

Universidade Federal do Rio Grande do Sul - UFRGS
Instituto de Física - IF

Transição de Fase Hádron-Quark[†]

Lucas Norberto Burigo

Trabalho de Conclusão de Curso realizado sob a orientação do Prof. Dr. César Augusto Zen Vasconcellos, apresentada ao Instituto de Física da UFRGS em preenchimento parcial dos requisitos para a obtenção do grau de Bacharel em Física.

Porto Alegre, Novembro de 2008.

[†]Trabalho financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq)

Agradecimentos

Agradeço aos meus pais, José Norberto Burigo e Valquíria Teresinha Piccollo Burigo, e à minha irmã, Michele Burigo, que, apesar de não estarem presentes durante toda a jornada do curso, incentivaram minhas decisões em todos os momentos.

Ao meu amigo e colega de apartamento, Pablo Diogo Rex Cardoso, por tantas vezes ter ouvido meus pensamentos loucos, desabafos e desilusões e, mesmo com todas as razões possíveis, tomou a sábia decisão de não me incentivar a abandonar o curso em nenhum momento. Além disso, seu bom humor foi essencial para manter minha serenidade por toda a caminhada.

Às famílias Burigo e Piccollo, por sempre me tratarem com muito carinho. Em especial, à família Maestrelli, pelos bons momentos proporcionados nesse ano e por fazer-me sentir alguém especial.

Aos amigos de infância, Felipe Vier Zaccaron e Diogo Zomer Perin, por compreenderem minha ausência nos últimos quatro anos e por sempre estarem dispostos a uma boa conversa.

No âmbito acadêmico, registro meus agradecimentos aos colegas do Grupo de Física de Hádrons. Ao professor César Augusto Zen Vasconcellos, pela orientação e oportunidade de desempenhar meus trabalhos. Ao amigo e orientador Rafael Bán Jacobsen, pelos anos empenhados em ensinar, esclarecer e exigir, e pelas reuniões em finais de semana e feriados, que sempre me lembravam o motivo de estar longe de casa. Ao professor e orientador Bardo Ernst Josef Bodmann pelos esclarecimentos e incentivos incomparáveis.

Lucas Norberto Burigo

*Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Novembro de 2008*

Resumo

Este trabalho tem como objetivo estudar a transição de fase hádron-quark, com o uso de modelos efetivos bem conhecidos na literatura para a descrição do sistema no cenário de estrelas de nêutrons, i.e., alta densidade e temperatura nula.

Começamos com uma breve descrição das transições de fase previstas pela *cromodinâmica quântica* e, posteriormente, fazemos uma restrição para a transição de desconfinamento da matéria de hádrons em matéria de quarks.

A teoria efetiva para a matéria de hádrons lança mão de uma formulação Lagrangeana relativística de muitos corpos, na qual a interação entre os bárions é mediada pela troca de mésons escalares e vetoriais. Adotamos o Modelo de Boguta-Bodmer e o Modelo Ajustável, que são extensões ao Modelo de Walecka, por serem bem conhecidos e aceitos na literatura.

Para a matéria de quarks, seguimos o mesmo enfoque de uma teoria efetiva construída a partir de uma densidade Lagrangeana relativística. O Modelo *Effective Mass Bag* adotado é uma extensão ao modelo *M.I.T Bag*, no qual consideramos quarks não interagentes no interior de uma sacola para representar o caráter localmente desconfinado dessa fase. Desconsideramos a presença de glúons devido o regime de densidade e temperatura considerado.

A transição de fase hádron-quark é formulada seguindo os critérios de Gibbs para uma transição de fase de primeira ordem com dois componentes independentes (relacionados à conservação local de número bariônico e à conservação global de carga elétrica).

As diferentes teorias efetivas empregadas, bem como os parâmetros nelas contidos, são estudados a fim de identificar possíveis influências na transição de fase. Fazemos, ainda, uma análise da influência das incertezas das propriedades da matéria nuclear na saturação e dos diferentes esquemas de acoplamentos hiperônicos usualmente utilizados pela comunidade científica.

Abstract

The present work is a study of the hadron-quark phase transition using well-known effective models in order to describe the system in a neutron star scenario, i.e., high density and zero temperature.

We start with a brief description of the possible phase transitions as predicted by quantum chromodynamics focusing on the deconfinement transition from hadronic to quark matter.

The effective theory for hadronic matter is a relativistic many-body Lagrangian formalism, where the baryonic interaction is achieved by the exchange of scalar and vector mesons. We use the Boguta-Bodmer Model and the Adjustable Model, which are extensions of the Walecka Model, because these are very well-known and accepted models in literature.

Regarding quark matter, we follow the same effective theory approach based on a relativist Lagrangian density. The Effective Mass Bag Model adopted is an extension of the M.I.T. Bag Model, where non-interacting quarks inside a bag are considered in order to describe the locally deconfined behavior in this phase. The presence of gluons is not considered because of the chosen temperature and density regime.

Hadron-quark phase transition is established according to the Gibbs' criteria for a first-order phase transition with two independent components (which are related to the local conservation of baryon number and the global conservation of electric charge).

The different effective theories employed, as well as their characteristic parameters, are studied in order to identify possible influences on the phase transition. We carry out an analysis of the influence of the uncertainties in nuclear matter at saturation and also of the different hyperon-coupling schemes usually adopted by the scientific community.

Conteúdo

Introdução	5
1 Transição de Fase na QCD	7
1.1 Diagrama de fases da QCD	8
1.2 Cenários de transição hádron-quark	9
1.2.1 Colisão de íons a altas energias	9
1.2.2 Matéria de estrelas de nêutrons	10
2 Teoria Relativística de Campos Nucleares	12
2.1 Matéria hadrônica	13
2.1.1 Modelo de Boguta-Bodmer	14
2.1.2 Modelo Ajustável	16
2.1.3 Propriedades da matéria nuclear na saturação	18
2.1.4 Esquema de acoplamentos dos híperons	19
2.1.5 Equilíbrio químico	21
2.2 Matéria de quarks	21
2.2.1 Modelo <i>Effective Mass Bag</i>	22
2.2.2 Equilíbrio químico	23
3 Estudo da Transição de Fase	24
3.1 Formalismo termodinâmico	24
3.2 Aspectos gerais	26
3.2.1 Densidade de energia e densidade bariônica	26
3.2.2 Equação de estado	27
3.2.3 Distribuição de carga elétrica	27
3.2.4 Estruturas coulombianas na fase mista	29
3.3 Dependência com modelos e parâmetros	29
3.3.1 Equação de estado	30
3.3.2 Início e final da transição	34
3.3.3 População de partículas	37

Conclusões e Perspectivas	41
A Sistema Natural de Unidades	44
Bibliografia	46

Lista de Figuras

1.1	Diagrama de fases da QCD	8
3.1	Densidade de energia em cada fase	26
3.2	Equação de estado	27
3.3	Densidade de carga elétrica na fase mista	28
3.4	Dependência da equação de estado com a massa efetiva na saturação.	32
3.5	Dependência da equação de estado com o acoplamento dos híperons.	33
3.6	Dependência da equação de estado com o parâmetro B	34
3.7	Dependência do início e final da transição com a massa efetiva na saturação.	35
3.8	Dependência do início e final da transição com o acoplamento dos híperons.	36
3.9	Dependência do início e final da transição com o parâmetro B	36
3.10	Dependência da população de partículas com os modelos da fase hadrônica.	38
3.11	Dependência da população de partículas com o acoplamento dos híperons.	39
3.12	Dependência da população de partículas com os parâmetros do modelo da fase de quarks.	40

Lista de Tabelas

2.1	Octeto Bariônico	14
2.2	Léptons presente no sistema.	14
2.3	Características dos campos dos mésons.	15
2.4	Quarks presentes no sistema.	23
3.1	Resultados para as constantes de acoplamento nos modelos da fase hadrônica na saturação	30
3.2	Resultados para a transição de fase hádron-quark	31
A.1	Conversão de unidades entre os sistemas SI e SN.	45

Introdução

O fenômeno de transição de fase há muito tempo fascina os físicos teóricos. Segundo o dicionário de física de Oxford [1], transição de fase é uma mudança em um aspecto que caracteriza um sistema. Em termodinâmica, definimos a transição de fase como a transformação que leva o sistema termodinâmico de uma fase a outra, onde cada fase se distingue pelos diferentes aspectos alterados na transição. Pode-se obter transições de fase ao alterar grandezas termodinâmicas tais como temperatura e pressão.

O fenômeno de transição de fase está presente, naturalmente, em nosso dia-a-dia, seja pela vaporização (transição líquido-vapor) da água durante a fervura, ou condensação (transição vapor-líquido) em um banho quente. Existem inúmeras outras formas de transição comuns e outras nem tão comuns às experiências cotidianas, como, por exemplo, as transições de matéria nuclear em matéria de quarks nas colisões de íons a altas energias.

A classificação moderna de transição de fase divide-as em duas amplas categorias:

- **Transição de fase de primeira ordem:** há presença de calor latente. Durante a transição, a temperatura do sistema permanece constante enquanto esse absorve (ou perde) uma quantidade fixa de energia. Nessa transição, encontramos regimes de fase mista, uma vez que a transferência de energia entre o sistema e a fonte (ou sorvedouro) ocorre a velocidade finita. A fase mista é caracterizada por regiões em que o sistema se encontra ainda na fase original convivendo com regiões que já completaram a transição para a outra fase.
- **Transição de fase contínua (ou de segunda ordem):** não há presença de calor latente.

As transições de fase ocorrem geralmente, mas não sempre, entre fases de diferentes simetrias, sendo uma das fases mais simétrica que a outra. A transição da fase mais simétrica para a menos simétrica é denominada processo de *quebra de simetria*. Como exemplo, tomamos a transição ferromagnética, em que, em uma fase, temos os momentos magnéticos isotropicamente alinhados (fase mais simétrica) e na outra fase, a presença de domínios magnéticos com momentos magnéticos alinhados (fase menos simétrica).

Várias transições são conhecidas como **transições de fase de ordem infinita**, também denominadas *crossovers*, que são caracterizadas por serem contínuas e por não quebrarem nenhuma simetria.

Dentre as várias transições de fase possíveis, uma em especial, a transição de fase hádron-quark, será considerada ao longo deste trabalho. Essa transição se caracteriza pelo desconfinamento local dos quarks quando submetidos a altas densidades de energia, em contraste com o comportamento confinado em hádrons verificado em densidades de energia usuais.

O trabalho é desenvolvido da seguinte forma:

- No primeiro capítulo, **Transição de Fase na QCD**, descrevemos as diferentes transições de fase previstas pela *cromodinâmica quântica* (QCD, do inglês *quantum chromodynamics*). Faremos uma apresentação geral do diagrama de fases da QCD e estabeleceremos os diferentes cenários, bem como suas particularidades, em que a transição deve ocorrer.
- No segundo capítulo, **Teoria Relativística de Campos Nucleares**, apresentamos, de forma sucinta, as teorias efetivas utilizadas na descrição da matéria hadrônica e da matéria de quarks. Fazemos, ainda, um apanhado geral dos parâmetros específicos de cada modelo que possam influenciar as propriedades da transição de fase hádron-quark.
- No terceiro capítulo, **Estudo da Transição de Fase**, estabelecemos a transição de fase hádron-quark. Estudamos os aspectos gerais dessa transição e, por fim, fazemos uma análise dos aspectos dependentes dos parâmetros e modelos utilizados na descrição de cada fase.
- Na parte final, expomos nossas **Conclusões e Perspectivas** a respeito desse trabalho.

O objetivo do presente estudo é verificar se diferentes modelos efetivos e parâmetros utilizados possuem influência significativa para a transição de fase hádron-quark. O trabalho foge do aspecto didático e está voltado para aqueles já iniciados no assunto. Porém, aqueles interessados poderão consultar as referências aqui presentes que, em geral, proporcionam um bom detalhamento de todas as questões tratadas.

Por todo o trabalho, utilizamos unidades naturais ($\hbar, c \rightarrow 1$). Para aqueles não habituados, colocamos, no **Apêndice A** uma breve descrição desse sistema de unidades.

Capítulo 1

Transição de Fase na QCD

Pode-se distinguir, na QCD, duas transições de fase, que, na ordem de aumento da densidade de energia, são dadas por:

1. Transição em que os quarks e glúons confinados nos hádrons passam a se comportar como livres;
2. Transição que unifica as interações eletromagnética e fraca.

Para certos casos limites, o comportamento dessas transições é bem conhecido. No limite de quarks com massa infinita, a primeira transição é modelada pela transição chamada de *deconfinement transition* (transição de desconfinamento). Por outro lado, para o caso limite de quarks sem massa, a segunda transição restaura a simetria quiral e, por isso, é conhecida, no termo em inglês, como *chiral transition* (transição quiral) [2].

Não é conhecido se as duas transições ocorrem juntas, mas espera-se que, caso não o façam, a restauração de simetria quiral ocorra a densidades de energia maiores do que o desconfinamento. Em geral, a ordem da transição na QCD (i.e., transição de primeira ordem, segunda ordem ou *crossover*) depende do número de cores, número de sabores, massa da corrente de quarks, entre outros efeitos mais sutis [2].

A fase hadrônica, na qual quarks e glúons encontram-se confinados, é a forma usualmente encontrada na natureza. Fases localmente desconfiadas para quarks e glúons são previstas pela QCD. Uma delas, detectada em aceleradores de partículas a altas energias na forma de um plasma, é chamada de plasma de quarks e glúons (QGP), do inglês *quark-gluon plasma*. As outras formas de fase desconfiada são permitidas em diferentes regimes de temperatura e densidade bariônica. O objeto de estudo do presente trabalho é a transição de desconfinamento no cenário de alta densidade bariônica e temperatura nula.

1.1 Diagrama de fases da QCD

Para estudar qualquer transição de fase, é útil lançar mão de um diagrama de fases, no qual as propriedades termodinâmicas do sistema são facilmente expressas no espaço dos parâmetros termodinâmicos. Num diagrama de fases, cada ponto corresponde a um estado termodinâmico estável, caracterizado por diversas funções termodinâmicas. Para a QCD, o diagrama é geralmente expresso em função de temperatura, T , e potencial químico bariônico, μ_B , como representado esquematicamente na Figura 1.1, que corresponde a uma compilação de resultados de experimentos de física nuclear, cálculos de modelos, cálculos em primeiros princípios de QCD na rede e cálculos perturbativos em regimes assintóticos.

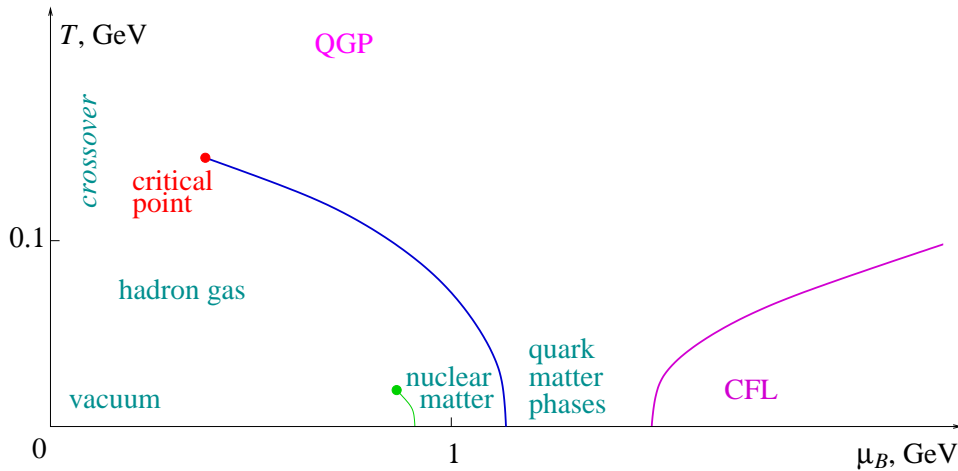


Figura 1.1: M. A. Stephanov [3]: Visão contemporânea do diagrama de fases da QCD - um esquema semi-quantitativo.

A QCD deve possuir propriedades termodinâmicas bem definidas; porém, o fato de não possuir parâmetros fundamentais numericamente pequenos impede um completo tratamento analítico. Neste sentido, diversas técnicas são empregadas em diferentes regiões do plano $\mu_B - T$.

Cálculos de QCD na rede para potencial químico bariônico nulo ($\mu_B = 0$), i.e., ambiente simétrico de matéria e anti-matéria, presente no eixo vertical do diagrama de fases, prevêem que, em altas temperaturas, a transição da fase hadrônica para QGP ocorre no regime de *crossover* [4][5]. Esse regime é caracterizado por uma transição suave, na qual, para pequenos intervalos de temperatura, as propriedades termodinâmicas variam abruptamente continuamente. Resultados do acelerador *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC), em *Brookhaven National Laboratory*, Estados Unidos, para $\mu_B \sim 0$, e observações cosmológicas, estão de acordo com essa previsão de transição contínua à medida que o QGP esfria [6].

No outro eixo do diagrama de fases, encontra-se o regime de temperatura nula e potencial químico bariônico finito. Para esse regime de assimetria entre matéria e anti-matéria, espera-se que a transição de fase ocorra com a presença de descontinuidades das propriedades termodinâmicas à medida que a pressão aumenta, ao contrário da transição em *crossover*. Espera-se que as transições próximas ao eixo horizontal, no sentido de aumento do potencial bariônico, sejam de primeira ordem [6][7]. Muitos trabalhos têm sido direcionados nesse estudo, considerando ou transição da matéria hadrônica para matéria de quarks, ou outras transições entre diferentes fases da matéria de quarks. Um estado frio final é previsto pela QCD como supercondutor de cor, denominado CFL, do inglês *color-flavor locked*.

Observa-se, no diagrama de fases, uma curva de transição que parte do eixo horizontal e vai até um ponto denominado ponto crítico (*critical point*). Esta curva delimita onde é esperada uma transição de primeira ordem entre a fase hadrônica e de quarks e, portanto, onde deve existir a coexistência das duas fases. A distinção entre essas duas fases é apenas quantitativa e torna-se menos evidente à medida que se aproxima do ponto crítico. A massa finita para os quarks quebra explicitamente a simetria quiral e nenhuma outra (quebra ou restauração de) simetria global pode ser utilizada para diferenciar as duas fases. Utiliza-se o conceito de confinamento para discutir a transição; porém, estritamente falando, ainda assim não é possível uma distinção das fases.

No ponto crítico, a transição muda sua característica de primeira ordem para *crossover*. A localização desse ponto crítico, ainda desconhecida, é de fundamental importância na compreensão da QCD. Experimentos no RHIC, bem como melhorias nos cálculos de QCD na rede para potencial bariônico finito, são esforços que vem sendo realizados com o intuito de determinar a sua localização.

1.2 Cenários de transição hádron-quark

Existem pelo menos dois cenários muito estudados na literatura nos quais a transição de fase hádrons-quarks é esperada. O primeiro destes é o cenário de colisão de íons a altas energias, no qual altas temperaturas são atingidas, como ocorre, por exemplo, no RHIC. Para o outro cenário, encontrado em estrelas compactas, denominado Matéria de Estrelas de Nêutrons, do termo em inglês *Neutron Star Matter*, cogita-se que a densidade bariônica seja alta o suficiente para ocorrer a transição de desconfinamento dos quarks.

1.2.1 Colisão de íons a altas energias

Os primeiros micro-segundos do Universo são caracterizados como possivelmente um plasma de quarks e glúons a altíssima temperatura. Com a expansão iniciada no Big Bang, a densidade de energia diminui, ocasionando transições de fase. Portanto, ao menos uma

vez no Universo, a transição $QGP \rightarrow$ hádrons ocorreu de forma natural. Em aceleradores de partículas como o RHIC e *Super Proton Synchrotron* (SPS), no CERN, a densidade de energia é grande o suficiente para recuperar essa fase da matéria [7]. Esses experimentos de colisão são caracterizados por temperaturas muito elevadas, porém baixa densidade bariônica, localizando-se próximo ao eixo vertical do diagrama de fases da Figura 1.1.

As reações nucleares envolvidas em colisões de íons, devido às interações fortes, ocorrem em uma escala de tempo de aproximadamente 10^{-22} segundos. Ao compararmos este valor com a escala de tempo da interação fraca, da ordem de 10^{-10} segundos, verificamos que essa interação não é possível, e, como consequência, a conservação de estranheza não é violada em colisões. Portanto, nas colisões, ocorre conservação local de número bariônico e estranheza.

Identificamos, então, que, no cenário de colisões de íons a alta energia, a alta densidade de energia é obtida com alta temperatura e baixa densidade bariônica, ocorrendo, nas reações, conservação local de número bariônico e estranheza.

1.2.2 Matéria de estrelas de nêutrons

Estrelas de nêutrons são ligadas por força gravitacional, uma vez que o alcance desta interação é muito superior ao da força forte [8]. Porém, para contrabalançar a repulsão coulombiana produzida pela carga elétrica dos prótons, que é muito mais intensa que a atração gravitacional entre os núcleons, faz-se necessário um grande desbalanço entre o número de prótons e nêutrons. Por esse motivo, dizemos que as estrelas de nêutrons são altamente assimétricas em isospin.

Outra diferença fundamental em comparação com o cenário anterior é que a violação de conservação de estranheza passa a ser possível. Esse é um resultado da diferença nas escalas de tempo envolvidas. A escala de tempo da interação fraca é ainda pequeno mesmo quando comparado a escala de tempo para o colapso de uma supernova [8]. Portanto, essa interação pode ocorrer sem restrições no tempo de vida de uma estrela, podendo resultar em uma carga de estranheza líquida não nula para a estrela.

Quando a energia de Fermi dos núcleons ultrapassar a massa de repouso dos bárions mais pesados, a existência desses bárions é favorecida a fim de minimizar a energia do sistema. No caso de estrelas de nêutrons, a densidade é suficientemente alta para favorecer o aparecimento dos híperons, e a única restrição envolvida é dada pela conservação do número bariônico conforme exigido pela interação forte. Essa exigência é de caráter local, i.e., onde ocorre a interação.

Um aspecto importante é que o sistema procura, em seu estado fundamental, minimizar sua energia, restrito à condição de carga líquida nula para a estrela, a fim de assegurar estabilidade. Porém, essa exigência é apenas de caráter global, e não local, detalhe esse que será importante no estudo da possível transição de fase hádron-quark.

Precisamos ainda levar em conta a escala de energia envolvida nesse cenário. A temperatura no interior de uma estrela de nêutrons é da ordem de $10^5 - 10^9 K$, o que é alto em comparação a radiação cósmica de fundo ($2,725 K$), porém baixo na escala nuclear ($10^9 K \sim 0,1 MeV$). Isso permite desprezar, nos cálculos de estrelas de nêutrons, a influência da temperatura para o sistema.

Identificamos, então, que a matéria de estrelas de nêutrons é um cenário de altas densidades bariônicas, temperatura nula, número bariônico conservado localmente, carga líquida globalmente nula e sem necessidade de conservar estranheza. Todos esses aspectos devem estar presentes na descrição da matéria de hádrons e da matéria de quarks e no estudo da transição de fase hádron-quark que segue nos próximos capítulos.

Capítulo 2

Teoria Relativística de Campos Nucleares

No estudo da transição de fase que será realizado no próximo capítulo, lidaremos com escalas de densidade bariônica muito amplas. Para valores pouco acima da densidade bariônica de saturação, a física do problema é melhor descrita através dos graus de liberdade de hádrons. Porém, à medida que elevamos a densidade bariônica do sistema, outros graus de liberdade tornam-se importantes. Para densidades muito elevadas, é apropriado considerar os graus de liberdade de quarks. Esses graus de liberdade distintos, hádrons e quarks, podem ser bem descritos por modelos da *hadrodinâmica quântica* (QHD, do inglês *quantum hadrodynamics*) e da QCD, respectivamente.

Uma descrição da QHD para matéria hadrônica muito comum na literatura é realizada por meio de modelos efetivos que, apesar de não constituírem uma teoria em primeiros princípios, conseguem descrever bem muitas propriedades desse tipo de matéria. A QCD é a teoria com a qual seria possível descrever, em primeiros princípios, a matéria de quarks, porém seus cálculos são intratáveis. Alguns modelos simplificados existem e são muito difundidos para o estudo dos graus de liberdade dos quarks.

Na primeira parte do presente capítulo, apresentaremos os modelos da QHD, bem como os parâmetros que, neles, podem ser variados a fim de que seja posteriormente averiguada sua influência na transição de fase. Deixamos para a segunda parte a descrição do modelo da QCD adotado. Consideramos, aqui, matéria fria, como aquela presente no interior de estrelas híbridas, num intervalo de densidades bariônicas de $1 - 10\rho_0$, onde ρ_0 corresponde à densidade de saturação. Portanto, estará subentendido que não é necessária conservação de estranheza e que o potencial químico dos neutrinos é tomado como nulo, uma vez que estes podem difundir para fora do ambiente estelar em escala de tempo muito inferior à escala de tempo de vida de uma estrela.

2.1 Matéria hadrônica

Os modelos efetivos da QHD mais comumente utilizados são extensões do Modelo de Walecka [9], também conhecido como QHD-I ou Modelo Sigma-Ômega. Tratam-se de teorias covariantes de Lorentz para descrição de sistemas de muitos corpos. Apesar de serem teorias efetivas, esses modelos conseguem descrever relativamente bem algumas propriedades de partícula simples e núcleos finitos, apresentando uma descrição ainda melhor da matéria nuclear infinita [8].

Na teoria descrita por Walecka, os núcleons interagem através da troca de mésons escalares e vetoriais. Na sua abordagem, foi considerado o méson escalar σ , que realiza o papel atrativo da força nuclear para distâncias acima daquela de equilíbrio, e o méson vetorial ω , que contribui com a força repulsiva para núcleons muito próximos.

A densidade Lagrangeana para o Modelo de Walecka é dada por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\psi} (i\gamma_\mu \partial^\mu - m) \psi \\ & + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) + \frac{1}{2} \left(-\frac{1}{2} \omega_{\mu\nu} \omega^{\mu\nu} + m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu \right) \\ & + (g_\sigma \bar{\psi} \psi \sigma - g_\omega \bar{\psi} \gamma_\mu \psi \omega), \end{aligned}$$

com $\omega_{\mu\nu} = \partial_\mu \omega_\nu - \partial_\nu \omega_\mu$. O primeiro termo corresponde à densidade Lagrangeana de Dirac para o campo espinorial ψ , representando os núcleons de massa m , uma vez que estes são férmions. O segundo e terceiro termos representam as densidades Lagrangeanas de Klein-Gordon e Proca para os mésons σ (de massa m_σ) e ω (de massa m_ω), respectivamente. O uso dessas densidades Lagrangeanas se justifica pelo fato de σ ser um bóson escalar e ω um bóson vetorial. No último termo, estão contidos os acoplamentos na forma de acoplamento mínimo, em que o méson σ acopla-se com a densidade escalar dos núcleons, $\bar{\psi}\psi$, e o méson ω acopla-se com a quadri-corrente de núcleons, $\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$. Ainda nesse termo, g_σ e g_ω são as chamadas constantes de acoplamento, que parametrizam, respectivamente, a intensidade de acoplamento dos mésons σ e ω com os núcleons.

Uma segunda forma de escrever a densidade Lagrangeana acima e que será útil para identificar as extensões nos demais modelos é a seguinte:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\psi} [\gamma_\mu (i\partial^\mu - g_\omega \omega^\mu) - (m - g_\sigma \sigma)] \psi \\ & + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) + \frac{1}{2} \left(-\frac{1}{2} \omega_{\mu\nu} \omega^{\mu\nu} + m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu \right). \end{aligned} \quad (2.1)$$

Dessa forma, pode-se identificar que a presença dos mésons representa, na densidade Lagrangeana de Dirac, um desvio no termo de quadrimomentum, devido ao méson ω , e um desvio no termo de massa, devido ao méson σ .

Várias extensões ao Modelo de Walecka têm sido propostas para melhor descrever as propriedades da matéria nuclear em um amplo intervalo de densidades bariônicas. Uma primeira extensão é incluir o méson isovetorial ρ para descrever a energia de simetria de

Tabela 2.1: Octeto Bariônico. $J = \text{spin}$; $I = \text{isospin}$; $I_3 = \text{terceira componente de isospin}$; $b = \text{número bariônico}$; $q = \text{carga elétrica}$; $s = \text{estranheza}$.

Bárion	Massa (MeV)	J	I	I_3	b	q	s
N	939	1/2	1/2	+1/2	1	+1	0
				-1/2	1	0	0
Λ	1116	1/2	0	0	1	0	-1
Σ	1189	1/2	1	+1	1	+1	-1
				0	1	0	-1
				-1	1	-1	-1
Ξ	1314	1/2	1/2	+1/2	1	0	-2
				-1/2	1	-1	-2

Tabela 2.2: Léptons presente no sistema.

Lépton	Massa (MeV)
e	0,511
μ	106

isospin. Esse méson (representado pelo campo ϱ_μ) acopla-se a corrente de isospin dos núcleons, $\frac{1}{2}\bar{\psi}\gamma_\mu\boldsymbol{\tau}\psi$, e a intensidade do acoplamento é parametrizada por uma constante de acoplamento g_ϱ . Outra extensão é incluir todo o octeto bariônico, uma vez que, em altas densidades bariônicas, se torna favorável a conversão de núcleons em híperons (bárions que carregam estranheza). Uma terceira extensão é incluir graus de liberdade leptônicos ao sistema, dentre eles elétrons e múons. (O tau possui massa de repouso muito superior às energias presentes no sistema a ser estudado na transição hádron-quark e, como consequência, não será considerado). As características de todas essas partículas estão descritas nas Tabelas 2.1-2.3.

Nas duas subseções que seguem, faremos a descrição de dois modelos muito utilizados na literatura, os quais possuem extensões adicionais para o Modelo de Walecka. A seguir, descreveremos as incertezas relacionadas às propriedades da matéria nuclear na saturação e aos acoplamentos dos híperons, pois essas quantidades serão altamente relevantes no estudo da transição de fase hádron-quark.

2.1.1 Modelo de Boguta-Bodmer

Em 1977, Boguta e Bodmer [10] adicionaram ao Modelo de Walecka dois novos termos, contendo auto-interações do campo que descreve o méson escalar. Com esses dois novos

Tabela 2.3: Características dos campos dos mésons.

Partícula	Campo	Natureza	Massa (MeV)
Sigma	σ	escalar/isoescalar	600
Ômega	ω	vetorial/isoescalar	782
Rô	ϱ	vetorial/isovetorial	770

termos, duas novas constantes de acoplamentos são necessárias, permitindo, assim, corrigir alguns problemas presentes no Modelo Sigma-Ômega, como a massa efetiva na saturação (muito baixa) e o módulo de compressibilidade (muito alto). Na seção 2.1.3, falaremos mais sobre o que são e como são medidas essas propriedades nucleares.

Devido aos termos de auto-interação, o Modelo de Boguta-Bodmer (QHD-B) é um modelo não-linear. Os novos termos são de ordem cúbica e quártica para o méson σ . A densidade Lagrangeana de Boguta-Bodmer, incluindo ainda as extensões já mencionadas, é representada por:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = & \sum_B \bar{\psi}_B \left[\gamma_\mu \left(i\partial^\mu - g_{\omega B}\omega^\mu - \frac{1}{2}g_{\varrho B}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\varrho}^\mu \right) - (m_B - g_{\sigma B}\sigma) \right] \psi_B \\
 & + \left(\frac{1}{2}\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma - U(\sigma) \right) + \frac{1}{2} \left(-\frac{1}{2}\omega_{\mu\nu}\omega^{\mu\nu} + m_\omega^2\omega_\mu\omega^\mu \right) \\
 & + \frac{1}{2} \left(-\frac{1}{2}\boldsymbol{\varrho}_{\mu\nu} \cdot \boldsymbol{\varrho}^{\mu\nu} + m_\varrho^2\boldsymbol{\varrho}_\mu \cdot \boldsymbol{\varrho}^\mu \right) + \sum_l \bar{\psi}_l (i\gamma_\mu\partial^\mu - m_l) \psi_l,
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

com o índice B percorrendo todo o octeto bariônico, o índice l os léptons, e

$$\omega_{\mu\nu} = \partial_\mu\omega_\nu - \partial_\nu\omega_\mu,$$

$$\boldsymbol{\varrho}_{\mu\nu} = \partial_\mu\boldsymbol{\varrho}_\nu - \partial_\nu\boldsymbol{\varrho}_\mu,$$

$$U(\sigma) = \frac{1}{2}m_\sigma^2\sigma^2 + \frac{1}{3}bm_N(g_{\sigma N}\sigma)^3 + \frac{1}{4}c(g_{\sigma N}\sigma)^4.$$

Notamos, no potencial para o méson escalar, as duas novas constantes de acoplamento, b e c , introduzidas na teoria.

Uma característica interessante desse modelo é que se torna possível obter as constantes de acoplamento algebricamente como funções das propriedades da matéria nuclear na saturação [8]. Todavia, novos problemas surgem com esse modelo, pois certas combinações de acoplamentos levam a um comportamento não físico [11]. Apesar desse problema, o modelo continua muito difundido na comunidade científica.

Aplicando-se as equações de Euler-Lagrange à densidade Lagrangeana e, posteriormente, a aproximação de campo médio, obtemos as equações de campo:

$$\sigma_0 = \frac{1}{m_\sigma^2} \left[\sum_B g_{\sigma B}\rho_{sB} - (bm_N(g_{\sigma N}\sigma_0)^2 + c(g_{\sigma N}\sigma_0)^3) \right],$$

$$\omega_0 = \frac{1}{m_\omega^2} \sum_B g_{\omega B} \rho_{vB},$$

$$\varrho_{03} = \frac{1}{m_\varrho^2} \sum_B g_{\varrho B} I_{3B} \rho_{vB},$$

onde utilizamos as definições de densidade escalar e densidade bariônica para o bárion B , dadas, respectivamente, por

$$\rho_{sB} \equiv \langle \bar{\psi}_B \psi_B \rangle ,$$

$$\rho_{vB} \equiv \langle \bar{\psi}_B \gamma_0 \psi_B \rangle .$$

Construindo-se o tensor momentum-energia a partir de (2.2) e, posteriormente, aplicando-se a aproximação de campo médio, obtém-se a equação de estado:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma_0^2 + \frac{1}{3} b m_N (g_{\sigma N} \sigma_0)^3 + \frac{1}{4} c (g_{\sigma N} \sigma_0)^4 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2} m_\varrho^2 \varrho_{03}^2 \\ &+ \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} \int_0^{k_{F_B}} dk k^2 \sqrt{k^2 + m_B^{*2}} + \sum_l \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_{F_l}} dk k^2 \sqrt{k^2 + m_l^2}, \\ p &= -\frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma_0^2 - \frac{1}{3} b m_N (g_{\sigma N} \sigma_0)^3 - \frac{1}{4} c (g_{\sigma N} \sigma_0)^4 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2} m_\varrho^2 \varrho_{03}^2 \\ &+ \frac{1}{3} \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} \int_0^{k_{F_B}} dk \frac{k^4}{\sqrt{k^2 + m_B^{*2}}} + \frac{1}{3} \sum_l \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_{F_l}} dk \frac{k^4}{\sqrt{k^2 + m_l^2}}, \end{aligned}$$

onde ε representa a densidade de energia do sistema, p a pressão, k_{F_i} o momentum de Fermi da i -ésima partícula e definimos a massa efetiva como:

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

Os cálculos detalhados para o Modelo de Boguta-Bodmer podem ser encontrados em [8].

2.1.2 Modelo Ajustável

Em 1990, Zimanyi e Moszkowski [12] encontraram uma forma alternativa para contornar os problemas do Modelo de Walecka. Em vez de acrescentarem dois novos termos, substituíram o acoplamento mínimo por um acoplamento derivativo. Essa alteração trouxe a massa efetiva na saturação e o módulo de compressibilidade para valores aceitáveis experimentalmente.

Seguindo a mesma idéia de substituir o acoplamento mínimo, Taurines, em 1999, propôs um modelo com acoplamento derivativo ajustável [13][14], o qual denominamos Modelo Ajustável (QHD-T). Esse modelo possui três novos parâmetros matemáticos livres (λ , β , γ), que permitem recuperar tanto o Modelo de Walecka, quanto os modelos de Zimanyi e Moszkowski, como demonstrado em [15].

A densidade Lagrangeana para o Modelo Ajustável é dada por:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & \sum_B \bar{\psi}_B \left[\gamma_\mu \left(i\partial^\mu - g_{\omega B}^* \omega^\mu - \frac{1}{2} g_{\varrho B}^* \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\varrho}^\mu \right) - (m_B - g_{\sigma B}^* \sigma) \right] \psi_B \\
& + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) + \frac{1}{2} \left(-\frac{1}{2} \omega_{\mu\nu} \omega^{\mu\nu} + m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu \right) \\
& + \frac{1}{2} \left(-\frac{1}{2} \boldsymbol{\varrho}_{\mu\nu} \cdot \boldsymbol{\varrho}^{\mu\nu} + m_\varrho^2 \boldsymbol{\varrho}_\mu \cdot \boldsymbol{\varrho}^\mu \right) + \sum_l \bar{\psi}_l (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_l) \psi_l,
\end{aligned} \tag{2.3}$$

com

$$\omega_{\mu\nu} = \partial_\mu \omega_\nu - \partial_\nu \omega_\mu,$$

$$\boldsymbol{\varrho}_{\mu\nu} = \partial_\mu \boldsymbol{\varrho}_\nu - \partial_\nu \boldsymbol{\varrho}_\mu,$$

$$g_{\sigma B}^* \equiv m_{\lambda B}^* g_{\sigma B},$$

$$g_{\omega B}^* \equiv m_{\beta B}^* g_{\omega B},$$

$$g_{\varrho B}^* \equiv m_{\gamma B}^* g_{\varrho B},$$

$$m_{nB}^* = \left(1 + \frac{g_{\sigma N} \sigma}{n m_B} \right)^{-n}, \quad n = \lambda, \beta, \gamma.$$

Seguindo a mesma construção indicada no Modelo de Boguta-Bodmer, obtemos, para o Modelo Ajustável, as equações de campo:

$$\begin{aligned}
\sigma_0 = & \frac{\frac{g_\sigma}{m_\sigma^2} \sum_B \left[\left((m_{\beta B}^*)^{\frac{1+\beta}{\beta}} \frac{g_{\omega B}}{m_B} \omega_0 + (m_{\gamma B}^*)^{\frac{1+\gamma}{\gamma}} \frac{g_{\varrho B}}{m_B} \varrho_{03} I_{3B} \right) \rho_{vB} + \frac{g_{\sigma B}}{g_{\sigma N}} (m_{\lambda B}^*)_0 \rho_{sB} \right]}{1 + \frac{g_\sigma}{m_\sigma^2} \sum_B (m_{\lambda B}^*)_0^{\frac{1+\lambda}{\lambda}} \frac{g_{\sigma B}}{m_B} \rho_{sB}}, \\
\omega_0 = & \frac{g_\omega}{m_\omega^2} \sum_B (m_{\beta B}^*)_0 \frac{g_{\omega B}}{g_{\omega N}} \rho_{vB}, \\
\varrho_{03} = & \frac{g_\varrho}{m_\varrho^2} \sum_B (m_{\gamma B}^*)_0 \frac{g_{\varrho B}}{g_{\varrho N}} I_{3B} \rho_{vB}.
\end{aligned}$$

Obtém-se a equação de estado para este modelo como:

$$\begin{aligned}
\varepsilon = & \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma_0^2 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2} m_\varrho^2 \varrho_{03}^2 \\
& + \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} \int_0^{k_{FB}} dk k^2 \sqrt{k^2 + m_B^{*2}} + \sum_l \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_{Fl}} dk k^2 \sqrt{k^2 + m_l^2}, \\
p = & -\frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma_0^2 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2} m_\varrho^2 \varrho_{03}^2 \\
& + \frac{1}{3} \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} \int_0^{k_{FB}} dk \frac{k^4}{\sqrt{k^2 + m_B^{*2}}} + \frac{1}{3} \sum_l \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_{Fl}} dk \frac{k^4}{\sqrt{k^2 + m_l^2}},
\end{aligned}$$

onde a definição da massa efetiva é dada por:

$$m_B^* = m_B - (g_{\sigma B}^*)_0 \sigma_0.$$

Os cálculos detalhados para o Modelo Ajustável podem ser encontrados em [15] e [16].

Apesar dos parâmetros λ , β e γ permitirem uma grande variedade de modelos, os intervalos de valores interessantes não são tão extensos como pode parecer a princípio, pois, para grandes valores dos parâmetros, os acoplamentos convergem exponencialmente, i.e.:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} g_{iB}^* = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{g_{\sigma N \sigma}}{nm_B} \right)^{-n} g_{iB} = e^{-\frac{g_{\sigma N \sigma}}{m_B}} g_{iB},$$

onde i representa, genericamente, os três campos mesônicos.

Duas categorias para os parâmetros foram propostas [13], sendo elas:

- Escalar: variamos λ , com β e γ sempre nulos.
- Escalar-vetorial: variamos λ , β e γ , mas com o vínculo $\lambda=\beta=\gamma$.

Jacobsen [15] demonstrou que a categoria escalar consegue reproduzir, simultaneamente, valores fenomenologicamente aceitáveis para massa efetiva e módulo de compressibilidade, enquanto o mesmo não é possível com a categoria escalar-vetorial.

Uma terceira categoria, proposta por Dexheimer [16], permite que os parâmetros variem sem qualquer vínculo. Não há, porém, mudanças significativas aos resultados obtidos com a categoria escalar.

Devido a isso, ao longo do trabalho, optamos pela categoria escalar, uma vez que, além de reproduzir os resultados fenomenológicos, essa categoria altera, em comparação ao Modelo de Walecka, apenas o acoplamento para o méson σ . Esse aspecto é interessante na comparação com o Modelo de Boguta-Bodmer, que altera apenas o potencial desse mesmo méson.

2.1.3 Propriedades da matéria nuclear na saturação

As constantes de acoplamento entre mésons e núcleons são normalizadas de tal forma que os modelos possam descrever as propriedades da matéria nuclear infinita simétrica. Dessa forma, os três acoplamentos $g_{\sigma N}$, $g_{\omega N}$, $g_{\rho N}$ em cada modelo são aqueles que reproduzem, na saturação, densidade bariônica $\rho_o = 0,17 \text{ fm}^{-3}$, energia de ligação por núcleon $E/A = -16 \text{ MeV}$ e coeficiente de assimetria da fórmula semi-empírica de massa $a_4 = 32,5 \text{ MeV}$. Para uma descrição sobre as propriedades da matéria nuclear, consultar [15].

Existem outras duas propriedades da matéria nuclear na saturação, massa efetiva do núcleon m^* e módulo de compressibilidade K_0 , que são importantes para que o modelo reproduza suficientemente bem a matéria hadrônica em densidades maiores. Os valores dessas grandezas não estão bem definidos experimentalmente, e a incerteza atrelada a eles terá, possivelmente, influência na transição de fase.

A massa efetiva do núcleon é resultado da interação desses bárions com o campo mesônico escalar responsável pela componente atrativa da força nuclear. Resultados experimentais para o espalhamento de nêutrons em núcleos de chumbo têm apontado um valor de massa efetiva de $0,70 \leq m^*/m \leq 0,78$, onde m representa a massa de repouso dos núcleons [17].

O módulo de compressibilidade corresponde à resposta do sistema a perturbações que o tirem do seu estado de equilíbrio. Análises de ressonâncias gigantes monopolares (modos de oscilação radiais do núcleo) implicam valores de $200 \leq K_0 \leq 300 \text{ MeV}$ [18][19][20].

Uma característica interessante do Modelo de Boguta-Bodmer, apesar de não muito física, é que os valores de m^* e K_0 não estão correlacionados, de forma que é possível reproduzir os valores desejados através dos parâmetros b e c [8]. Esse aspecto não ocorre, porém, para o Modelo Ajustável, e portanto, não é possível, com esse modelo, estudar livremente a variação da massa efetiva e módulo de compressibilidade na saturação. A combinação dos parâmetros livres do Modelo Ajustável de $0,06 \leq \lambda \leq 0,20$, $\beta = \gamma = 0$ reproduz toda faixa de valores desejados para a massa efetiva, com o valor do módulo de compressibilidade dentro da incerteza experimental [15][16]. Com o estudo desses parâmetros, observamos que é possível, ainda, estabelecer uma relação monótona entre o parâmetro λ e a massa efetiva m^* , de tal forma que o estudo da influência dessa propriedade da matéria nuclear na saturação torna-se viável. Assim, a escolha de m^* determina, com o Modelo Ajustável, o correspondente parâmetro λ e o correspondente valor de K_0 . Os valores de m^* e K_0 assim estabelecidos são utilizados para a determinação dos parâmetros b e c do Modelo de Boguta-Bodmer. Dessa forma, ambos os modelos podem ser ajustados às mesmas propriedades da matéria nuclear na saturação, possibilitando o estudo da influência destas na transição de fase para cada modelo em particular.

2.1.4 Esquema de acoplamentos dos híperons

Em densidades bariônicas superiores à densidade de saturação, a matéria nuclear passa a ser populada também por híperons, os quais se acoplam aos campos mesônicos por meio das constantes de acoplamento $g_{\sigma B}$, $g_{\omega B}$ e $g_{\rho B}$, onde o índice B corresponde a cada um dos híperons do octeto bariônico, indicados na Tabela 2.1. Diferentemente do que ocorre para os núcleons, não é possível estabelecer o valor desses acoplamentos de modo experimental, uma vez que o estado fundamental da matéria nuclear na saturação não é populado por híperons.

Para resolver o impasse acima, alguns autores têm utilizado, para esses bárions, o mesmo acoplamento dos núcleons, obtendo-se, assim, o chamado esquema de acoplamento universal. Outras propostas, porém, procuram estabelecer os acoplamentos hiperônicos por meio de potenciais de interação ou regras de contagem de quarks. Não há evidências de qual esquema de acoplamento melhor represente a realidade física do sistema. Uma

vez que esses acoplamentos influenciam na equação de estado dos modelos efetivos, é de se esperar que possam produzir influências significativas para a transição de fase. Assim, estudaremos, no capítulo seguinte, as influências ocasionadas pelos esquemas de acoplamento mais freqüentes na literatura.

Adotaremos, a partir de agora, uma nomenclatura que visa facilitar o estudo dos esquemas de acoplamento. Os acoplamentos dos híperons podem ser expressos através das razões destes com o correspondente acoplamento para os núcleons, i.e.:

$$\chi_{\sigma B} = g_{\sigma B}/g_{\sigma N},$$

$$\chi_{\omega B} = g_{\omega B}/g_{\omega N},$$

$$\chi_{\rho B} = g_{\rho B}/g_{\rho N}.$$

Seguindo o raciocínio acima, o primeiro esquema de acoplamento adotado, o acoplamento universal, que será referido no decorrer do trabalho por *HYSch(1)*, pode ser estabelecido como:

$$\chi_{\sigma B} = \chi_{\omega B} = \chi_{\rho B} \equiv 1.$$

Considera-se, como segunda proposta, aquela feita por Moszkowski [21], aqui denominada *HYSch(2)*, na qual as constantes de acoplamento para os híperons são corrigidas com base no conteúdo de quarks em núcleons e híperons. Esse esquema de acoplamento é descrito por:

$$\chi_{\sigma B} = \chi_{\omega B} = \chi_{\rho B} \equiv \sqrt{2/3}.$$

Outros dois esquemas podem ser obtidos pela proposta de Glendenning e Moszkowski [22] para a energia de ligação do híperon Λ na matéria nuclear saturada, $(E/A)_\Lambda$. Neste esquema, considera-se que todos os híperons se acoplam aos mésons escalar e vetorial da mesma forma que o Λ . Como esse bárion não possui isospin, pode-se tomar, por conveniência, que $\chi_{\omega B} = \chi_{\rho B}$. Os acoplamentos com os mésons escalares e vetoriais, porém, devem satisfazer:

$$\left(\frac{E}{A}\right)_\Lambda = \chi_{\omega B} \left(\frac{g_{\omega N}}{m_\omega}\right)^2 - \chi_{\sigma B} (m - m^*),$$

com o valor experimental $(E/A)_\Lambda = -28 \text{ MeV}$. No artigo original, os autores identificaram um limite inferior de $\chi_{\sigma B} \sim 0,5$, para reproduzir o valor máximo de massa de estrelas de nêutrons, e um limite superior $\chi_{\sigma B} \sim 0,72$, para reproduzir os níveis do hipernúcleo Λ . Um esquema, aqui denominado *HYSch(3)*, é obtido com $\chi_{\sigma B} = 0,6$, enquanto o outro, *HYSch(4)*, é obtido com $\chi_{\sigma B} = 0,7$. O acoplamento $\chi_{\omega B}$ correspondente à cada escolha de $\chi_{\sigma B}$ depende das propriedades da matéria nuclear na saturação consideradas e, portanto, será diferente para cada escolha de massa efetiva.

Por fim, utiliza-se também a proposta baseada nas regras de contagem, motivada pela simetria spin-isospin $SU(6)$ [23]. Tais regras estabelecem que, para cada quark estranho

presente no bárion, o valor da constante de acoplamento é reduzido de $1/3$ (tanto para o méson escalar quanto para o méson vetorial). Já para a constante de acoplamento com o méson isovetorial, a regra é diferente. Como esse méson está relacionado à assimetria de isospin, o valor do acoplamento estará relacionado, diretamente, com o isospin das partículas, de tal forma que o acoplamento é proporcional ao seu isospin. Portanto, de acordo com essa proposta, as constantes de acoplamento no esquema $SU(6)$, o qual aqui denominamos $HYSch(5)$, são obtidas com as seguintes relações:

$$\begin{aligned}\chi_{\sigma\Lambda} &= 2/3, & \chi_{\sigma\Sigma} &= 2/3, & \chi_{\sigma\Xi} &= 1/3, \\ \chi_{\omega\Lambda} &= 2/3, & \chi_{\omega\Sigma} &= 2/3, & \chi_{\omega\Xi} &= 1/3, \\ \chi_{\rho\Lambda} &= 0, & \chi_{\rho\Sigma} &= 2, & \chi_{\rho\Xi} &= 1.\end{aligned}$$

2.1.5 Equilíbrio químico

A matéria hadrônica, aqui considerada no cenário de estrelas compactas, apresenta bárions em equilíbrio químico com léptons. A relação de equilíbrio químico para cada espécie do octeto bariônico pode ser obtida pela equação:

$$\mu_B = b_B \mu_n - q_B \mu_e, \quad (2.4)$$

onde b_B e q_B correspondem, respectivamente, à carga bariônica (número bariônico) e elétrica do bárion B .

O potencial químico de cada espécie do octeto bariônico está relacionado ao momentum de Fermi através da relação:

$$\mu_B = \sqrt{k_{FB}^2 + m_B^{*2}} + \hat{g}_{\omega B} \omega_0 + \hat{g}_{\rho B} \rho_0 I_{3B},$$

onde $\hat{g}_{\omega B} = g_{\omega B}$ e $\hat{g}_{\rho B} = g_{\rho B}$, para o Modelo de Boguta-Bodmer, enquanto $\hat{g}_{\omega B} = (g_{\omega B}^*)_0$ e $\hat{g}_{\rho B} = (g_{\rho B}^*)_0$, para o Modelo Ajustável.

2.2 Matéria de quarks

Em baixas densidades ou baixo momentum transferido, quarks, partículas que possuem cor, são encontrados confinados em hádrons, os quais, por não possuírem cor, têm a possibilidade de popular o vácuo físico. Essa característica da interação forte denomina-se confinamento. Porém, em alta densidade ou alto momentum transferido, a QCD permite que os quarks se comportem como partículas livres, o que se denomina liberdade assintótica. Essas partículas livres, por possuírem cor, não podem se propagar no vácuo físico, apenas em um vácuo perturbativo, de tal forma que, globalmente, essa região condutora de cor seja branca. Essa fase em que os quarks se encontram localmente desconfinados é chamada de matéria de quarks [8].

2.2.1 Modelo *Effective Mass Bag*

Em 1974, Chodos *et alli* [24] propuseram um modelo para a descrição de hádrons em que campos fermiônicos e bosônicos encontram-se confinados em uma região do espaço denominada sacola, do inglês *bag*. Essa região representa um vácuo perturbativo e difere do vácuo físico em densidade de energia por uma constante positiva B . Esse termo é chamado comumente de constante de sacola, sendo um parâmetro do modelo que representa os efeitos do meio devido à presença dos campos. Esse primeiro modelo simplificado, conhecido como *M.I.T. Bag Model*, tem sido amplamente utilizado para a descrição da matéria de quarks. Considerando-se apenas campos fermiônicos no interior da sacola, o modelo descreve basicamente um gás de férmions degenerado, i.e., quarks em equilíbrio químico com léptons, cuja densidade Lagrangeana é expressa por:

$$\mathcal{L} = \sum_f [\bar{\psi}_f (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_f) \psi_f - B] \Theta_V + \sum_l \bar{\psi}_l (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_l) \psi_l, \quad (2.5)$$

onde ψ_f representa o campo do quark de sabor f e massa m_f , e Θ_V é uma função degrau igual à unidade no interior da sacola e zero do lado externo. Não foram considerados os glúons pois estamos trabalhando com $T = 0$.

Outros modelos foram apresentados com o intuito de melhor descrever os efeitos do meio, uma vez que, com uma constante de sacola fixa, não é possível descrever efeitos correlacionados com a densidade ou momentum transferido. Por exemplo, a interação das partículas com o sistema gera massas efetivas que devem ser levadas em conta no cálculo da equação do estado. Dentre esses modelos, adotamos o *Effective Mass Bag Model* (EfM Bag) [25], que considera, justamente, o efeito de massas efetivas para os quarks.

A equação de estado para esse modelo, no limite de temperatura nula, pode ser derivada a partir de (2.5) [8][15], substituindo-se, posteriormente, a massa dos quarks pela correspondente massa efetiva. Obtém-se, dessa forma:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= B + \frac{3}{\pi^2} \sum_f \int_0^{k_{Ff}} dk k^2 \sqrt{k^2 + m_f^{*2}} + \frac{1}{\pi^2} \sum_l \int_0^{k_{Fl}} dk k^2 \sqrt{k^2 + m_l^2}, \\ p &= -B + \frac{1}{\pi^2} \sum_f \int_0^{k_{Ff}} dk \frac{k^4}{\sqrt{k^2 + m_f^{*2}}} + \frac{1}{3\pi^2} \sum_l \int_0^{k_{Fl}} dk \frac{k^4}{\sqrt{k^2 + m_l^2}}, \end{aligned}$$

onde a expressão para massa efetiva, que leva em conta a constante de acoplamento forte g , é dada por:

$$m_f^*(\mu_f) = \frac{1}{2}m_f + \sqrt{\frac{1}{4}m_f^2 + \frac{g^2\mu_f^2}{6\pi^2}}.$$

Essa massa efetiva reproduz um aumento das massas com o aumento do potencial químico e, portanto, da densidade bariônica. Ao tomar $g = 0$, recaímos ao *M.I.T. Bag Model*.

Tem-se, portanto, dois parâmetros livres a variar no estudo da influência do modelo da matéria de quarks na transição de fase. Para esses parâmetros, os intervalos de interesse são $170 \leq B^{1/4} \leq 190 \text{ MeV}$ [26] e $0 \leq g \leq 1.5$ [27].

Tabela 2.4: Quarks presentes no sistema. $J = \text{spin}$; $b = \text{número bariônico}$; $q = \text{carga elétrica}$; $s = \text{estranheza}$.

Sabor	Massa (MeV)	Cor	J	b	q	s
u	5	b,g,r	1/2	1/3	+2/3	0
d	5	b,g,r	1/2	1/3	-1/3	0
s	150	b,g,r	1/2	1/3	-1/3	-1

2.2.2 Equilíbrio químico

Os quarks que podem popular a matéria de quarks nas densidades consideradas no presente trabalho são aqueles presentes na Tabela 2.4. Os demais sabores não estarão presentes no formalismo devido às suas altas massas de repouso. Considera-se que, em densidades suficientemente altas para que tenha havido uma transição completa da fase hadrônica para a fase de quarks, esses quarks estejam em equilíbrio fraco com os elétrons eventualmente presentes no sistema. (Em tais densidades, a energia de Fermi dos elétrons não excede a massa de repouso dos múons.) As reações possíveis são expressas por:

$$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_{e^-},$$

$$s \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_{e^-},$$

$$s + u \leftrightarrow d + u,$$

que implicam as seguintes relações entre os potenciais químicos:

$$\mu_s = \mu_d = \mu_u + \mu_e,$$

onde tomou-se, mais uma vez, o potencial químico dos neutrinos como sendo nulo, devido à difusão na escala de tempo considerada.

Os potenciais químicos dos quarks podem ainda ser expressos em função dos potenciais químicos das quantidades conservadas no sistema (a carga bariônica e a carga elétrica) da mesma forma realizada para os bárions em (2.4). Dessa forma, tem-se que:

$$\mu_u = \frac{1}{3}\mu_n - \frac{2}{3}\mu_e,$$

$$\mu_d = \mu_s = \frac{1}{3}\mu_n + \frac{1}{3}\mu_e.$$

Capítulo 3

Estudo da Transição de Fase

Como antecipado no capítulo sobre Transição de Fase na QCD, há indícios de que a transição de fase hádron-quark seja de primeira ordem. Por outro lado, não existem modelos na QCD que descrevam igualmente bem o comportamento da matéria nuclear em todo espectro de densidades desejado (de $1 \sim 10\rho_0$). Modelos da QHD são apropriados para densidades até pouco acima da densidade de saturação, onde apenas os graus de liberdade de hádrons e léptons são considerados, enquanto modelos da QCD são apropriados apenas para densidades mais elevadas, onde consideram-se os graus de liberdade de quarks e léptons. Logo, para estudar a transição de fase, somos impelidos considerar um formalismo de primeira ordem, uma vez que se trabalha com dois modelos diferentes, um para cada fase. Então, no estudo da transição de fase hádron-quark que se segue, consideraremos apenas a transição de primeira ordem, seguindo o formalismo primeiramente empregado por Glendenning [28] e que tem sido amplamente utilizado na literatura [27][29][30].

3.1 Formalismo termodinâmico

A transição de fase de primeira ordem possui aspectos muito diferentes quando ocorre em sistemas com apenas um componente (sistema simples) ou com mais de um componente independente (sistema composto). O exemplo típico é a transição vapor-líquido da água, na qual constata-se pressão e temperatura constantes durante a coexistência das fases. Esse aspecto não é característico da ordem da transição, mas sim do fato de haver apenas um componente independente (a quantidade de moléculas H_2O , no caso da água). Em sistemas multi-componentes, o comportamento das variáveis termodinâmicas é alterado, como ficará claro a seguir.

Para compreender o comportamento das variáveis termodinâmicas, faz-se necessário relacionar as cargas conservadas do sistema com os potenciais químicos que descrevem os componentes independentes. O sistema em que ocorre a transição de fase hádron-quark

(sem conservar estranheza) necessita conservar carga bariônica e carga elétrica. A essas duas cargas, associamos o potencial químico do nêutron, μ_n , e o potencial químico dos elétrons, μ_e , respectivamente.

Na presença de mais de um componente, as forças internas irão agir de forma a alcançar as condições de equilíbrio de Gibbs e minimizar a energia do sistema, satisfazendo as restrições do preparo inicial do sistema. As condições de Gibbs, a temperatura fixa, para o nosso sistema, são expressas por:

$$\begin{aligned}\mu_{HP,n} &= \mu_{QP,n} = \mu_n, \\ \mu_{HP,e} &= \mu_{QP,e} = \mu_e, \\ T_{HP} &= T_{QP} = T, \\ p_{HP}(\mu_n, \mu_e, T) &= p_{QP}(\mu_n, \mu_e, T),\end{aligned}\tag{3.1}$$

enquanto que as restrições de preparo do sistema são aquelas típicas para conservação de número bariônico e conservação global da carga elétrica, expressas respectivamente por:

$$(1 - \chi) \rho_{HP}(\mu_n, \mu_e, T) + \chi \rho_{QP}(\mu_n, \mu_e, T) = B/V,\tag{3.2}$$

$$(1 - \chi) q_{HP}(\mu_n, \mu_e, T) + \chi q_{QP}(\mu_n, \mu_e, T) = Q/V,\tag{3.3}$$

$$\chi = V_{QP}/V, \quad (V = V_{HP} + V_{QP}),$$

onde B expressa o número de bárions e Q o número de cargas elétricas em um volume V do sistema, sendo χ a proporção da fase de quarks em equilíbrio com a fase de hádrons. A terceira condição de Gibbs em (3.1) não será considerada uma vez que estamos trabalhando com $T = 0$. Outro aspecto importante em nosso formalismo é que a razão Q/V é sempre nula para satisfazer condições de estabilidade no cenário de estrelas compactas. Desta forma, temos um sistema de três equações (3.1)-(3.3), em três variáveis, μ_n , μ_e , V , a ser resolvido para cada preparo do sistema, isto é, um conjunto de valores para B , Q e χ . Na transição de hádrons para quarks, χ deve crescer monotonamente de zero (início da transição, quando há apenas a fase de hádrons) até a unidade (quando todo o sistema se encontrará na fase de quarks).

A dependência das variáveis termodinâmicas em mais de uma quantidade independente pode ser visualizada em (3.1). Uma vez que para cada proporção das fases durante a transição as quantidades μ_n e μ_e são alteradas a fim de satisfazer as condições acima e minimizar a densidade de energia do sistema, a pressão, em geral, varia. É fácil observar que isso não aconteceria para apenas uma única carga conservada, pois a pressão dependeria de apenas um potencial químico, que, sujeito a uma única lei de conservação, não poderia jamais variar.

3.2 Aspectos gerais

Há algumas características comuns a todas as transições de fase hádron-quark, independente dos modelos e parâmetros empregados. É importante analisá-las antes de estudar as peculiaridades devidas aos modelos e parâmetros envolvidos. Nesta seção, os gráficos foram confeccionados para um modelo e conjunto de parâmetros específicos em cada fase, porém, a análise vale para quaisquer combinações possíveis de modelos e parâmetros.

3.2.1 Densidade de energia e densidade bariônica

A densidade de energia, bem como a densidade bariônica, permanecem constante durante a coexistência das fases em um sistema com uma única carga conservada. Em sistemas com mais cargas conservadas, as forças internas agem sobre essas grandezas, resultando em variações que dependem da proporção das fases. Tal característica está explicitada (para a densidade de energia) na Figura 3.1. O comportamento para a densidade bariônica é análogo.

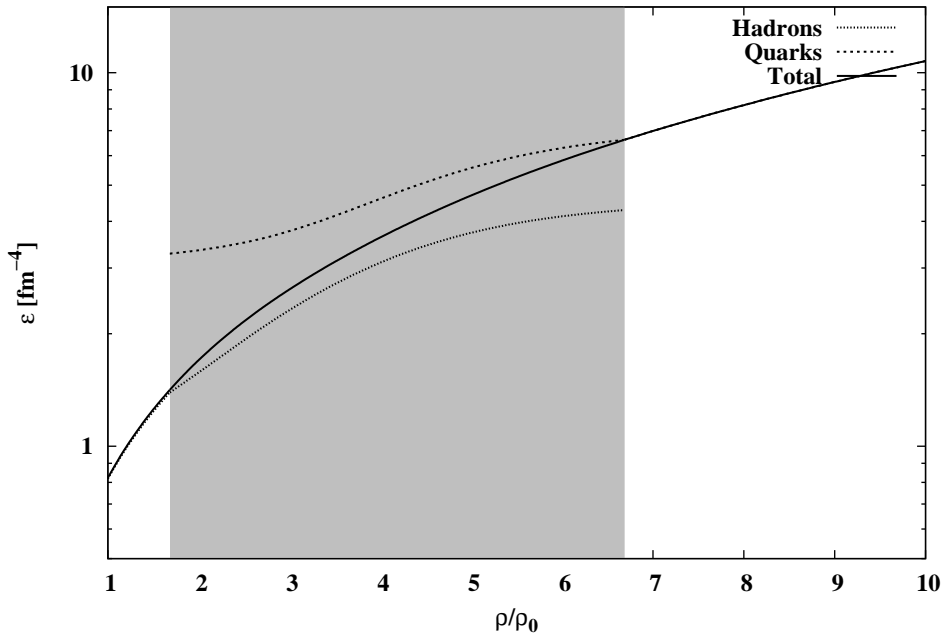


Figura 3.1: Densidade de energia em cada fase para Modelo Ajustável ($m^*/m = 0,74$, $HYSch(1)$) e Modelo EFM Bag ($B^{1/4} = 180 \text{ MeV}$, $g = 0$)

Outro aspecto que vale ressaltar é que as duas fases apresentam, individualmente, durante toda a transição, valores diferentes para densidade de energia e densidade bariônica. Isso está de acordo com o esperado para uma transição de primeira ordem, i.e., existe descontinuidade nas derivadas primeiras dessas grandezas na interface de separação das

fases.

3.2.2 Equação de estado

O comportamento da pressão pode ser visualizado na Figura 3.2. Notemos a variação monótona da pressão, que está em contraste com o *plateau* esperado para a transição de primeira ordem em sistema simples, i.e., de um único componente. Essa característica é a mais notável na abordagem que considera mais de uma carga conservada e possui implicações importantes para a teoria da matéria nuclear no tocante ao emprego em estudos de estrelas híbridas. A pressão constante na equação de estado durante a transição, obtida quando se exige conservação local de carga, implica instabilidades hidrostáticas nas equações de Tolman-Oppenheimer-Volkoff [31][32], que são as equações de equilíbrio hidrostático da relatividade geral para uma esfera de matéria auto-gravitante.

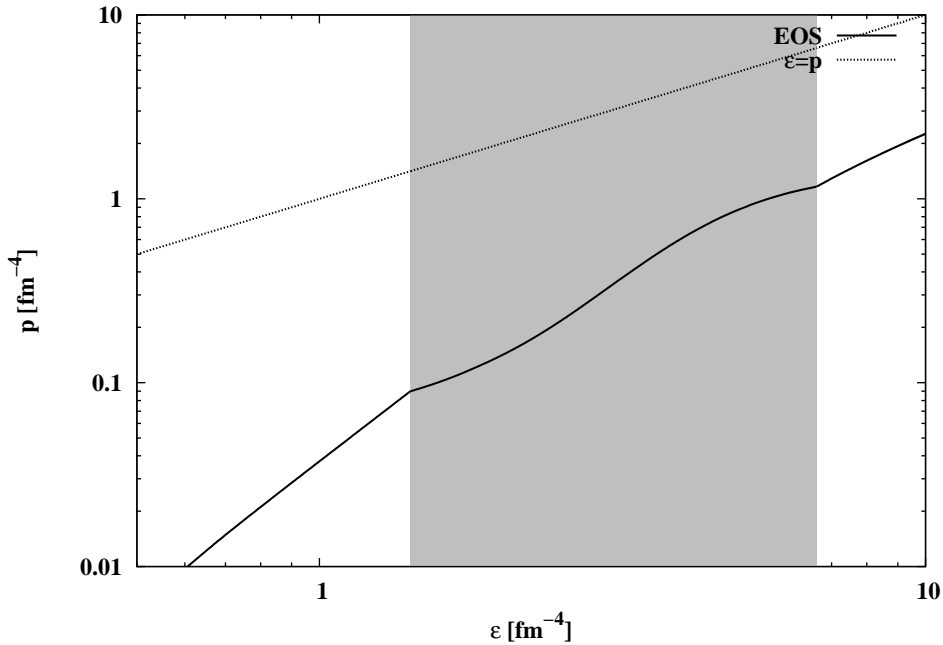


Figura 3.2: Equação de estado para Modelo Ajustável ($m^*/m = 0,74$, $HYSch(1)$) e Modelo EFM Bag ($B^{1/4} = 180 \text{ MeV}$, $g = 0$)

3.2.3 Distribuição de carga elétrica

Ao considerarmos conservação de carga elétrica global, há a possibilidade de as duas fases possuírem, separadamente, cargas elétricas líquidas não nulas mas opostas. Na Figura 3.3, tem-se um exemplo de como ocorre a distribuição de carga elétrica entre as fases. Podemos notar que a fase hadrônica apresenta carga elétrica líquida positiva,

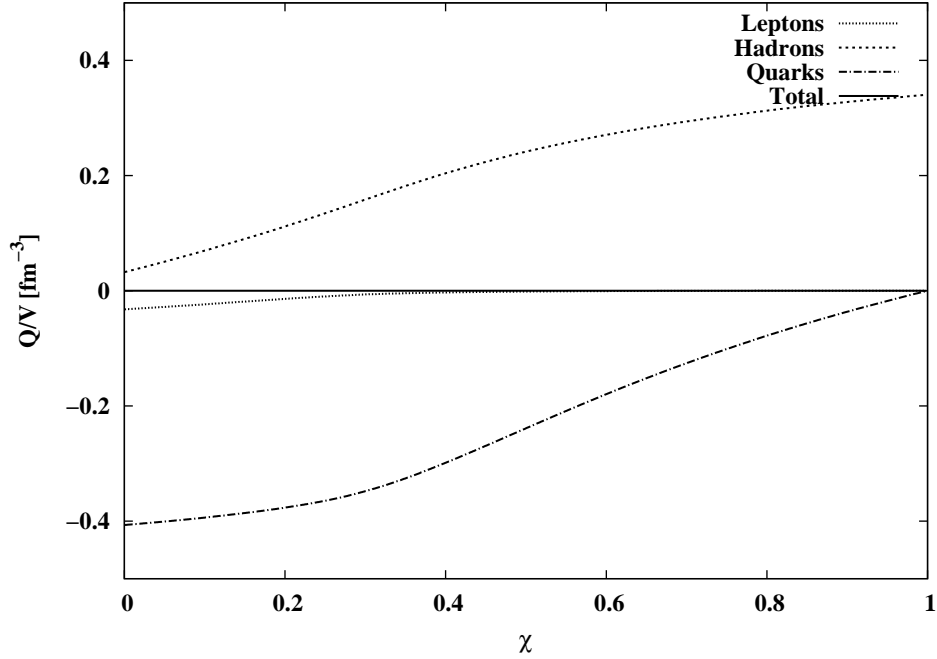


Figura 3.3: Densidade de carga elétrica na fase mista para Modelos Ajustável ($m^*/m = 0, 74$, $HYSch(1)$) e Modelo EFM Bag ($B^{1/4} = 180 \text{ MeV}$, $g = 0$)

enquanto a fase de quarks possui carga elétrica líquida negativa. Esse resultado também é geral, i.e., independe dos parâmetros e modelos escolhidos.

As forças internas, mais precisamente a interação com o méson isovetorial, favorecem a diminuição da densidade de energia quando for possível elevar a simetria de isospin do sistema. Quando a transição de fase se inicia, a restrição de carga elétrica nula até então imposta para a fase de hádrons (que incluía hádrons e léptons) é reduzida para uma conservação global, permitindo que as fases, em separado, possuam cargas elétricas diferentes de zero. Dessa forma, o sistema possui a liberdade adicional de procurar um estado de menor energia por meio de suas auto-interações ao redistribuir as cargas elétricas.

O sistema, inicialmente, possui alta assimetria de isospin devido à grande quantidade de nêutrons (projeção I_3 negativa). Ao observar a Tabela 2.1 nota-se que os bárions com projeção I_3 positiva são aqueles cujas cargas elétricas são também positivas. Quando se inicia a fase mista, não apenas os léptons, mas também os quarks, podem carregar carga elétrica negativa, possibilitando ao sistema diminuir ainda mais a assimetria de isospin. Essa redução de energia do sistema é contrabalaçada pelo custo de redistribuir as superfícies de fermi entre bárions e quarks, i.e., aumentando os momenta de fermi dos bárions com projeção I_3 positiva e dos quarks com carga elétrica negativa. Esse efeito das forças internas explica o acúmulo de carga elétrica positiva na fase de hádrons. A razão de, no início e final, termos um grande acúmulo de carga nas fases de quarks e hádrons, respectivamente, está relacionada à pequena proporção dessas fases frente àquela

dominante no sistema.

3.2.4 Estruturas coulombianas na fase mista

A energia coulombiana associada à existência de carga elétrica não nula para cada fase durante a transição restringe o crescimento destas. Por outro lado, a energia de superfície torna-se importante frente à energia de volume quando o tamanho espacial da fase é consideravelmente pequeno. Esses dois fenômenos competem levando o sistema a procurar a forma energeticamente mais favorável. A estrutura assumida passa a ser de uma rede coulombiana da fase em menor quantidade imersa na outra [33].

No início da transição, forma-se uma rede de “gotas” de quarks desconfinados imersos em uma estrutura de quarks confinados. Essas gotas crescem, podendo apresentar diversas formas quando na presença de campos externos, até determinado ponto em que as duas fases encontram-se em mesma proporção. Ultrapassando-se esse ponto intermediário, ocorre a inversão em que a fase de hádrons assume as formas anteriormente apresentadas pela fase de quarks. Ao final da transição, tem-se, portanto, gotas de matéria hadrônica envoltas por matéria de quarks. Os léptons, enquanto ainda presentes no sistema, formam um fundo nas duas fases que pouco interfere na formação da estrutura coulombiana, exceto pelo fato de reduzir a energia coulombiana da fase de quarks por participar da neutralização do excesso de carga positiva dos hádrons.

As estruturas coulombianas assumem formas que dependem da pressão, proporção das fases e presença de campos externos. Em estrelas híbridas, a presença do campo gravitacional implica em uma direção preferencial, a direção radial, para a transição de fase. As formas assumidas podem ser, por exemplo, “gotas”, “varas” e “barras”, que se distribuem radialmente, uma vez que a pressão e a proporção das fases são funções monótonas do raio da estrela. Acredita-se que as pequenas descontinuidades nos períodos dos pulsares, conhecidos como *glitches*, estejam relacionadas à presença dessas estruturas cristalinas na fase mista [33].

A energia associada a essas estruturas geométricas é muito menor em comparação à energia de volume [8]. Isso possibilita estudar aspectos da transição (como pressão, potenciais químicos, população de partículas) sem levar em conta a energia associada às estruturas cristalinas.

3.3 Dependência com modelos e parâmetros

Após analisar aspectos gerais da transição hádron-quark de primeira ordem, iniciamos, nesta seção, o estudo da dependência que a transição possui nos modelos assumidos para descrever cada fase e nos parâmetros utilizados. Essa parte da análise da transição consiste a proposta principal do presente trabalho, que objetiva identificar as dependências cruciais

Tabela 3.1: Resultados para as constantes de acoplamento nos modelos da fase hadrônica na saturação. Unidades: K_0 em MeV , $(g_{\omega N}/m_\omega)^2$, $(g_{\rho N}/m_\rho)^2$ e $(g_{\sigma N}/m_\sigma)^2$ em fm^2 , λ , b e c adimensionais. As siglas QHD-T e QHD-B referem-se ao Modelo Ajustável e Modelo de Boguta-Bodmer, respectivamente.

m^*/m	Parâmetros gerais			QHD-T		QHD-B		
	K_0	$\left(\frac{g_{\omega N}}{m_\omega}\right)^2$	$\left(\frac{g_{\rho N}}{m_\rho}\right)^2$	$\left(\frac{g_{\sigma N}}{m_\sigma}\right)^2$	$\lambda \times 10$	$\left(\frac{g_{\sigma N}}{m_\sigma}\right)^2$	$b \times 100$	$c \times 100$
0,70	257,250	6,350	3,717	11,736	0,631	10,964	0,456	-0,422
0,74	229,337	5,309	3,906	10,653	0,923	10,145	0,744	-0,696
0,78	215,257	4,261	4,080	9,446	1,437	9,257	1,176	-0,944

e aquelas que não representam mudanças significativas.

Os aspectos da transição escolhidos para realizar a análise das dependências são a equação do estado, as densidades de início e final da transição e a população de partículas. Estudaremos a dependência de tais elementos com as propriedades da matéria nuclear simétrica na saturação, com os modelos da fase hadrônica, com os acoplamentos dos híperons e com os parâmetros para o modelo da fase de quarks. Poderíamos estender a análise a muitos outros aspectos e dependências, mas, ainda assim, não seria possível esgotar todo o estudo da transição de fase hádron-quark.

Apesar de os gráficos possibilitarem melhor visualização dos resultados, alguns dos dados obtidos para as constantes de acoplamento nos modelos da fase hadrônica estão contidos na Tabela 3.1, enquanto resultados para a transição de fase hádron-quark podem ser encontrados na Tabela 3.2.

Notamos, na Tabela 3.1, que o parâmetro c , para a auto-interação do méson σ , possui valores negativos em todos os casos. Ao analisarmos a equação de estado para o Modelo de Boguta-Bodmer, verificamos que, para valores suficientemente altos do campo mesônico escalar, a densidade de energia pode não ser limitada inferiormente, o que é um problema grave para uma teoria quântica de campos. No estudo atual, adotamos a interpretação comum por outros autores de que estamos trabalhando com uma teoria efetiva de partículas compostas, e não uma teoria fundamental, e que, por esse motivo, podemos desconsiderar esse problema, desde que a equação de estado seja contínua, suave e diferenciável no intervalo de densidade bariônica considerado. Isso de fato ocorre para o presente estudo da transição de fase hádron-quark.

3.3.1 Equação de estado

A influência das propriedades da saturação na equação de estado, aqui analisadas por meio da massa efetiva, pode ser visualizada na Figura 3.4. Para todas as combinações de modelos e parâmetros, sempre que ocorre a transição completa no intervalo de interesse para a densidade bariônica, observa-se que a equação de estado é mais macia para valores

Tabela 3.2: Resultados para a transição de fase hádron-quark. Os valores indicam o início e final da transição em múltiplos de ρ_0 . Os campos sem valores representam casos em que não houve a transição completa no intervalo desejado de $1 \sim 10\rho_0$. As siglas QHD-T e QHD-B referem-se ao Modelo Ajustável e Modelo de Boguta-Bodmer, respectivamente.

m^*/m	HYSch	Modelo EFM Bag com ($B^{1/4}[MeV], g$)					
		(170, 0)		(180, 0)		(190, 0)	
		QHD-T	QHD-B	QHD-T	QHD-B	QHD-T	QHD-B
0,70	1	1,11	1,11	1,64	1,64	2,85	3,05
		4,36	4,52	5,71	5,88	6,93	7,12
	2	1,11	1,11	1,66	1,64	3,65	-
		4,38	4,55	5,82	6,08	7,26	
	3	1,11	1,11	1,62	1,64	2,79	2,91
4,36		4,50	5,74	5,94	7,17	7,52	
4	1,11	1,11	1,62	1,64	2,25	2,28	
	4,36	4,50	5,66	5,82	6,89	7,06	
5	1,11	1,11	1,62	-	-	-	
	4,40	4,60	6,21				
0,74	1	1,12	1,12	1,68	1,69	3,11	3,45
		5,15	5,58	6,68	7,14	8,04	8,53
	2	1,12	1,12	1,69	-	4,68	-
		5,26	5,94	7,19		9,12	
	3	1,12	1,12	1,68	-	3,04	-
5,14		5,59	6,95		9,42		
4	1,12	1,12	1,68	1,69	2,37	2,38	
	5,10	5,45	6,59	6,97	7,97	8,36	
5	1,12	-	-	-	-	-	
	5,55						
0,78	1	1,12	1,12	1,74	1,74	-	-
		6,96	7,59	8,67	9,27		
	2	1,12	-	-	-	-	-
		8,74					
	3	1,12	-	-	-	-	-
8,01							
4	1,12	1,12	1,74	1,74	-	-	
	6,75	7,28	8,45	8,96			
5	-	-	-	-	-	-	

maiores de massa efetiva na saturação até um determinado ponto no qual as curvas se cruzam. Após se cruzarem, observa-se que, para valores maiores de densidade de energia, e, por consequência, de densidade bariônica, a equação de estado é mais dura quanto maior o valor da massa efetiva na saturação.

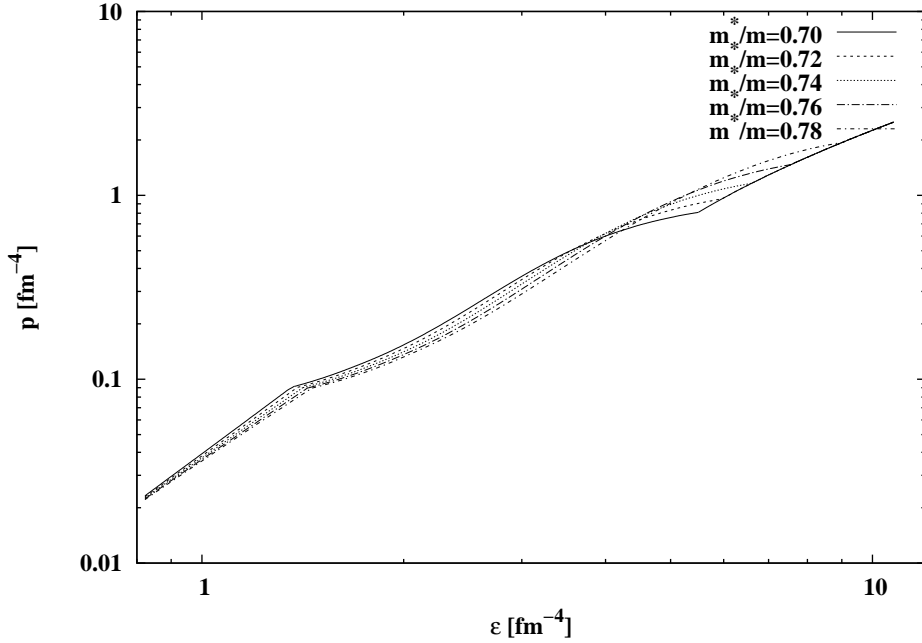


Figura 3.4: Dependência da equação de estado com a massa efetiva na saturação para Modelo Ajustável ($HYSch(1)$) e Modelo EFM Bag ($B^{1/4} = 180 \text{ MeV}$, $g = 0$)

A influência do acoplamento dos híperons na equação de estado é tanto maior quanto mais postergado for o fim da transição. Isso está relacionado ao fato de que, nesse caso, a fase de hádrons poderá contribuir para a equação de estado em um intervalo maior da densidade de energia. As diferenças ocasionadas pelos acoplamentos hiperônicos está ilustrada na Figura 3.5. É possível observar que, para o acoplamento dos híperons, ocorre a mesma inversão verificada para as propriedades da saturação, i.e., um determinado esquema de acoplamento pode resultar em uma equação de estado mais macia em um determinado intervalo de densidades; porém, a partir de determinado ponto, essa mesma equação de estado torna-se mais dura.

Os parâmetros do modelo da fase de quarks, B e g , possuem a mesma influência observada para a massa efetiva na saturação, independente de quais parâmetros e modelos forem escolhidos para a fase de hádrons. Para valores maiores de B e/ou g , a equação do estado é mais dura no início da transição e termina sendo mais macia, sendo possível, no entanto, mais de uma inversão de tais características com o aumento da densidade, como podemos observar na Figura 3.6.

Em todas as análises da equação de estado, diferenças muito sutis foram encontradas

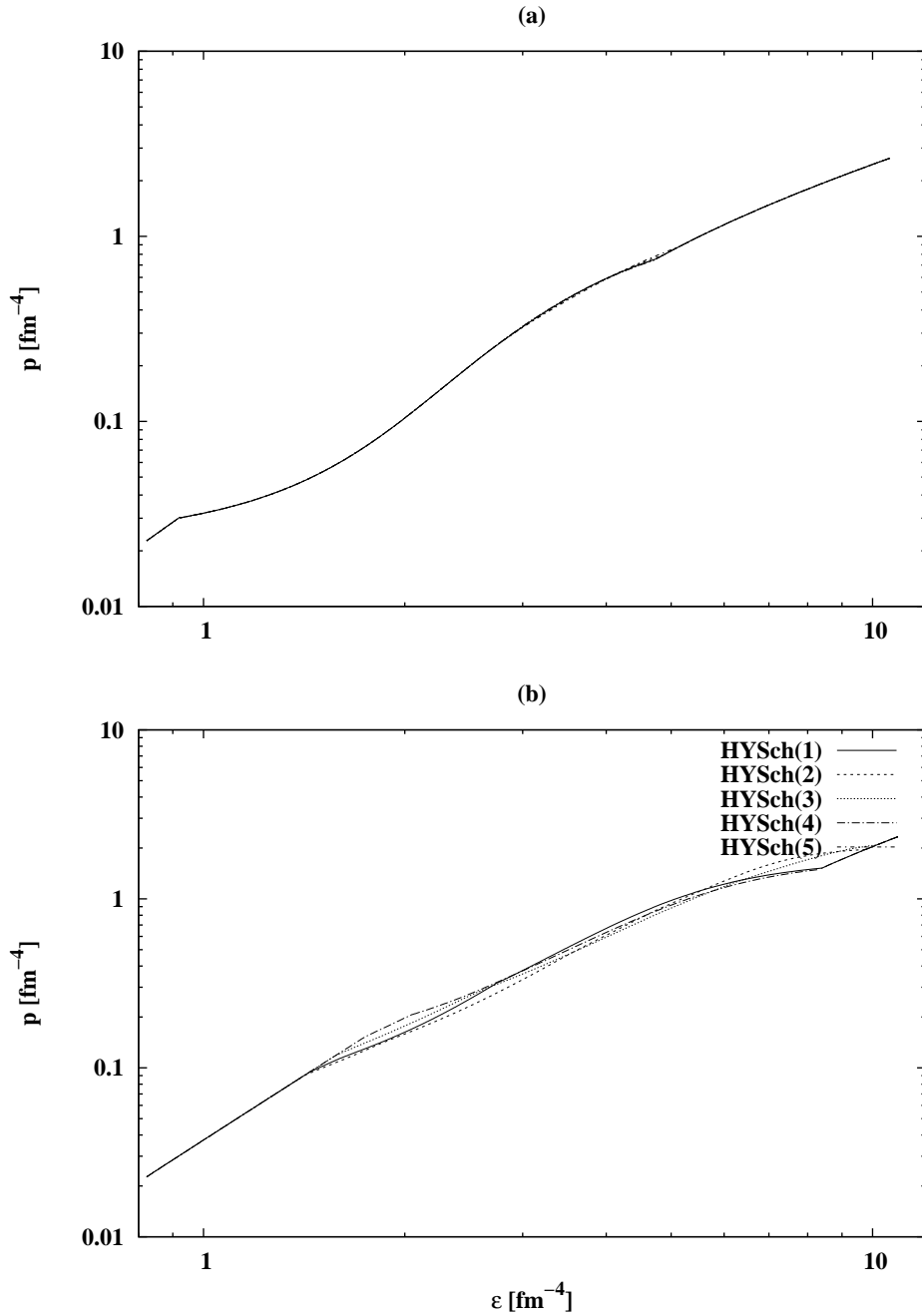


Figura 3.5: Dependência da equação de estado com o acoplamento dos híperons para Modelo Ajustável e Modelo EFM Bag com (a) $(m^*/m = 0,74, B^{1/4} = 170 \text{ MeV}, g = 0)$; (b) $(m^*/m = 0,74, B^{1/4} = 190 \text{ MeV}, g = 0)$.

para os modelos Ajustável e Boguta-Bodmer. Isso se explica pelo fato de que, em ambos os modelos, as transições iniciam aproximadamente na mesma densidade bariônica, podendo, porém, terminar em pontos um pouco diferentes, como pode ser observado na Tabela 3.1.

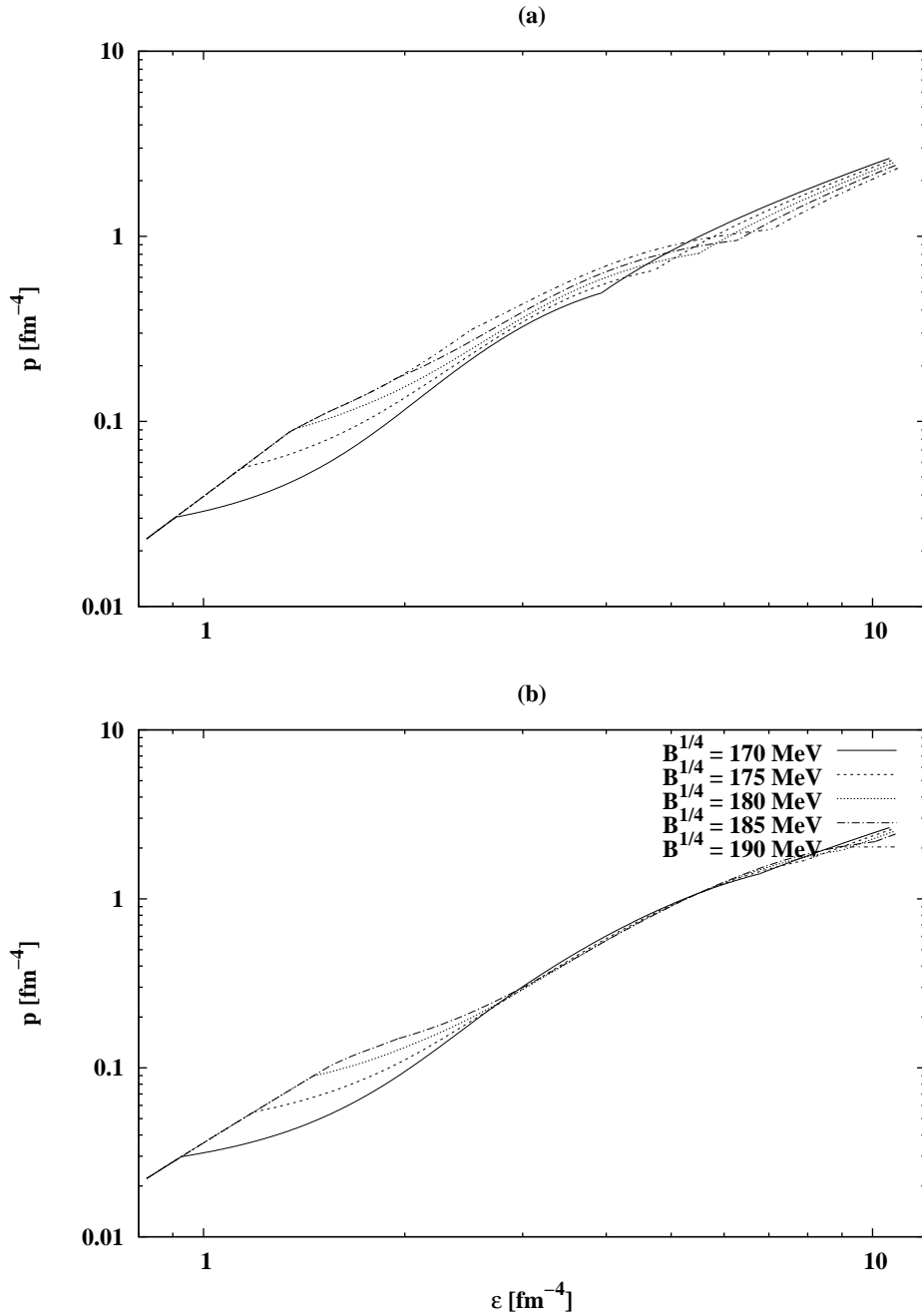


Figura 3.6: Dependência da equação de estado com o parâmetro B para Modelo Ajustável e Modelo EFM Bag com (a) ($m^*/m = 0,70$, $HYSch(1)$, $g = 0$); (b) ($m^*/m = 0,78$, $HYSch(1)$, $g = 0$).

3.3.2 Início e final da transição

O aumento da massa efetiva desloca o final da transição para densidades bariônicas maiores nos dois modelos da fase hadrônica estudados. Obteve-se que o Modelo de Boguta-Bodmer conclui a transição sempre em densidades bariônicas superiores àquelas em que

termina a fase mista de acordo com o Modelo Ajustável. O início da transição é aproximadamente o mesmo para os dois modelos em quase todos os esquemas de acoplamento dos híperons e parâmetros escolhidos para o modelo da fase de quarks. Tais influências podem ser visualizadas nas Figuras 3.7 e 3.8. Obteve-se pequena diferenciação do início da transição entre os dois modelos da fase hadrônica apenas para valores de B próximos ao limite superior adotado.

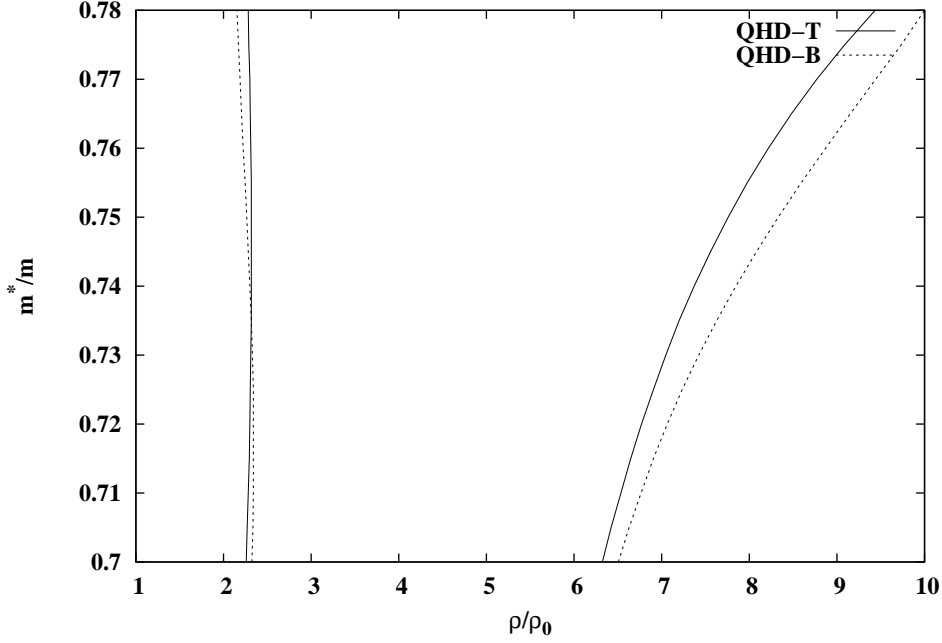


Figura 3.7: Dependência do início e final da transição com a massa efetiva na saturação para Modelos Ajustável ($HYSch(1)$) e Modelo EFM Bag ($B^{1/4} = 185 \text{ MeV}$, $g = 0$)

Valores altos de B também apresentaram diferenças no início da transição para os diferentes esquemas de acoplamentos hiperônicos estudados. Verificou-se, ainda, que os esquemas $HYSch(2)$ e $HYSch(3)$ apresentaram alternância de maior e menor valor de densidade no final da transição, logo antes de a transição deixar de ocorrer. Nos demais casos, ocorre o padrão observado na Figura 3.8.

Com o aumento dos parâmetros B e/ou g , para o modelo da fase de quarks, obtemos um deslocamento para valores mais altos de densidade bariônica, tanto no início quanto no final da fase mista, o que pode ser observado na Figura 3.9. Em geral, o final da transição para o Modelo Ajustável ocorre sempre antes do que o previsto pelo Modelo de Boguta-Bodmer. O início, porém, não é tão sensível ao modelo adotado para descrição da fase de hádrons.

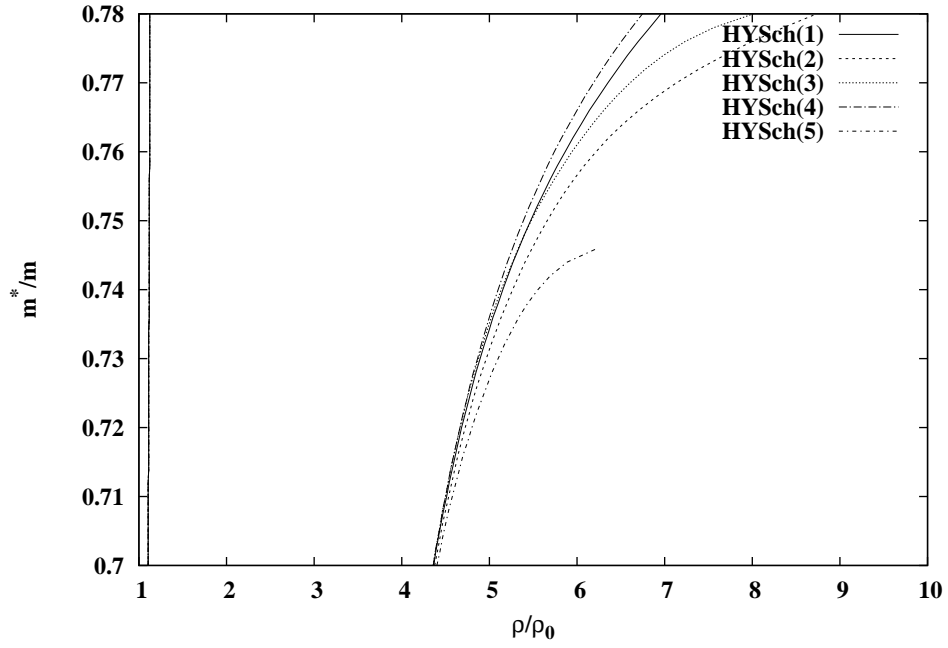


Figura 3.8: Dependência do início e final da transição com o acoplamento dos híperons para Modelo Ajustável e Modelo EFM Bag ($B^{1/4} = 170 \text{ MeV}$, $g = 0$).

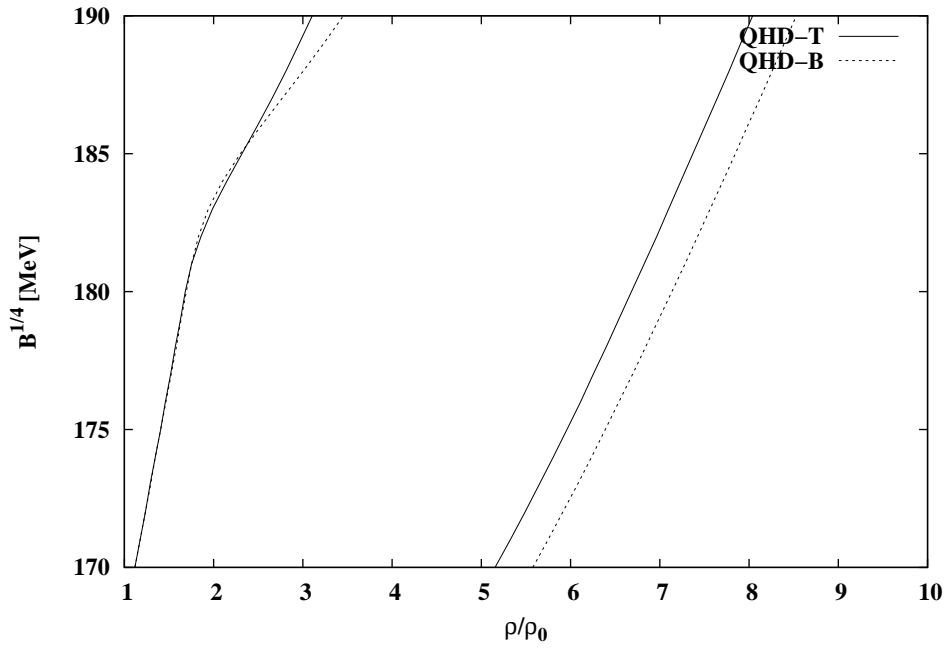


Figura 3.9: Dependência do início e final da transição com o parâmetro B com os modelos da fase hadrônica ambos com ($m^*/m = 0,74$, $HYSch(1)$) e Modelo EFM Bag ($g = 0$).

3.3.3 População de partículas

A população de partículas é fortemente influenciada pelo início da fase mista, uma vez que a presença de uma segunda fase passa a suprimir a necessidade dos híperons para conservação das cargas elétrica e bariônica. A fim de analisar a influência dos modelos adotados na descrição da fase hadrônica, procuramos estudar os dois modelos tomando um conjunto de parâmetros tal que a fase mista iniciasse aproximadamente na mesma densidade bariônica para ambos. Pode-se visualizar isso na Figura 3.10 e comparar o ponto de início da transição com a Tabela 3.1. Nota-se, na figura, que o Modelo de Boguta-Bodmer favorece o aparecimento do híperon Σ^0 em relação ao Modelo Ajustável. Concluimos, portanto, que um determinado modelo da fase hadrônica pode favorecer o aparecimento de partículas que não estarão presentes no sistema se a descrição for realizada com outro modelo.

Outro fator que possui grande influência na população de partículas é o esquema de acoplamento dos híperons, que pode favorecer a presença de um determinado híperon em relação a outro. Essa diferenciação é mais pronunciada para o acoplamento que leva em conta a contagem de quarks, denominado SU(6) (HYSch(5)) quando em comparação com outros esquemas que tratam com igualdade os híperons. Na Figura 3.11, tem-se uma comparação entre dois esquemas de acoplamentos para parâmetros tais que a transição inicia na mesma densidade bariônica (ver Tabela 3.1). A diferença na população dos híperons é muito pronunciada neste exemplo.

Os parâmetros escolhidos para o modelo da fase de quarks influenciam pelo fato de tal escolha deslocar os pontos em que inicia e termina a transição de fase. Uma vez que valores maiores de B e g demonstraram, nas análises anteriores, deslocar a transição de fase para densidades bariônicas maiores, espera-se que tanto maior será o aparecimento de híperons quanto maior o valor de B e g . Essa consequência é verificada facilmente por meio da Figura 3.12.

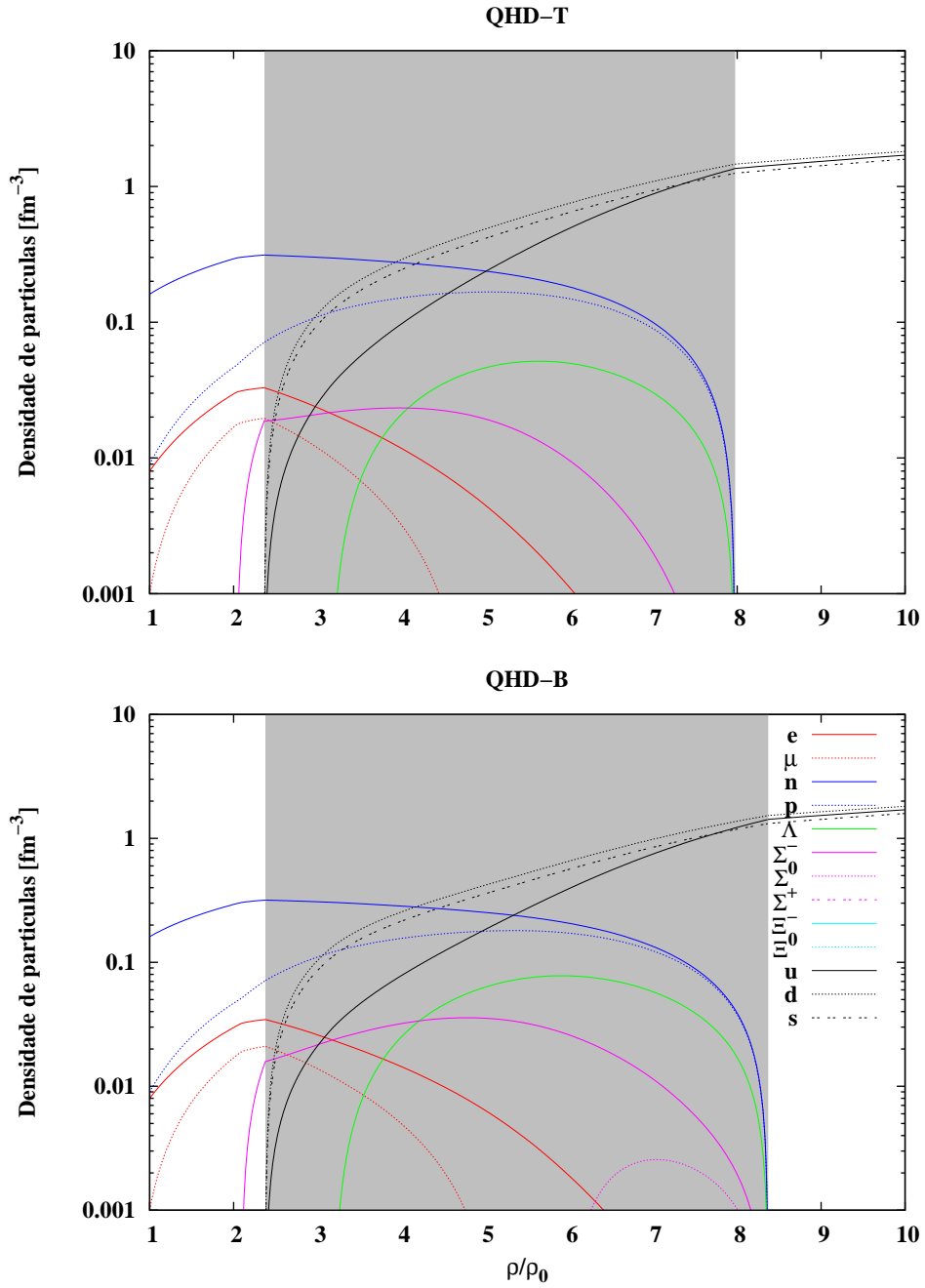


Figura 3.10: Dependência da população de partículas com os modelos da fase hadrônica ambos com $(m^*/m = 0,74, HYSch(4))$ para o Modelo EFM Bag ($B^{1/4} = 190 \text{ MeV}$, $g = 0$).

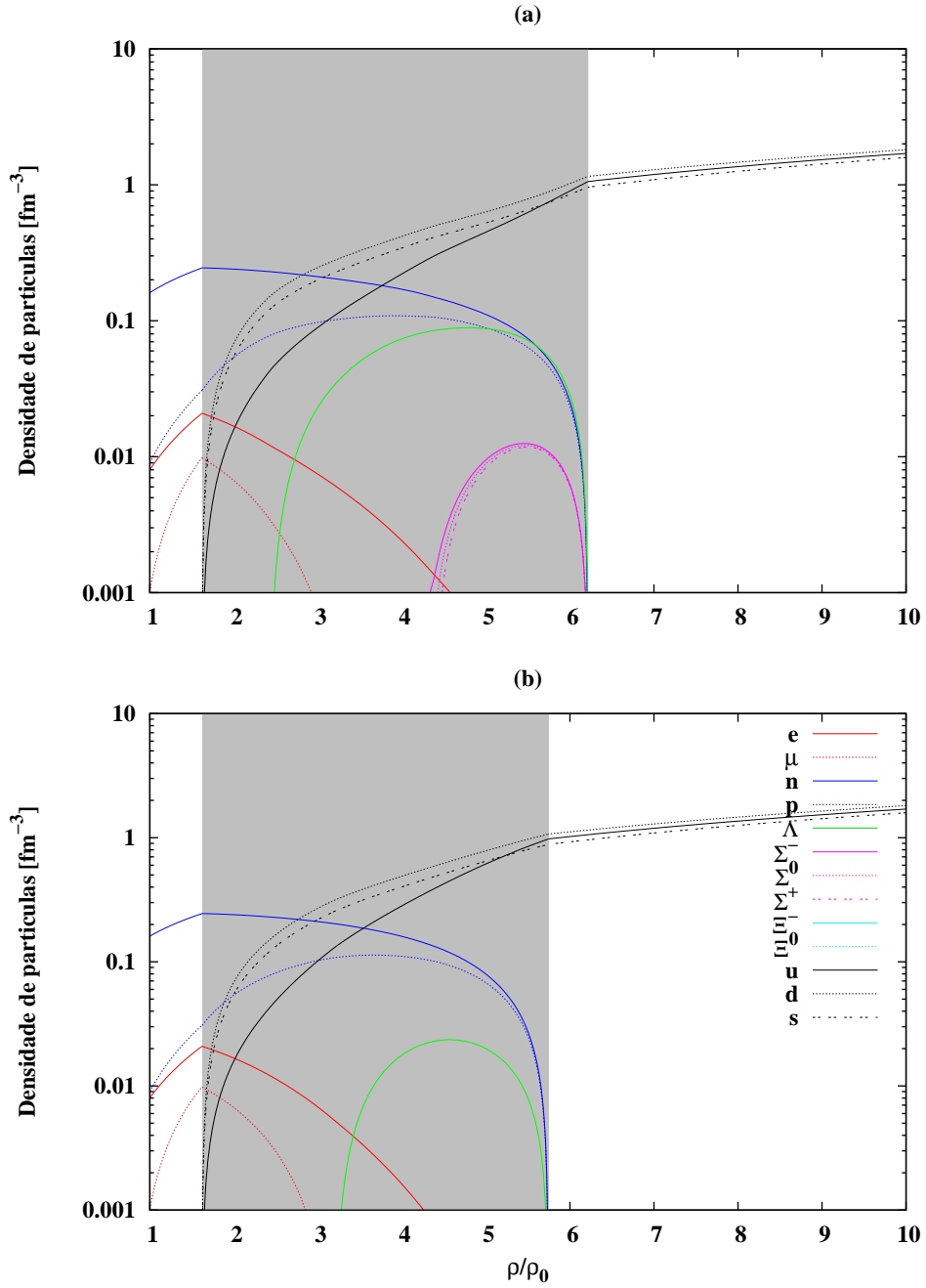


Figura 3.11: Dependência da população de partículas com o acoplamento dos híperons para Modelo Ajustável e Modelo EFM Bag ($B^{1/4} = 180 \text{ MeV}$, $g = 0$) com (a) ($m^*/m = 0,70$, $HYSch(5)$); (b) ($m^*/m = 0,70$, $HYSch(3)$).

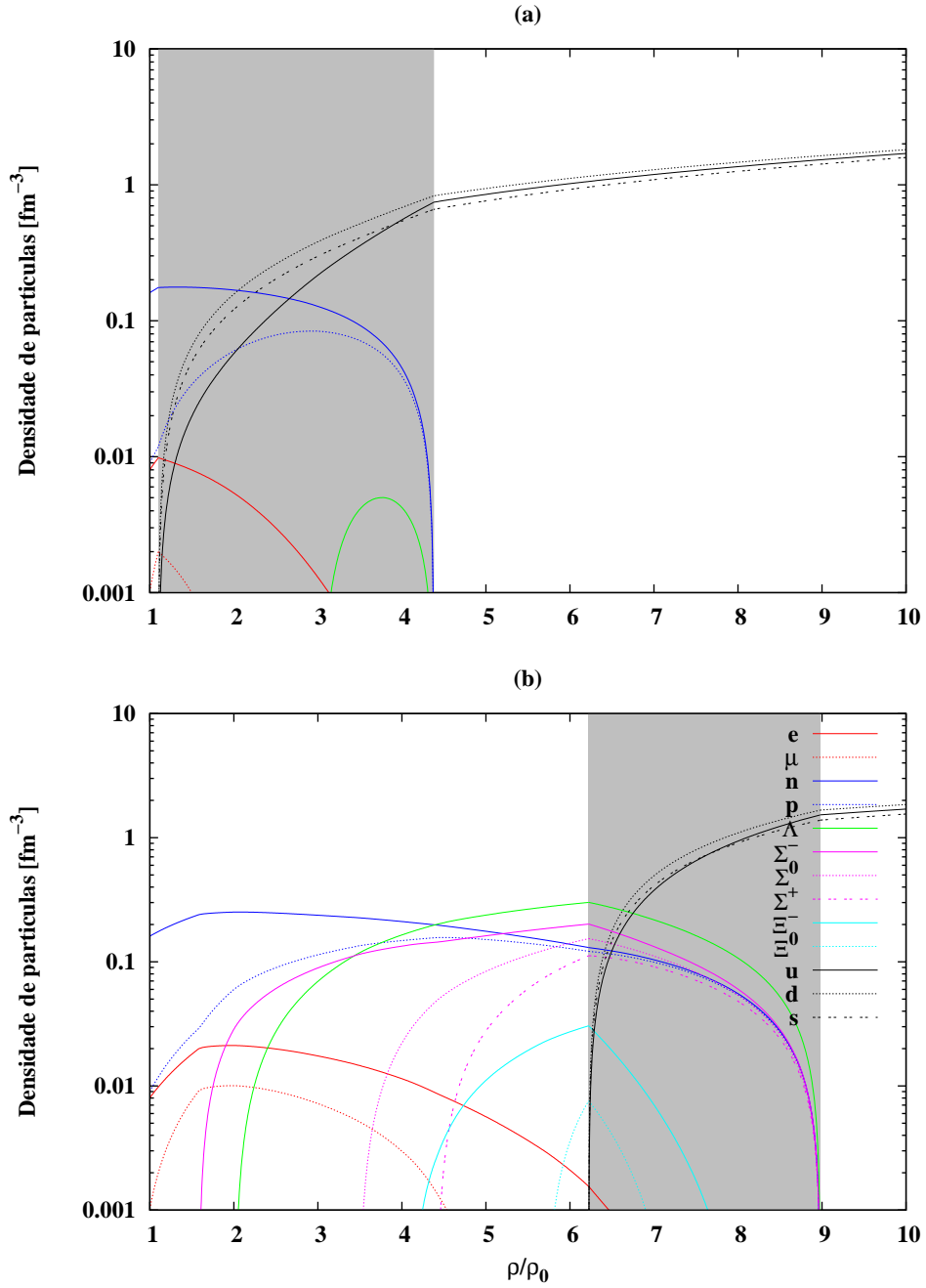


Figura 3.12: Dependência da população de partículas com os parâmetros do modelo da fase de quarks para Modelo Ajustável ($m^*/m = 0,70$, $HYSch(2)$) e Modelo EFM Bag com (a) ($B^{1/4} = 170 \text{ MeV}$, $g = 0$); (b) ($B^{1/4} = 185 \text{ MeV}$, $g = 1,5$).

Conclusões e Perspectivas

Apresentamos, neste trabalho, os modelos efetivos bem conhecidos e mais utilizados para descrição de matéria hadrônica e matéria de quarks, a fim de, num segundo passo, construir a transição de fase de primeira ordem entre esses dois estados da matéria, segundo os critérios de Gibbs. O objetivo foi analisar quais as influências dos modelos efetivos, bem como dos parâmetros neles contidos, para a transição de fase.

O estudo da transição de fase nos permitiu destacar aspectos de cunho geral que não estão atrelados aos modelos ou parâmetros utilizados, mas são próprios da construção de transição de primeira ordem e do cenário empregado (aquele apropriado para a descrição da matéria de estrelas de nêutrons, i.e., um regime de alta densidade e temperatura nula, com mais de uma carga conservada).

Observamos que a densidade de energia e a densidade bariônica variam, em ambas as fases, à medida que a proporção das fases é alterada. Porém, para transições de primeira ordem em sistemas com apenas um componente independente, essas propriedades permanecem invariantes durante a transição.

Outro aspecto geral refere-se à variação monótona da pressão enquanto ocorre a transição de fase. No tocante ao cenário de estrelas compactas, essa é uma das características mais importantes na teoria da transição de fase de primeira ordem com mais de um componente independente, uma vez que elimina instabilidades na equação de equilíbrio hidrostático.

Por fim, destacamos a coexistência de duas fases com cargas opostas a fim de garantir a neutralidade global de carga elétrica e atingir um estado de menor energia. Esse resultado é uma consequência da necessidade do sistema de reduzir a energia associada à alta assimetria de isospin.

Outros resultados, esses dependentes dos modelos e parâmetros, foram obtidos e analisados. Observamos que algumas propriedades, tais como dureza da equação de estado, início e final da transição e população de partículas, são dependentes das escolhas (de modelos e parâmetros) na descrição de cada fase. Portanto, essas escolhas são relevantes quando desejamos confrontar os resultados obtidos teoricamente com aqueles experimentais (ou observacionais).

Notamos que quanto maior a massa efetiva, mais alta a densidade em que a transição de fase se completa. Ainda, de forma geral, há maior probabilidade de transição completa para massas efetivas mais baixas. Todavia, não há uma relação direta entre dureza da

equação de estado e massa efetiva.

O esquema de acoplamento dos híperons possui grande influência na população de partículas, e essa diferenciação é mais pronunciada para o acoplamento $SU(6)$. Os esquemas de acoplamentos hiperônicos que favorecem a ocorrência de uma transição de fase completa são o acoplamento universal e o acoplamento baseado no potencial Λ com $\chi_{\sigma B} = 0,7$. Da mesma forma que ocorre para a massa efetiva, não se observa uma relação direta entre dureza da equação de estado e o acoplamento hiperônico.

Com relação à escolha dos modelos da QHD , podemos afirmar que, para os mesmos parâmetros na saturação, não há diferenças significativas na escolha do Modelo Ajustável ou de Boguta-Bodmer, exceto pelo fato de o segundo permitir transição completa para a fase de quarks livres sempre em densidades superiores às aquelas permitidas pelo Modelo Ajustável.

A escolha da constante de sacola e constante de acoplamento forte influenciam significativamente na densidade bariônica de início e final da transição, sendo que os menores valores para essas grandezas implicam menores valores para tais densidades. Essa diferença repercute basicamente nas populações dos híperons, de modo que quanto maior for a densidade em que ocorre a transição, maior o número de espécies hiperônicas presentes no sistema. Para a dureza da equação de estado, novamente não se observou uma relação direta. De modo geral, menores valores de B e g favorecem uma transição de fase completa.

Muito ainda há para realizar no tocante ao estudo da transição de fase hádron-quark. Com isso, podemos citar algumas perspectivas com o intuito de aprimorar e dar continuidade a esse trabalho.

Um primeiro ponto é modelar estrelas de nêutrons a partir das equações de estado obtidas para diferentes modelos e parâmetros. Até o momento, as observações astronômicas apontam um largo espectro de massas possíveis para esses objetos astronômicos. Portanto, torna-se interessante identificar se os modelos e parâmetros influenciam e, em caso afirmativo, em quanto, na massa máxima das estrelas de nêutrons.

Outra possibilidade de aprimorar o trabalho é incluir a temperatura para, assim, ampliar a possibilidade de verificar a teoria. Dessa forma, será possível modelar, além de estrelas de nêutrons, estrelas proto-neutrônicas e, ainda, estudar o cenário de colisão de íons a altas energias.

Destacamos como terceira perspectiva estudar a energia associada à estrutura cristalina na fase mista. Como citado anteriormente, as energias de tensão superficial e coulombiana seriam desprezíveis frente à energia de volume do sistema. Porém, alguns estudos nessa direção apontam que tais energias podem não ser desprezíveis e que, portanto, a estrutura cristalina fica fortemente influenciada, podendo não ser favorável ao sistema [34]. Se isso ocorre, não existe fase mista de matéria de hádrons e matéria de quarks com cargas opostas, mas sim uma completa separação das fases, ficando ambas com carga elétrica

nula.

Como último ponto, levantamos a possibilidade de utilizar outros modelos para descrição da matéria de quarks. As fases previstas para a matéria de quarks formam um leque muito rico que não pode ser estudado simplesmente com o modelo *Effective Mass Bag*. Outros modelos existem e são amplamente utilizados na literatura para explorar diferentes fases da matéria de quarks. Outros modelos para a fase hadrônica devem também ser questionados, principalmente para permitir a inclusão de condensados nessa fase.

Apêndice A

Sistema Natural de Unidades

A mudança do sistema de unidades é uma prática comum entre os físicos que desejam representar as equações em uma forma mais conveniente. Surge desse modo, por exemplo, o sistema de unidades gaussianas, para melhor expressar as equações do eletromagnetismo. Para a teoria quântica de campos não é diferente. Nesse caso, quando expressas no Sistema Internacional de Unidade (SI), as equações apresentam repetidamente a constante de Planck normalizada,

$$\hbar = 1.05457266 \times 10^{-34} \text{ kg} \cdot \text{m}^2/\text{s},$$

e a velocidade da luz,

$$c = 299792458 \text{ m/s}.$$

Portanto, as equações são mais convenientes em um sistema de unidades em que tais constantes são levadas à unidade ($\hbar, c \rightarrow 1$). Tal sistema é o que chamamos de Sistema Natural de Unidades (SN).

Podemos converter qualquer quantidade física expressa no SI para o SN pela multiplicação de um fator de conversão que será uma combinação de \hbar e c . A conversão de outro sistema de unidades qualquer para SN pode necessitar outras constantes adicionais. (Essas constantes são aquelas necessárias para converter tal sistema para SI.)

Vamos, agora, construir uma forma geral de conversão do SI para SN que pode ser facilmente adaptada para converter quaisquer dois sistemas de unidades desejados. Primeiramente, notemos que as unidades das constantes \hbar e c são, respectivamente, $M \cdot L^2/T$ e L/T ¹. Assim, quando levadas à unidade, obtemos que tempo é expresso na mesma unidade de comprimento e massa pelo inverso de comprimento, i.e., teremos $T = L$ e $M = 1/L$. Portanto, uma quantidade física \mathcal{G} , expressa no SI pela combinação de unidades:

$$[\mathcal{G}]_{SI} = L^a T^b M^c,$$

será expressa no SN pela unidade:

$$[\mathcal{G}]_{SN} = L^{a+b-c}.$$

¹ M corresponde à unidade de massa, L à de comprimento e T à de tempo.

Tabela A.1: Conversão de unidades entre os sistemas SI e SN.

Quantidade física	Unidade SI	Unidade SN	Fator de conversão
distância	m	m	1
tempo	s	m	c
massa	kg	m^{-1}	c/\hbar
velocidade	m/s	adimensional	$1/c$
momentum linear	$kg \cdot m/s$	m^{-1}	$1/\hbar$
momentum angular	$kg \cdot m^2/s$	adimensional	$1/\hbar$
força	$kg \cdot m/s^2$	m^{-2}	$1/\hbar c$
energia	$kg \cdot m^2/s^2$	m^{-1}	$1/\hbar c$
ação	$kg \cdot m^2/s$	adimensional	$1/\hbar$
densidade de energia	$kg/(m \cdot s^2)$	m^{-4}	$1/\hbar c$
pressão	$kg/(m \cdot s^2)$	m^{-4}	$1/\hbar c$

A expressão que caracteriza a conversão de sistema de unidades $SI \rightarrow SN$ é dada por:

$$[\mathcal{G}]_{SN} = [\hbar]_{SI}^d \cdot [c]_{SI}^e [\mathcal{G}]_{SI}, \quad (\text{A.1})$$

$$L^{a+b-c} = (L^2 T^{-1} M^1)^d \cdot (L^1 T^{-1} M^0)^e \cdot (L^a T^b M^c),$$

onde identificamos:

$$2d + e + a = a + b - c,$$

$$-d - e + b = 0,$$

$$d + c = 0.$$

A solução do sistema é obtida facilmente como:

$$d = -c$$

$$e = b + c$$

Utilizando a expressão A.1, podemos construir todas as conversões entre unidades sintetizadas na Tabela A.1, bem como qualquer outra conversão.

Bibliografia

- [1] Dictionary of Physics, Oxford, 5 ed, 2005.
- [2] H. Meyer-Ortmanns, Rev. Mod. Phys. 68, 473 (1996).
- [3] M. A. Stephanov, PoS LAT2006, 024 (2006), hep-lat/0701002.
- [4] U. Heller, PoS(LAT2006)011.
- [5] Y. Aoki, G. Endródi, Z. Fodor, S. D. Katz, and K. K. Szabó, Nature (London) 443, 675 (2006).
- [6] P. Jacobs et al., arXiv:0705.1930 [nucl-ex].
- [7] M. Alford, PoS(LAT2006)001.
- [8] N.K. Glendenning, Compact Stars, Springer-Verlag, 1997.
- [9] J. D. Walecka, Ann. Phys. 83 (1974) 491.
- [10] J. Boguta, A.R. Bodmer, Nucl. Phys. A 292 (1977) 413.
- [11] B. M. Waldhauser, J. A. Maruhn, H. Stöcker, and W. Greiner, Phys. Rev. C 38, 1003 (1988).
- [12] J. Zimanyi and S. A. Moszkowski, Phys. Rev. C 42, 1416 (1990).
- [13] A. R. Taurines, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 1999.
- [14] A. R. Taurines, C. A. Vasconcellos, M. Malheiro, and M. Chiapparini, Phys. Rev. C 63 065801 (2001).
- [15] R. B. Jacobsen, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2007.
- [16] V. A. Dexheimer, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2006.

- [17] N. K. Glendenning, Phys. Lett. B 208, 335 (1988).
- [18] J. P. Blaizot, Phys. Rep. 64, 171 (1980).
- [19] N. K. Glendenning, Phys. Rev. C 37, 2733 (1988).
- [20] M. M. Sharma, W. T. A. Borghols, S. Brandenburg, S. Crona, A. vander Woude, and M. N. Harakeh, Phys. Rev. C 38, 2562 (1988).
- [21] S. A. Moszkowski, Phys. Rev. D 9, 1613 (1974).
- [22] N. K. Glendenning and S. A. Moszkowski, Phys. Rev. Lett. 67, 2414 (1991).
- [23] S. Pal, M. Hanauske, I. Zakout, H. Stöcker, and W. Greiner, Phys. Rev. C 60, 015802 (1999).
- [24] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn, and V. F. Weisskopf, Phys. Rev. D 9, 3471 (1974).
- [25] K. Schertler, C. Greiner, M.H. Thoma, Nucl. Phys. A 616 (1997) 659.
- [26] F. Weber, Prog. Part. Nucl. Phys. 54, 193 (2005), astro-ph/0407155.
- [27] K. Schertler, C. Greiner, J. Schaffner-Bielich and M. H. Thoma, Nucl. Phys. A677, p. 463 (2000).
- [28] N.K. Glendenning, Phys. Rev. D 46 (1992) 1274.
- [29] F. Yang and H. Shen, Phys. Rev. C 77, 025801 (2008).
- [30] Bao Tmurbagan et al 2006 Commun. Theor. Phys. 45 505-510.
- [31] J.R. Oppenheimer, G.M. Volkoff, Phys. Rev. 55 (1939) 347.
- [32] R.C. Tolman, Phys. Rev. 55 (1939) 364.
- [33] N. K. Glendenning and S. Pei, Phys. Rev. C 52, 2250 (1995).
- [34] M. Kutschera and J. Niemiec, Phys. Rev. C 62, 025802 (2000).