer a EoS só é válido na parametrização SU(6). Valores menores de α_v entram em conflito com EC3. Além do mais, se assumimos que o modelo GM1 é um bom modelo para descrever as propriedades nucleares, a presença de híperons passa a não ser mais apenas possível mas necessária para suavizar a EoS e reconciliar teoria e experimento.

Também analisamos algumas características teóricas do modelo, como a velocidade do som na matéria nuclear densa. Vimos que uma EoS mais dura produz um valor maior de v_s a altas densidades. Uma vez que existe um limite teórico para a velocidade do som para a matéria de quarks, uma medida desta grandeza pode excluir a transição de fase hádron-quark a uma densidade específica. Uma curiosidade foi a inesperada relação que emerge quando comparamos a velocidade do som com EC3, o que em última análise vincula o aparecimento de híperons.

A possibilidade de uma relação linear entre a massa máxima e a fração de estranheza como encontrado na ref. [54] também foi investigada utilizando nossa parametrização que obedece sempre o grupo SU(3). Neste caso, tal relação não foi encontrada.

O papel do potencial hiperônico na massa máxima das es-

treelas de nêutrons como proposto na ref. [53] também foi investigado. Nos nossos modelos, um potencial menos repulsivo produz maiores massas máximas. Isto é devido ao fato que o canal vetorial repulsivo domina a altas densidades. Concluimos que o papel dos potenciais hiperônicos é apenas secundário.

Apesar de todos os esforços realizados para uma melhor compreensão do comportamento da matéria nuclear e hipernuclear a altas densidades, e sua consequente implicação nas propriedades das estrelas de nêutrons, ainda há muito trabalho a ser feito. A possibilidade de um pulsar hipermassivo, alcançando $2.7M_{\odot}$ [94] e pulsares canônicos muito compactos [31, 95], cujos raios não ultrapassam 12 km, são exemplos de fenômenos ainda não explicados.

Capítulo 6

Conclusão

Neste trabalho analisamos como alguns aspectos fenomenológicos, observacionais e derivados de grupos de simetria afetam as propriedades macroscópicas das estrelas de nêutrons.

Começamos estudando como duas grandezas físicas, a energia de simetria no ponto de saturação, e seu *slope*, afetam três propriedades macroscópicas das estrelas de nêutrons: massa máxima, raio da estrela canônica, e a menor massa que permite a ocorrência de efeito Urca direto. Para isto empregamos quatro modelos da QHD: GM1, GM3, NL3 e NL ρ e utilizamos três abordagens distintas: 1-) consideramos os mésons $\sigma\omega\rho$ a fim de variar tanto a energia de simetria quanto o seu *slope*, 2-) utilizamos os mésons $\sigma\omega\rho\delta$, a fim de podermos variar a energia de simetria sem variar o *slope* e 3-) vice-versa. Como resultado, obtivemos que a massa máxima praticamente não é afetada por essas grandezas. Por outro lado, o raio da estrela de massa $1.4M_{\odot}$ não é afetado pela energia de simetria, tendo em alguns casos aumentado com ela, e em outros diminuído, porém é fortemente influenciado pelo seu *slope*. Observamos que o raio da estrela canônica aumenta com L até atingir um limite máximo, e após isso passa a diminuir, como apresentado na ref. [39]. De fato, apontamos que é mais natural associar o raio da estrela canônica não com o valor de L mas sim com uma variação do mesmo, ΔL . Tal resultado nos permite associar um valor teórico máximo para L . Já em relação à massa

mínima capaz de realizar processo Urca direto está fortemente associada com a energia de simetria. Modificações nos valores de S_0 causam variações de até 50% no valor da massa mínima. Como perspectivas futuras podemos reestudar a influência de S_0 e L nas estrelas de nêutrons, porém agora ao invés de adicionar o méson δ que sempre aumenta o valor do *slope*, podemos adicionar o acoplamento $\omega - \rho$ que prediz *slopes* menores. Com essa nova parametrização iremos verificar se as conclusões de nosso trabalho com o méson δ se mantêm.

O segundo tópico do nosso trabalho foi estudar a influência de campos magnéticos extremos nas estrelas de nêutrons. Estrelas de nêutrons que apresentam campos magnéticos de até quatro ordens de grandezas superior aos pulsares tradicionais são chamados magnetares. Começamos revisando o formalismo comumente empregado para adicionar campos magnéticos às EoS. Vimos que o campo magnético dependente da densidade possui dois parâmetros livres não observáveis, e que tais parâmetros influenciam significativamente as propriedades macroscópica das estrelas de nêutrons, chegando a uma variação de $1.08M_\odot$. Para resolvermos este problema adotamos o campo magnético caótico, tal como proposto em [66]. Além do mais, o campo magnético caótico nos permite recuperar a consistência termodinâmica do modelo, uma vez que o valor da pressão predito pela termodinâmica e via tensor momento-energia voltam a ter exatamente o mesmo resultado. Quando aplicamos o campo magnético caótico nas EoS vemos que a incerteza da massa máxima cai para $0.18M_\odot$. Nossa segunda tarefa neste tópico é reduzir o número de parâmetros não observáveis. Para isso propusemos um campo magnético que varia com a densidade de energia. Quando utilizamos este modelo a incerteza da massa máxima cai para apenas $0.05M_\odot$ como apontado na ref. [97]. Além do mais, tal modelo se mostrou independente de parâmetros e em acordo com modelos mais sofisticados.

Nosso terceiro e último tópico diz respeito a influência do aparecimento de híperons em estrelas de nêutrons. O aparecimento de híperons é energeticamente favorável, porém a incerteza na interação destas partículas com os mésons escalares e vetoriais causa uma incerteza na massa máxima de até $1.2M_{\odot}$ [9]. A fim de reduzir esta incerteza construímos um modelo no qual todo acoplamento híperon-méson deve obedecer ao grupo de simetria SU(3). Neste modelo o acoplamento dos híperons com todos os mésons está restrito a um único parâmetro livre, α_v [55]. Utilizamos três modelos baseados na QHD: GM1, GM3 e NL3, e a fim de validar nossa proposta, comparamos nossos resultados obtidos com vínculos derivados da fenomenologia e também de observações astrofísicas. Concluimos que o modelo NL3 falha em descrever a maioria dos vínculos, EC1, EC2, EC3 e AC3. Por outro lado o modelo GM3 é capaz de descrever todos os vínculos se, e somente se não admitirmos que híperons possam ser criados no interior estelar. O modelo GM1 é um caso mais a parte. Ele falha em descrever o vínculo EC3 se híperons não estão presentes. Caso assumamos que híperons possam ser criados, algumas parametrizações são capazes de preencher razoavelmente todos os vínculos. Por fim indicamos que nossos vínculos experimentais apontam para uma EoS suave a baixas densidades, o que limita nossa massa máxima para aproximadamente de $2.06M_{\odot}$.

Embora este trabalho não aborde a possibilidade de estrelas de quarks, pequenos estudos nesta linha de pesquisa foram desenvolvidos [14, 97]. Progressos nesta área podem ser encarados como perspectivas futuras para o presente trabalho. A possível existência de estrelas de quarks voltou a ganhar força com melhorias nos modelos efetivos a fim de produzir EoS mais duras, e conseqüentemente maiores massas máximas. Por exemplo, no modelos tipo Nambu Jona-Lasinio (NJL), a presença de um termo vetorial análogo ao méson ω nos modelos baseados na QHD pode aumentar consideravelmente a massa máxima

de estrelas de quarks [60]. Do mesmo modo, correções perturbativas vindas da QCD, e adicionadas ao modelo do MIT também endurecem as EoS [98, 99]. Outra abordagem é o estudo de uma possível fase supercondutora de cor na matéria de quarks [100, 101] e seus efeitos nas propriedades macroscópicas das estrelas de nêutrons.

Em relação a modelos baseados na QHD, podemos enriquecer nossos resultados adicionando novos acoplamentos, tanto entre bárions e mésons, como por exemplo, estudar o efeito do méson escalar estranho σ^* , tanto em acoplamento méson-méson, como no acoplamento $\omega - \rho$ [51], necessário para reduzir o *slope* da energia de simetria. Estudos nestas linhas estão em desenvolvimento.

Apêndice A

Anisotropia e Cisalhamento

O tensor de Maxwell para um campo magnético na direção z fica:

$$T = \begin{bmatrix} B^2/8\pi & 0 & 0 \\ 0 & B^2/8\pi & 0 \\ 0 & 0 & -B^2/8\pi \end{bmatrix}. \quad (\text{A.1})$$

A primeira vista parece que este tensor não apresenta cisalhamentos, ainda que exibe o curioso fato de apresentar duas pressões diferentes. Geralmente, esses componentes são chamados de pressões paralelas e perpendiculares [61, 63, 77]:

$$P_{\perp} = P_M + \frac{B^2}{8\pi}; \quad P_{\parallel} = P_M - \frac{B^2}{8\pi}, \quad (\text{A.2})$$

onde M significa matéria.

Entretanto, como notado na ref. [76], essas “pressões” não correspondem a pressão termodinâmica. Uma maneira simples de entender este fato, é lembrarmos que a pressão é um escalar, logo não pode depender da direção.

Vamos explorar um pouco mais este problema. Ao invés de escolher o campo magnético na direção z podemos escolher um campo $\vec{B} = \alpha B_0 \hat{x} + \beta B_0 \hat{y} + \gamma B_0 \hat{z}$, indicando uma força arbitrária nas direções x , y e z . Neste caso, a energia total fica:

$$\epsilon = \frac{B^2}{8\pi} = \frac{B_0^2}{8\pi} \cdot (\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2), \quad (\text{A.3})$$

e o tensor de Maxwell assume a seguinte forma:

$$T' = \frac{B_0^2}{8\pi} \begin{bmatrix} (\beta^2 + \gamma^2 - \alpha^2) & -2\alpha\beta & -2\alpha\gamma \\ -2\alpha\beta & (\alpha^2 + \gamma^2 - \beta^2) & -2\beta\gamma \\ -2\alpha\gamma & -2\beta\gamma & (\alpha^2 + \beta^2 - \gamma^2) \end{bmatrix} \quad (1.4)$$

Este pode parecer um novo problema, mas não é. De fato, é apenas uma rotação passiva no sistema de coordenadas, onde o novo tensor de Maxwell T' é uma rotação do antigo tensor T

$$T' = RTR^T, \quad (1.5)$$

Para uma rotação passiva, nós temos [103] :

$$R = \begin{bmatrix} \cos \phi & \sin \phi \cos \theta & \sin \phi \sin \theta \\ -\sin \phi & \cos \phi \cos \theta & \cos \phi \sin \theta \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (1.6)$$

Agora podemos escrever α , β e γ em termos de θ e ϕ :

$$\begin{cases} \alpha = \sin \theta \sin \phi \\ \beta = \sin \theta \cos \phi \\ \gamma = \cos \theta \\ \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1 \end{cases}$$

Este resultado demonstra a afirmação da ref. [15], a respeito de uma simples rotação no sistema de referência indicar a presença de tensões de cisalhamento.

Vamos trabalhar agora em dois exemplos. Primeiro, vamos fazer uma rotação tal que $\alpha = 1/\sqrt{3}$, $\beta = 0$ e $\gamma = \sqrt{2/3}$. Neste caso:

$$T' = \frac{B_0^2}{8\pi} \begin{bmatrix} 1/3 & 0 & -2\sqrt{2}/3 \\ 0 & 1 & 0 \\ -2\sqrt{2}/3 & 0 & -1/3 \end{bmatrix}. \quad (1.7)$$

Neste caso, ao invés de duas, parece que temos três “pressões”. Uma segunda rotação pode ser feita tal que: $\alpha = 1/\sqrt{3}$, $\beta = 1/\sqrt{3}$ e $\gamma = 1/\sqrt{3}$, resultando em:

$$T' = \frac{B_0^2}{8\pi} \begin{bmatrix} 1/3 & -2/3 & -2/3 \\ -2/3 & 1/3 & -2/3 \\ -2/3 & -2/3 & 1/3 \end{bmatrix}. \quad (1.8)$$

Agora, nos parece que resolvemos o problema da anisotropia, porém ganhamos termos adicionais no cisalhamento.

Estes exemplos podem nos levar a conclusão absurda que a pressão dependa do sistema de coordenadas utilizado. Deste que a pressão é um escalar, precisamos de um modo invariante para calculá-la. O modo mais natural é calcular a pressão magnética exatamente como calculamos a pressão em teoria de campos [7]:

$$P = \frac{1}{3} \langle T_i^i \rangle, \quad (1.9)$$

que nos dá $P = \epsilon/3$, não importando se utilizarmos o tensor (1.4), (1.7) ou (1.8).

Entretanto, note que ainda que conseguimos calcular o correto valor da pressão pela equação (1.9), ela não corresponde à pressão termodinâmica, visto que os componentes da diagonal não são iguais. Para isso introduzimos o campo magnético caótico [66], que é verdadeiramente independente do sistema de coordenadas, restaurando o conceito termodinâmico da pressão e evitando problemas de anisotropia e tensões de cisalhamento.

Capítulo 2

Grupo de Simetria SU(3)

Construiremos aqui uma teoria da força forte baseada na QHD, onde impomos que todo acoplamento de Yukawa é invariante sobre transformações do grupo SU(3). Consideraremos aqui somente o chamado acoplamento elétrico, uma vez que o acoplamento magnético, que envolve derivada dos campos mesônicos, é nulo na aproximação de campo médio [104]. A interação de Yukawa é expressa da seguinte maneira [105]:

$$\mathcal{L}_{YUK} = -g(\bar{\psi}_B\psi_B)M, \quad (2.1)$$

onde ψ_B é o campo de Dirac dos bárions e M é o campo de um méson arbitrário. Esta lagrangiana pertence a representação irredutível IR{1}, ou seja, um singlete. Todos os bárions utilizados neste trabalho formam um octeto, e pertencem à representação IR{8}. Os mésons vetoriais ω_8 e ρ pertencem à representação IR{8}, já o méson vetorial ω_1 é um singlete. Quanto aos mésons escalares, σ_8 pertence à IR{8} e σ_1 à IR{1}. Agora, a fim de preservar a simetria unitária da lagrangiana, $(\bar{\psi}_B\psi_B)$ precisa se transformar como:

- IR{8} quando M pertencer à IR{8},
- IR{1} quando M pertencer à IR{1}.

Entretanto, pelo método de Speiser [105], existem duas maneiras de acoplar $\{8\} \otimes \{8\}$ e obter $\{8\}$. Comumente chamados acopla-

mentos simétrico e anti-simétrico [106]. Então a interação de Yukawa pode ser expressa como:

$$\mathcal{L}_{YUK} = -(g_1^8 \mathcal{C}^1 + g_2^8 \mathcal{C}^2)(\bar{\psi}_B \psi_B)M, \quad (2.2)$$

para os mésons que pertencem à $IR\{8\}$, e

$$\mathcal{L}_{YUK} = -(g^1)M, \quad (2.3)$$

para os mésons que pertencem à $IR\{1\}$, onde \mathcal{C}^1 e \mathcal{C}^2 são os coeficientes de Clebsch-Gordan (CG) do grupo de simetria SU(3) para os acoplamentos simétrico e anti-simétrico respectivamente. Neste trabalho, utilizamos os coeficientes CG apresentados na ref. [107]. Seguindo a ref. [105], nós introduzimos as seguintes constantes:

$$g_8 = [\sqrt{30}/40g_1^8 + (\sqrt{6}/24)g_2^8], \quad \text{e}, \quad \alpha = (\sqrt{6}/24)(g_2^8/g_8),$$

o que nos permite escrever as constantes de acoplamento dos bárions com os mésons vetoriais como:

$$\begin{aligned} g_{NN\rho} &= g_{8v}, & g_{\Sigma\Sigma\rho} &= 2g_{8v}\alpha_v, & g_{\Xi\Xi\rho} &= -g_{8v}(1 - 2\alpha_v), & g_{\Lambda\Lambda\rho} &= 0, \\ g_{NN\omega_8} &= \frac{1}{3}g_{8v}\sqrt{3}(4\alpha_v - 1), & g_{\Sigma\Sigma\omega_8} &= \frac{2}{3}g_{8v}\sqrt{3}(1 - \alpha_v), \\ g_{\Xi\Xi\omega_8} &= -\frac{1}{3}\sqrt{3}g_{8v}(1 + 2\alpha_v), & g_{\Lambda\Lambda\omega_8} &= -\frac{2}{3}g_{8v}\sqrt{3}(1 - \alpha_v), \\ g_{NN\phi_1} &= g_{\Sigma\Sigma\phi_1} = g_{\Lambda\Lambda\phi_1} = g_{\Xi\Xi\phi_1} = g_{1v}, \end{aligned}$$

enquanto o acoplamento com os mésons escalares fica:

$$\begin{aligned} g_{NN\sigma_8} &= \frac{1}{3}g_{8s}\sqrt{3}(4\alpha_s - 1), & g_{\Sigma\Sigma\sigma_8} &= \frac{2}{3}g_{8s}\sqrt{3}(1 - \alpha_s), \\ g_{\Xi\Xi\sigma_8} &= -\frac{1}{3}\sqrt{3}g_{8s}(1 + 2\alpha_s), & g_{\Lambda\Lambda\sigma_8} &= -\frac{2}{3}g_{8s}\sqrt{3}(1 - \alpha_s), \\ g_{NN\sigma_1} &= g_{\Sigma\Sigma\sigma_1} = g_{\Lambda\Lambda\sigma_1} = g_{\Xi\Xi\sigma_1} = g_{1s}, \end{aligned}$$

onde os novos subscritos s e v aparecem para diferenciar o acoplamento com os mésons escalares com os vetoriais. Além do mais, todos acoplamentos envolvendo bárions de diferentes espécies foram ignorados.

Na natureza, os mésons ω e ϕ observados diferem dos mésons ω_8 e ϕ_1 previsto teoricamente. De fato, os mésons observados aparecem como uma mistura entre eles [108]. As constantes de acoplamento dos reais mésons vetoriais com o octeto bariônico ficam então:

$$\begin{aligned}
 g_{NN\omega} &= \cos \theta_v g_{1v} + \sin \theta_v \frac{1}{3} \sqrt{3} g_{8v} (4\alpha_v - 1), \\
 g_{\Sigma\Sigma\omega} &= \cos \theta_v g_{v1} + \sin \theta_v \frac{2}{3} \sqrt{3} g_{8v} (1 - \alpha_v), \\
 g_{\Lambda\Lambda\omega} &= \cos \theta_v g_{1v} - \sin \theta_v \frac{2}{3} \sqrt{3} g_{8v} (1 - \alpha_v), \\
 g_{\Xi\Xi\omega} &= \cos \theta_v g_{1v} - \sin \theta_v \frac{2}{3} \sqrt{3} g_{8v} (1 + 2\alpha_v). \tag{2.4}
 \end{aligned}$$

As constantes de acoplamento para o méson ϕ são similares às do méson ω , bastando substituir $\cos \theta_v \rightarrow -\sin \theta_v$ e $\sin \theta_v \rightarrow \cos \theta_v$ [108]. No caso dos mésons escalares reais, observados na natureza, o $\epsilon(760)$ (que nós chamamos neste trabalho de σ) e o $f_0(980)$ (chamado de σ^*) [21], o procedimento é totalmente análogo. Tudo que precisamos fazer é substituir ω por σ , ϕ por σ^* e o subscrito v pelo s na equação (2.4). A fim de obter uma EoS suficientemente dura, seguiremos as ref. [53, 54] e desconsideraremos os efeitos do méson σ^* .

Uma vez que as constantes de acoplamento dos mésons com o nucleon estão fixas, nós temos à princípio seis parâmetros livres: $z_v = (g_{8v}/g_{1v})$, θ_v , α_v , $z_s = (g_{8s}/g_{1s})$, θ_s e α_s . Para reduzir este montante utilizaremos o grupo de simetria híbrido SU(6) [21, 106], para fixar $z_v = \sqrt{6}$ e $\theta_v = 35.264$, o que corresponde a um ângulo de mistura ideal. Isto nos deixa apenas α_v para ser

variado. Quando $\alpha_v = 1$, recuperamos por completo o grupo de simetria SU(6) para o acoplamento dos mésons vetoriais. Fixar as constantes de acoplamento através do grupo SU(6) é um procedimento bem aceito na literatura [53, 54, 104, 108, 109, 110].

Por outro lado, a natureza dos mésons escalares é bastante controversa. Na ref. [21] o méson σ é considerado um membro da IR{8}, enquanto nas ref. [109, 110] ele pertence à IR{1}. Na ref [111], o méson σ é uma mistura não de dois, mas três mésons escalares. Finalmente, nas ref. [83, 112], uma mistura de dois mésons com o ângulo de mistura ideal é assumido. Nós seguiremos esta prescrição e consideraremos $\theta_s = 35.254$, ou seja, ângulo de mistura ideal. O valor de z_s é fixado *próximo* ao grupo SU(6), com $z_s = \frac{8}{9}\sqrt{6}$. A razão disto é que verificamos que se assumirmos o acoplamento exato ao grupo SU(6), $z_s = \sqrt{6}$, um potencial para o híperon Ξ demasiado repulsivo é obtido, $U_{\Xi} = +60 MeV$, em desacordo com o que se é esperado, U_{Ξ} estando entre - 40 MeV a +40 MeV [53]. Resta-nos então somente α_s para ser fixado. Fazemos isto da seguinte forma: acoplamos α_s com α_v , forçando o potencial U_{Λ} a assumir o valor de -28 MeV [24]. Isto deixa nossa teoria em completa harmonia com o grupo de simetria SU(3) para todos as constantes de acoplamento méson-híperons, e um único parâmetro livre a ser variado, α_v .

Capítulo 3

Artigos publicados e publicações em anais

Durante o período de meu doutorado, alguns trabalhos foram publicados. Entretanto nem todos os trabalhos contemplam o escopo desta tese, e podemos dividir o assunto estudado em três tópicos distintos:

1-) Trabalhos relacionados à dissertação de mestrado. São os trabalhos escritos durante o doutorado, cujo tema foge do escopo da tese pois estão relacionados à dissertação de mestrado. Os seguintes trabalhos foram publicados em anais de eventos:

- L. L, Lopes, D. P. Menezes, *Study of Pulsars and Magnetars*,
PoS, **XXXIV BWNP**, 098 (2011)
- L. L, Lopes, D. P. Menezes, *Revisiting Pulsars and Magnetars*,
AIP Conf. Proc. **1520**, 385 (2013)
- L. L, Lopes, D. P. Menezes, *The influence of Strong Magnetic Field in Hyperonic Neutron Stars*, CSQCDIII,
arXiv:1307.1691 (2013)

e também um artigo foi publicado no Brazilian Journal of Physics:

- L. L, Lopes, D. P. Menezes, *The Influence of Hyperons and Strong Magnetic Field in Neutron Star Properties*, Braz. J. Phys. **42**, 428 (2012)

2-) Trabalhos relacionados com a tese. São os trabalhos que foram estudados e publicados durante o doutorado e que estão apresentados nesta tese, contemplando os capítulos 3, 4 e 5. São, respectivamente, os seguintes artigos:

- L. L, Lopes, D. P. Menezes, *Effects of the Symmetry Energy and its Slope on Neutron Star Properties*, Braz. J. Phys. **44**, 774 (2014)
- L. L, Lopes, D. P. Menezes, *On Magnetized Neutron Stars*, J. Cosm. Astropart. Phys. **08**, 002 (2015)
- L. L, Lopes, D. P. Menezes, *Hypernuclear matter in a complete $SU(3)$ symmetry group*, Phys. Rev. C **89**, 02505 (2014)

3-) Trabalho posterior à definição do escopo da tese. É um trabalho relacionado com estrelas de quarks, escrito após a definição do escopo da tese, que engloba apenas matéria hadrônica. Foi publicado este ano no The European Journal of Physics A:

- L. L, Lopes, D. P. Menezes, *Quark matter under strong magnetic fields*, Eur. Phys. J. A **52**, 17 (2016)

Referências Bibliográficas

- [1] P. Braun-Munzinger, J. Wambach Rev. Mod. Phys. **81**, 1031 (2009)
- [2] S. Hands Contemp. Phys. **42**, 209 (2001)
- [3] M. Stephanov PoS **LAT2006**, 024 (2006)
- [4] A. R. Chodos et al., Phys. Rev. D **9**, 3471 (1974)
- [5] H. Yukawa Proc. Phys. Math. Soc. Jap. **17**, 48 (1935)
- [6] E. Epelbaum et al., Rev. Mod. Phys. **81**, 1773 (2009)
- [7] B. D. Serot, Rep. Prog. Phys. **55**, 1855 (1992)
- [8] G. Baym, C. Pethick, P. Sutherland, Astrophys. J. **170**, 299 (1971).
- [9] N. K. Glendenning, *Compact Stars - Nuclear Physics, Particle Physics, and General Relativity*, Springer, New York - 2nd Edition (2000)
- [10] P. Haensel, A. Y. Potekhin, D. G. Yakovlev,
Neutron Stars, Equation Of State And Structure, Springer, New York (2006)
- [11] P. B. Demorest, et al., Nature, **467**, 1081 (2010)
- [12] J. Antoniadis et al, Science **340**, 1233232 (2013)
- [13] R. Duncan, C. Thompson, Mon. Not. R. Astron. Soc. **275**, 255 (1995)
- [14] L. L. Lopes, D. P. Menezes, Eur. Phys. J. A. **52**, 17 (2016)
- [15] C. Misner, K. Thorne, J. Wheeler, *Gravitation*,
Freeman, San Francisco (1973)
- [16] J. Foster, J. D. Nightingale, *A Short Course in General Relativity*,
Springer, New York, 3rd Edition (2005)
- [17] L. L. Lopes: *Estrelas de Nêutrons: do gás de Fermi livre à inclusão de Híperons e campo Magnético*, Dissertação de Mestrado, UFSC (2012)

- [18] J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff: *Phys. Rev.* **33**, 374 (1939)
- [19] M. J. Oliveira: *Termodinâmica*, Livraria da Física, São Paulo (2005)
- [20] C. E. Rhoades, R. Ruffini: *Phys. Rev. Lett.* **32**, 324 (1974)
- [21] W. Greiner, B. Muller: *Quantum Mechanics, Symmetries*, Springer, New York, Second Edition (1994)
- [22] S. L. Shapiro, S. A. Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars*, (Wiley, New York 1983)
- [23] W. Greiner, L. Neise, H. Stocker: *Thermodynamics and Statistical Mechanics*, Springer, New York, (1995)
- [24] N. K. Glendenning, S. A. Moszkowski, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 02414 (1991)
- [25] M. Paoli, D. Menezes: *Eur. J. Phys. A* **46**, 413 (2010)
- [26] R. Cavagnoli, D. Menezes, C. Providência: *Phys. Rev. C* **84**, 065810 (2011).
- [27] G. A. Lalazissis, J. König, P. Ring, *Phys. Rev. C* **55**, 540 (1997).
- [28] B. Liu et al, *Phys Rev. C* **65**, 5045201 (1997)
- [29] M. B. Tsang et al: *Phys. Rev. C* **86**, 015803 (2012)
- [30] J. M. Lattimer, Y. Lim, *Astrophys. J.* **771**, 51 (2013)
- [31] A. W. Steiner, S. Gandolfi, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 081102 (2012)
- [32] S. Kubis, M. Kutschera, *Phys. Lett. B* **399**, 191 (1997)
- [33] B. Liu et al, *Phys. Rev. C* **65**, 045201 (2002)
- [34] R. Machleidt, *Adv. Nucl. Phys.* **19**, 189 (1989)
- [35] X. Roca-Maza et al, *Phys. Rev. C*, **84** 054309 (2011)
- [36] Z. Y. Sun et al, *Phys. Rev. C* **82**, 051603(R) (2010)
- [37] A. Carbone et al, *Phys. Rev. C* **81**, 041301 (2010)
- [38] M. Dutra e al, *Phys. Rev. C* **90**, 055203 (2014)
- [39] L. L. Lopes, D. P. Menezes *Braz. J. Phys.* **44**, 774 (2014)
- [40] D. G. Yakovlev, C. J. Pethick, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **42**, 169 (2004)
- [41] J. M. Lattimer et al, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2701 (1991)

- [42] T. Klahn et al, Phys. Rev. C **74**, 0035802 (2006)
- [43] S Tsuruta et al, Astrophys. J. Lett. **571**, L143 (2002)
- [44] C. J. Horowitz, J. Piekarewicz, Phys.Rev. C **66** 055803 (2002)
- [45] H. S. Than, D. T. Khoa, N. V. Giai, Phys. Rev. C **80**, 064312 (2009)
- [46] D. P. Menezes, C. Providencia Phys. Rev. C **70**, 058801 (2004)
- [47] B. Liu et al, Eur. Phys. J. A **25**, 293 (2005)
- [48] L. L. Lopes, D.P. Menezes: Braz. J. Phys. **42**, 428 (2012).
- [49] Wynn C. G. Ho et al, Mon. Not. R. Astron. Soc. **375**, 821 (2007).
- [50] S. Guillot, M. Servillat, N.A. Webb and R.E. Rutledge, Astrophys. J. **772**, 7 (2013)
- [51] B .G. Todd-Rutel, J. Piekarewicz, Phys. Rev. Lett. **95**, 122501 (2005)
- [52] G. Shen, C. J. Horowitz, E. O'Connor, Phys. Rev. C **83**, 065808 (2011) Phys. Rev. C **83**, 065808 (2011)
- [53] S. Weissenborn, D. Chatterjee, J. Schaffner-Bielich, Nucl. Phys. A **881**, 62 (2012)
- [54] S. Weissenborn, D. Chatterjee, J. Schaffner-Bielich, Phys. Rev. C **85**, 065802 (2012)
- [55] L. L. Lopes, D. P. Menezes, Phys. Rev. C **89**, 025805 (2014)
- [56] A. Rabhi et al, J. Phys. G **36**, 115204 (2009)
- [57] D. P. Menezes et al, Phys. Rev. C **80**, 065805 (2009)
- [58] R. Mallick, M. Sinha, Mon. Not. R. Astron. Soc. **414**, 2702 (2011)
- [59] R. H. Casali, L. B. Castro, D. P. Menezes, Phys. Rev. C **89**, 015805 (2014)
- [60] D. P. Menezes et al., Phys. Rev. C **89** 055207 (2014)
- [61] R. O. Gomes, V. Dexheimer, C. A. Z. Vasconcellos, Astron. Nachr. **335**, 666 (2014)
- [62] V. Dexheimer, R. Negreiros, S. Schramm, Eur. J. Phys. A **48**, 189 (2012)
- [63] V. Dexheimer, D. P. Menezes M. Strickland, J. Phys. G **41**, 015203 (2014)
- [64] Xu-Guang Huang et al., Phys. Rev. D **81**, 045015 (2010)

- [65] M. Sinha, X-G Huang, A. Sedrakian, *Phys. Rev. D* **88**, 025008 (2013)
- [66] Ya. B. Zel'dovich, I. D. Nivikov *Stars and Relativity*, Dover, New York (1996)
- [67] D. Bandyopadhyay, S. Chakrabarty, S. Pal, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2176 (1997)
- [68] P. Markey, R. J. Tayler, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **163**, 77 (1973)
- [69] P. Markey, R. J. Tayler, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **163**, 505 (1974)
- [70] E. Flowers, J. F. Ruderman, *Astrophys. J.* **215**, 302 (1977)
- [71] D. Bandyopadhyay, S. Chakrabarty, S. Pal, *Dense Nuclear Matter in a Strong Magnetic Field*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2898 (1997)
- [72] K. Hebeler et al., *Phys. Rev. Lett.* **105**, 161102 (2010)
- [73] J. M. Lattimer, A. W. Steiner, *Astrophys. J.* **784**, 123 (2014)
- [74] M. Bocquet et al., *Astr. & Astrophys.* **301**, 757 (1995)
- [75] C. Y. Cardall, M. Prakash, J. M. Lattimer, *Astrophys. J.* **554**, 322 (2001)
- [76] D. Chatterjee et al., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **447**, 3785(2015)
- [77] R. Mallick, S. Schramm, *Phys. Rev. C* **89**, 045805 (2014)
- [78] A. Steiner, M. Prakash, J. Lattimer, *Phys. Lett. B* **486**, 239 (2000)
- [79] J. J. Sakurai: *Ann. Phys.* **11**, 1 (1960)
- [80] S. Dong, J. Lagae, K. F. Liu: *Phys. Rev. D* **54**, 5496 (1996)
- [81] P. Ellis, R. Knorren, M. Prakash: *Phys. Lett. B* **349**, 11 (1995)
- [82] M. Engelhardt: *Phys. Rev. D* **86**, 114510 (2012)
- [83] M. Nagels, T. Rijken, J J. Swart: *Phys. Rev. D* **20**, 1633 (1979)
- [84] P. Hohler, M. Stephanov: *Phys. Rev. D* **80**, 066002 (2009)
- [85] J. Hostler, J. Noronha, C Greiner: *Phys. Rev. Lett.* **103**, 172302 (2009)
- [86] N. Chamel et al: *Astron. Astrophys.* **553**, A22 (2013)
- [87] T. Renk: *Eur. Phys. J. C* **49**, 13 (2007)
- [88] R. Neufeld, T. Renk: *Phys. Rev. C* **72**, 044903 (2010)
- [89] I. Sagert et al., *Phys. Rev. C* **86**, 045802 (2012)
- [90] P. Danielewicz et al., *Science* **298**, 1592 (2002)

- [91] P. B. Muzinger, J. Stachel, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **37**, 97 (1987)
- [92] J. Cottam, F. Paerels, M. Mendez, *Nature* **420**, 51 (2002)
- [93] D. Sanwal et al: *Astrophys. J. Lett.* **574**, 61 (2002)
- [94] R. Romani et al: *Astrophys. J. Lett.* **760**, L36 (2012)
- [95] A. W. Steiner, J. M. Lattimer, E. Brown, *Astrophys. J.* **722**, 33 (2010)
- [96] M. D. Cozma et al., *Phys. Rev. C* **88**, 044912 (2013)
- [97] L. L. Lopes, D. P. Menezes, *J. Cosm. Astrop. Phys.* **08**, 02 (2015)
- [98] M. Alford, et al., *Astrophys. J.* **629**, 969 (2005)
- [99] J. F. Xu et al., *Phys. Rev. D* **92**, 025025 (2015)
- [100] M. Alford. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **51**, 131 (2001)
- [101] M. Alford. *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1455 (2008)
- [102] J. B. Hartle, *Astrophys. J.* **150**, 1005 (1967)
- [103] J. J Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*, Addison Wesley, Longman, (1994)
- [104] M. Nagels, T. Rijken, J J. Swart: *Ann. Phys.* **79**, 338 (1973)
- [105] J. J. Swart: *Rev. Mod. Phys.* **35**, 916 (1963).
- [106] Fl. Stancu: *Group Theory in Subnuclear Physics*, Clarendon Press, Oxford, (1996)
- [107] P. McNamee, F. Chilton: *Rev. Mod. Phys.* **36**, 1005 (1964)
- [108] C. B. Dover, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **12**, 171 (1985)
- [109] M. Nagels, T. Rijken, J J. Swart: *Phys. Rev. D* **12**, 774 (1975)
- [110] M. Nagels, T. Rijken, J J. Swart: *Phys. Rev. D* **15**, 2547 (1977)
- [111] P.Carruthers: *Phys. Rev. D* **3**, 959 (1971)
- [112] Th. Rijken, V. Stoks, Y. Yamamoto: *Phys. Rev. C* **59**, 21 (1999)