

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA - UFSC
CENTRO DE CIÊNCIAS FÍSICAS E MATEMÁTICAS - CFM
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Modelos hadrônicos quânticos: transições de fases em matéria nuclear e aplicações em matéria estelar



Rafael Cavagnoli

Orientadora: Prof^{fa}. Dr^a. Débora Peres Menezes

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC), como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Física.

UFSC - Florianópolis
27 de Março de 2009

Modelos hadrônicos quânticos: transições de fases em matéria nuclear e aplicações em matéria estelar

Rafael Cavagnoli

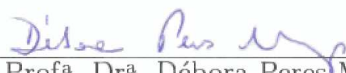
Esta Tese foi julgada adequada para a obtenção do título de **Doutor em Física**, e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Santa Catarina.



Prof. Dr. Roberto Cid Fernandes Jr.

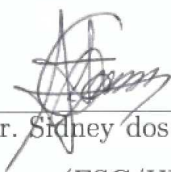
(Coordenador do Curso)

Banca Examinadora



Profª. Drª. Débora Peres Menezes

(Presidente - FSC/UFSC)



Prof. Dr. Sidney dos Santos Avancini

(FSC/UFSC)



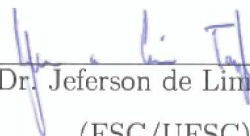
Prof. Dr. Marcus Emmanuél Benghi Pinto

(FSC/UFSC)



Prof. Dr. Wagner Figueiredo

(FSC/UFSC)




Prof. Dr. Jeferson de Lima Tomazelli

(FSC/UFSC)



Prof. Dr. Antonio Delfino Junior

(IF/UFF)



Prof. Dr. Sérgio José Barbosa Duarte

(CBPF)

Catálogo na fonte pela Biblioteca Universitária da
Universidade Federal de Santa Catarina

C376 Cavagnoli, Rafael

Modelos hadrônicos quânticos [tese] : transições de fases
em matéria nuclear e aplicações em matéria estelar / Rafael
Cavagnoli ; orientadora, Débora Peres Menezes. - Florianópolis,
SC, 2009.

148 f.: il., grafs., tabs.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa Catarina,
Centro de Ciências Físicas e Matemáticas. Programa de Pós-Graduação
em Física

Inclui bibliografia

1. Física. 2. Estrelas de neutrons. 3. Hadrões. 4. Colisões
- (Física nuclear). 5. Quarks. I. Menezes, Debora Peres. II. Universidade
Federal de Santa Catarina. Programa de Pós-Graduação em Física.
III. Título.

Agradecimentos

Desejo expressar os meus agradecimentos

a Deus, aos meus pais, à minha esposa Carol e à minha filha, pelos bons momentos e apoio nas horas difíceis, e àqueles que direta ou indiretamente fizeram parte desta conquista.

À Prof^a. Débora Peres Menezes, responsável por muitas realizações ao longo de minha formação acadêmica.

Aos meus professores do colégio, graduação e pós-graduação e funcionários do Departamento de Física da UFSC, e todos aqueles responsáveis pela existência e manutenção desta maravilhosa Universidade. À Prof^a. Constança Providência pela supervisão e apoio durante o período na Universidade de Coimbra.

Aos meus amigos cujos nomes são muitos, por estarem presentes em todas as horas. Obrigado pelo convívio, por todos os conselhos e as boas conversas.

Ao CNPq, CAPES e ao povo brasileiro pelo suporte financeiro.

Florianópolis, Março de 2009.

Resumo

Neste trabalho investigamos dois tipos de sistemas importantes para a física de altas energias, as estrelas de nêutrons e a transição de fases de desconfinamento em colisões de íons pesados, utilizando as mesmas ferramentas da física hadrônica em ambos os sistemas.

Primeiramente, estudamos as estrelas de nêutrons e as proto-estrelas de nêutrons, utilizando o modelo de Walecka não-linear em temperatura zero ($T = 0$) e temperatura finita, com o octeto bariônico, os mésons σ , ω e ρ , considerando equilíbrio β e comparando os resultados com o mesmo modelo, incluindo os mésons estranhos σ^* e ϕ , que fazem as equações de estado endurecer. Deste modo, construímos a equação de estado para matéria nuclear densa e assimétrica, com o octeto bariônico, que descreve matéria hadrônica no interior de estrelas de nêutrons. Uma vez obtida a equação de estado, as equações diferenciais de Tolman-Oppenheimer-Volkoff, derivadas a partir das equações de Einstein para a relatividade geral, são resolvidas. As soluções descrevem as propriedades estelares mais importantes, como massa, raio e densidade central de energia. A inclusão dos mésons σ^* e ϕ na equação de estado e sua influência nas propriedades das estrelas e proto-estrelas de nêutrons são investigadas e discutidas.

Em seguida, investigamos a transição de fases da matéria hadrônica assimétrica para um plasma de quarks e glúons, utilizando uma descrição separada para cada fase, a fim de obter as equações de estado do sistema. Para a fase hadrônica, empregamos o modelo de Walecka não-linear e para a fase de quarks, o modelo de sacola do MIT, considerando as interações perturbativas dos glúons em primeira ordem. Também consideramos bósons na fase de hádrons, como os píons e káons e a possibilidade destes bósons formarem um condensado de Bose-Einstein. Este modelo é aplicado na transição de fases de desconfinamento que pode ocorrer em colisões ultrarelativísticas de íons pesados. Através da superfície de coexistência de fases (*binodal*), diversos panoramas de separação de fases são estudados.

Abstract

In the present work we investigate two important systems in high energy physics: the neutron stars and the deconfinement phase transition in heavy ion collisions. For both systems we make use of the same hadron physics tools.

At first, we study the protoneutron and neutron stars within the framework of relativistic mean-field nonlinear Walecka model at finite and zero temperature with the baryon octet, σ , ω and ρ mesons, considering β equilibrium and comparing the results with the same model including the strange meson fields, σ^* and ϕ , which make the equations of state harder. We build the equation of state for asymmetric dense matter that describes hadronic matter in the interior of compact stars. Once the equation of state is obtained, the Tolman-Oppenheimer-Volkoff differential equation is solved. The solutions describe the most important stellar quantities, as its radius, mass and central energy density. The inclusion of the strange mesons in the equation of state and their influence on the properties of the protoneutron and neutron stars are investigated and discussed.

Later, we study the phase transition of asymmetric hadronic matter to a quark-gluon plasma within the framework of a simple two-phase model. The equations of state are obtained in a separate description for the hadronic phase and for the quark-gluon plasma. For the hadrons, the relativistic mean-field nonlinear Walecka model is used, and a bag-model type equation of state is used for the quarks and gluons, considering the lowest order gluon interactions. We also consider bosons in the hadronic phase as kaons and pions and the possibility of a Bose-Einstein condensate of such bosons. The model is applied to the deconfinement phase transition that may occur in matter created in ultrarelativistic heavy ion collisions. Based on the two dimensional coexistence surface (binodal), various phase separation scenarios are discussed.

Sumário

1	Introdução	13
2	Fundamentação teórica	18
2.1	Estrelas de nêutrons	18
2.2	Modelo de Walecka não-linear (MWNL)	20
2.3	Aplicação em Astrofísica	26
2.3.1	Cálculos com estrelas de nêutrons	26
2.4	Quarks	31
2.4.1	Os tijolos da natureza - uma breve introdução histórica	31
2.4.2	MIT bag model	52
2.4.3	Plasma de quarks e glúons	58
3	Estrelas de nêutrons - resultados	67
3.1	Constantes de acoplamento	67
3.2	Resultados para $T = 0$ e temperatura finita (cte)	68
3.3	“Entropia” fixa - temperatura variável	79
3.4	Comparações entre temperatura fixa e variável	83
3.5	Conclusões	87
4	Transição de fases hádron-quark e condensados bosônicos	88
4.1	Transições de fases - uma visão geral	89
4.2	Fase hadrônica (bárions + bósons)	93
4.3	Fase quarkiônica (quarks + glúons)	98
4.4	Resultados	99
4.4.1	Caso I - píons	100
4.4.2	Casos II e III - káons + híperons	116

4.5	Conclusões	118
5	Conclusões e perspectivas futuras	122
A	Convenções e notações	126
A.1	Convenções	126
A.2	Notações	128
B	Tensor do campo eletromagnético	129
C	Citações originais	131
C.1	Carta de Wolfgang Pauli (Seção 2.4.1 na página 31):	131
C.2	Hideki Yukawa (Seção 2.4.1 na página 32):	131
C.3	Carl D. Anderson, sobre o múon (Seção 2.4.1 na página 33):	132
C.4	H. J. Bhabha, sobre o múon (Seção 2.4.1 na página 34):	132
C.5	Cesare M. G. Lattes - mésons (Seção 2.4.1 na página 34):	132
C.6	Cesare M. G. Lattes - teoria de méson (Seção 2.4.1 na página 35):	133
C.7	Enrico Fermi - partículas elementares (Seção 2.4.1 na página 35):	133
C.8	Willis Lamb (Seção 2.4.1 na página 40):	133
C.9	Yuval Ne'eman - SU(3) (Seção 2.4.1 na página 42):	134
C.10	Murray Gell-Mann - o caminho óctuplo (Seção 2.4.1 na página 43):	134
D	Tabela de integrais	135
	Referências Bibliográficas	136

Lista de Figuras

2.1	Nebulosa do caranguejo (NGC 1952), vista em diferentes faixas do espectro eletromagnético [8] (a) raio-X, (b) visível (óptico), (c) infravermelho e (d) rádio.	19
2.2	Modelo de Sakata [86], 1956.	42
2.3	Padrões geométricos para os octetos de bárions (spin 1/2) e mésons (spin 0) [96].	44
2.4	Decuplo bariônico, e a partícula que faltava (Ω^-), posteriormente descoberta foi chamada de Ω^-	45
2.5	O tripleto de quarks, no esquema do caminho óctuplo. Há também uma figura semelhante para os anti-quarks.	47
2.6	Octeto bariônico e decuplo bariônico das figuras 2.3 e 2.4 dados em termos dos quarks.	48
2.7	Combinações de cores que geram “branco” ou “neutro” (cor nula), para os quarks.	48
2.8	Modelo padrão das partículas elementares.	51
2.9	Esquema idealizado de um hádron envolvido pelo vácuo da QCD, que é análogo a uma cavidade em um condutor perfeito [116]. O índice ‘c’ refere-se a cor.	54
2.10	(a) Gás de hádrons + pressão e aumento de temperatura \Rightarrow (b) plasma de quarks e glúons.	58
2.11	Os vários estágios da evolução temporal de uma colisão de íons pesados [134].	60
2.12	Cone de luz para uma colisão de íons pesados, em duas concepções, com e sem a formação do QGP [135].	61
2.13	(a) O diagrama de fases da QCD com as possíveis fases [137] e (b) diagrama com dados experimentais de alguns aceleradores de partículas [138].	63
2.14	Transição de fases hádron-quark em simulação numérica de QCD na rede. \mathcal{E}_{SB}/T^4 é o limite de Stephan-Boltzmann para um gás ideal. [139].	63
2.15	Curvas de limite entre as fases de hádrons e o QGP.	66

2.16	Valores para T e μ_B deduzidos de multiplicidades de partículas em colisões de íons pesados em diferentes energias [146], onde $T_c \sim 165$ MeV.	66
3.1	Pressão \times densidade de energia, nas temperaturas: 0, 10 e 40 MeV, para os três conjuntos de parâmetros.	72
3.2	Campos mesônicos para $T = 0$ e diferentes parâmetros.	73
3.3	Frações de partículas em temperatura zero, $T = 0$, $Y_i = n_B^i/n_B$, $i = j, l$, como função da densidade bariônica total, n_B em unidades de n_0 ; (GM1+GL85).	74
3.4	O mesmo da fig. 3.3 mas para $T = 10$ MeV.	75
3.5	O mesmo da fig. 3.3 mas para $T = 40$ MeV.	76
3.6	O mesmo da fig. 3.3 mas para os parâmetros GM1.	77
3.7	O mesmo da fig. 3.6, mas para os parâmetros GL85.	78
3.8	a) Pressão \times densidade de energia, para $s = 0, 1, 2$ k_B /bárion. b) Temperatura em termos de n_B/n_0 para $s = 1, 2$ k_B /bárion. Ambos para GM1+GL85.	80
3.9	Temperatura \times densidade para $s = 1$ e 2, utilizando MWNL + MIT bag model; linha tracejada - sem aprisionamento de neutrinos; fig. 4(a) de [158]; ($\rho/\rho_0 \equiv n_B/n_0$).	80
3.10	Frações de partículas para $s = 1$ k_B /bárion - (GM1+GL85).	81
3.11	Frações de partículas, para $s = 2$ k_B /baryon - (GM1+GL85).	82
3.12	Raio <i>versus</i> massa gravitacional, para famílias de estrelas em temperatura finita ($T = 0, 10, 40$ MeV), (a) sem crosta e (b) incluindo a crosta (BPS). Ambas para GM1+GL85.	84
3.13	Raio <i>versus</i> massa gravitacional, famílias de estrelas com $s = 0, 1, 2$ k_B /bárion, ($s = 0 \Rightarrow T = 0$), incluindo a crosta, para GM1+GL85.	84
3.14	O mesmo da Fig. 3.12 (b) para (a) GM1 e (b) GL85.	85
4.1	(a) Isotermas da transição de fases líquido-vapor, equação de van der Waals. (b) Diagrama de fases típico. De A para B temos um processo isotérmico, entre as fases de vapor e líquido, equivalente a uma das curvas da figura (a) para $T < T_c$. De C para D o processo ocorre na linha de equilíbrio das fases, o equivalente a um processo ocorrendo na linha tracejada da figura (a), agora com variação de T	90

4.2	Exemplo de transição de fases líquido-gás em matéria nuclear quente [177]. (a) Isotermas para a transição de fases em $T = 10$ MeV no plano $(P \times n_B)$. A construção de Maxwell produz a linha AC. (b) Binodal no plano $(P \times y)$ em $T = 10$ MeV para o gráfico da figura (a). y é a fração de prótons e $\rho \equiv n_B$, é a densidade bariônica.	91
4.3	Pressão \times assimetria, para as fases de hádrons e quarks em $T = 0$, (a) sem píons; (b) com píons. Parâmetros: NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV	105
4.4	Pressão em função da densidade bariônica, em relação a densidade de saturação da matéria nuclear, n_0	105
4.5	Campos mesônicos em $T = 0$, (a) sem píons, (b) com píons. Parâmetros: NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV.	106
4.6	Potenciais químicos $\times n/n_0$, (a) Sem píons, (b) com píons e (c) somente a para píons, parte inferior da figura (b), todas para $T = 0$. (d) comparação com (c), para $T = 50$ MeV. Parâmetros: NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV.	107
4.7	População de partículas: (a) sem píons, (b) com píons, ambas em $T = 0$; (c) mostrando as dens. de píons térmicos e do condensado (onda s), (d) densidades de píons somadas, ambas para $T = 50$ MeV. Parâmetros: NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV.	108
4.8	Comparação entre os conjuntos de parâmetros, para $P \times x$	109
4.9	Efeito da temperatura e do valor de $B^{1/4}$. Parâmetros do conjunto NL3, (a) $B^{1/4} = 190$ MeV e $T_c \sim 150$ MeV. (b) $B^{1/4} = 210$ MeV e $T_c \sim 165$ MeV.	110
4.10	<i>Binodal</i> no plano $\{n_B, T\}$ para valores fixos de assimetria. De “a” para “b” temos: $x = 0$; $-0, 1$; $-0, 2$; $-0, 3$; $-0, 4$ e $-0, 5$, para cada fase. Parâmetros: NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV.	112
4.11	<i>Binodal</i> no plano $\{n_B, T\}$ somente para $x = -0.2$ (figura 4.10). Parâmetros: NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV.	112
4.12	O efeito dos glúons e dos píons, $T = 30$ MeV, parâmetros NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV.	113
4.13	O efeito da retirada dos glúons e ajuste de B , para $T = 0$ e NL3.	114
4.14	O efeito da retirada dos glúons e ajuste de B , para $T = 30$ MeV e NL3.	115
4.15	Pressão $\times x$ para o caso incluindo píons, káons e híperons. Parâmetros: NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV.	118

4.16 (a) Potencial químico, pot. químico efetivo e energia de Bose para a partícula K^+ . Neste caso não verificamos a ocorrência do condensado de K^+ . (b) Quando introduzimos os píons no sistema, verificamos a formação de condensado de π^- em $n_B \sim 2.6n_0$. Parâmetros: NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV, $T = 50$ MeV.	119
4.17 População de partículas para (a) $T = 30$ MeV e (b) $T = 50$ MeV. Parâmetros: NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV	120
4.18 População de partículas para (a) $T = 100$ MeV. Parâmetros: NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV	121

Lista de Tabelas

2.1	Octeto bariônico	27
2.2	Algumas propriedades do quarks. Q carga elétrica, \vec{J}_s spin, B número bariônico, τ_3 terceira componente do isospin e S é a estranheza.	47
2.3	Quark: u (up - para cima), d ($down$ - para baixo), s ($strange$ - estranho), c ($charm$ - charmoso), b ($bottom$ - inferior) e t (top - superior). Q carga elétrica, \vec{J}_s spin, B número bariônico, τ_3 terceira componente do isospin, S strangeness (estranheza), C charmness (charme/beleza), B' bottomness (inferioridade) e T topness (superioridade).	50
2.4	Estrelas de nêutrons \times Colisões de íons pesados [136].	62
3.1	Os conjuntos de parâmetros utilizados neste trabalho.	69
3.2	Massas das partículas envolvidas.	70
3.3	Resultados para a equação TOV (massas máximas) nas temperaturas 0, 10 e 40 MeV, considerando a crosta, com ε_0 sendo a densidade central de energia; (GM1+GL85).	83
3.4	Resultados da equação TOV (massas máximas) para entropia por bárion fixa, considerando a crosta, (GM1+GL85).	83
4.1	Bósons	94
4.2	Sistemas estudados.	100
4.3	Parâmetros e propriedades da matéria nuclear. As massas dos mésons (σ , ω e ρ) não foram explicitadas em [152] para os conjuntos GM1 e GM3, e portanto aqueles valores foram atribuídos.	101
4.4	Densidade na qual aparece o condensado de píons, para os conjuntos de parâmetros dados, em função da temperatura e com assimetria (x) variável.	109

Capítulo 1

Introdução

“Dois excessos: excluir a razão e admitir apenas a razão.” (Blaise Pascal)

“O coração possui razões que a própria razão desconhece.” (Blaise Pascal)

Desde a antiguidade o homem busca resposta para os acontecimentos que ocorrem tanto na terra quanto no céu. Os fenômenos celestes sempre despertaram a curiosidade da humanidade, e aos poucos os estudiosos perceberam as relações entre o movimento do Sol e o ciclo das estações do ano. Isto teve um impacto na agricultura e levou ao desenvolvimento de calendários, que permitiam, dentre suas várias funções, prever a chegada de determinada estação.

A estrutura da matéria também foi tema de muita especulação durante vários séculos. Os gregos desenvolveram uma forma de pensar de maneira “sistematizada”, e contribuíram muito para o desenvolvimento do que hoje chamamos de “ciência” e “filosofia”. Sabe-se que os gregos não apenas dedicaram-se ao estudo dos fenômenos celestes, mas também procuraram explicar a estrutura da matéria. Desde então surgiram as idéias de que a matéria pode ser dividida infinitamente e (a idéia contrária), de que esta é composta de unidades discretas, os átomos (não divisíveis), sendo esta última a ganhar mais aceitação. Também devemos mencionar que os indianos e os árabes muito contribuíram para o desenvolvimento da “filosofia” e da “ciência”.

Séculos depois, na Idade Moderna, o homem modifica sua concepção sobre os corpos celestes, a posição da Terra no Universo, sobre o tamanho do Universo, e também experimenta progressos na teoria atômica, onde as idéias começam a ser baseadas mais em experimentação do que argumentação. A “filosofia da natureza” divide-se em disciplinas cada vez mais especializadas, a física “clássica” separa-se em muito do pensamento antigo, e a alquimia aos poucos cede lugar à “química”.

Nos séculos XVIII e XIX florescem muitas teorias importantes que levaram ao rápido desenvolvimento industrial, econômico e social dos detentores do saber “sistemizado”, “organizado”, da “ciência”, que permitia ao homem desvendar os mistérios da natureza, e utilizar a seu favor muitos dos fenômenos naturais. A idéia de progresso nunca havia sido experimentada da maneira rápida como ocorriam os acontecimentos vislumbrados pela humanidade após a chamada “revolução científica”.

No século XX os cientistas dividem o átomo e começam a desvendar sua estrutura. A compreensão da natureza e evolução dos corpos celestes é cada vez mais aprimorada, com o desenvolvimento de novas ferramentas na ciência.

A física no século XX passou por profundas alterações. Novas ferramentas como a mecânica quântica e a relatividade geral vêm modificando nosso entendimento do mundo desde seu aspecto microscópico até o macroscópico. Neste trabalho utilizamos estas ferramentas para estudar estes dois aspectos da natureza, desde a física de partículas e a matéria nuclear até a física de altas energias através das estrelas de nêutrons.

A física nuclear nasceu dos trabalhos de Ernest Rutherford, nos primórdios do século XX. Após a descoberta do nêutron (1932) foi proposta a existência de estrelas de nêutrons, por Lev D. Landau (1932), e por Walter Baade e Fritz Zwicky em 1934. Logo após, 1934-35, Hideki Yukawa propôs sua teoria sobre a interação nuclear, na qual prótons e nêutrons interagem através da troca de partículas. A compreensão da estrutura nuclear também teria conseqüências no estudo das estrelas de nêutrons.

Baade e Zwicky propuseram que as estrelas de nêutrons surgiriam após uma explosão de supernova. Tais objetos seriam muito compactos e possuiriam um campo gravitacional mais intenso do que o das estrelas conhecidas até então. Alguns cálculos sobre a estrutura de estrelas muito densas também foram realizados por Oppenheimer e outros em 1939 [1]. Pelas previsões de suas características, seria muito difícil a detecção de tais objetos, e isto não estimulou os astrofísicos experimentais a buscar por tais estrelas.

Por outro lado, na década seguinte, iniciaram-se os experimentos com aceleradores de partículas que impulsionaram a física de partículas elementares, a física nuclear, e por conseqüência a astrofísica de objetos compactos, ou de altas energias. Tais experimentos levaram a descoberta de muitas partículas, como mésons, os mediadores das interações, outros bárions (além do próton e do nêutron), e desde então permitem testar teorias sobre a estrutura da matéria, as interações entre partículas, etc. Na década de 50 aparece um importante resultado

dentre vários que serão utilizados na construção de um modelo para a física nuclear. Combinando um desenvolvimento teórico sobre a estrutura nuclear, baseado no modelo de camadas e alguns postulados, com dados experimentais de colisões de partículas, M. H. Johnson e E. Teller [2] calcularam a massa de um méson ajustando seu valor de acordo com algumas propriedades de certos núcleos atômicos. Este méson deveria ter um campo escalar e carga nula. A massa estimada foi da ordem de 500 MeV. Estas características diferiam muito do méson π conhecido até então. Mais tarde este méson seria chamado σ . Em 1961 foram observados os mésons ρ e ω , que juntamente com o méson σ passarão a fazer parte de um importante modelo na física nuclear na década de 70. Em 1964 foi proposto o modelo dos quarks, para explicar a estrutura dos mésons e bárions e os padrões que algumas de suas propriedades originam. Os quarks seriam as partículas fundamentais da matéria, juntamente com os léptons. As descobertas no mundo subatômico também têm conseqüências na astrofísica, como veremos adiante.

Nos anos 60 muitos astrofísicos retomaram os trabalhos sobre estrelas de nêutrons, motivados também pela descoberta de fontes de raios-X fora do sistema solar. Porém, o principal fator desencadeador de novas pesquisas na área foi a descoberta de pulsos de rádio extremamente periódicos por Anthony Hewish e Joselyn Bell em 1967 [3]. Hoje sabe-se que tais pulsos são gerados por um objeto com um intenso campo magnético girando a uma velocidade fantástica, que recebeu o nome de “pulsar”. Em 1968 propôs-se que os pulsares eram estrelas de nêutrons [4]. A descoberta de pulsares em locais com indícios de que eram remanescentes de explosões de supernova, como nas constelações de Caranguejo e Vela, levaram os astrofísicos a trabalhar com a hipótese de que estrelas de nêutrons eram o resultado de uma supernova. Hoje acredita-se que as estrelas de nêutrons sejam o resultado da explosão de um tipo de supernova caracterizada como tipo II.

A determinação das massas de tais objetos é difícil, pois é necessário observar um sistema binário que geralmente emite radiação na frequência de raios-X ou rádio. Um outro fator que gera problemas é o fato de nem sempre o observador estar no plano da órbita do sistema binário. Mas por outro lado, com modelos teóricos, as massas também podem ser calculadas através da determinação de equações de estado (EOS) para estrelas de nêutrons e sua aplicação em equações derivadas da teoria da relatividade geral. O estudo da formação dessas estrelas indica que são compostas basicamente por hádrons, partículas que interagem através da força nuclear forte, e na década de 70 emerge um modelo para descrever a matéria nuclear, o qual também teria aplicações na descrição de estrelas de nêutrons, o modelo de Walecka.

Em 1974 John Dirk Walecka [5] [6], baseado nas idéias de Johnson e Teller desenvolvidas na década de 50, propôs um modelo quântico relativístico, para um sistema de muitos corpos, conhecido como QHD (*Quantum Hadrodynamics*) a fim de descrever a interação entre hádrons através da troca de mésons (σ , ω e ρ), incluindo assim, os graus de liberdade dos bárions e mésons. Este modelo tem várias aplicações, como por exemplo, em colisões de partículas, na física nuclear, e em astrofísica.

Paralelamente, no mesmo ano, um grupo do MIT (*Massachusetts Institute of Technology*) desenvolve um modelo efetivo para descrever a matéria hadrônica em termos dos quarks constituintes e que em baixas densidades e temperaturas, estão confinados dentro dos hádrons. Este modelo, conhecido como *MIT bag model*, ou modelo de sacola do MIT [7], permite incluir os graus de liberdade dos quarks e também dos glúons, ao sistema estudado, permitindo por exemplo, estender o estudo de objetos estelares compactos, incluindo transição de fases hádron-quark e outros tipos de fases nas quais podem apresentar-se os quarks e glúons.

Colisões de íons pesados, reações de multifragmentação e outras experiências evidenciam que, em certas condições, ocorre o surgimento de novos bárions mais massivos do que os nucleons, também chamados de híperons. Num nível mais fundamental, não abordado pelo modelo de Walecka, o aparecimento desses bárions deve-se ao aparecimento de um novo quark chamado “strange” (estranho), além daqueles que compõem os nucleons. Condições semelhantes são encontradas em estrelas de nêutrons o que nos leva a incluir esses outros bárions na descrição de tais objetos estelares. Dentre os vários constituintes, as estrelas de nêutrons são basicamente formadas por gases de Fermi cuja interação é a nuclear forte, com densidades da ordem de 10 vezes a densidade da matéria nuclear. Para estudá-las utiliza-se uma generalização do modelo de Walecka, a fim de levar em conta as diferenças em relação à matéria nuclear.

Neste trabalho vamos investigar o efeito da inclusão de dois novos mésons, σ^* e ϕ , conhecidos por mésons estranhos, que são mediadores da interação forte entre os híperons, além dos mésons do modelo de Walecka. Analisa-se o efeito desses novos mésons sobre as equações de estado e as propriedades das estrelas de nêutrons em temperatura zero e temperatura finita, sem o aprisionamento de neutrinos, importante nos primeiros instantes de vida das proto-estrelas de nêutrons.

Em seguida, vamos estudar a transição de fases de desconfinamento hádron-quark para um sistema inspirado em colisões de íons pesados, porém sem dinâmica envolvida. A possibilidade da formação de um plasma de quarks e glúons recebeu cada vez mais atenção após a descoberta

da liberdade assintótica, na década de 1970. Desde então, estudos incluindo este plasma de quarks e glúons, e outras possíveis fases para a matéria em condições extremas, vem sendo realizados em objetos estelares compactos, e também através de colisões ultrarelativísticas de íons pesados. As propriedades da transição de fases serão estudadas incluindo campos bosônicos que podem originar uma transição de fases para o estado de condensado de Bose-Einstein.

Este tipo de sistema possui duas fases, uma hadrônica e outra quarkônica, com equações de estado diferentes. Dentre as várias possibilidades, empregaremos os modelos efetivos mencionados anteriormente, para descrever cada uma das fases. Para a fase de hádrons, utilizaremos o modelo de Walecka não-linear, e para a fase de quarks e glúons, o modelo de sacola do MIT. Ambos os modelos são utilizados para descrever tanto estrelas de nêutrons com fase mista, quanto transições de fases em colisões de íons pesados. São sistemas diferentes mas com uma descrição semelhante, pois os mesmos modelos são empregados, estando as diferenças basicamente nas pressões e temperaturas envolvidas.

Após séculos de desenvolvimento, desde as primeiras observações “sistemáticas” do céu e das especulações sobre a estrutura da matéria, estamos na era dos grandes telescópios e dos grandes aceleradores de partículas, que nos levam para duas fronteiras do conhecimento, e entre elas, está o mesmo homem com semelhante curiosidade e igual fascínio pela natureza que nos tempos antigos...

Capítulo 2

Fundamentação teórica

“A ciência nos traz conhecimento; a vida, sabedoria.” (Will Durant)

“Ciência é conhecimento organizado. Sabedoria é vida organizada.” (Immanuel Kant)

2.1 Estrelas de nêutrons

Estrelas com massas iniciais entre 10 a 25 M_{\odot} (massas solares) terminam suas vidas com uma explosão de supernova, originando uma imensa massa gasosa, lançada ao espaço, com muitos elementos químicos sintetizados ao longo da vida da estrela, e um objeto muito compacto, que era o núcleo da estrela. Um dos tipos de objetos compactos remanescentes de uma supernova é chamado “estrela de nêutrons” ou “pulsar”.

As supernovas são classificadas como do tipo I e do tipo II. Acredita-se que as do tipo I ocorram em estrelas Wolf-Rayet¹ e em sistemas binários, onde geralmente dá-se um processo de acréscimo de matéria de uma certa estrela para uma anã branca. Quando a massa da anã branca supera o limite de Chandrasekhar², ocorre o colapso gravitacional e isso desencadeia outros processos no interior da anã-branca, geralmente levando a uma explosão de supernova. As do tipo II são estágios finais de estrelas com massa inicial entre 10 a 25 M_{\odot} , são um pouco menos luminosas que as do tipo I, e são aquelas que originam as estrelas de nêutrons.

A figura 2.1 apresenta uma seqüência de imagens da nebulosa do caranguejo (NGC 1952), observada em diferentes comprimentos de onda: raios-X, visível (óptico), infravermelho e rádio. Este objeto estelar é um remanescente da explosão de supernova que ocorreu na constelação

¹ - As estrelas Wolf-Rayet são objetos estelares oriundos da evolução de estrelas com massas iniciais entre 25 a 100 M_{\odot} , são as estrelas de altas massas.

² - A massa limite para uma anã-branca suportar a própria gravidade e não colapsar.

de Touro, evento testemunhado em 1054 A.D. por astrônomos chineses, que perceberam um brilho intenso naquela constelação durante um grande intervalo de tempo.

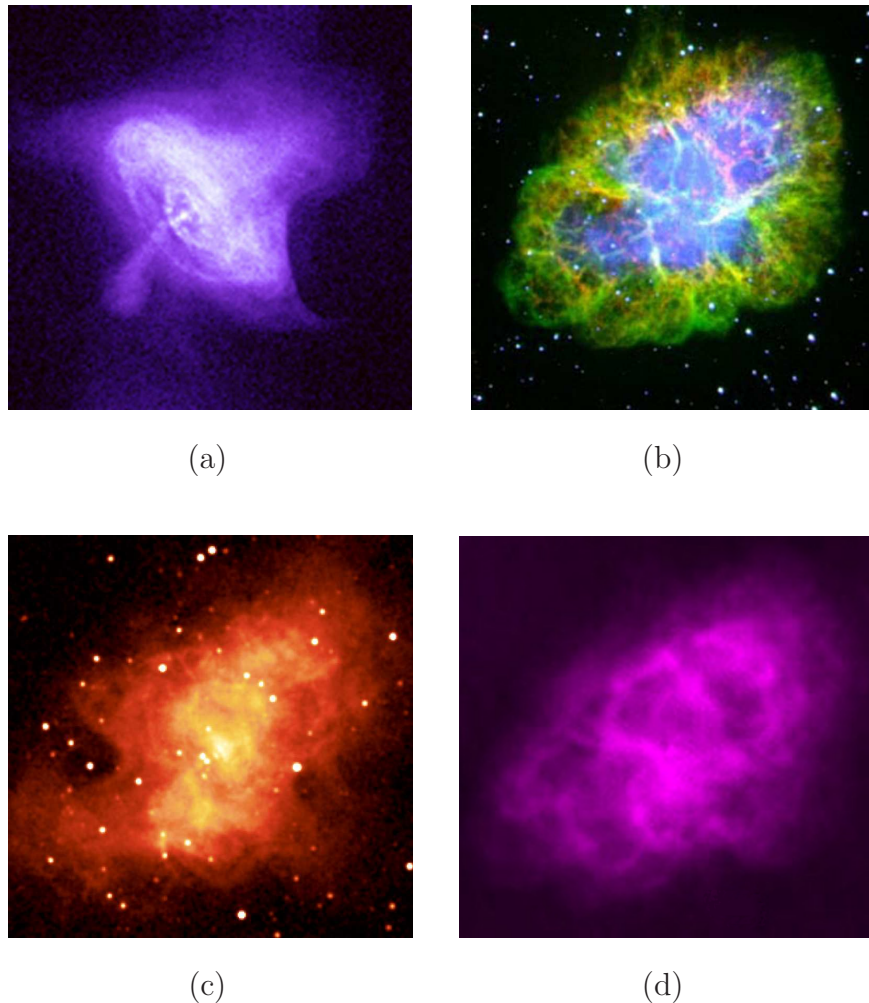


Figura 2.1: Nebulosa do caranguejo (NGC 1952), vista em diferentes faixas do espectro eletromagnético [8] **(a)** raio-X, **(b)** visível (óptico), **(c)** infravermelho e **(d)** rádio.

No centro desta nebulosa há um pulsar ou estrela de nêutrons, que possui um campo magnético muito intenso, e que pode ser vista na imagem em raio-X (ponto branco no centro), fig. 2.1 (a). O período de rotação deste pulsar é de 0,0331 s, tendo portanto uma frequência de 30,2 Hz, isto é, gira aproximadamente 30 vezes por segundo. Este fantástico período de rotação é consequência da conservação do momento angular da estrela, após ejetar grande quantidade de matéria na explosão de supernova.

Cálculos e observações indicam que tais objetos têm massas da ordem de $1,4 M_{\odot}$, raios da ordem de 10 Km, e temperatura³ inicial menor que 10^{12} K (100 MeV) durante a supernova (proto-estrela de nêutrons), e em pouco tempo decai para ~ 1 MeV ou menos, através

³ - $1 \text{ MeV} \approx 1,1604 \times 10^{10} \text{ K}$.

da emissão de neutrinos, tornando-se uma estrela “fria” e estável, quando então passa a ser chamada de estrela de nêutrons. O nome “estrela de nêutrons” deve-se às razões históricas discutidas no capítulo 1, pois hoje em dia não se acredita que sejam compostas apenas por nêutrons. Uma breve apresentação sobre a evolução de objetos estelares, centrada nas estrelas de nêutrons, pode ser encontrada em [9].

Para estudar as estrelas de nêutrons precisamos utilizar um modelo que trabalhe com interações hadrônicas e que permita obter resultados macroscópicos a partir de características microscópicas. Neste trabalho utilizaremos uma generalização do modelo de Walecka não-linear (NWNL). Dependendo do momento da vida da estrela, os efeitos da temperatura são relevantes. Por fim, com estes resultados obtemos perfis de estrelas de nêutrons com possíveis raios e massas, através de equações apropriadas, fazendo uma ponte com a astrofísica.

2.2 Modelo de Walecka não-linear (MWNL)

Este modelo é utilizado para obtenção de equações de estado para a matéria bariônica no contexto da aproximação de campo médio, que reduz as equações de um sistema de muitos corpos para um sistema de poucas equações. A fim de apresentar o modelo, será mostrado abaixo sua aplicação à matéria nuclear em temperatura finita.

As equações de movimento são obtidas através das equações de Euler-Lagrange generalizadas para campos, que em notação quadrivetorial assumem a forma:

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi_i)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_i} = 0, \quad (2.1)$$

onde os ϕ_i 's são os vários campos possíveis num sistema, e \mathcal{L} é a densidade lagrangiana:

$$L = \int d^3x \mathcal{L}. \quad (2.2)$$

Obtendo os campos, determinamos a energia e a pressão do sistema através do tensor energia-momentum, proveniente dos estudos de mecânica dos meios contínuos [10]:

$$T_{\mu\nu} = \sum_i \partial_\nu \phi_i \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial^\mu \phi_i)} \right) - g_{\mu\nu} \mathcal{L}, \quad (2.3)$$

onde o índice i soma todas as coordenadas generalizadas, $g_{\mu\nu}$ é o tensor métrico (notação de

Bjorken e Drell [11]) e também utilizaremos o sistema natural de unidades. Podemos obter a densidade de energia \mathcal{E} e a pressão P do sistema, calculando [12]:

$$\mathcal{E} = \langle T_{00} \rangle , \quad (2.4)$$

$$P = \frac{1}{3} \langle T_{ii} \rangle , \quad i = 1, 2, 3 . \quad (2.5)$$

A lagrangiana do MWNL tem a seguinte forma⁴:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\psi} [\gamma_\mu (i \partial^\mu - g_\omega \omega^\mu - g_\rho \vec{\tau} \cdot \vec{\rho}^\mu) - (m_B - g_\sigma \sigma)] \psi \\ & + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - \frac{1}{3!} k \sigma^3 - \frac{1}{4!} \lambda \sigma^4 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu \\ & - \frac{1}{2} \vec{B}_{\mu\nu} \cdot \vec{B}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \vec{\rho}_\mu \cdot \vec{\rho}^\mu . \end{aligned} \quad (2.6)$$

Nesta lagrangiana ψ representa os bárions e também podemos verificar a presença dos mésons σ , ω e ρ , os mediadores da interação forte neste modelo. A parte não-linear em (2.6) é dada pelos termos σ^3 e σ^4 , no campo do méson sigma. Temos também que:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu \omega_\nu - \partial_\nu \omega_\mu , \quad (2.7)$$

$$\vec{B}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{\rho}_\nu - \partial_\nu \vec{\rho}_\mu - g_\rho (\vec{\rho}_\mu \times \vec{\rho}_\nu) . \quad (2.8)$$

Em (2.6) $m_\sigma, m_\omega, m_\rho$ são as massas dos mésons σ, ω e ρ ; m_B representa a massa dos bárions; $g_\sigma, g_\omega, g_\rho$ são as constantes de acoplamento dos mésons com os bárions na interação, k e λ são as constantes dos termos não-lineares, τ é a matriz de isospin e a notação $\vec{\rho}^\mu$ indica um quadrivetor no espaço-tempo e vetor no espaço de isospin (isospin = 1) pois o méson ρ é um tripleto⁵ de quadrivetores:

$$\vec{\rho}^\mu = (\rho_1^\mu, \rho_2^\mu, \rho_3^\mu) . \quad (2.9)$$

⁴ - Podem ser considerados muitos outros termos. Na versão com o conjunto de parâmetros "TM1" considera-se, por exemplo, o termo: $+\frac{1}{4!} \xi g_\omega^4 (\omega_\mu \omega^\mu)^2$.

⁵ - Isto é, existem três estados de carga, positivo, negativo e neutro.

Aplicando as equações de Euler-Lagrange (2.1) em (2.6) obtemos as seguintes equações para os campos dos mésons:

$$\partial_\mu \partial^\mu \sigma + m_\sigma^2 \sigma + \frac{1}{2} k \sigma^2 + \frac{1}{6} \lambda \sigma^3 = g_\sigma \bar{\psi} \psi , \quad (2.10)$$

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} + m_\omega^2 \omega^\nu = g_\omega \bar{\psi} \gamma^\nu \psi , \quad (2.11)$$

$$\partial_\mu \vec{B}^{\mu\nu} + m_\rho^2 \vec{\rho}^\nu = g_\rho \bar{\psi} \gamma^\nu \vec{\tau} \psi . \quad (2.12)$$

A fim de resolver estas equações, escolhemos utilizar a aproximação de campo médio, que é muito usual no modelo de Walecka. Outros métodos também podem ser utilizados, incluindo também os efeitos do vácuo [6], que não serão abordados neste trabalho.

Antes de aplicar a aproximação de campo médio, para simplificar o sistema estudado, assumimos que o sistema seja estático para os campos mesônicos (isto remove a dinâmica do problema):

$$\begin{aligned} \partial_0 \sigma &= 0 , \\ \partial_0 \omega_\mu &= 0 , \\ \partial_0 \vec{\rho}_\mu &= 0 . \end{aligned} \quad (2.13)$$

Após esta primeira aproximação, descreveremos então a aproximação de campo medio. Considerando simetria esférica, não deve haver direção preferencial na matéria bariônica (espaço isotrópico), a fim de obter simetria por translação e rotação devemos remover os componentes espaciais dos campos ω^μ e $\vec{\rho}^\mu$. Portanto:

$$\langle \vec{\omega} \rangle = 0 , \quad (2.14)$$

$$\langle \rho_{(i)}^\mu \rangle = 0 , \quad (2.15)$$

onde $i, \mu = 1, 2, 3$ (parte espacial), e a invariância por rotação em relação ao eixo \hat{z} no espaço de isospin:

$$\langle \tau_1 \rangle = \langle \tau_2 \rangle = 0 , \quad (2.16)$$

restando apenas τ_3 e $\mu = 0$, assim:

$$\langle \vec{\tau} \cdot \vec{\rho}^\mu \rangle = \left\langle \tau_1 \rho_{(1)}^\mu + \tau_2 \rho_{(2)}^\mu + \tau_3 \rho_{(3)}^\mu \right\rangle = \tau_3 \rho_{(3)}^0 \equiv \tau_3 \rho_{03} , \quad (2.17)$$

e $\tau_3 = +1/2$ para o próton e $-1/2$ para o nêutron. Com estas considerações podemos escrever de forma compacta:

$$\begin{aligned} \sigma(x_\mu) &\rightarrow \langle \sigma(x_\mu) \rangle \equiv \sigma_0 , \\ \omega_\mu(x_\mu) &\rightarrow \langle \omega_\mu(x_\mu) \rangle \equiv \delta_{\mu 0} \omega_0 , \\ \vec{\rho}_\mu(x_\mu) &\rightarrow \langle \vec{\rho}_\mu(x_\mu) \rangle \equiv \delta_{\mu 0} \delta^{i3} \rho_{03} , \end{aligned} \quad (2.18)$$

operação esta que é conhecida como “aproximação de campo médio” (*Mean Field Approximation* - MFA, em inglês). Deste modo, as equações de movimento (2.10), (2.11) e (2.12) reduzem-se a:

$$m_\sigma^2 \sigma_0 + \frac{1}{2} k \sigma_0^2 + \frac{1}{6} \lambda \sigma_0^3 = g_\sigma \langle \bar{\psi} \psi \rangle , \quad (2.19)$$

$$m_\omega^2 \omega_0 = g_\omega \langle \bar{\psi} \gamma^0 \psi \rangle , \quad (2.20)$$

$$m_\rho^2 \rho_{03} = g_\rho \langle \bar{\psi} \gamma^0 \tau_3 \psi \rangle , \quad (2.21)$$

as quais podem ser reescritas como:

$$\sigma_0 = -\frac{k}{2m_\sigma^2} \sigma_0^2 - \frac{1}{6m_\sigma^2} \lambda \sigma_0^3 + \frac{g_\sigma}{m_\sigma^2} n_s , \quad (2.22)$$

$$\omega_0 = \frac{g_\omega}{m_\omega^2} n_B , \quad (2.23)$$

$$\rho_{03} = \frac{g_\rho}{m_\rho^2} n_3 , \quad (2.24)$$

onde [6, 13]:

$$n_s \equiv \langle \bar{\psi} \psi \rangle = \frac{2}{(2\pi)^3} \sum_{i=p,n} \int \frac{m_B^*}{\sqrt{p^2 + m_B^{*2}}} (f_{i+} + f_{i-}) d^3 p , \quad (2.25)$$

$$n_B \equiv \langle \bar{\psi} \gamma^0 \psi \rangle = n_B^p + n_B^n = \frac{2}{(2\pi)^3} \sum_{i=p,n} \int (f_{i+} - f_{i-}) d^3p, \quad (2.26)$$

$$n_3 \equiv \langle \bar{\psi} \gamma^0 \tau_3 \psi \rangle = \sum_{i=p,n} \tau_{3i} n_B^i, \quad (2.27)$$

$$n_B^i = \frac{2}{(2\pi)^3} \int (f_{i+} - f_{i-}) d^3p, \quad (2.28)$$

sendo m_B^* a massa efetiva dos bárions, $m_B^* = m_B - g_\sigma \sigma_0$, e o sub-índice (+) refere-se às partículas e (-) às antipartículas, e f_i é a função distribuição de Fermi:

$$f_{i\pm} = \frac{1}{1 + e^{[(E_i^* \mp \nu_i)/T]}} \quad , \quad E_i^* = \sqrt{p^2 + m_i^2} \quad ; \quad i = p, n, \quad (2.29)$$

e

$$\nu_i = \mu_i - g_\omega \omega_0 - g_\rho \tau_{3i} \rho_{03}, \quad (2.30)$$

é o potencial químico efetivo do nucleon i ($i = p, n$; $p =$ próton, $n =$ nêutron). Com as equações de movimento (2.22), (2.23) e (2.24) basta utilizar o tensor energia-momentum (2.3) e obter a densidade de energia (2.4) e a pressão (2.5) do sistema.

Há uma outra maneira de obter as equações de movimento, construindo-se a função de partição para este sistema [14], ou através da aproximação semi-clássica de Thomas-Fermi. O potencial termodinâmico (Ω) é definido por:

$$\Omega = E - TS - \sum_{i=p,n} \mu_i N_i, \quad (2.31)$$

onde E é a energia, T a temperatura, S a entropia, μ o potencial químico e $N_i, i = p, n$ é o número de prótons N_p e de nêutrons N_n :

$$N_i = \int n_B^i d^3r, \quad (2.32)$$

$$E = \gamma \sum_{i=p,n} \int \frac{d^3r d^3p}{(2\pi)^3} [f_{i+} h_{i+} - f_{i-} h_{i-}], \quad (2.33)$$

onde $\gamma = 2$ é a degenerescência de spin, e:

$$h_{i\pm} = \pm \sqrt{p^2 + m_i^{*2}} + \nu_{i0} , \quad (2.34)$$

$$\nu_{i0} = \begin{cases} g_\omega \omega_0 + \frac{g_\rho}{2} \rho_{03} & , \quad i = p \\ g_\omega \omega_0 - \frac{g_\rho}{2} \rho_{03} & , \quad i = n \end{cases} , \quad (2.35)$$

sendo a entropia clássica de um gás de Fermi dada por:

$$S = -2 \sum_{i=p,n} \int \frac{d^3r d^3p}{(2\pi)^3} \left[f_{i+} \ln \left(\frac{f_{i+}}{1 - f_{i+}} \right) + \ln(1 - f_{i+}) + f_{i-} \ln \left(\frac{f_{i-}}{1 - f_{i-}} \right) + \ln(1 - f_{i-}) \right] . \quad (2.36)$$

Após manipulações algébricas, pode ser mostrado que [15]:

$$\Omega = \int \left(\frac{1}{2} [(\nabla \sigma_0)^2 - (\nabla \omega_0)^2 - (\nabla \rho_{03})^2] - V_{ef} \right) d^3r , \quad (2.37)$$

onde:

$$\begin{aligned} V_{ef} = & -\frac{1}{2} [m_\sigma^2 \sigma_0^2 + \frac{2}{3!} k \sigma_0^3 + \frac{2}{4!} \lambda \sigma_0^4 - m_\omega^2 \omega_0^2 - m_\rho^2 \rho_{03}^2] \\ & + \gamma T \sum_i \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} [\ln(1 + e^{-(E_i^* - \nu_i)/T}) + \ln(1 + e^{-(E_i^* + \nu_i)/T})] , \end{aligned} \quad (2.38)$$

ou ainda, levando-se em conta a não dependência espacial dos campos (pela MFA) e sabendo que $\beta = \frac{1}{T}$:

$$\begin{aligned} \frac{\Omega}{V} = & \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma_0^2 + \frac{1}{3!} k \sigma_0^3 + \frac{1}{4!} \lambda \sigma_0^4 - \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 - \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_{03}^2 \\ & - \gamma T \sum_i \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \{ \ln [1 + e^{-\beta(E_i^* - \nu_i)}] + \ln [1 + e^{-\beta(E_i^* + \nu_i)}] \} . \end{aligned} \quad (2.39)$$

Minimizando Ω em relação aos campos, podemos obter as mesmas equações de movimento calculadas anteriormente através do tensor energia-momentum. Deste modo, é possível obter as equações por dois caminhos diferentes, e o modelo possui consistência termodinâmica.

2.3 Aplicação em Astrofísica

A ponte entre a mecânica estatística e a física de hádrons é feita através da função de partição ou do potencial termodinâmico do sistema. E a ponte entre estes e a astrofísica é feita através das equações de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) [16]. Estas equações são deduzidas a partir das equações de Einstein da relatividade geral e, portanto, são equações relativísticas para o equilíbrio hidrostático numa estrela:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G[\mathcal{E} + P][M + 4\pi r^3 P]}{r(r - 2GM)}, \quad (2.40)$$

e:

$$\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \mathcal{E}, \quad (2.41)$$

onde P é a pressão, M é a massa gravitacional e \mathcal{E} é a densidade de energia, todos função do raio r da estrela. G é a constante gravitacional.

Para a dedução de (2.40) e (2.41) considera-se a estrela como um corpo esfericamente simétrico, sem rotação, composto por um fluido perfeito e estático. O nosso trabalho será obter equações de estado hadrônicas (\mathcal{E} , P , n) através do modelo de Walecka e aplicá-las em (2.40) e (2.41) a fim de obter raios e massas de estrelas.

2.3.1 Cálculos com estrelas de nêutrons

Durante e após a explosão de supernova, o núcleo passa por mudanças rápidas e recebe o nome de “estrela de protonênútrons”⁶ um estágio intermediário até a estrela de nêutrons. Antes de iniciar a fuga dos neutrinos, a temperatura da estrela de protonênútrons é da ordem de 10^{11} a 10^{12} K (10 a 100 MeV), ou mais. Os neutrinos escapam num tempo em torno de 10s e em 20s a temperatura da estrela chega a 10^{10} K (~ 1 MeV) [13]. Esta é a ordem de grandeza da temperatura na qual nasce uma estrela de nêutrons.

Durante o colapso e após, ocorrem algumas reações envolvendo nucleons e elétrons livres, em função das densidades e energias envolvidas, a fim de estabelecer-se novo equilíbrio entre os gases constituintes da estrela.

Nas densidades das estrelas de nêutrons, da ordem de até dez vezes a densidade de saturação da matéria nuclear, podem surgir outros bárions, constituídos por um quark diferente

⁶ - Uma proto-estrela de nêutrons, ou seja, uma pré-estrela de nêutrons.

daqueles que formam os nucleons (o *up* e o *down*). Esse quark é chamado *strange* (estranho), e introduz-se um novo número quântico, a estranheza. Estes bárions que possuem o quark estranho, são também chamados de **híperons**. Em termos de quarks, podemos formar oito bárions com os três quarks mais leves, (up (u), down (d) e strange (s)), sendo dois nucleons e seis híperons (ver tabela 2.1).

Bárion	Massa (MeV)	Composição	\vec{J}_s	$\vec{\tau}$	τ_3	S	carga
p	938,28	uud	1/2	1/2	+1/2	0	1
n	939,57	udd	1/2	1/2	-1/2	0	0
Λ	1115,6	uds	1/2	0	0	-1	0
Σ^+	1189,4	uus	1/2	1	+1	-1	1
Σ^0	1192,5	uds	1/2	1	0	-1	0
Σ^-	1197,3	dds	1/2	1	-1	-1	-1
Ξ^0	1314,9	uss	1/2	1/2	+1/2	-2	0
Ξ^-	1321,3	dss	1/2	1/2	-1/2	-2	-1

\vec{J}_s - spin; $\vec{\tau}$ - isospin; τ_3 - 3ª componente do isospin; S - estranheza.

Tabela 2.1: Octeto bariônico

Nas densidade e energias das estrelas de nêutrons, espera-se o aparecimento desses outros bárions. Através da observação de reações e decaimentos, os quais espera-se que também ocorram no interior das estrelas de nêutrons, obtém-se as condições de equilíbrio químico, através dos potenciais químicos. Podemos verificar que basta conhecer os potenciais químicos do nêutron μ_n e do elétron μ_{e^-} que os demais são determinados:

$$\begin{aligned}
 \mu_n &= \mu_p + \mu_{e^-} , \quad \mu_{\mu^-} = \mu_{e^-} , \\
 \mu_{\Sigma^0} &= \mu_{\Xi^0} = \mu_{\Lambda} = \mu_n , \\
 \mu_{\Sigma^-} &= \mu_{\Xi^-} = \mu_n + \mu_{e^-} , \\
 \mu_{\Sigma^+} &= \mu_p = \mu_n - \mu_{e^-} .
 \end{aligned}
 \tag{2.42}$$

O modelo leva em conta o octeto bariônico, a presença de dois léptons (e^- e μ^-) como gases de Fermi não interagentes, considerando o equilíbrio β generalizado⁷, e os mésons σ , ω e

⁷Equilíbrio com respeito a todas as reações que levam a transmutação de bárions através da força fraca, ou, reações pela força forte que levam a um abaixamento da energia, sendo consistente com as leis de conservação relevantes; neutralidade de carga no caso das estrelas [13].

ρ , responsáveis pela interação entre os bárions. Com efeito, vamos utilizar o modelo de Walecka não-linear fazendo uma generalização a fim de incluir os híperons e os léptons, resultando na seguinte densidade lagrangiana:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \sum_{j=1}^8 \bar{\psi}_j [\gamma_\mu (i \partial^\mu - g_{\omega j} \omega^\mu - g_{\rho j} \vec{\tau}_j \cdot \vec{\rho}^\mu) - (m_j - g_{\sigma j} \sigma)] \psi_j \\ & + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - \frac{1}{3!} k \sigma^3 - \frac{1}{4!} \lambda \sigma^4 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu \\ & - \frac{1}{2} \vec{B}_{\mu\nu} \cdot \vec{B}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \vec{\rho}_\mu \cdot \vec{\rho}^\mu + \sum_{l=1}^2 \bar{\psi}_l (i \gamma_\mu \partial^\mu - m_l) \psi_l , \end{aligned} \quad (2.43)$$

onde j soma sobre os 8 bárions, $g_{ij} = x_j g_i$; $i = \sigma, \omega, \rho$; $l = e^-, \mu^-$; m_j representa a massa do bárion j , m_l a massa do lépton l . Escolhemos $x_j = \sqrt{2/3}$, para os híperons, de acordo com [17] e $x_j = 1$ para os nucleons. Os demais termos são análogos aos encontrados na lagrangiana do MWNL, com a diferença de que agora são estendidos para mais partículas.

Seguindo a prescrição, para obter as equações de movimento, aplicamos as equações de Euler-Lagrange (2.1) em (2.43) e utilizando a aproximação de campo médio, obtemos:

$$\sigma_0 = -\frac{k}{2m_\sigma^2} \sigma_0^2 - \frac{\lambda}{6m_\sigma^2} \sigma_0^3 + \sum_j \frac{g_\sigma}{m_\sigma^2} x_j n_s^j , \quad (2.44)$$

$$\omega_0 = \sum_j \frac{g_\omega}{m_\omega^2} x_j n_B^j , \quad (2.45)$$

$$\rho_{03} = \sum_j \frac{g_\rho}{m_\rho^2} x_j \tau_{3j} n_B^j , \quad (2.46)$$

onde τ_{3j} representa τ_3 do bárion j , dado na Tabela 2.1, e também:

$$n_s^j = \frac{m_j^*}{\pi^2} \int \frac{p^2 dp}{\sqrt{p^2 + m_j^{*2}}} (f_{j+} + f_{j-}) , \quad (2.47)$$

$$m_j^* = m_j - g_{\sigma j} \sigma_0 , \quad (2.48)$$

e a densidade bariônica, generalizando n_B para o octeto bariônico ($j = 1, 2, \dots, 8$):

$$n_B^j = \frac{2}{(2\pi)^3} \int (f_{j+} - f_{j-}) d^3p . \quad (2.49)$$

Para os léptons temos:

$$n_l = \frac{2}{(2\pi)^3} \int (f_{l+} - f_{l-}) d^3p . \quad (2.50)$$

onde $l = e^-, \mu^-$:

$$f_{l\pm} = \frac{1}{1 + e^{[(E_l \mp \mu_l)/T]}} , \quad (2.51)$$

$$E_l = \sqrt{p^2 + m_l^2} . \quad (2.52)$$

e μ_l é o potencial químico do lépton l .

Das relações entre os potenciais químicos (2.42) vemos que a partir dos potenciais químicos do nêutron e do elétron obtém-se os demais, e isto também relaciona os momenta de Fermi das partículas. Considerando a estrela de nêutrons eletricamente nula, isto implica que:

$$n_p + n_{\Sigma^+} + n_{\Sigma^-} + n_{\Xi^-} + n_{e^-} + n_{\mu^-} = 0 . \quad (2.53)$$

Através do tensor energia-momento (2.3) obtemos as seguintes equações de estado:

$$\mathcal{E}_{MFT_a} = \frac{1}{\pi^2} \sum_{i=j,l} \int p^2 dp \sqrt{p^2 + m_i^{*2}} (f_{i+} + f_{i-}) + \frac{m_\omega^2}{2} \omega_0^2 + \frac{m_\rho^2}{2} \rho_{03}^2 + \frac{m_\sigma^2}{2} \sigma_0^2 + \frac{k}{6} \sigma_0^3 + \frac{\lambda}{24} \sigma_0^4 , \quad (2.54)$$

$$P_{MFT_a} = \frac{1}{3\pi^2} \sum_{i=j,l} \int \frac{p^4 dp}{\sqrt{p^2 + m_i^{*2}}} (f_{i+} + f_{i-}) + \frac{m_\omega^2}{2} \omega_0^2 + \frac{m_\rho^2}{2} \rho_{03}^2 - \frac{m_\sigma^2}{2} \sigma_0^2 - \frac{k}{6} \sigma_0^3 - \frac{\lambda}{24} \sigma_0^4 . \quad (2.55)$$

onde neste caso, $m_i^* = m_l$ é a própria massa dos léptons.

Também podemos verificar a influência dos mésons estranhos, (σ^*, ϕ) importantes na descrição de certos sistemas, como no espalhamento $\Lambda - \Lambda$. O primeiro é um méson escalar-isoescalar e o segundo, vetorial-isoescalar. Basta adicionar em (2.43) os seguintes termos:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}' = & \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma^* \partial^\mu \sigma^* - m_{\sigma^*}^2 \sigma^{*2}) - \frac{1}{4} S_{\mu\nu} S^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\phi^2 \phi_\mu \phi^\mu \\
& + \sum_j g_{\sigma^* j} \bar{\psi}_j \psi_j \sigma^* - \sum_j g_{\phi j} \bar{\psi}_j \gamma_\mu \psi_j \phi^\mu ,
\end{aligned} \tag{2.56}$$

que são análogos aos termos dos mésons σ e ω , onde:

$$S_{\mu\nu} = \partial_\mu \phi_\nu - \partial_\nu \phi_\mu . \tag{2.57}$$

Após aplicarmos as equações de Euler-Lagrange na nova densidade lagrangiana, obtemos as seguintes equações de movimento para os campos dos mésons estranhos:

$$\sigma_0^* = \sum_j \frac{g_{\sigma^*}}{m_{\sigma^*}^2} x_j n_s^j , \tag{2.58}$$

$$\phi_0 = \sum_j \frac{g_\phi}{m_\phi^2} x_j n_B^j , \tag{2.59}$$

porém a massa efetiva e o potencial químico efetivo dos bárions agora são dados por:

$$m_j^* = m_j - g_{\sigma j} \sigma_0 - g_{\sigma^* j} \sigma_0^* , \quad \nu_j = \mu_j - g_{\omega j} \omega_0 - g_{\rho j} \tau_{3j} \rho_{03} - g_{\phi j} \phi_0 . \tag{2.60}$$

A densidade de energia e a pressão do sistema são dadas por:

$$\mathcal{E}_{MFT} = \mathcal{E}_{MFT_a} + \frac{m_{\sigma^*}^2}{2} \sigma_0^{*2} + \frac{m_\phi^2}{2} \phi_0^2 , \tag{2.61}$$

$$P_{MFT} = P_{MFT_a} - \frac{m_{\sigma^*}^2}{2} \sigma_0^{*2} + \frac{m_\phi^2}{2} \phi_0^2 , \tag{2.62}$$

sendo \mathcal{E}_{MFT_a} e P_{MFT_a} dadas por (2.54) e (2.55).

2.4 Quarks

2.4.1 Os tijolos da natureza - uma breve introdução histórica

- O fim da era clássica e as novas partículas

Com a descoberta do elétron por J. J. Thomson [18] em 1897, passando pela descoberta do núcleo dos átomos [19] em 1911 e do próton em 1919 por Ernest Rutherford [20] até a descoberta do nêutron por James Chadwick [21] em 1932, a física de partículas teve um momento interessante onde as partículas elementares eram simplesmente os elétrons, prótons e nêutrons, o átomo passou a ser divisível, e as forças conhecidas na natureza eram a gravitacional e a eletromagnética (através da troca de fótons). Paralelamente evoluíam as bases da Física moderna, a mecânica quântica e a relatividade.

Contudo, na década de 1920 havia um problema que exigia solução imediata, pois atingia os pilares da Física. O problema era explicar o decaimento β , que parecia violar a conservação da energia e do momentum, o que levou Niels Bohr acreditar que estas leis não se aplicariam em reações nucleares. Para “salvar” as referidas leis, que a princípio deveriam ser gerais na natureza, Wolfgang Pauli (que em 1925 havia enunciado o princípio da exclusão [22]) teorizou em 1930 a existência de uma partícula sem carga elétrica e massa da ordem da massa do elétron, a fim de manter a conservação da energia e do momentum na reação acima mencionada:

“Caros Senhoras e Senhores Radioativos,

Como autor destas linhas, graciosamente peço-vos para ouvir (sic), vos explicarei detalhadamente, o porquê da estatística ‘errada’ dos núcleos N- e Li-6 e o espectro beta contínuo, **encontrei um remédio desesperado para salvar o ‘teorema de troca’ (1) da estatística e a lei de conservação da energia**. A saber, a possibilidade de que nos núcleos poderiam existir partículas eletricamente neutras, as quais chamarei nêutrons, que têm spin 1/2 e obedecem ao princípio da exclusão e ainda diferem dos quanta de luz pois eles não viajam com a velocidade da luz. A massa dos nêutrons deveria ser da mesma ordem de magnitude da massa do elétron e não maior do que 0.01 da massa do próton. O espectro beta contínuo então faria sentido com a hipótese de que no decaimento beta, em adição ao elétron, um nêutron é emitido tal que a soma das energias do nêutron e do elétron seja constante.” [23] (negrito acrescentado, original no Apêndice C.1, pág. 131).

Ele chamou esta partícula de “nêutron”. Quando Chadwick em 1932 descobriu uma

partícula de carga neutra, chamou-a de “nêutron” pensando ser a partícula de Pauli. Contudo, medidas de massa mostraram que a partícula encontrada por Chadwick era muito “pesada”⁸ para ser a referida partícula do decaimento β . Foi então que em 1933 Enrico Fermi batiza a partícula proposta por Pauli de “neutrino”⁹ (um pequeno nêutron, em italiano) e esta só veio a ser observada indiretamente em 1956. O nêutron de Chadwick passou a ser o segundo constituinte do núcleo dos átomos ao lado do próton. Também em 1932 Werner Heisenberg [24] desenvolveu o conceito de “spin isotópico” ou “isospin” (I), fazendo uma analogia com os dois estados de spin dos prótons ou nêutrons, ou as duas projeções da terceira componente do spin (J_3 ou J_z), que são $+1/2$ e $-1/2$. Pelo fato dos prótons e nêutrons possuírem características similares como spin $1/2$, massas semelhantes, etc, diferindo apenas em sua carga elétrica, eles podem ser visualizados como dois estados de carga de uma mesma partícula, o “nucleon”. Assim, a projeção de isospin $I_z = +1/2$ seria o próton e $I_z = -1/2$ o nêutron.

Com sua proposta, Pauli buscava solução para um certo problema, mas naturalmente outro problema ainda não havia sido resolvido, isto é, explicar a estabilidade dos núcleos atômicos, antes compostos somente por prótons e agora por nêutrons e prótons, sendo os últimos com cargas positivas, portanto, sujeitos a repulsão eletromagnética. Deveria existir uma força no interior do núcleo para contrabalançar a repulsão eletromagnética entre os prótons, e que deveria também manter os nêutrons ligados aos prótons, e assim, não depender da carga elétrica, a princípio. Não havia solução para este problema, que perturbava a mente de muitos físicos, inclusive de um recém graduado estudante da Universidade de Kyoto, em 1929, Hideki Yukawa:

“Naquele período o núcleo atômico era inconsistente, muito inexplicável. E por quê? - porque nosso conceito de partícula elementar era muito limitado. Não havia tal palavra em japonês e utilizávamos o inglês - para próton e elétron. De algum lugar vinha uma mensagem divina proibindo-nos de pensar em qualquer outra partícula. Pensar além destes limites (exceto para o fóton) era algo considerado arrogante, não temer a ira dos deuses. Isto era devido ao conceito de que a matéria continua para sempre, que tem sido uma tradição desde os tempos de Demócrito e Epicuro. Pensar na criação de partículas diferentes dos fótons era suspeito e havia uma grande inibição de tais pensamentos, que era quase inconsciente.” [25] (original no Apêndice C.2, pág. 131).

Em 1935 Yukawa [26] propôs uma teoria para a interação nuclear, onde uma nova partícula

⁸ - A massa desta nova partícula era da ordem da massa do próton.

⁹ - Alguns cientistas por algum tempo também chamavam de “neutreto” ou “neutretto”.

(a partícula U, ou quantum U) seria responsável pela interação entre os nucleons (partículas do núcleo atômico), em analogia com a interação entre cargas elétricas através do campo eletromagnético, e também seria uma partícula intermediária¹⁰ no mecanismo do decaimento β , considerando a teoria de Fermi. Yukawa mostrou que o alcance das forças nucleares era dado pelo comprimento de onda Compton do quantum do campo nuclear, e que a massa desta partícula deveria ser cerca de 200 vezes a massa do elétron ($200 m_e$). A parte referente ao decaimento β logo mostrou-se inadequada, mas o cálculo da massa deste quantum mais tarde encontrou-se com as observações experimentais...

Através do estudo de raios cósmicos, Carl D. Anderson, que em 1932 havia descoberto o pósitron (e^+), a anti-partícula do elétron [27] confirmando a teoria de Dirac [28], juntamente com seu aluno Seth H. Neddermeyer, em 1936 descobre uma partícula [29] com massa da ordem da massa da partícula de Yukawa a qual em 1938 passa a ser chamada de “mésoton”, porque tinha massa intermediária entre as massas do próton e do elétron. Pouco tempo depois o nome foi mudado para “mésotron”¹¹ por “sugestão” de Millikan:

“Novas partículas devem ter nomes. Por algum tempo as novas partículas intermediárias massivas eram conhecidas por vários nomes. Eram chamadas Yukon (por causa de Yukawa); partículas X e elétron pesado, que não era um nome ruim porque era o que realmente era. Tentando evitar uma confusão acerca do nome, Seth [Neddermeyer] e eu, enquanto o chefe [Robert Millikan] estava fora, enviamos uma nota para a revista Nature, sugerindo o nome mésoton (meso para intermediário, como mezanino em um prédio). Após o retorno do chefe, mostramos a ele uma cópia da nossa nota para a Nature. Ele reagiu desfavoravelmente e disse que o nome deveria ser mésotron, com um ‘r’. Ele disse, ‘Considere elétron e nêutron’. Eu disse ‘Considere próton’. Bem, o final deste assunto foi que Seth e eu enviamos o ‘r’ telegrafado para a Nature. Felizmente o ‘r’ chegou em tempo e o artigo apareceu contendo a palavra mésotron. Seth e eu não gostamos da palavra, e ninguém mais que eu saiba. Mésotron foi, desde então, reduzido para méson, um nome muito melhor e, finalmente, mudado para múon.” [30, 32] (original no Apêndice C.3, pág. 132).

A teoria de Yukawa que até então não era muito conhecida no Ocidente, a partir de

¹⁰ - Em outras palavras, Yukawa já havia previsto que a partícula das interações nucleares não seria estável.

¹¹ - Esta partícula recebeu de diferentes cientistas, muitos nomes como: partícula U, partícula X, elétron pesado, yukon, bárित्रon, dynatron, pênatron, mésoton, mésotron, [30, 31] e por muito tempo, méson μ . Mais tarde foi verificado experimentalmente que havia dois tipos de partículas (porque eram observados “double meson tracks”), uma com carga elétrica positiva e outra negativa.

1937 passou a receber atenção, pois o quantum previsto parecia ser a partícula descoberta nos raios cósmicos. No entanto, nos anos seguintes a teoria passou a receber muitas críticas sendo paulatinamente abandonada (principalmente após verificar-se que o “mésotron” não interagiu fortemente com os nucleons [34]), enquanto as atenções voltavam-se cada vez mais para a nova partícula, até mesmo em relação à escolha do seu nome. No artigo para a Nature em Novembro 1938 [33], Anderson e Neddermeyer utilizaram o nome “mésotron” como visto anteriormente, e já em fevereiro e abril de 1939 apareceram sugestões na Nature, por H. J. Bhabha [35] e também por C. G. Darwin [36], para chamar a partícula de “méson”:

“O nome ‘mésotron’ foi sugerido por Anderson e Neddermeyer para a nova partícula encontrada na radiação cósmica com massa intermediária entre a do elétron e do próton. Entende-se que o ‘tr’ nesta palavra é redundante, uma vez que esta não pertence à raiz grega ‘meso’ para intermediário; o ‘tr’ em nêutron e elétron pertence, obviamente, às raízes ‘neutr’ e ‘electra’... Seria portanto mais lógico e também mais reduzido chamar a nova partícula de méson ao invés de mésotron.” [35] (original no Apêndice C.4, pág. 132).

- O méson π

O retorno da teoria de Yukawa (que sofreu modificações) veio a ocorrer em 1947, através dos trabalhos do “grupo de Bristol” chefiado por Cecil Frank Powell, com importante participação de César Lattes [37], na descoberta de outras partículas nos raios cósmicos, com massas da ordem de $240 \pm 50 m_e$ e que interagem fortemente com os nucleons. As observações indicavam “mésons” primários que decaíam em “mésons” secundários. Escreveu Lattes:

“... tem sido mostrado que partículas lentas e carregadas de pequena massa, presentes como componentes da radiação cósmica em altas altitudes, podem entrar nos núcleos e produzir desintegrações com a emissão de partículas pesadas. É conveniente aplicar o termo ‘méson’ para qualquer partícula com massa intermediária entre o próton e o elétron. Em continuidade aos nossos experimentos, temos encontrado evidências de mésons que ao final de sua trajetória, produzem mésons secundários. Temos também observado transmutações nas quais mésons lentos são ejetados dos núcleos em desintegração. Muitas características destes processos ainda necessitam ser elucidadas, contudo, apresentamos o seguinte relatório dos experimentos, porque os resultados parecem muito próximos do importante problema de desenvolver uma teoria de méson satisfatória das forças nucleares.” [37] (original no Apêndice C.5, pág. 132).

Os mésons primários, partículas com cargas positiva e negativa, foram posteriormente chamados de mésons π , ou “píons” [38] (portanto, π^+ e π^-), e identificados mais tarde como as partículas de Yukawa. Os mésons secundários, que não interagem fortemente com os núcleons, foram identificados como o méson de Anderson e Neddermeyer, agora um produto do decaimento dos píons. O méson passou a ser chamado “méson μ ” e mais tarde apenas de “múon” ou μ , não sendo mais classificado como um méson na moderna terminologia de partículas, como veremos. Curiosamente, não foi mencionado sobre Yukawa nos primeiros artigos de Lattes [37, 38]:

“A única teoria de méson, de nosso conhecimento, a qual assume a existência de mésons de diferentes massas, é a de Schwinger.” [37] (original no Apêndice C.6, pág. 133),

que apenas fez referência a uma teoria de Schwinger [39], mas não demorou muito para que a comunidade científica percebesse a importância daqueles trabalhos, e já em 1949 Yukawa recebia o prêmio Nobel de Física, seguido por Powell em 1950.

No final de 1946 havia entrado em funcionamento um novo acelerador de partículas na Universidade de Berkeley na Califórnia, chamado sincrocíclotron, de 184 polegadas e que acelerava partículas a 380 MeV. Obtendo autorização para pesquisa no referido acelerador, em 1948 Lattes e Eugene Gardner conseguiram obter artificialmente π^- [40], no mesmo ano π^+ também foram produzidos por Lattes, Gardner e John Burfening [41], e finalmente em 1950 foi confirmada a existência do pión neutro π^0 observado em aceleradores, independentemente por 2 grupos de cientistas em 1949 [42] e 1950 [43], e também nos raios cósmicos em experimentos com balões meteorológicos [44].

Ao findar os anos 1940, acreditava-se que as partículas elementares da natureza eram o elétron (e^-), próton (p), nêutron (n), neutrino (ν), múon (μ) e méson π (o fóton, γ , aparecia como um mediador de força eletromagnética, e havia o pósitron, e^+ , como antimatéria). Em 1949 num artigo para a *Physical Review* Enrico Fermi e Chen Ning Yang referiam-se ao problema das partículas elementares:

“Em anos recentes, muitas novas partículas tem sido descobertas, que são atualmente assumidas como ‘elementares’, isto é, essencialmente sem estrutura. A probabilidade de que tais partículas sejam realmente elementares torna-se cada vez menor a medida que o número delas aumenta.” [45] (original no Apêndice C.7, pág. 133),

argumentando que os mésons π poderiam ser partículas compostas por um nucleon + anti-nucleon, portanto não seriam partículas fundamentais¹².

Se as poucas partículas conhecidas já intrigavam alguns cientistas, que buscavam um pequeno número de partículas elementares, a década de 1950 não seria animadora. Com o advento dos aceleradores de partículas, um grande número de novas partículas foi descoberto, intrigando ainda mais aqueles que buscavam simplicidade e um pequeno número de “tijolos da natureza”.

- As partículas estranhas

Havia indícios ao longo da década de 1940 acerca da existência de outras partículas. Em um “Report” sobre mésons [46] em 1950, Powell cita alguns experimentos com raios cósmicos que apontavam sobre a possível existência de uma nova partícula, chamada “méson τ ”, que decaía em dois ou três píons, e teria massa da ordem de 1000 m_e além de outras partículas.

Após a descoberta do méson π , entre 1947 e 1953 vários grupos de cientistas anunciavam a descoberta de novas partículas. No final de 1947 Rochester e Butler [47] anunciavam a descoberta de duas partículas, uma neutra e outra positiva, ambas com massa maior do que os píons. Isto foi confirmado em 1950 pela equipe de Carl Anderson [48] que também encontrou traços destas novas partículas, chamadas de partículas “V”, porque ao decair deixavam rastro na forma de um V. Haviam sido propostos alguns esquemas de decaimento para estas partículas, mas em 1951 o grupo de Manchester [49] confirmou as observações da equipe de Anderson e mostrou que existiam dois tipos de partículas V neutras, o que foi corroborado por outros grupos e em experiências nos aceleradores de partículas. Assim foram identificadas partículas do tipo I, V_1^0 e V_2^0 , e do tipo II, V_1^\pm (e posteriormente um tipo mais pesado de V^- , aqui chamado de V_2^-), de acordo com o tipo de decaimento que ocorria [49–54]:

$$V_1^0 \rightarrow p + \pi^- , \quad (2.63)$$

$$V_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- , \quad (2.64)$$

$$V_1^+ \rightarrow n + \pi^+ (\mu^+) , \quad (2.65)$$

¹²- Fermi, em 1949, expressa sua crença na existência de anti-nucleons, previstos na teoria de Dirac. A descoberta do anti-próton (e do anti-nêutron) ocorreria respectivamente em 1955 (e 1956). Mais tarde foi verificado que os píons não eram compostos por nucleons e anti-nucleons.

$$V_1^- \rightarrow n + \pi^-(\mu^-) , \quad (2.66)$$

$$V_2^- \rightarrow V_1^0 + \pi^- . \quad (2.67)$$

Por causa do decaimento (2.67) de V_2^- em outra partícula V , ou seja, uma “cascata” de partículas V , V_2^- também era chamada de “partícula cascata”. Em 1949 Powell e sua equipe (grupo de Bristol) [55] haviam também encontrado uma partícula que decaía em três píons, chamada τ^+ :¹³

$$\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- . \quad (2.68)$$

Entre 1951-53 foram anunciadas novas descobertas de “mésons pesados” com massas da ordem de $1000m_e$ e $2300m_e$ e diferentes esquemas de decaimento, portanto recebiam diferentes nomes¹⁴: méson κ [56], partícula S [57], méson χ [58], méson θ [52, 59], partícula ζ [60], etc. Nesta época foi cunhado o termo partículas “estranhas”. O comportamento estranho era o fato de estas novas partículas serem criadas através da força forte, que envolve tempos da ordem de 10^{-20} s, e decaírem em intervalos de tempo da ordem de 10^{-10} s, muito lentamente¹⁵. Já em 1952 Abraham Pais [61] discorria sobre a possibilidade de as partículas V com massas da ordem de $2200m_e$ serem férmions e aquelas com massas $\sim 800m_e$ serem bósons; sobre o mecanismo envolvido no decaimento das partículas estranhas ser diferente do responsável pela sua produção, e também que as partículas estranhas deveriam ser produzidas aos pares.

Diz-se que em 1953 Pais cunhou o termo “bárion” (do Grego: ‘pesado’), para designar os nucleons e as partículas mais pesadas que haviam sido detectadas. Esta palavra também foi empregada para designar a conservação de uma certa carga “pesada”¹⁶, proveniente de considerações [62] feitas por Hermann Weyl em 1929, Ernst Carl Gerlach Stückelberg em 1938 e Eugene Paul Wigner em 1949, o que hoje conhecemos por conservação do “número bariônico” (B). Os bárions possuem número bariônico $B = +1$, enquanto antibárions $B = -1$, e as demais

¹³ - Mais tarde foi encontrado também: τ^- , e τ^0 .

¹⁴ - Alguns cientistas preferiam chamar todas estas de partículas “V”, e posteriormente de partículas K.

¹⁵ - Esta diferença de tempo entre 10^{-10} s e 10^{-20} s, é realmente uma “eternidade” em física de partículas. Este decaimento mais lento envolve a força nuclear fraca, na moderna terminologia, como no decaimento β . A interação fraca era conhecida como “interação tipo-Fermi” ou “interação universal de Fermi”, fazendo referência à explicação de Fermi para o decaimento β .

¹⁶ - Isto estaria relacionado com a estabilidade dos prótons por exemplo, o que implica na estabilidade da matéria no Universo.

partículas $B = 0$. Assim, o decaimento nunca observado $p \rightarrow e^+ + \gamma$, não ocorreria por violar a referida lei (antes $B = +1$ e depois $B = 0$, portanto não conservado), pois $\sum B$ deve ser constante, antes e depois da reação.

Outra lei de conservação foi proposta em 1953 [63] por E. J. Konopinski e H. M. Mahmoud, a conservação da “leveza”. O termo “lépton” (do Grego, leve) já era utilizado para as partículas mais leves conhecidas, como o elétron (pósitron) e o múon. Portanto esta lei passou a ser conhecida como a conservação do número leptônico (L), em analogia com o número bariônico. Léptons possuem $L = +1$, antiléptons $L = -1$ e as demais partículas $L = 0$. Veremos mais a frente como são classificados os léptons na moderna terminologia.

Com estas novas descobertas e cada grupo de cientistas atribuindo diferentes nomes para as partículas observadas, como apresentado por Rochester e Butler em um *Report* de 1953 [54], tornou-se uma necessidade haver uma nomenclatura para este novo “zoo” de partículas, tarefa esta formalizada na famosa Conferência Internacional sobre Raios Cósmicos (1953) em Bagnères-de-Bigorre na França. Tornou-se consenso a seguinte nomenclatura¹⁷ [64–67]:

Grupos de partículas

1. mésons leves ou mésons L (símbolo L) - mésons π , mésons μ e qualquer outro possível méson mais leve;
2. mésons K, ou mésons pesados (símbolo K): partículas com massas intermediárias entre o méson π e o nucleon¹⁸.
3. partículas H; Híperons (símbolo H, depois alterado para Y): partículas com massas intermediárias entre o nucleon e o dêuteron (Esta definição seria alterada caso alguma nova partícula “fundamental” mais pesada que o dêuteron fosse descoberta);

Descrição fenomenológica

1. evento V: fenômeno que pode ser interpretado como o decaimento em vôo de um méson K ou um híperon. Subclasses V^0 e V^\pm ;
2. evento S: fenômeno que pode ser interpretado como o decaimento ou a captura de um méson K ou híperon, em repouso;

¹⁷ - Na moderna nomenclatura os múons μ não são mais chamados de mésons, são denominados “léptons” e são férmions.

¹⁸ - Esta era uma denominação geral para as diferentes partículas, τ , θ , χ , etc, que hoje são literalmente apenas mésons K, e não diferentes partículas.

Nomes individuais

1. Letras gregas minúsculas para mésons. Letras gregas maiúsculas para híperons;
2. Mésons pesados: os mais prováveis são: τ , κ , χ e θ^0 (identificada como sendo V_2^0).

Com a nova nomenclatura temos: $V_1^0 \equiv \Lambda^0$, e as partículas cascata mais tarde [68] foram designadas por Ξ , portanto (2.67) passou a ser:

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^- , \quad (2.69)$$

decaimento este identificado pelo grupo de Manchester [50] enquanto o grupo de Milão [69] havia identificado o seguinte decaimento:

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0 , \quad (2.70)$$

e havia outro possível [70]: $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$. Assim temos: $V_1^0 \equiv \Lambda^0$, $V_2^0 \equiv \theta^0$, $V_1^\pm \equiv \Sigma^\pm$ e $V_2^- \equiv \Xi^-$. Com o tempo outros “superprótons” ou híperons foram sendo descobertos. Alguns mésons pesados possuíam massas semelhantes mas diferentes esquemas de decaimento e diferentes estados de paridade, como:

$$\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- , \quad (2.71)$$

e

$$\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 , \quad (2.72)$$

(e algo análogo com τ^0 e θ^0). Tendo diferentes paridades e acreditando na conservação da mesma, estas não poderiam ser a mesma partícula, apesar de possuírem massa e tempo de vida idênticos. Isto ficou conhecido como o “puzzle $\theta - \tau$ ” apenas resolvido após ser demonstrada, em 1956-57, a não conservação da paridade em reações envolvendo a interação fraca [71–73], que rendeu o prêmio Nobel aos físicos Tsung Dao Lee e Chen Ning Yang. É importante registrar que em sua tese de doutoramento em 1950 na Universidade de Princeton, o físico brasileiro Jayme Tiomno havia apresentado idéias inovadoras relacionadas ao operador γ_5 (das matrizes de Dirac), deixando de considerar uma determinada combinação envolvendo este operador por violar a simetria de paridade, justamente a combinação considerada por Lee e Yang. Conta-se que quando Tiomno falou a Yang sobre a sua escolha, recebeu de Yang a seguinte resposta:

“Então eu tive sorte de me haver formado com Fermi, pois este não acreditava na conservação da paridade como um dos princípios fundamentais da Natureza.” [74].

Também é interessante notar que na mesma tese, Tiomno havia encontrado a possibilidade de um bóson neutro ser diferente de sua anti-partícula, o que mais tarde foi considerado por Gell-Mann e Pais [75] em 1955. Experimentalmente [76] foi observado em 1964 que o káon neutro (K^0) é diferente de sua anti-partícula (\bar{K}^0), demonstrando-se a violação da conjugação carga-paridade (CP) em tal sistema. Resumindo, os diferentes esquemas de decaimento de uma mesma partícula confundiram os pesquisadores durante certo intervalo de tempo. As várias partículas V mais leves que os nucleons são o que hoje chamamos mésons K, e as mais pesadas são chamadas híperons.

Voltando às idéias de Pais e à produção aos pares de partículas estranhas, este comportamento indicava que deveria existir uma grandeza conservada nos decaimentos que produziam as tais partículas. As idéias de Pais e outros, abriram caminho para que em 1955, Nishijima [77] e em 1956, Gell-Mann [78] chegassem a uma nova propriedade para as partículas estranhas, chamada “estranheza” (S), que seria conservada em processos envolvendo a interação forte, como na criação destas partículas, mas não conservada em seu decaimento, que envolve a interação fraca. Ambos apresentaram uma relação proveniente de análises de decaimentos, relacionando a carga elétrica (Q) com a estranheza (S), o número bariônico (B) e o isospin (I_z), a conhecida fórmula de Nishijima-Gell-Mann¹⁹:

$$Q = I_z + \frac{1}{2}B + \frac{1}{2}S . \quad (2.73)$$

Esta relação também permitiu, por exemplo, a previsão de mais dois híperons, Σ^0 e Ξ^0 . O primeiro foi detectado em 1956 [79] e o segundo em 1959 [80], conferindo um *status* ainda melhor à idéia de estranheza e à formula de Nishijima-Gell-Mann.

A busca pelos tijolos da natureza, os constituintes fundamentais da matéria, e outros segredos da natureza, levou à descoberta de leis fundamentais, como a conservação do número bariônico, leptônico, estranheza e à crescente descoberta de novas partículas. O que intrigava Fermi em 1949 quanto ao número de partículas “fundamentais”, perturbava ainda mais os cientistas em 1955, como pode ser verificado no discurso de Willis Lamb por ocasião do recebimento do prêmio Nobel:

“Quando o primeiro Prêmio Nobel foi concedido em 1901, os físicos conheciam apenas dois objetos que são agora chamados ‘partículas elementares’: o elétron e o próton. Um dilúvio de outras partículas ‘elementares’ apareceu depois da década de 1930; nêutron, neutrino, méson μ , méson π ,

¹⁹- É costume chamar de hipercarga (Y) a soma $B + S$, portanto $Y = B + S$.

mésons pesados e vários híperons. Tenho ouvido que é dito que 'o descobridor de uma nova partícula elementar costumava ser agraciado com o Prêmio Nobel, mas tal descoberta agora deveria ser punida com multa de \$10.000'." [81] (original no Apêndice C.8, pág. 133).

Agora os físicos de partículas elementares estavam diante do mesmo dilema enfrentado pelos químicos antes do aparecimento da tabela periódica dos elementos. Muitas propriedades por explicar, muitas peças por encaixar e partículas demais para complicar [82, 83]. Um importante passo foi dado em 1961 em direção à “tabela periódica” das partículas elementares.

- O caminho óctuplo

Desde a previsão teórica feita por Dirac sobre a existência das antipartículas, em 1927, apenas o pósitron havia sido observado em 1932 por Carl D. Anderson. O primeiro antibárion somente veio a ser observado em 1955, com a descoberta do antipróton [84]. Um ano depois foi observado o antinêutron [85]. Bárions e antibárions foram considerados por Fermi e Yang em 1949 como constituintes dos píons, como visto anteriormente. É provável que o modelo de Fermi-Yang [45], mesmo que apenas a idéia principal, tenha sido o precursor de todos os modelos subsequentes sobre a estrutura dos hádrons.

Com a descoberta de novas partículas (mésons e híperons) juntamente com o antipróton e o antinêutron, em 1956 Shoichi Sakata [86] propõe uma generalização do modelo de Fermi-Yang, levando em conta a recém proposta “estranheza” como propriedade fundamental das partículas “estranhas”, entre outras²⁰. Sakata tem como partículas fundamentais, nucleons (\mathfrak{N} ou N), antinucleons ($\overline{\mathfrak{N}}$ ou \overline{N}), lambdas (Λ) e antilambdas ($\overline{\Lambda}$). A tabela 2.2 mostra as características de cada partícula no modelo de Sakata.

É interessante notar que os káons (θ, τ) são vistos como um estado ligado de partícula-antipartícula, $N\overline{\Lambda}$ e antikáons como $\overline{N}\Lambda$. Os outros híperons como um estado ligado de três constituintes: $\Sigma = N\overline{N}\Lambda$ e $\Xi = \overline{N}\Lambda\Lambda$. Houve até uma discussão [89] sobre sua possível simetria $U(3)$. Na década de 1950 em diante, a física de partículas também passa a ser estudada através da teoria de grupos, uma importante e poderosa ferramenta matemática.

Em Fevereiro de 1961 um modelo com base matemática mais sólida foi apresentado por Yuval Ne'eman [90], no qual uma teoria para interações fortes é derivada de um princípio de invariância de *gauge* (calibre), apoiada na teoria de Yang e Mills [91] que haviam proposto um bóson vetorial para as interações fortes e também o requerimento de invariância local de *gauge*

²⁰ - Outros modelos de composição de partículas também foram propostos, como por exemplo: Markov [87] e Goldhaber [88].

Name	Model	Isotopic Spin	Strangeness	Ordinary Spin
\mathfrak{N}		1/2	0	1/2
$\bar{\mathfrak{N}}$		1/2	0	1/2
A		0	-1	1/2?
\bar{A}		0	1	1/2?
π	$\mathfrak{N} + \bar{\mathfrak{N}}$	1	0	0
$\theta(\tau)$	$\mathfrak{N} + \bar{A}$	1/2	1	0?
$\bar{\theta}(\bar{\tau})$	$\bar{\mathfrak{N}} + A$	1/2	-1	0?
Σ	$\mathfrak{N} + \bar{\mathfrak{N}} + A$	1	-1	1/2?
Ξ	$\bar{\mathfrak{N}} + A + A$	1/2	-2	1/2?

Figura 2.2: Modelo de Sakata [86], 1956.

como princípio básico para a construção de uma teoria das interações fortes. Em seu artigo, “Derivation of strong interactions from a gauge invariance”, Ne’eman, utilizando-se do grupo $SU(3)$, declara:

“Uma representação para bárions e bósons, baseada na álgebra de Lie das matrizes de traço nulo em 3 dimensões, é sugerida. Isto nos permite gerar as interações fortes de um princípio de invariância de *gauge*, envolvendo 8 bósons vetoriais. Algumas conexões com as interações eletromagnética e fraca serão ademais discutidas.” [90] (original no Apêndice C.9, pág. 134).

Destacamos aqui, que em 1957 Jayme Tiomno havia proposto [92] a simetria global $O(7)$ que “generaliza o espaço de isospin $O(3)$. Contudo, tal grupo por conter simetrias demais, dava lugar a processos proibidos, a leis de conservação não observadas. Ne’eman, então aluno do físico paquistanês Abdus Salam no Imperial College, na Inglaterra, ao trabalhar com o $O(7)$, por sugestão do próprio Salam, que era amigo de Tiomno, observou que as dificuldades apontadas por Tiomno sobre esse grupo, seriam contornadas se o mesmo fosse ampliado até 8 dimensões, já que este, o $O(8)$, continha o $SU(3)$ como subgrupo, cujas representações poderiam ser melhor aplicadas à física das partículas elementares.” [93].

No final de março de 1961 um modelo semelhante, também utilizando-se o grupo $SU(3)$, foi apresentado por Murray Gell-Mann [94], no qual ele modifica o modelo de Sakata, e como resultado, os nucleons e os híperons, em um dado esquema, poderiam ser compostos por 3 campos ou objetos “escondidos” ($2b + \bar{b}$ ou $bb\bar{b}$), e os mésons por 2 campos ($b\bar{b}$), lembrando o modelo de Sakata em termos de 2 e 3 constituintes, embora aqui estes campos seriam mais fundamentais. Segundo Gell-Mann:

“Na Seção VII apresentamos, como alternativa ao modelo simétrico de Sakata, um outro esquema com o mesmo grupo, o qual chamamos ‘caminho óctuplo’. Aqui os bárions, assim como os mésons, podem formar octetos e singletos, e os bárions N , Λ , Σ e Ξ devem constituir um octeto aproximadamente degenerado.” [94] (original no Apêndice C.10, pág. 134).

Em ambos os trabalhos (Ne’eman e Gell-Mann) temos 8 geradores do grupo $SU(3)$, ($3^2 - 1 = 8$), os bárions são agrupados num conjunto de 8 partículas, formando um “octeto bariônico”, o mesmo acontecendo com os mésons, “octeto mesônico”. Além dos “octetos”, poderia haver agrupamentos em “sextetos”, “decupletos”, etc, mas optou-se por agrupar as partículas em grupos de 8 pois existiam 8 bárions conhecidos (p , n , Λ , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^0 e Ξ^-). A fim de agrupar os 7 mésons de spin 0 conhecidos até aquela época, num octeto de partículas, foi proposta a existência de um novo méson com certas características previstas por Gell-Mann: carga neutra, estranheza zero e um limite superior de massa ~ 610 MeV, inicialmente chamado de χ^0 pelo próprio Gell-Mann e depois modificado para η^0 . Este méson foi observado experimentalmente no final de 1961 [95] com massa da ordem de 550 MeV.

Na época em que Ne’eman e Gell-Mann submeteram seus artigos para publicação, a existência de mésons vetoriais (spin 1) era apenas conjectura. No entanto o artigo de Gell-Mann permaneceu mais tempo com os *referees* (árbitros) e uma versão revisada foi enviada em Setembro de 1961, o que levou seu trabalho a ser publicado somente no ano seguinte e permitiu a Gell-Mann incluir em seu artigo referências aos recém descobertos mésons vetoriais K^* , ρ e ω .

Em cada “octeto” as partículas possuem mesmo spin, número bariônico e massas aproximadas. Estes octetos e os 8 geradores do $SU(3)$, inspiraram Gell-Mann a utilizar metaforicamente o termo “caminho óctuplo” para esta classificação de partículas, um termo emprestado do budismo e que se refere ao “nobre caminho óctuplo”, os 8 preceitos para alcançar a iluminação, segundo tal religião. Se construirmos um gráfico da estranheza \times isospin, com linhas diagonais indicando a carga elétrica, para mésons e para bárions, obtemos curiosos padrões geométricos, como na figura 2.3.

À medida que novas partículas eram descobertas, cada uma encontrava seu lugar nas figuras do caminho óctuplo. Nas décadas de 1950 e 1960 muitas ressonâncias de partículas (estados excitados meta-estáveis do sistema $p - \pi$ por exemplo) foram descobertas, bárions de spin 3/2, e outros mésons de spin 1, etc. Um exemplo é a ressonância Δ^{++} cuja descoberta foi anunciada em 1961 [97]. Possui spin 3/2, estranheza 0, e de acordo com a fórmula de Nishijima-

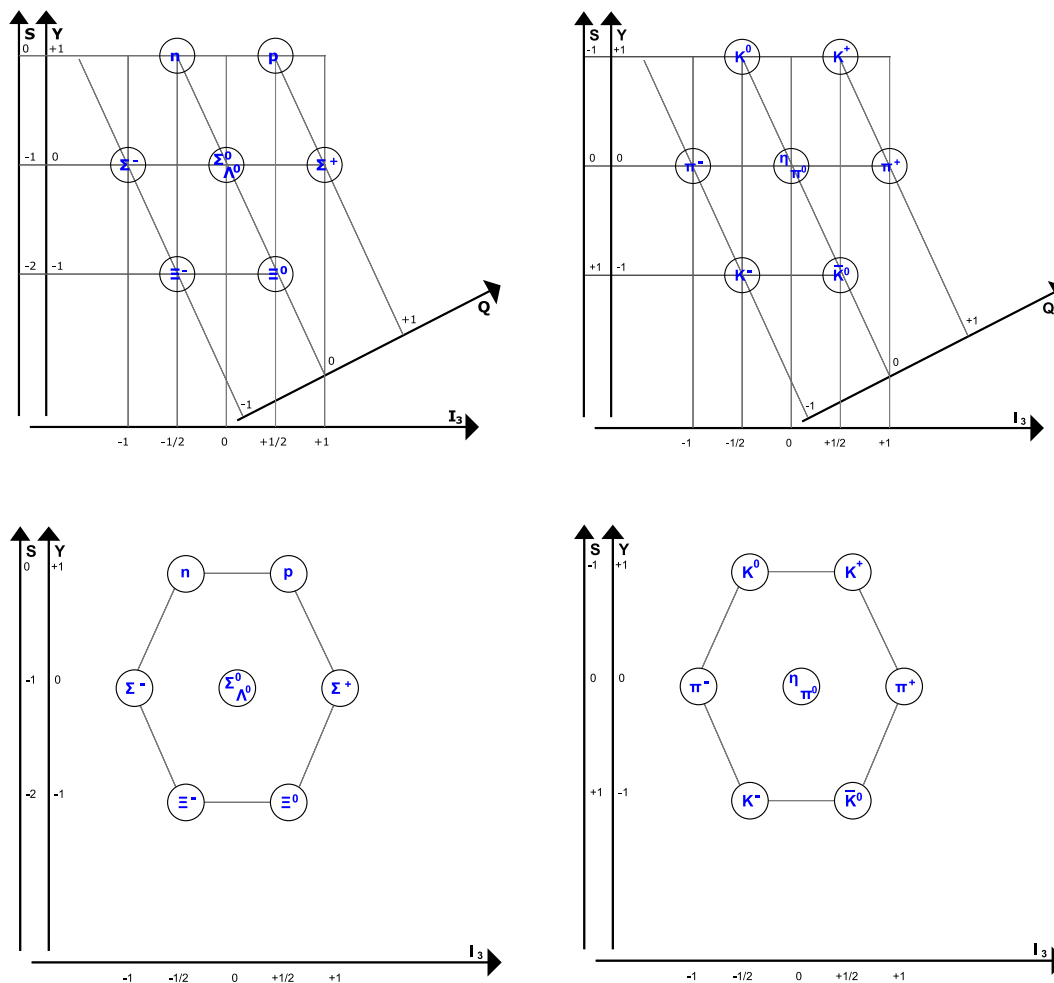


Figura 2.3: Padrões geométricos para os octetos de bárions (spin 1/2) e mésons (spin 0) [96].

Gell-Mann (2.73), deveria fazer parte de um multipletto de isospin 3/2, portanto 5 estados de carga ($-2, -1, 0, +1, +2$). Outras ressonâncias também foram detectadas, como Σ^{*-} , Σ^{*0} e Σ^{*+} .

Em 1962 esta inovadora idéia do caminho óctuplo era ainda pouco entendida e para muitos críticos, os seus obscuros padrões e simetrias eram mais acidentais do que fundamentais. Em julho de 1962 na conferência sobre física de altas energias realizada no CERN [98], Ne'eman e Gell-Mann estavam na audiência quando um grupo da Universidade de Los Angeles anunciou a descoberta de duas novas ressonâncias, Ξ^{*0} e Ξ^{*-} . Agrupando-se estas com outras ressonâncias conhecidas, Ne'eman e Gell-Mann perceberam que havia um novo multipletto no esquema do caminho óctuplo. Com 11 ressonâncias conhecidas, faltava apenas uma para completar um “decupletto” no caminho óctuplo, como mostrado na figura 2.4.

Além de hexágonos agora vemos também um triângulo no caminho óctuplo, figura 2.4 onde um dos vértices está faltando. Seria uma nova partícula? Na sessão do dia seguinte,

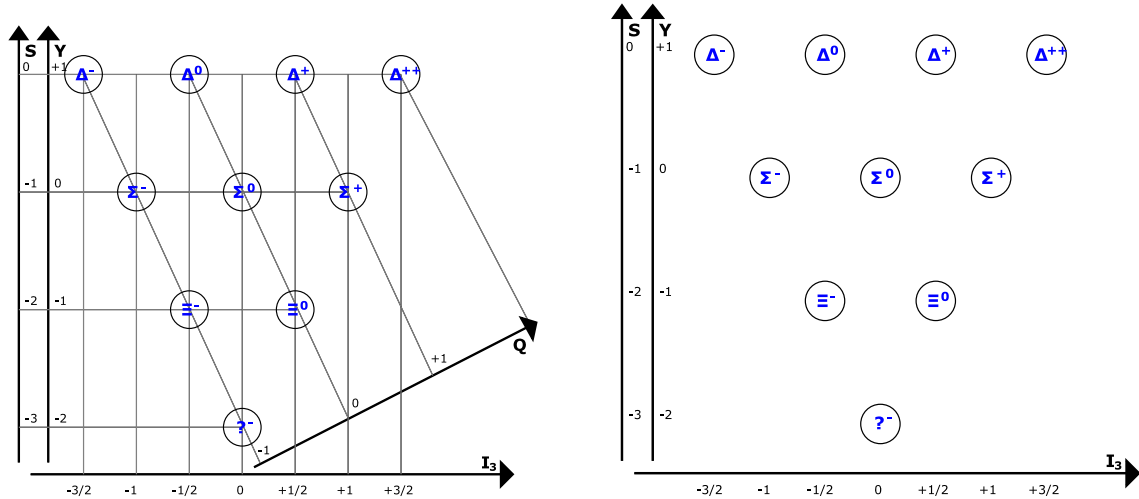


Figura 2.4: Decuplete bariônico, e a partícula que faltava (Ω^-), posteriormente descoberta foi chamada de Ω^- .

naquela conferência do CERN, foi realizado um *review* sobre as partículas conhecidas até aquele momento, e ao final o presidente daquela sessão abriu espaço para comentários. Ne'eman e Gell-Mann que estavam na platéia, levantaram as mãos, e a palavra foi concedida a Gell-Mann, que era um teórico já reconhecido, enquanto Ne'eman era apenas um estudante²¹. Então, Gell-Mann diante de todos anunciou a sua previsão de uma nova partícula, discorrendo sobre suas propriedades e indicando caminhos para os experimentais encontrá-la. Chamou-a de Ω^- por ser a última letra do alfabeto grego, pois era a última partícula para completar o decuplete. Efetuando um cálculo similar àquele realizado para estimar a massa do méson η^0 [94], Gell-Mann avaliou que a massa do Ω^- deveria ser da ordem de 1680 MeV.

Em 1964 foi anunciada por um grupo do Brookhaven National Laboratory (BNL) [99] a descoberta do Ω^- com massa 1686 ± 12 MeV, e poucas semanas depois a mesma foi confirmada no CERN [98]. Depois desta descoberta, o obscuro caminho óctuplo passou a ser respeitado.

As diversas leis de conservação e relações como a fórmula de Nishijima-Gell-Mann (2.73) e o caminho óctuplo, indicam que as partículas que obedecem a tais relações possuem uma estrutura adjacente mais fundamental, assim como a tabela periódica indicava que os elementos químicos possuíam estrutura interna que seria responsável por suas propriedades periódicas...

- O modelo dos quarks (1964)

²¹ - Ne'eman havia terminado sua tese em 1961, sob a supervisão de Abdus Salam, no *Imperial College*, Inglaterra, quando estava a serviço do Estado de Israel, entre 1958 e 1961, no Reino Unido. Contudo, não pode defender sua tese porque havia esquecido de efetuar o registro necessário (provavelmente por suas ocupações diplomáticas) e assim, teve que esperar mais 2 anos para obter seu *Ph.D.* (grau de Doutor).

Uma explicação mais fundamental era necessária para que o caminho óctuplo não parecesse apenas mais uma coincidência. Por que aqueles padrões? Como explicar os múltiplos? A tabela periódica dos elementos era explicada através de uma estrutura fundamental de partículas, regidas pelas leis da mecânica quântica e do princípio da exclusão.

Não demorou muito para aparecer uma explicação aos padrões do caminho óctuplo. No caso da tabela periódica, a química teve Mendeleev como seu expoente, mas a física de partículas conheceu dois expoentes, Murray Gell-Mann [100] e Georg Zweig [101], que independentemente, propuseram em 1964 um modelo baseado na álgebra $SU(3)$ que explicava os padrões do caminho óctuplo, assumindo que os hádrons (bárions e mésons) não eram partículas fundamentais, mas compostas por 3 campos ou entes, que seriam as verdadeiras partículas fundamentais.

Gell-Mann chamou estas partículas de “quarks” enquanto Zweig chamou-as “aces”. Por fim, o nome quark ganhou aceitação geral. Inicialmente foram propostos 3 tipos de quarks, ou “sabores”, a fim de explicar as propriedades conhecidas dos bárions e dos mésons. Estes quarks são conhecidos pelos nomes: *up* (para cima), *down* (para baixo) e *strange* (estranho), e simbolizados por : “u”, “d” e “s”. Estes poderiam ser os campos “escondidos” possíveis da álgebra $SU(3)$ no modelo proposto por Gell-Mann em 1961 [94], como vimos.

Os bárions seriam compostos por 3 campos e os mésons por 2, assim através de combinações de 3 e 2 quarks (e seus anti-quarks) buscava-se explicar todas as partículas conhecidas até aquela época, como também suas propriedades: spin, carga elétrica, massa, etc. Os oito geradores da álgebra $SU(3)$, são os 8 bósons de mediação da interação forte, chamados “glúons”.

Para explicar a carga elétrica por exemplo, os quarks deveriam possuir carga elétrica fracionária, uma propriedade um tanto excêntrica, e que pode ter sido mais um dos motivos de levou alguns cientistas a desacreditar o modelo. Alguns assumiam que os quarks eram meramente hipotéticos, um conceito abstrato para explicar observações, enquanto outros acreditavam que os quarks poderiam de fato ser entidades físicas, e realmente fundamentais, com as propriedades apresentadas na figura 2.5 e sumarizadas na tabela 2.2. A figura 2.6 apresenta os bárions das figuras 2.3 e 2.4 dados em termos de sua composição quarkônica.

Segundo o modelo dos quarks:

- quarks são férmions de spin $1/2$;
- Bárions são compostos por três quarks (qqq), e anti-bárions são compostos por três anti-quarks ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$);

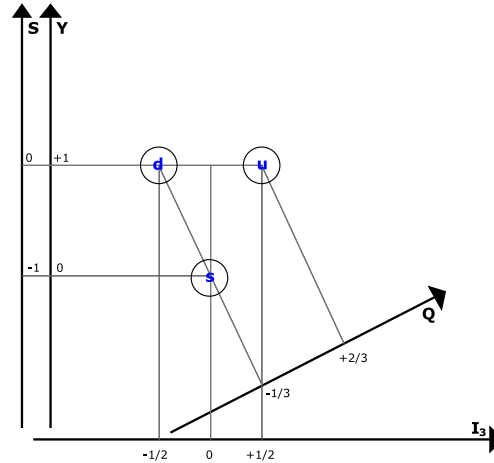


Figura 2.5: O tripleto de quarks, no esquema do caminho óctuplo. Há também uma figura semelhante para os anti-quarks.

	Q	\vec{J}_s	B	τ_3	S
u	+2/3	1/2	+1/3	+1/2	0
d	-1/3	1/2	+1/3	-1/2	0
s	-1/3	1/2	+1/3	0	-1

Tabela 2.2: Algumas propriedades do quarks. Q carga elétrica, \vec{J}_s spin, B número bariônico, τ_3 terceira componente do isospin e S é a estranheza.

- Mésons são compostos por um par quark/anti-quark ($q\bar{q}$), e os respectivos anti-mésons por ($\bar{q}q$);

Fazendo combinações entre 3 e 2 quarks obtém-se as partículas apresentadas anteriormente nas figuras do caminho óctuplo! Assim, aqueles padrões são explicados naturalmente através dos quarks. Há combinações não permitidas pelo modelo, como por exemplo, um bárion com $S = 0$ e $Q = -2$. Para combinar quarks a fim de formar a ressonância Δ^{++} precisamos de 3 quarks “u”. Contudo, o princípio da exclusão de Pauli proíbe tal estado. A fim de explicar o Δ^{++} em termos de 3 quarks “u” e manter o princípio da exclusão, um novo número quântico foi proposto por O. W. Greenberg [102] em 1964, que seria uma “carga” com três projeções em diferentes direções em um certo espaço abstrato, à qual D. B. Lichtenberg [103] aplicou a terminologia de “cor”, em analogia com as combinações das três cores primárias do sistema RGB (**R**ed - vermelho; **G**reen - verde; **B**lue - azul) que resultam em outras cores²² ou em cor

²² - Este número quântico não se refere à cor da partícula como uma percepção visual. É apenas um nome para a carga da interação forte, assim como existe a carga “elétrica”, existe a carga de “cor”.

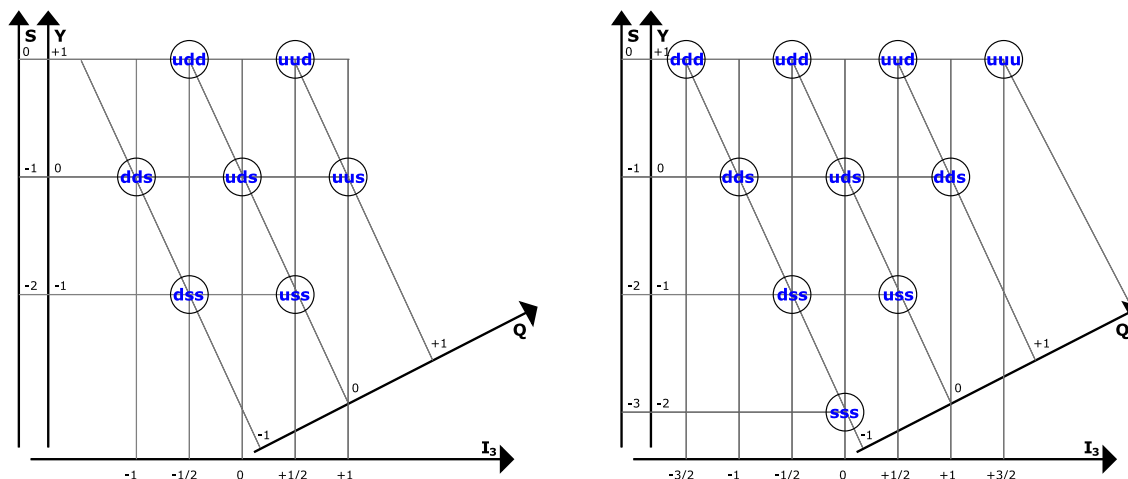


Figura 2.6: Octeto bariônico e decuplete bariônico das figuras 2.3 e 2.4 dados em termos dos quarks.

“neutra”. Portanto, a carga da interação forte, recebe o nome de “cor”.

Assim, cada sabor de quark possui três “cores” (“vermelho”, “verde” e “azul”), e os anti-quarks possuem “anti-cores”. Então um quark u (azul) é diferente de um quark \bar{u} (vermelho), por exemplo, de maneira que combinações de iguais sabores (uuu) mas diferentes cores ($\bar{u}u\bar{u}$), não representam um estado quântico idêntico, mantendo-se a validade do princípio da exclusão e salvando o modelo dos quarks. Nesta terminologia, as combinações de quarks permitidas seriam as combinações²³ “neutras”, “incolores” ou “brancas”, através da mistura de cores, e também entre cores e anti-cores, como mostrado no figura 2.7.

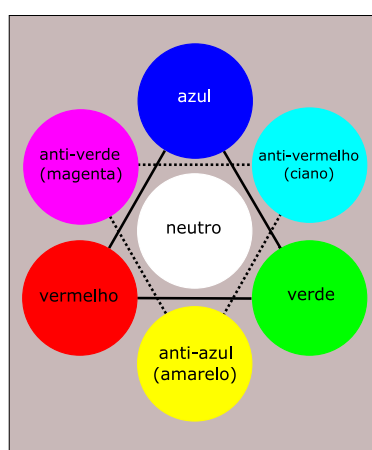


Figura 2.7: Combinações de cores que geram “branco” ou “neutro” (cor nula), para os quarks.

Com efeito, enquanto alguns acreditavam no modelo dos quarks e outros não, o modelo era

²³ - Combinações neutras não são necessariamente brancas, no sentido visual da cor, mas aqui o termo “branco” é utilizado como sinônimo de “neutro”.

desenvolvido, conforme novas características apareciam e necessitavam de explicação. Ainda no mesmo ano, 1964, uma extensão ao modelo de Gell-Mann/Zweig foi apresentada por James D. Bjorken e Sheldon Lee Glashow [104], na qual foi proposta a existência de um novo sabor de quark, chamado *charm* (charmoso), a fim de melhor explicar certos processos envolvendo a interação fraca.

Eram conhecidos 4 tipos de léptons e 3 tipos de quarks. A proposta de um novo quark igualaria o número de léptons ao de quarks, o que para muitos cientistas, poderia representar algum tipo de simetria. Desde então, associações entre o número de quarks e léptons eram feitas, sempre que uma partícula de alguma destas famílias era proposta, logo pensava-se na existência de uma nova partícula da outra família.

Apesar dos progressos, muitos experimentos eram conduzidos na tentativa de criar quarks em laboratório, ou observá-los isolados. Isto nunca era alcançado, fato que levou muitos cientistas a buscar alternativas ao modelo dos quarks. Em 1968, experiências de espalhamento profundamente inelástico, realizadas no SLAC (Stanford Linear Accelerator Center), na Califórnia, mostraram que o próton não era uma partícula elementar, pois apresentava uma estrutura interna, o mesmo ocorrendo com outros hádrons. Havia relutância por parte de alguns físicos de aceitar o modelo dos quarks, e identificar as subestruturas dos hádrons com os quarks. Em 1969 Richard Feynman [105] propôs o modelo dos “pártons” para explicar o espalhamento profundamente inelástico de hádrons, onde os hádrons seriam compostos por estas partículas chamadas “pártons”, que a princípio, teriam uma natureza diferente dos quarks.

Em um artigo de 1970 [106], Sheldon Glashow, John Iliopoulos e Luciano Maiani, apresentaram argumentos mais elaborados em favor da existência do quark “*c*” (*charm*). Em 1974 um novo méson foi descoberto, independentemente por dois grupos, um em Brookhaven (New York/USA) [107], que chamou a partícula: “*J*” e outro no SLAC (California/USA) [108] denominando-a “*ψ*”, e que passou a ser chamada J/ψ , um méson pesado, e com outra característica incomum para mésons, um tempo de vida $\sim 10^{-20}$ s. Após muita discussão, venceram os argumentos a favor do modelo dos quarks, onde o J/ψ é visto com um estado ligado do novo quark *c* e sua anti-partícula \bar{c} : J/ψ ($c\bar{c}$). Assim como o quark *s* carrega estranheza, o quark *c* introduz “charme” no sistema. Desde então, muitos passaram a identificar os pártons com quarks e glúons.

Em 1975 um novo lépton foi descoberto [109], o τ e logo especulou-se sobre a existência de um neutrino associado a nova partícula. Teríamos então seis léptons e quatro quarks.

Não demorou muito para postular-se a existência de outros quarks, além das necessidades teóricas para explicar determinados processos. Em 1977 um novo méson pesado foi descoberto [110], chamado Υ , sendo explicado com a suposição de um quinto quark, chamado “b” *bottom* (inferior). Assim, o Υ passou a ser identificado como o estado ligado ($b\bar{b}$). O nome Υ para um determinada “ressonância” havia sido sugerido no ano anterior [111].

Desde então o modelo dos quark ganhou cada vez mais espaço, e com a descoberta do quinto quark, faltava apenas mais um para equipar-se o número de quarks e léptons, como pretendido pelos amantes de simetrias na natureza. O nome para o novo quark já havia sido cunhado, “*t*” *top* (superior) e o mesmo foi observado (indiretamente) em 1995 [112] no Fermilab (Chicago/USA). A tabela 2.3 apresenta as propriedades dos 6 quarks. O quark *s* introduz “strangeness” (estranheza) no sistema, e quantidades semelhantes foram associadas aos outros quarks, assim, o quark *c* (charm) tem “charmness” (charme), quark *b* (bottom) possui “bottomness” (inferioridade) e o *t* (top) tem “topness” (superioridade).

Quark	Massa [113]	Q	\vec{J}_s	B	τ_3	S	C	B'	T
<i>u</i>	1,5 a 3,3 MeV	+2/3	1/2	+1/3	+1/2	0	0	0	0
<i>d</i>	3,5 a 6,0 MeV	-1/3	1/2	+1/3	-1/2	0	0	0	0
<i>s</i>	104_{-34}^{+26} MeV	-1/3	1/2	+1/3	0	-1	0	0	0
<i>c</i>	$1,27_{-0,11}^{+0,07}$ GeV	+2/3	1/2	+1/3	0	0	+1	0	0
<i>b</i>	$4,20_{-0,07}^{+0,17}$ GeV	+2/3	1/2	+1/3	0	0	0	+1	0
<i>t</i>	$171,2 \pm 2,1$ GeV	-1/3	1/2	+1/3	0	0	0	0	+1

Tabela 2.3: Quark: *u* (*up* - para cima), *d* (*down* - para baixo), *s* (*strange* - estranho), *c* (*charm* - charmoso), *b* (*bottom* - inferior) e *t* (*top* - superior). Q carga elétrica, \vec{J}_s spin, B número bariônico, τ_3 terceira componente do isospin, S strangeness (estranheza), C charmness (charme/beleza), B' bottomness (inferioridade) e T topness (superioridade).

Em 1983 foram descobertos no CERN (Genebra/Suíça) os bósons W^\pm e Z da interação fraca, confirmando as previsões da teoria eletrofraca de Glashow, Weinberg e Salam, um triunfo para o modelo padrão, teoria que descreve as forças nuclear forte, fraca e eletromagnética, além das partículas que constituem a matéria. Ainda não é uma teoria completa por não incluir a força gravitacional.

Segundo o modelo padrão, tudo o que nos cerca é formado por quarks, léptons e os mediadores das forças (γ , W^\pm , Z , glúons), figura 2.8. Há seis tipos de léptons, e também seis

anti-léptons, portanto 12 “entes”. De maneira similar, há seis sabores de quarks e também de anti-quarks, cada qual com três cores, portanto $6 \times 3 + 6 \times 3 = 36$ entes. Os mediadores são 8 glúons (que carregam carga de cor), os 3 bósons da interação fraca e o fóton. Já temos 60 entes, e se considerarmos o bóson de Higgs, então chegamos ao número 61. Há alguma estrutura ainda mais fundamental? Por enquanto esta é a melhor teoria de que dispomos, mas sem a força gravitacional, ela não estará completa.

Three Generations
of Matter (Fermions)

	I	II	III	
mass→	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
charge→	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin→	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
name→	u up	c charm	t top	γ photon
Quarks				
	4.8 MeV	104 MeV	4.2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	d down	s strange	b bottom	g gluon
	<2.2 eV	<0.17 MeV	<15.5 MeV	91.2 GeV
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	Z weak force
Leptons				
	0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV	80.4 GeV
	-1	-1	-1	± 1
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	e electron	μ muon	τ tau	W$^\pm$ weak force

Bosons (Forces)

Figura 2.8: Modelo padrão das partículas elementares.

A teoria das interações fortes, que descreve quarks interagindo através da troca de glúons, onde há carga de cor, foi batizada de cromodinâmica quântica - *quantum chromodynamics* (QCD), em razão dos campos de cor. Há alguns paralelos entre a cromodinâmica quântica e a eletrodinâmica quântica (quantum electrodynamics - QED). Contudo, o fato de os glúons carregarem carga de cor, e portanto, interagirem entre si, é responsável por dificultar os cálculos, em relação aos métodos utilizados na QED. Por isso desenvolvem-se teorias efetivas que contemplam certas características essenciais, a fim de facilitar a obtenção de soluções ao estudar determinados sistemas.

Vamos agora conhecer um dos modelos efetivos desenvolvidos para incluir certas características dos quarks em sistema hadrônicos, o qual utilizaremos para estudar a transição de fases de desconfinamento hádron-quark.

2.4.2 MIT bag model

Em 1974 um grupo de físicos do *Massachusetts Institute of Technology*²⁴ (MIT), baseado nas idéias de Bogolioubov [114], propôs um modelo para explicar os hádrons em termos de campos confinados em seu interior, que é conhecido como *MIT bag model* ou “modelo de sacola do MIT” [7]. É um modelo efetivo alternativo à QCD, a fim de simplificar os cálculos, e que explica as massas dos hádrons em termos de campos constituintes (os “pártons”) ou em termos de quarks.

Um hádron é visto como uma “cavidade” ou uma bolha no “vácuo” da QCD, dentro do qual movem-se livremente os quarks²⁵, como um gás de Férmi, portanto é um modelo de confinamento de quarks. Os quarks não podem “penetrar o vácuo” devido a certas condições de contorno na superfície da sacola, que garantem o confinamento. Com efeito, tem-se uma descrição fenomenológica e muito útil de quarks confinados dentro de hádrons. O livre movimento dentro da *bag* (sacola), ou seja, um tratamento sem interação, é justificado apelando-se para a idéia de liberdade assintótica [115] descoberta em 1973. No interior dos hádrons, os quarks interagem fracamente de maneira que tal interação poderia ser desprezada. Para cálculos mais refinados, estes efeitos podem ser levados em conta (glúons com interações perturbativas de primeira ordem por exemplo).

A criação de uma bolha (sacola) no “vácuo” da QCD exige gasto de energia em analogia ao aparecimento de uma bolha no interior de um fluido que sofre aquecimento. Portanto a sacola possui uma energia potencial por unidade de volume²⁶, B , associada a ela, e com a energia cinética dos quarks, tem-se a energia necessária para existir uma bolha no “vácuo”, ou também, a pressão necessária para contrabalançar a pressão do “vácuo”.

A energia por unidade de volume B , é chamada constante da sacola. De maneira mais refinada, diz-se que B representa a diferença entre a densidade de energia do vácuo perturbativo da QCD dentro dos hádrons e da densidade de energia do vácuo não perturbativo da QCD fora dos hádrons, pois dentro da sacola funcionaria a QCD de maneira perturbativa. Em palavras simples, B também é a pressão de confinamento dos quarks. Portanto, a energia associada com a presença de quarks numa região de volume V , é BV , e soma-se a esta a energia cinética dos

²⁴ - MIT: Instituto de Tecnologia de Massachusetts.

²⁵ - Também podem ser considerados os glúons.

²⁶ - Energia por volume, ou, densidade (volumétrica) de energia, tem unidade de pressão, por isso, podemos dizer que B é a pressão de confinamento da sacola, ou a dens. de energia necessária para criar-se um vácuo perturbativo no vácuo da QCD.

quarks, resultando na energia total do sistema:

$$E = E_q + BV , \quad (2.74)$$

ou em termos de densidade de energia ($\mathcal{E} = E/V$):

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_q + B , \quad (2.75)$$

e a pressão do sistema, necessária para equilibrar a pressão do “vácuo”:

$$P = P_q - B . \quad (2.76)$$

Neste sentido, um hádron é comparado com uma bolha de um gás ideal relativístico (ou melhor, ultrarelativístico) num fluido perfeito, uniforme e isotrópico, onde o gás constituinte é um gás de quarks e a pressão termodinâmica do gás é substituída pela pressão dos quarks, calculada através da estatística quântica. A constante B estaria associada com as propriedades “especiais” de uma interface entre o fluido e o gás, e o fluido seria o análogo do vácuo. Isto na verdade é para justificar o aparecimento da constante de confinamento B na teoria, introduzida à mão, pelo fato de ainda não ser possível resolver a QCD de maneira exata, onde o campo de cor naturalmente seria o responsável pelo confinamento, sem a necessidade de termos *ad hoc*.

Matematicamente o modelo assemelha-se ao caso de uma cavidade no interior de um condutor elétrico perfeito, onde os campos elétrico e magnético são substituídos pelos campos “elétrico” e “magnético” de cor, as soluções das equações de Maxwell pelas soluções da equação de Dirac, e o condutor é substituído pelo vácuo da QCD, com condições de contorno análogas, nas paredes da cavidade, para os campos. A figura 2.9 apresenta esta comparação.

Uma discussão mais detalhada desta analogia, das diferenças entre a QED e a QCD, e do efeito causado pelo fato dos glúons carregarem carga de cor, encontra-se na referência [116]. O formalismo lagrangiano para o MIT em uma forma simples, sem considerar os graus de liberdade dos glúons, é dado pela seguinte densidade lagrangiana²⁷ [116]:

$$\mathcal{L}_{MIT} = \left\{ \frac{i}{2} [\bar{\psi}_q \gamma^\mu \partial_\mu \psi_q - (\partial_\mu \bar{\psi}_q) \gamma^\mu \psi_q] - m_q \bar{\psi}_q \psi_q - B \right\} \Theta_V - \frac{1}{2} \bar{\psi}_q \psi_q \Delta_S , \quad (2.77)$$

onde m_q representa a massa dos quarks, ψ_q o campo quarkiônico e Θ_V é a função degrau:

²⁷ - A soma sobre sabores e cores foi omitida.

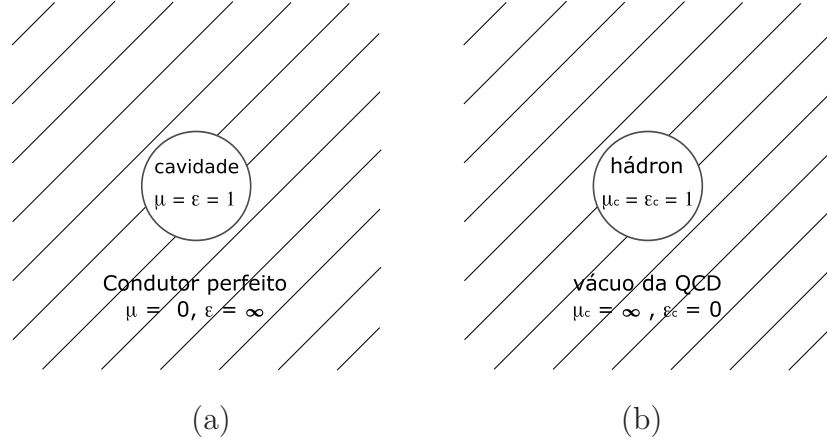


Figura 2.9: Esquema idealizado de um hádron envolvido pelo vácuo da QCD, que é análogo a uma cavidade em um condutor perfeito [116]. O índice 'c' refere-se a cor.

$$\Theta_V = \begin{cases} 1 & , \text{ dentro da sacola} \\ 0 & , \text{ fora da sacola} \end{cases} . \quad (2.78)$$

Para o caso estático e esfericamente simétrico com R sendo o raio da sacola, $\Delta_S = \delta(R-r)$ é a função delta de superfície e $\Theta_V = \Theta(R-r)$.

Existem aprimoramentos do modelo de sacola do MIT (como o *fuzzy bag model* [117], por exemplo) para contemplar outras características que não serão abordadas neste trabalho. A fim de obter expressões analíticas simples para EOS quarkiônicas, começamos utilizando a forma mais simples do modelo, derivando as propriedades de um gás de Fermi de quarks (ideal e relativístico) em dois limites:

$$\text{I) } T = 0 \quad , \quad m_q \neq 0 \quad \text{e} \quad \text{II) } T \neq 0 \quad , \quad m_q = 0$$

As expressões gerais das EOS de um gás de Fermi de quarks para o MIT são dadas por:

$$P = \sum_q \frac{1}{3} \frac{\gamma_q}{2\pi^2} \int_0^\infty k \frac{\partial E_q(k)}{\partial k} [f_{FD+}(k, \mu_q) + f_{FD-}(k, -\mu_q)] k^2 dk - B , \quad (2.79)$$

$$\mathcal{E} = \sum_q \frac{\gamma_q}{2\pi^2} \int_0^\infty E_q(k) [f_{FD+}(k, \mu_q) + f_{FD-}(k, -\mu_q)] k^2 dk + B , \quad (2.80)$$

$$n_q = \sum_q \frac{\gamma_q}{2\pi^2} \int_0^\infty [f_{FD+}(k, \mu_q) - f_{FD-}(k, -\mu_q)] k^2 dk , \quad (2.81)$$

onde o índice q representa o sabor do quark²⁸, m_q a massa, μ_q o potencial químico, a energia cinética dos quarks é dada por:

$$E_q(k) = (m_q^2 + k^2)^{1/2} , \quad (2.82)$$

e f_{FD} é a função distribuição de Fermi-Dirac para partículas (+) e anti-partículas (-):

$$f_{FD\pm}(k, \pm\mu_q) = \frac{1}{e^{(E_q(k) \mp \mu_q)/T} + 1} . \quad (2.83)$$

Cada sabor de quark possui degenerescência $\gamma_q = 2_{\text{spin}} \times 3_{\text{cor}} = 6$, pois há 2 projeções de spin e 3 cores²⁹. Pelo fato de cada bárion ser composto por 3 quarks, a relação entre a densidade bariônica (n_B) e a densidade de quarks (n_q) é a seguinte:

$$n_B = \frac{n_q}{3} , \quad (2.84)$$

por isso pode-se expressar a densidade de quarks em termos da densidade bariônica.

- **Caso I:** $T = 0$, $m_q \neq 0$

Em temperatura zero as funções distribuição de Fermi-Dirac para partículas tornam-se funções degrau com a energia de Fermi μ_q , e para anti-partículas são iguais a zero. Assim:

$$P = \sum_q \frac{1}{3} \frac{\gamma_q}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{k^4}{E_q(k)} [\Theta(k_{F_q} - k)] dk - B , \quad (2.85)$$

$$\mathcal{E} = \sum_q \frac{\gamma_q}{2\pi^2} \int_0^\infty E_q(k) [\Theta(k_{F_q} - k)] k^2 dk + B , \quad (2.86)$$

$$n_q = \sum_q \frac{\gamma_q}{2\pi^2} \int_0^\infty [\Theta(k_{F_q} - k)] k^2 dk . \quad (2.87)$$

Utilizando as integrais (D.1) e (D.2) do Apêndice D e sabendo que neste caso ($T = 0$), $\mu_q = \sqrt{m_q^2 + k_{F_q}^2}$, onde k_{F_q} é o momentum de Fermi, obtemos:

²⁸ - Isto é, $q = u, d$ ou $q = u, d, s$ ou ainda $q = u, d, s, \dots$; neste trabalho utilizaremos apenas os quarks u e d .

²⁹ - Pelo fato de expressarmos os resultados com uma soma nos sabores, $\gamma_q = 6$. Se não houver distinção entre os sabores nas variáveis, isto é, $\mu_u = \mu_d$, $m_u = m_d$, etc, devemos considerar $\gamma_q = 2_{\text{isospin}} \times 2_{\text{spin}} \times 3_{\text{cor}} = 12$, nas equações.

$$P = \sum_q \frac{1}{4\pi^2} \left[\mu_q k_{F_q} \left(\mu_q^2 - \frac{5}{2} m_q^2 \right) + \frac{3}{2} m_q^4 \ln \left(\frac{\mu_q + k_{F_q}}{m_q} \right) \right] - B , \quad (2.88)$$

$$\mathcal{E} = \sum_q \frac{3}{4\pi^2} \left[\mu_q k_{F_q} \left(\mu_q^2 - \frac{1}{2} m_q^2 \right) - \frac{1}{2} m_q^4 \ln \left(\frac{\mu_q + k_{F_q}}{m_q} \right) \right] + B , \quad (2.89)$$

$$n_q = \sum_q \frac{k_{F_q}^3}{\pi^2} . \quad (2.90)$$

- **Caso II:** $T \neq 0$, $m_q = 0$

Na aproximação para massa zero, em temperatura finita podemos obter expressões analíticas utilizando as integrais (D.3) e (D.4) do Apêndice D:

$$P = \sum_q \left(\frac{7}{60} \pi^2 T^4 + \frac{1}{2} T^2 \mu_q^2 + \frac{1}{4\pi^2} \mu_q^4 \right) - B , \quad (2.91)$$

$$\mathcal{E} = 3P + 4B , \quad (2.92)$$

$$n_q = \sum_q \left(T^2 \mu_q + \frac{\mu_q^3}{\pi^2} \right) . \quad (2.93)$$

O MIT é um modelo muito simples e por ser efetivo, funciona apenas dentro de certos limites, pois não contempla todas as características fundamentais da QCD, como qualquer modelo efetivo. Com efeito, possui algumas inconsistências [116, 118], contudo, para a proposta deste trabalho apresenta resultados satisfatórios, além de ser largamente utilizado em estudos sobre matéria de quarks em objetos estelares compactos [13], etc.

Através de um cálculo modesto é possível estimar o valor de B . Pelo fato de ser uma estimativa, podemos desconsiderar certas características do sistema a fim de ter uma idéia das ordens de grandeza das constantes envolvidas, no caso, apenas de B . Então, consideremos bárions livres (podem ser os nucleons por exemplo) num sistema em temperatura zero e para simplificar ainda mais, tomemos os quarks com massas nulas e a pressão externa sobre cada sacola (bárion) de volume V , também nula, assim (2.76) passa a ser:

$$P_q = B , \quad (2.94)$$

e a pressão para um gás de Férmions ultrarelativístico é dada pela fórmula geral:

$$P_f = \frac{1}{3} \mathcal{E}_f , \quad (2.95)$$

que na equação (2.94) resulta em:

$$P_q = \frac{1}{3} \mathcal{E}_q = B \quad \Rightarrow \quad \mathcal{E}_q = 3B , \quad (2.96)$$

inserido na equação (2.75) obtém-se:

$$\mathcal{E} = 4B \quad \Rightarrow \quad E = 4BV . \quad (2.97)$$

A energia de um bárion proveniente de graus de liberdade internos corresponde a sua própria massa de repouso, isto é, a energia associada com a sacola (BV) e ao movimento cinético dos quarks (E_q) resultam na massa do bárion, $E = m_N c^2$ com $c = 1$ (sistema natural de unidades). Considerando um volume esférico e utilizando o raio quadrático médio R_N de um nucleon, $\langle V \rangle = \frac{4\pi R_N^3}{3}$, em (2.97) obtemos³⁰:

$$m_N = \frac{16\pi B R_N^3}{3} , \quad (2.98)$$

de onde segue:

$$B = \frac{3m_N}{16\pi R_N^3} \text{ [fm}^{-4}\text{]} , \quad (2.99)$$

ou:

$$B^{1/4} = \left(\frac{3m_N}{16\pi R_N^3} \right)^{1/4} \cdot 197,32 \text{ [MeV]} . \quad (2.100)$$

Para uma simples estimativa da constante da sacola B , tomamos os seguintes valores³¹: $R_N \sim 1 \text{ fm}$, e $m_N = 939 \text{ MeV} \approx 4,759 \text{ fm}^{-1}$, resultando em:

$$B^{1/4} \sim 145 \text{ MeV} . \quad (2.101)$$

³⁰ - Aqui, R_N é dado em fm, B em fm^{-4} e a massa (m_N) neste caso em fm^{-1} , onde 1 fm (fermi) = 10^{-15} m . É usual expressar B em MeV, utilizando $\hbar c = 1 = 197,32 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$, e fazendo $B^{1/4}$.

³¹ - Para converter a massa de MeV para fm, fazemos: $m_N = 939 \text{ MeV} \cdot \frac{1}{197,32 \text{ MeV}\cdot\text{fm}} = 4,759 \text{ fm}^{-1}$.

A maneira “crua” em que foi feita a estimativa para B , fita as massas de alguns poucos bárions, sendo necessário ajustes no modelo a fim de incluir outros efeitos que resultam em parâmetros adicionais além de B , e permitem ajustar as massas de muitos bárions, inclusive de ressonâncias bariônicas Δ , por exemplo.

2.4.3 Plasma de quarks e glúons

Se imaginarmos a matéria nuclear como um conjunto de *bags* pouco espaçadas umas das outras, teremos no total, vários sítios com quarks movendo-se livremente dentro de pequenas regiões esféricas. O aumento da densidade e temperatura (que excita os glúons) poderia provocar superposição das superfícies das sacolas, fundindo-as numa grande área onde quarks e também glúons mover-se-iam livremente por todo o novo volume³². Este novo estado da matéria, com quarks e glúons livres e em equilíbrio termodinâmico é chamado de “plasma de quarks e glúons”, ou, *quark-gluon plasma* (QGP), e assim, podemos utilizar o MIT como um modelo efetivo para descrever o QGP. A figura 2.10 representa esta transição de fases de desconfinamento de um gás de hádrons para o plasma de quarks e glúons.

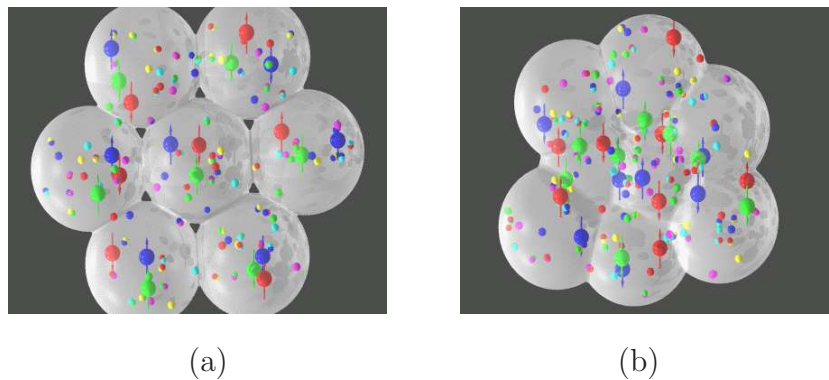


Figura 2.10: (a) Gás de hádrons + pressão e aumento de temperatura \Rightarrow (b) plasma de quarks e glúons.

Este novo estado da matéria somente pode existir em condições extremas de temperatura e/ou pressão, que teriam ocorrido nos primeiros instantes após o *Big Bang* e podem aparecer nas explosões de supernova. Acredita-se que o QGP também pode ser encontrado no núcleo de estrelas de nêutrons ou em possíveis estrelas de quarks, pois as mesmas estão sujeitas a

³² - Mesmo no plasma existe interação entre quarks através dos glúons, contudo, esta pode ser desprezada em muitos cálculos por não ser muito intensa. Considerá-la-emos neste trabalho, tomando os resultados para a teoria de perturbação em primeira ordem

tais condições extremas. Cientistas tentam criá-lo em laboratório, a fim de estudar suas propriedades, através de experiências de colisões de íons pesados onde tenta-se converter matéria hadrônica num QGP.

A possibilidade de que um plasma de quarks e glúons pudesse ser formado em colisões de íons pesados [119–121], surgiu quando a cromodinâmica quântica (QCD) em temperatura finita e altas densidades passou a receber cada vez mais atenção após a descoberta da liberdade assintótica [115] na década de 1970. Muitos experimentos de colisões ultrarelativísticas de íons pesados são realizados em diferentes energias em aceleradores de partículas³³ como **SIS** (GSI), **AGS** (BNL), **SPS** (CERN), **RHIC** (BNL) e em breve no **LHC** (CERN) a fim de localizar sinais da produção do QGP, que subseqüentemente hadroniza [122].

Pretendemos estudar alguns aspectos da transição de fases hádron-quark, através de modelos efetivos, tomando por base experiências de colisões de íons pesados. Não realizaremos cálculos de transporte, mas implementaremos certas características dos sistemas nas colisões, que são ligeiramente diferentes daquelas encontradas em objetos estelares compactos, como as estrelas de nêutrons estudadas em capítulos anteriores. Deste modo, precisamos conhecer melhor o comportamento do sistema em colisões de partículas. A figura 2.11 apresenta um esquema dos estágios da evolução temporal de uma colisão de íons pesados. A existência da fase mista é um tanto controversa devido a escala de tempo em que ocorrem tais eventos. A figura 2.12 mostra o cone de luz da colisão em duas concepções, com e sem o QGP, pois, uma possibilidade é a da não formação do QGP nas colisões, o que implicaria em novos ajustes nas teorias, ou reformulações.

Muitos observáveis experimentais tem sido propostos como possíveis sinais do aparecimento do plasma de quarks e glúons neste tipo de experimento. Algumas destas assinaturas seriam a supressão do méson J/ψ [123], ϕ *enhancement* [124], *strangeness enhancement* [125] e a produção de fótons [126] e diléptons [127]. Porém, certos estudos [128–131] parecem indicar que estes efeitos podem ser explicados em termos de um tratamento mais refinado dos processos hadrônicos que ocorrem nos estágios finais da colisão. Portanto, ainda há incertezas quanto às evidências experimentais do aparecimento do QGP em determinadas experiências efetuadas no

³³ - Em ordem crescente de energia: SIS (*Schwerionensynchrotron* - Heavy Ion Synchrotron), AGS (*Alternating Gradient Synchrotron*), SPS (*Super Proton Synchrotron*), RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*), LHC (*Large Hadron Collider*). Localizações: GSI (*Gesellschaft für Schwerionenforschung*) - Alemanha, BNL (*Brookhaven National Laboratory*) - EUA, CERN (*Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire*) - Suíça.

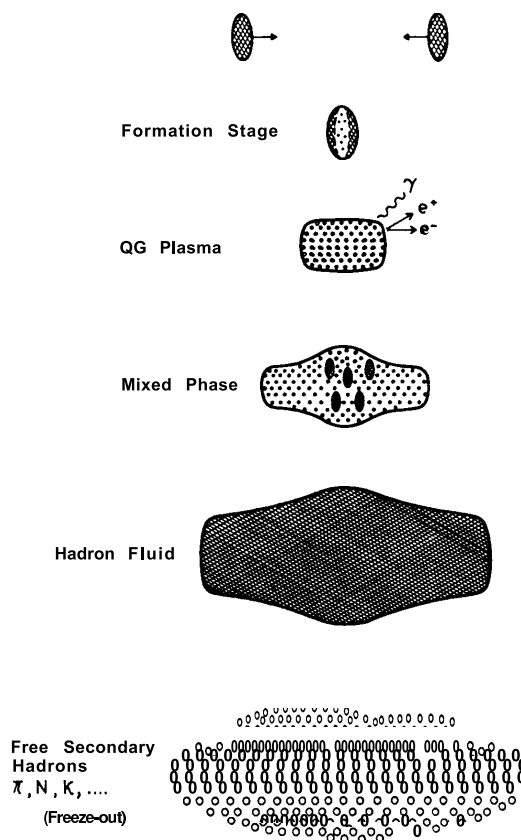


Figura 2.11: Os vários estágios da evolução temporal de uma colisão de íons pesados [134].

CERN [132] e no RHIC [133], cujos realizadores dos experimentos afirmam já haver produzido o QGP, reclamando para si o mérito como sendo os primeiros a observar o QGP em laboratório.

Apesar das possíveis evidências, espera-se que em breve o LHC, o maior e mais potente acelerador de partículas construído até o momento, dê a resposta final sobre esta e muitas outras questões (dentre elas, o bóson de Higgs por exemplo).

Como afirmado anteriormente, acredita-se que nas condições extremas que existem no interior de objetos estelares compactos, pode ocorrer a formação de uma fase de quarks e portanto, de um plasma de quarks e glúons. Assim como o aparecimento de um QGP em colisões de partículas deixaria sinais, a formação do QGP em estrelas de nêutrons também deixaria algumas assinaturas astrofísicas [13]. A tabela 2.4 apresenta uma comparação entre as características das estrelas de nêutrons e as colisões de íons pesados, sistemas muito diferentes mas que têm em comum a possibilidade do aparecimento do plasma de quarks e glúons.

Tendo acesso a experimentos com energias cada vez maiores, é possível traçar o diagrama de fases da QCD e refinar os parâmetros da teoria. A figura 2.13 (a) mostra as fases teóricas possíveis para a matéria em diversas situações e a figura 2.13 (b) apresenta resultados de alguns

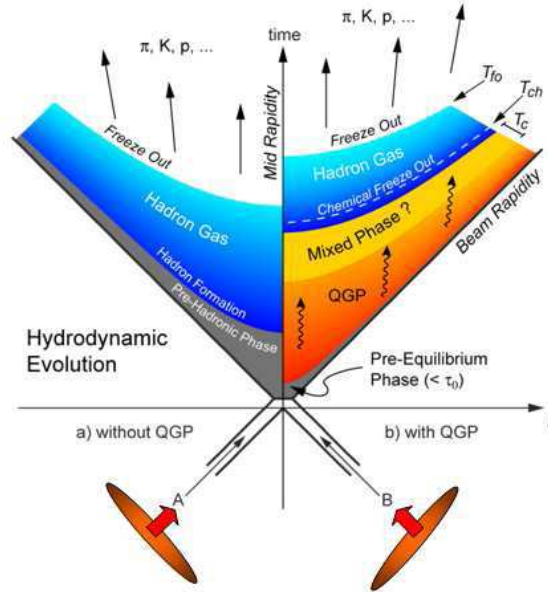


Figura 2.12: Cone de luz para uma colisão de íons pesados, em duas concepções, com e sem a formação do QGP [135].

aceleradores citados anteriormente.

Pelo fato de ainda não ser possível obter uma solução exata utilizando a QCD, simulações numéricas são efetuadas utilizando-se certas transformações que resultam em funções de partição análogas àsquelas obtidas para certos tipos de redes de spins em mecânica estatística. Isto é conhecido como “QCD na rede”, e através de métodos de renormalização, recupera-se o limite para o contínuo. A figura 2.14 apresenta o resultado de uma simulação numérica para a densidade de energia indicando a transição de fases hádron-quark em temperatura $T_c \sim 170$ MeV. A brusca mudança no comportamento de \mathcal{E} ocorre pelo aumento do número de graus de liberdade no sistema, após o desconfinamento dos quarks e glúons. Ainda não se sabe ao certo o valor de T_c , pois este depende do modelo adotado, contudo, os vários modelos indicam que seu valor está situado entre 150 a 200 MeV.

A simulação é feita para o caso de 2 (u, d) e 3 (u, d, s) sabores de quarks leves, e também para o caso mais realístico, “2 + 1” sabores, representando 2 sabores leves (u, d) + o quark s com massa $m_s \sim T_c$. A figura 2.14 indica que para baixas temperaturas, o caso “2 + 1” sabores tem o comportamento dominado pelos 2 sabores leves, enquanto que para altas temperaturas, o comportamento aproxima-se para o caso com 3 sabores leves.

Nosso próximo objetivo será obter o diagrama de fases da QCD para a transição de fases hádron-quark, e após, estudar mais detalhes desta transição incluindo outros efeitos. Para tal,

	Estrela de nêutrons	Colisões de íons pesados
Temperatura	~ 0 Mev	$\gtrsim 100$ MeV (10^{12} K)
Escala de tempo	$\gg 1$ s	$\lesssim 20 fm/c$ (6×10^{-23} s)
Densidade central	$> 3n_0$	$\lesssim 3n_0$
Tamanho	~ 10 Km	~ 5 fm
Estranheza	violada	conservada
Interação fraca (neutrinos)	sim	não
Assimetria de isospin	dominada por nêutrons	dominada por nêutrons

$n_0 =$ densidade de saturação da matéria nuclear; fm = fermi, $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$.

Tabela 2.4: Estrelas de nêutrons \times Colisões de íons pesados [136].

precisamos das equações de estado para cada fase, levando em conta algumas características do sistema em uma colisão de íons pesados (tabela 2.4), e utilizar as condições de Gibbs (que serão apresentadas no cap. 4). A fase de hádrons será descrita através do modelo de Walecka, e para a fase de quarks, o modelo de sacola do MIT com dois sabores de quarks e incluindo os glúons, que não foram apresentados anteriormente nas equações.

Um gás ultrarelativístico de bósons sem massa, para o caso dos glúons, é descrito pelas seguintes equações:

$$P_g = \frac{1}{3} \frac{\gamma_g}{2\pi^2} \int_0^\infty k \frac{\partial E_g(k)}{\partial k} [f_{BE}(k)] k^2 dk, \quad (2.102)$$

$$\mathcal{E}_g = \frac{\gamma_g}{2\pi^2} \int_0^\infty E_g(k) [f_{BE}(k)] k^2 dk, \quad (2.103)$$

onde a degenerescência dos glúons é dada por $\gamma_g = 2_{\text{helicidade}} \times 8_{\text{cor}} = 16$; $E_g(k) = c|\vec{p}| = \hbar c|\vec{k}|$, a energia (com $\hbar c = 1$) e $f_{BE}(k)$ é a função de distribuição de Bose-Einstein:

$$f_{BE}(k) = \frac{1}{e^{E_g(k)/T} - 1}. \quad (2.104)$$

Utilizando a integral (D.5) do Apêndice D, obtemos:

$$P_g = \frac{8\pi^2}{45} T^4, \quad (2.105)$$

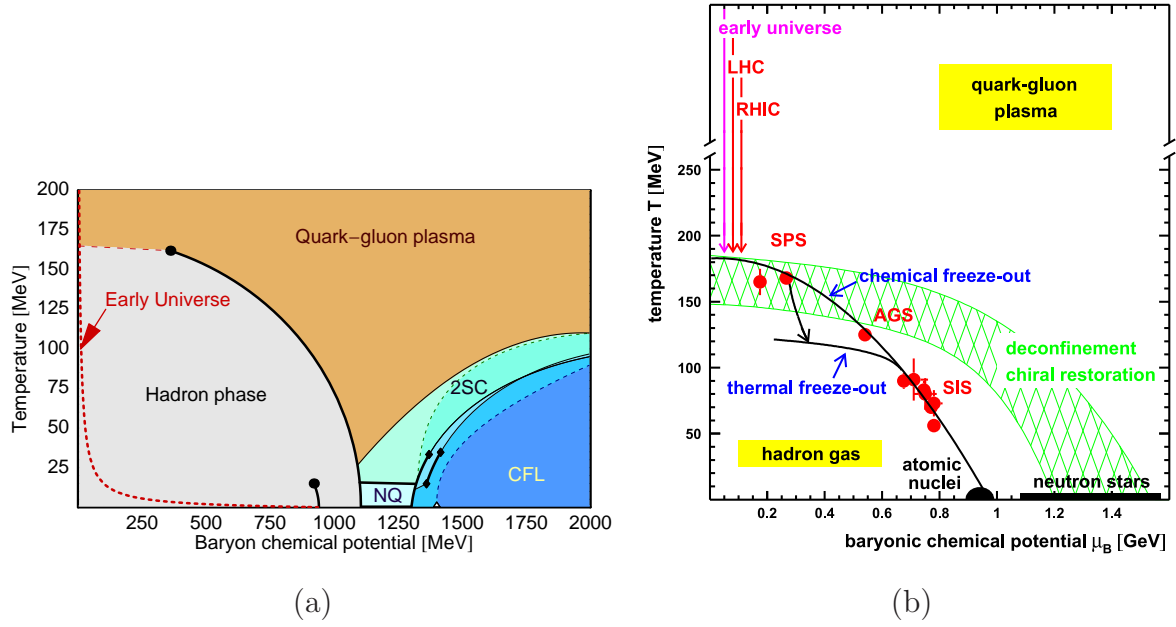


Figura 2.13: (a) O diagrama de fases da QCD com as possíveis fases [137] e (b) diagrama com dados experimentais de alguns aceleradores de partículas [138].

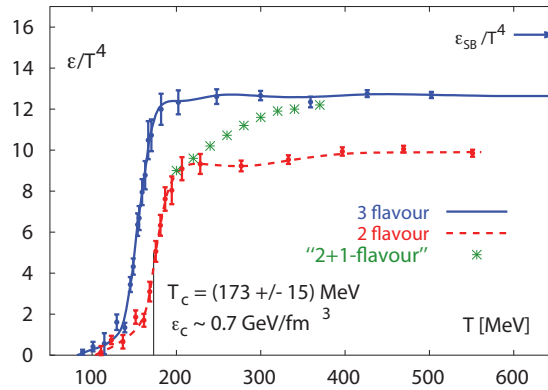


Figura 2.14: Transição de fases hádron-quark em simulação numérica de QCD na rede. \mathcal{E}_{SB}/T^4 é o limite de Stephan-Boltzmann para um gás ideal. [139].

$$\mathcal{E}_g = 3P, \quad (2.106)$$

e P_g lembra a lei de Stefan-Boltzmann para um gás ultrarelativístico de fótons.

No caso do plasma de quarks e glúons, não massivos e sem interação, as equações de estado em temperatura finita são dadas por:

$$P = \frac{8\pi^2}{45}T^4 + \sum_q \left(\frac{7}{60}\pi^2 T^4 + \frac{1}{2}T^2 \mu_q^2 + \frac{1}{4\pi^2} \mu_q^4 \right) - B, \quad (2.107)$$

$$\mathcal{E} = 3P + 4B , \quad (2.108)$$

$$n_q = \sum_q \left(T^2 \mu_q + \frac{\mu_q^3}{\pi^2} \right) . \quad (2.109)$$

onde juntamos as EOS dos quarks para o caso II com as EOS dos glúons, sem alteração para a densidade, que continua sendo a densidade de quarks.

Incluindo os efeitos da interação quark-glúon, calculados em teoria de perturbação de primeira ordem, dados em termos da constante de acoplamento α_s , resultam nas seguintes EOS para o QGP [120, 140]:

$$P_{QGP} = \frac{8\pi^2}{45} T^4 \left(1 - \frac{15\alpha_s}{4\pi} \right) + \sum_q \left[\frac{7}{60} \pi^2 T^4 \left(1 - \frac{50\alpha_s}{21\pi} \right) + \left(\frac{1}{2} T^2 \mu_q^2 + \frac{1}{4\pi^2} \mu_q^4 \right) \left(1 - \frac{2\alpha_s}{\pi} \right) \right] - B , \quad (2.110)$$

$$\mathcal{E}_{QGP} = 3P_{QGP} + 4B , \quad (2.111)$$

$$n_q = \sum_q \left(T^2 \mu_q + \frac{\mu_q^3}{\pi^2} \right) \left(1 - \frac{2\alpha_s}{\pi} \right) , \quad (2.112)$$

onde o potencial macrocanônico (grand canônico) para o QGP é dado por: $\Omega_{QGP}/V = -P_{QGP}$ e se $\alpha_s = 0$ obtemos as EOS anteriores para o caso sem interação. A constante α_s na verdade não possui valor constante, mas é dada por [120]:

$$\alpha_s = \frac{4\pi}{11 - \frac{2N_f}{3}} \frac{1}{\ln \left[\left(0.8 \mu_q^2 + 15.622 T^2 \right) / \Lambda^2 \right]} , \quad (2.113)$$

onde N_f é o número de sabores (neste trabalho $q = u, d \Rightarrow N_f = 2$), Λ parametriza a intensidade da interação e não deve ser confundido com o parâmetro de escala para temperatura zero da QCD (que possui um papel semelhante). Contudo neste trabalho α_s será considerada constante, para fins de simplificação.

Valores típicos para $B^{1/4}$ encontrados na literatura para o QGP estão na faixa de 145 MeV – 235 MeV [140, 141]. No caso de cálculos envolvendo fase de quarks em estrelas compactas,

por questões de estabilidade da matéria naquelas condições, os valores para $B^{1/4}$ situam-se entre 145 MeV – 160 MeV [142, 143]. Levando-se em conta a possibilidade de formação de um condensado de diquarks, estrelas de quarks podem existir com valores ligeiramente maiores, no intervalo 160 MeV – 180 MeV [144, 145].

Podemos obter o diagrama de fases da transição hádron-quark através de uma estimativa utilizando a equação (2.110). O plasma permanecerá estável se a pressão dos quarks e dos glúons, $P_q + P_g$, prevalecer sobre a pressão do vácuo, representada por B . Portanto a pressão mínima deve ser:

$$P_q + P_g = B, \quad (2.114)$$

ou seja:

$$\frac{8\pi^2}{45}T^4 \left(1 - \frac{15\alpha_s}{4\pi}\right) + \sum_q \left[\frac{7}{60}\pi^2 T^4 \left(1 - \frac{50\alpha_s}{21\pi}\right) + \left(\frac{1}{2}T^2\mu_q^2 + \frac{1}{4\pi^2}\mu_q^4\right) \left(1 - \frac{2\alpha_s}{\pi}\right) \right] = B. \quad (2.115)$$

Fazendo $\mu_q = \mu_u = \mu_d$, obtemos a curva de limite das fases, para T e μ_q :

$$T^4 \left\{ \left(\frac{37\pi^2 - 110\pi\alpha_s}{90} \right) + \left[\left(\frac{\mu_q}{T} \right)^2 + \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{\mu_q}{T} \right)^4 \right] \left(1 - \frac{2\alpha_s}{\pi} \right) \right\} = B. \quad (2.116)$$

Para $\mu_q = 0$, obtemos: $T_c = 0,779 B^{1/4}$ (crítica) e para $T = 0$, segue que: $\mu_q = 2,244 B^{1/4}$ que para $\alpha_s = 0.349$, (I): $B^{1/4} = 190$ MeV e (II): $B^{1/4} = 210$ MeV, resulta em:

$$(I) : \quad \mu_q = 0 \quad \Rightarrow \quad T_c = 148,01 \text{ MeV} \quad \text{e} \quad T = 0 \quad \Rightarrow \quad \mu_q = 426,36 \text{ MeV} ,$$

$$(II) : \quad \mu_q = 0 \quad \Rightarrow \quad T_c = 163,59 \text{ MeV} \quad \text{e} \quad T = 0 \quad \Rightarrow \quad \mu_q = 471,24 \text{ MeV} .$$

A figura 2.15 apresenta um *plot* da equação (2.116), em termos de μ_B (pot. químico bariônico), que para os valores escolhidos das constantes B e α_s , resulta em uma temperatura crítica em densidade nula: $T_c \sim 150$ MeV ou $T_c \sim 165$ MeV . A figura 2.16 apresenta maior quantidade de dados experimentais e valores mais atualizados em relação àqueles da figura 2.13 (b).

Modificando o valor de B , podemos ajustar a curva para T_c ($\mu_q = 0$), ou para μ_c ($T_c = 0$), mas não é possível, neste modelo, ajustar a curva para T_c e μ_c a fim de coincidir com a curva dos

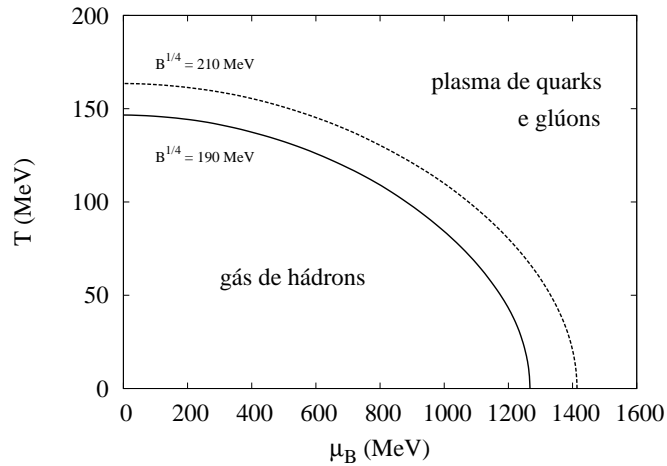


Figura 2.15: Curvas de limite entre as fases de hádrons e o QGP.

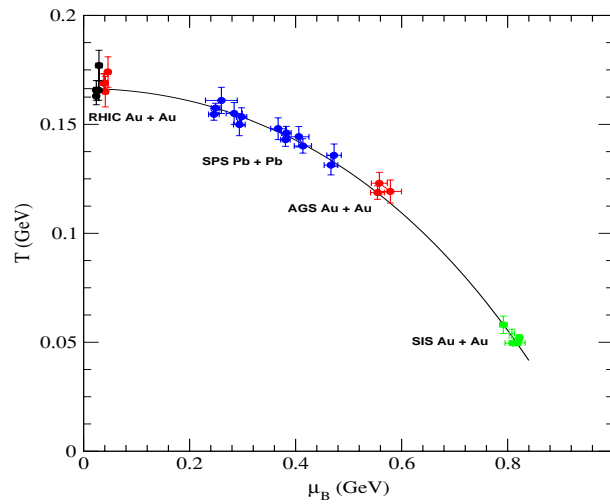


Figura 2.16: Valores para T e μ_B deduzidos de multiplicidades de partículas em colisões de íons pesados em diferentes energias [146], onde $T_c \sim 165$ MeV.

pontos experimentais (fig. 2.16). Contudo, dada a simplicidade do modelo adotado, e por ser uma estimativa, os resultados são satisfatórios, em relação aos cálculos efetuados utilizando-se QCD na rede.

Capítulo 3

Estrelas de nêutrons - resultados

“Não importa que o astrônomo invente novos e complicados problemas, contanto que deixe o céu em paz.” (Júlio César de Mello e Souza, “**Malba Taham**”)

“Os céus proclamam a glória de Deus e o firmamento anuncia a obra das suas mãos”
(**Salomão**, Salmos 19:1)

Nesta parte do trabalho estenderemos o formalismo utilizado em trabalho anterior [9, 147], incluindo também resultados em temperatura finita [148]. Primeiramente trabalharemos com temperaturas até 40 MeV, porque acredita-se que as estrelas de nêutrons nascem com temperaturas entre 20 – 50 MeV [149]. Em seguida, fixaremos a entropia por bárion, uma vez que a temperatura no interior de um objeto compacto pode variar, como sugerido em [150, 151].

Também estamos interessados em investigar o efeito da inclusão dos mésons estranhos em estrelas de nêutrons e proto-estrelas de nêutrons (neste caso não considerando aprisionamento de neutrinos). Por isso não consideraremos transições de fases de desconfinamento, nem a presença de káons.

3.1 Constantes de acoplamento

As constantes de acoplamento utilizadas neste trabalho são mostradas na tabela 3.1. O conjunto de parâmetros chamado GM1 [13] corresponde ao valor de incompressibilidade da matéria nuclear $K = 300$ MeV. As constantes de acoplamento com os mésons são dadas por ¹:

$$(g_\sigma/m_\sigma)^2 = 11.79 \text{ fm}^2, (g_\omega/m_\omega)^2 = 7.149 \text{ fm}^2, (g_\rho/m_\rho)^2 = 4.411 \text{ fm}^2, \text{ onde } g_\sigma = g_{\sigma N}, g_\omega = g_{\omega N}$$

¹ - E também: $\frac{k}{m_N} = 4,168$, $\lambda = -40,462$.

e $g_\rho = g_{\rho N}$. As constantes de acoplamento com os híperons, assim como dos mésons estranhos com os híperons, são obtidas usando a simetria SU(6):

$$\frac{1}{3}g_{\sigma N} = \frac{1}{2}g_{\sigma\Lambda} = \frac{1}{2}g_{\sigma\Sigma} = g_{\sigma\Xi}, \quad (3.1)$$

$$\frac{1}{3}g_{\omega N} = \frac{1}{2}g_{\omega\Lambda} = \frac{1}{2}g_{\omega\Sigma} = g_{\omega\Xi}, \quad (3.2)$$

$$g_{\rho N} = \frac{1}{2}g_{\rho\Sigma} = g_{\rho\Xi} \quad ; \quad g_{\rho\Lambda} = 0, \quad (3.3)$$

$$2g_{\sigma^*\Lambda} = 2g_{\sigma^*\Sigma} = g_{\sigma^*\Xi} = \frac{2\sqrt{2}}{3}g_{\sigma N} \quad ; \quad g_{\sigma^*N} = 0, \quad (3.4)$$

$$2g_{\phi\Lambda} = 2g_{\phi\Sigma} = g_{\phi\Xi} = -\frac{2\sqrt{2}}{3}g_{\omega N} \quad ; \quad g_{\phi N} = 0. \quad (3.5)$$

O segundo conjunto de parâmetros, GL85 [153] ($K = 285$ MeV) corresponde as seguintes constantes: $(g_\sigma/m_\sigma)^2 = 9,957$ fm², $(g_\omega/m_\omega)^2 = 5,354$ fm², $(g_\rho/m_\rho)^2 = 6,20$ fm². Contudo, para o acoplamento com híperons, consideramos os mesmos valores encontrados na referência [154], onde a simetria SU(6) foi utilizada somente no canal vetorial (3.2),(3.3), (3.5) e para o canal escalar, as constantes foram calculadas ajustando propriedades hipernucleares.

Para formar o outro conjunto, aqui chamado de GM1+GL85, escolhemos as constantes de acoplamento méson-nucleon do conjunto GM1 e fazemos: $g_{ij} = x_j g_i$ onde $x_j = \sqrt{2/3}$, para os híperons, [17] e $x_j = 1$ para os nucleons. Para os mésons estranhos, as constantes são dadas por [154], e assim, fazemos uma mistura entre os conjuntos GM1 e GL85.

Os mésons estranhos interagem somente com os híperons, portanto ($g_{\sigma^*p} = g_{\sigma^*n} = g_{\phi p} = g_{\phi n} = 0$). Para levar em conta o equilíbrio β na estrela, os léptons são incluídos na densidade lagrangiana como um gás de Fermi não interagente, como visto anteriormente. As massas das partículas estão listadas na tabela 3.2.

3.2 Resultados para $T = 0$ e temperatura finita (cte)

Na figura 3.1 mostramos² a pressão \times densidade de energia para diferentes temperaturas e composições, onde apresenta-se uma comparação entre as equações de estado sem híperons,

² - $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$; $1 \text{ MeV fm}^{-3} = 1/197,32 \text{ fm}^{-4}$; $1 \text{ MeV} = 1,602 \times 10^{-13} \text{ J}$

Parâmetros	GM1	GL85	GM1 + GL85
	[13]	[153]	(Neste trabalho)
$g_{\sigma N}$	8,9095	7,9954	8,9095
$g_{\omega N}$	10,6099	9,1462	10,6099
$g_{\rho N}$	8,1957	9,7162	8,1957
b	0,002947	0,00414	0,002947
c	-0,001070	0,00716	-0,001070
$g_{\sigma\Lambda} = g_{\sigma\Sigma}$	5,9397	4,96	7,2446
$g_{\omega\Lambda} = g_{\omega\Sigma}$	7,0733	6,10	8,6629
$g_{\rho\Sigma}$	16,3914	19,43	6,6918
$g_{\sigma\Xi}$	2,9698	2,97	7,2446
$g_{\omega\Xi}$	3,5366	3,05	8,6629
$g_{\rho\Xi}$	8,1957	4,81	6,6918
$g_{\sigma^*\Lambda} = g_{\sigma^*\Sigma}$	4,20	5,11	5,11
$g_{\phi\Lambda} = g_{\phi\Sigma}$	-5,00	-4,31	-4,31
$g_{\sigma^*\Xi}$	8,40	9,38	9,38
$g_{\phi\Xi}$	-10,00	-8,62	-8,62

Tabela 3.1: Os conjuntos de parâmetros utilizados neste trabalho.

com a inclusão dos híperons, e finalmente com híperons e mésons estranhos. Percebemos que em todos os casos, os híperons suavizam as EOS, isto é, para uma mesma densidade de energia, a pressão do sistema diminui. Nota-se também que os resultados dependem da escolha de parâmetros.

Os mésons estranhos “endurecem” um pouco as EOS quando as constantes utilizadas são GM1 e GM1+GL85. Em ambos os casos, a temperatura tem um efeito secundário. No caso GL85, os campos dos mésons estranhos “amolecem” as equações de estado. No entanto, em $T = 40$ MeV as EOS são inicialmente mais suaves, e acima de $\varepsilon \sim 8 \text{ fm}^{-4}$ as EOS mostram uma tendência em tornarem-se mais duras em relação ao caso sem mésons estranhos.

Da figura 3.1 notamos que a inclusão dos mésons estranhos modifica aquelas equações de estado em densidades de energia mais altas, acima de $3 - 4 \text{ fm}^{-4}$. Isto indica que a influência dos campos estranhos é significativa em altas densidades bariônicas, o que pode ser visto na figura 3.2, ficando evidente que os mésons estranhos são importantes em densidades acima de $4n_0$, onde

Massas em MeV					
m_σ	=	512	m_Λ	=	1116
m_ω	=	738	$m_{\Sigma^{\pm 0}}$	=	1193
m_ρ	=	770	m_{e^-}	=	0,511
m_{σ^*}	=	975	m_{μ^-}	=	105,66
m_ϕ	=	1020	m_{Ξ^-}	=	1318
m_N	=	938	m_{Ξ^0}	=	1318

Tabela 3.2: Massas das partículas envolvidas.

n_0 é a densidade de saturação da matéria nuclear³. É importante enfatizar novamente, agora na figura 3.2, que os mésons estranhos apresentam um comportamento diferente dependendo da escolha dos parâmetros.

Na referência [155] os autores realizaram este tipo de cálculo em $T = 0$, utilizando o conjunto de parâmetros GM3 [13] ($K = 240$ MeV). Eles obtiveram uma EOS que é mole inicialmente e que endurece em densidades de energia $\varepsilon \sim 7 \text{ fm}^{-4}$, para o caso com mésons estranhos. Tais resultados são similares aos encontrados na figura 3.1 para o caso GL85 em $T = 40$ MeV.

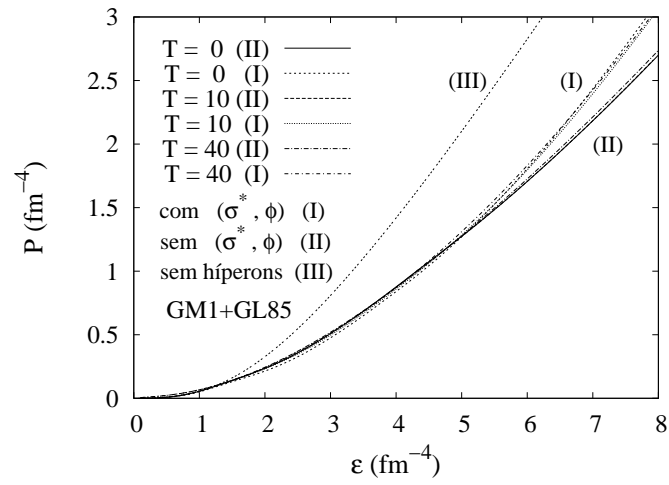
Em relação as frações de partículas (fig. 3.3), notamos uma diferença maior para os híperons mais pesados, nos casos com e sem (σ^*, ϕ). Em densidades acima de $4n_0$, alguns híperons aparecem em densidades menores, por influência dos campos estranhos. Contudo, das figuras 3.3, 3.4 e 3.5 pode-se ver que para as frações de partículas, diferentemente do que ocorre com as EOS, o efeito da temperatura é mais importante do que o efeito causado pela inclusão dos mésons estranhos. No caso GM1, figura 3.6, nota-se que alguns híperons aparecem em densidades mais altas quando os campos estranhos estão presentes. E das figuras 3.3, 3.6 e 3.7, percebe-se que os híperons aparecem em diferentes densidades e ordens, dependendo da escolha de parâmetros.

Comparando nossos resultados com aqueles encontrados em [155], as frações de partículas mostram o mesmo comportamento do caso GM1+GL85, quando os campos estranhos são considerados, mas, aqueles autores não encontraram os Σ 's, enquanto no nosso caso, Σ^- , Σ^0 e Σ^+ aparecem antes dos híperons “cascata” (Ξ), como esperado por causa de suas massa, que são

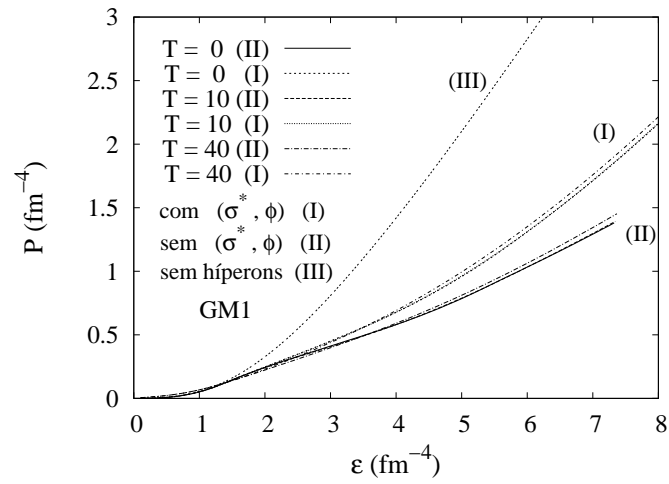
³ - Onde: $n_B \equiv \sum_j n_B^j$, e também: $n_0 \sim 0.15 \text{ fm}^{-3}$.

menores. Em [155], os Σ 's não aparecem, pois os autores escolheram uma interação Σ -nucleon repulsiva.

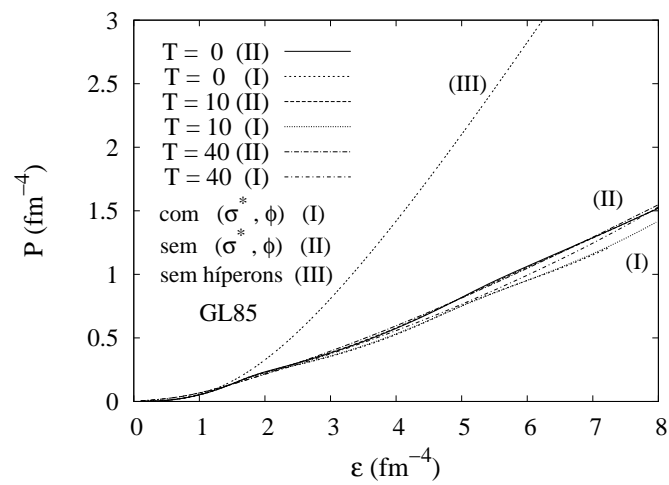
É demonstrado [149] que o processo Urca direto origina um rápido resfriamento da estrela através da emissão de neutrinos, que ocorre em estrelas de nêutrons quando a fração de prótons excede ao intervalo 11 – 15% da condição de conservação do momento: $k_p + k_e \geq k_n$. Nos nossos resultados, esta condição é satisfeita em densidades do intervalo $2 - 4n_0$ e num intervalo um pouco maior quando a temperatura aumenta. Dentro destes intervalos (exceto para o caso GM1, fig. 3.6) a fração de prótons excede a 20%, o que permite processo Urca direto, como também encontrado em [154, 156] para $T = 0$. Algumas diferenças entre os nossos resultados e aqueles encontrados em [154, 156] estão nas frações de híperons, que aparecem em ordens diferentes e também em diferentes densidades, também para o caso em que o mesmo conjunto de parâmetros GL85 foi utilizado [154].



(a)

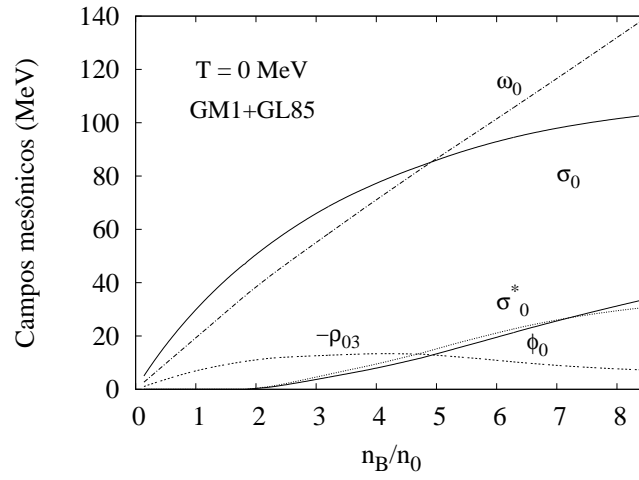


(b)

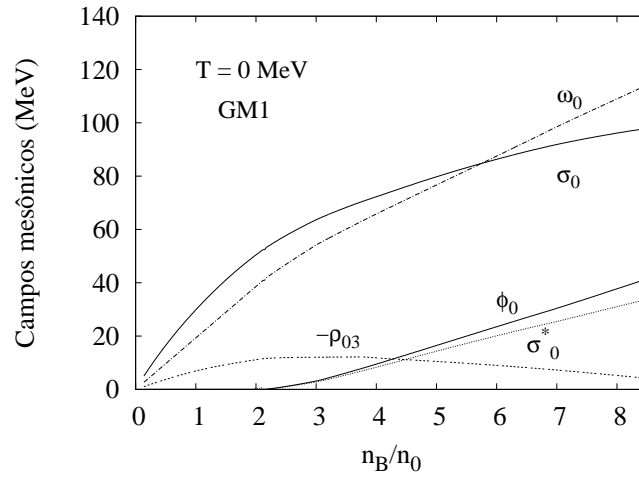


(c)

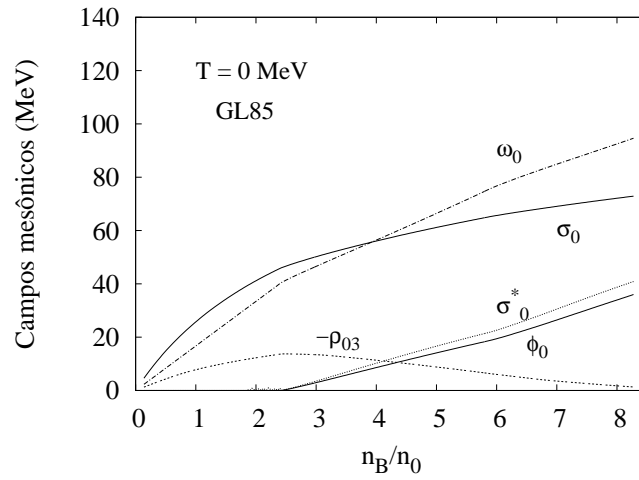
Figura 3.1: Pressão \times densidade de energia, nas temperaturas: 0, 10 e 40 MeV, para os três conjuntos de parâmetros.



(a)

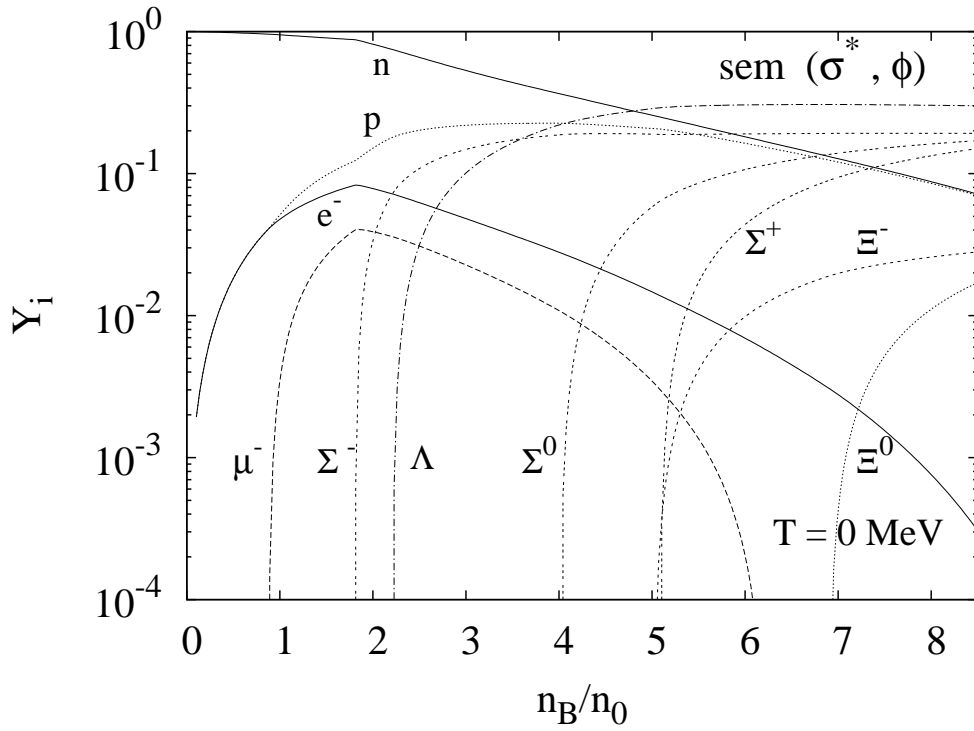


(b)

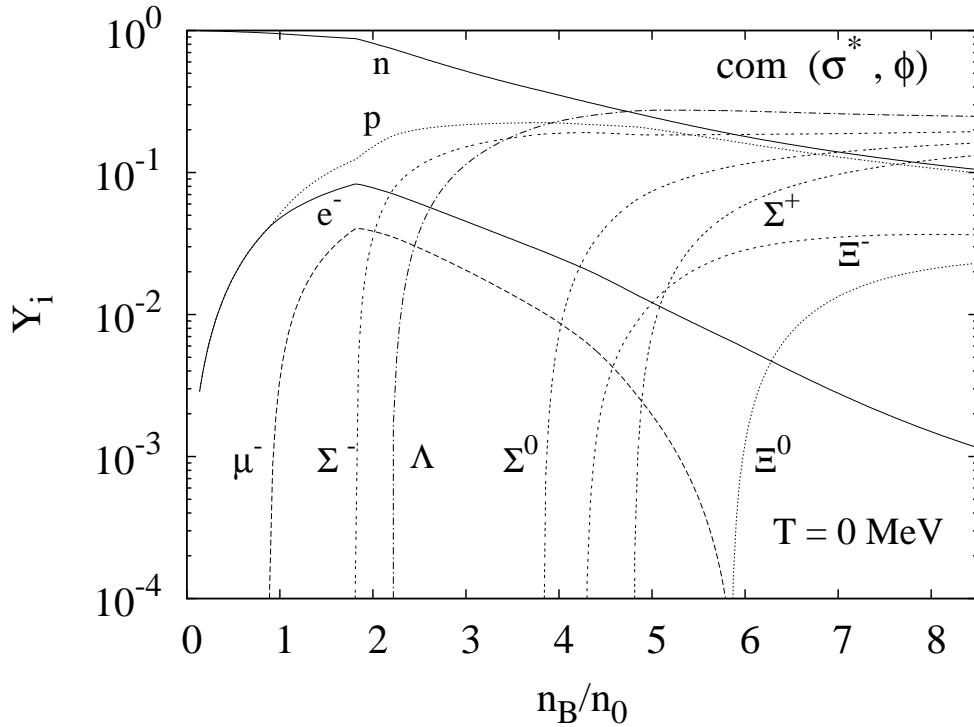


(c)

Figura 3.2: Campos mesônicos para $T = 0$ e diferentes parâmetros.

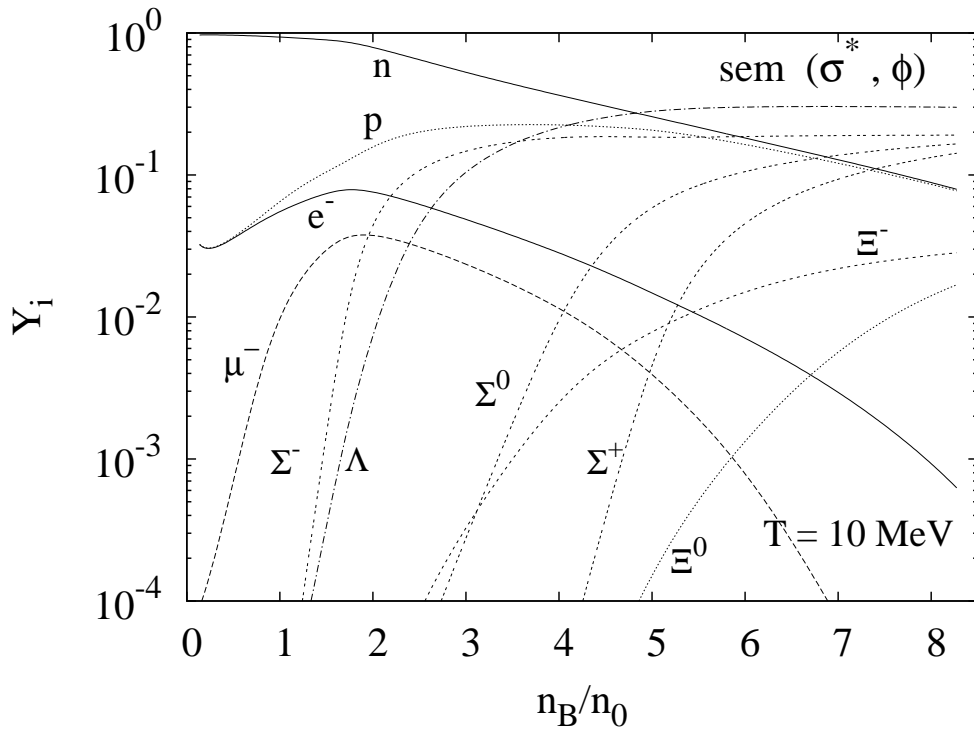


(a)

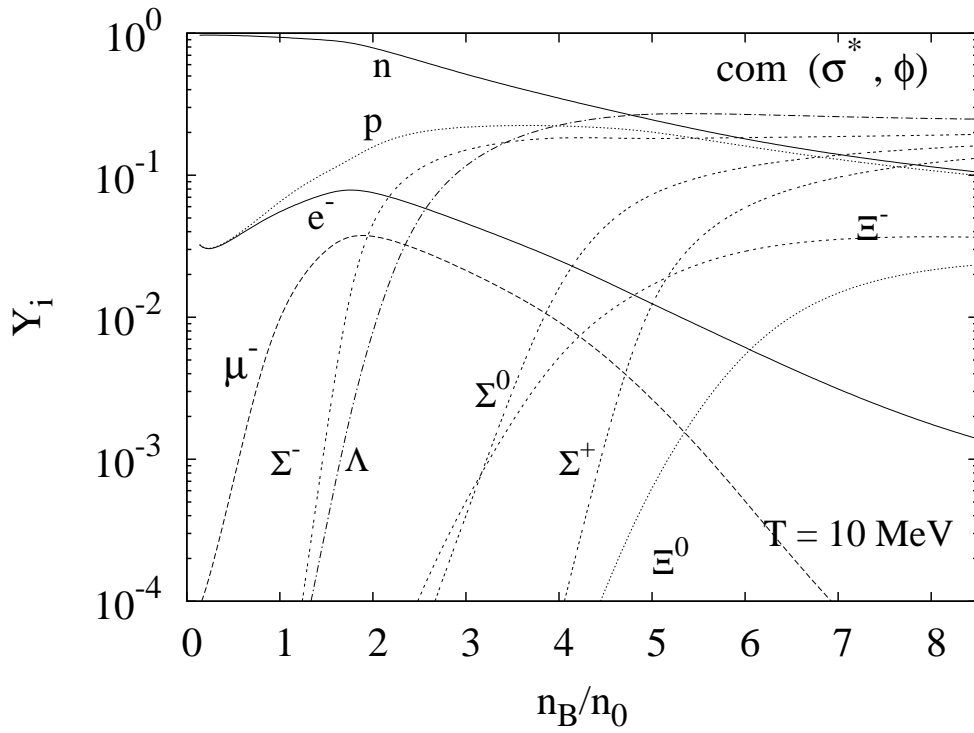


(b)

Figura 3.3: Frações de partículas em temperatura zero, $T = 0$, $Y_i = n_B^i/n_B$, $i = j, l$, como função da densidade bariônica total, n_B em unidades de n_0 ; (GM1+GL85).

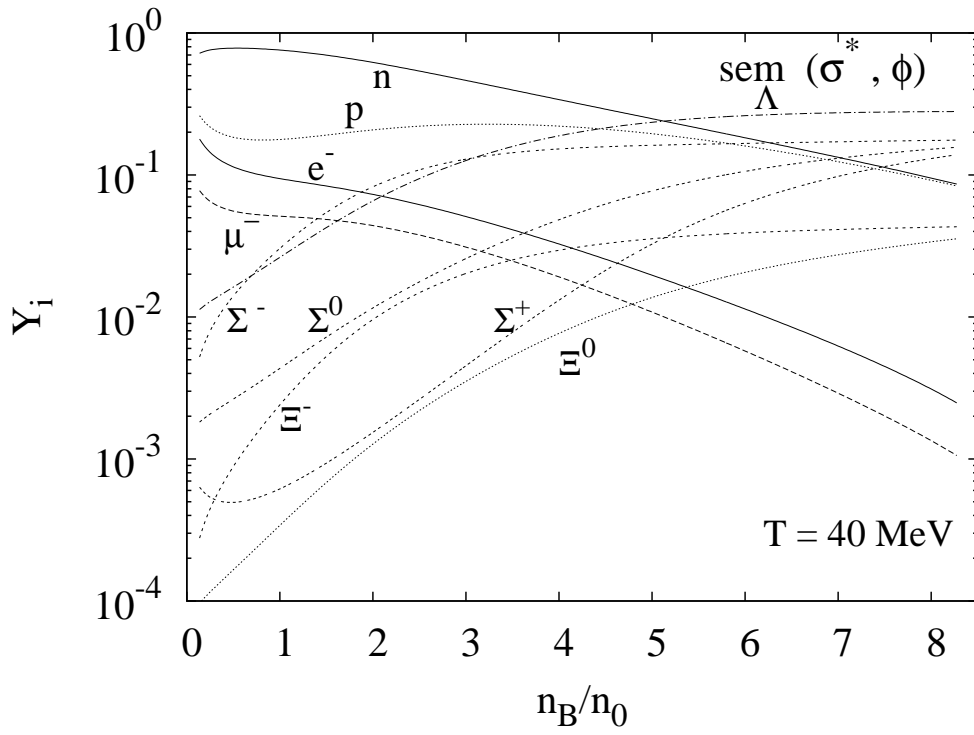


(a)

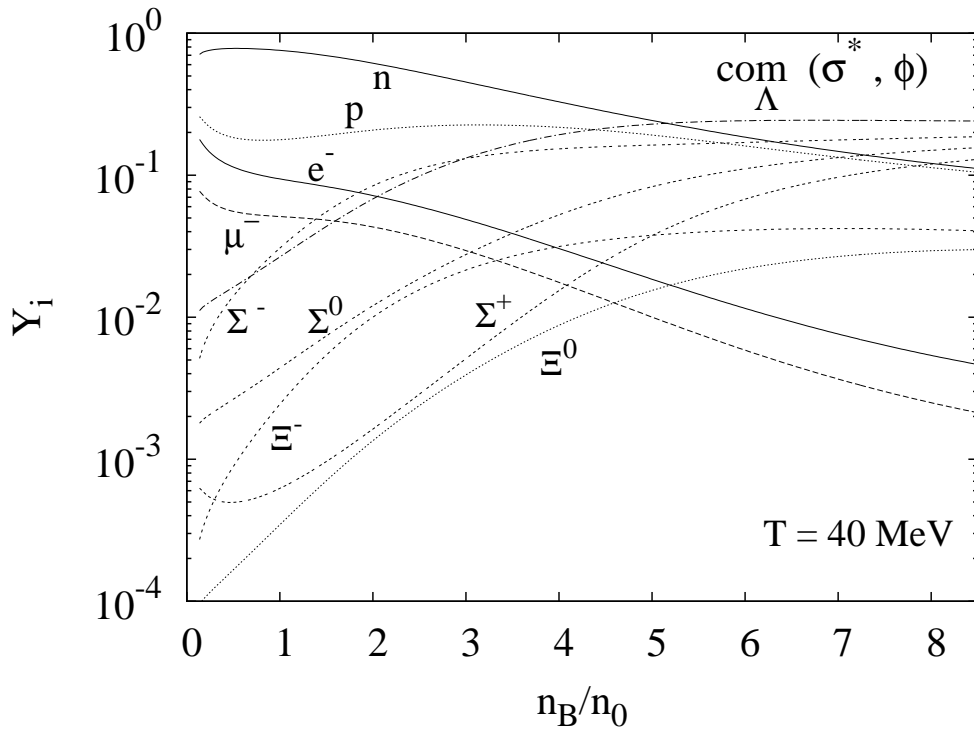


(b)

Figura 3.4: O mesmo da fig. 3.3 mas para $T = 10$ MeV.

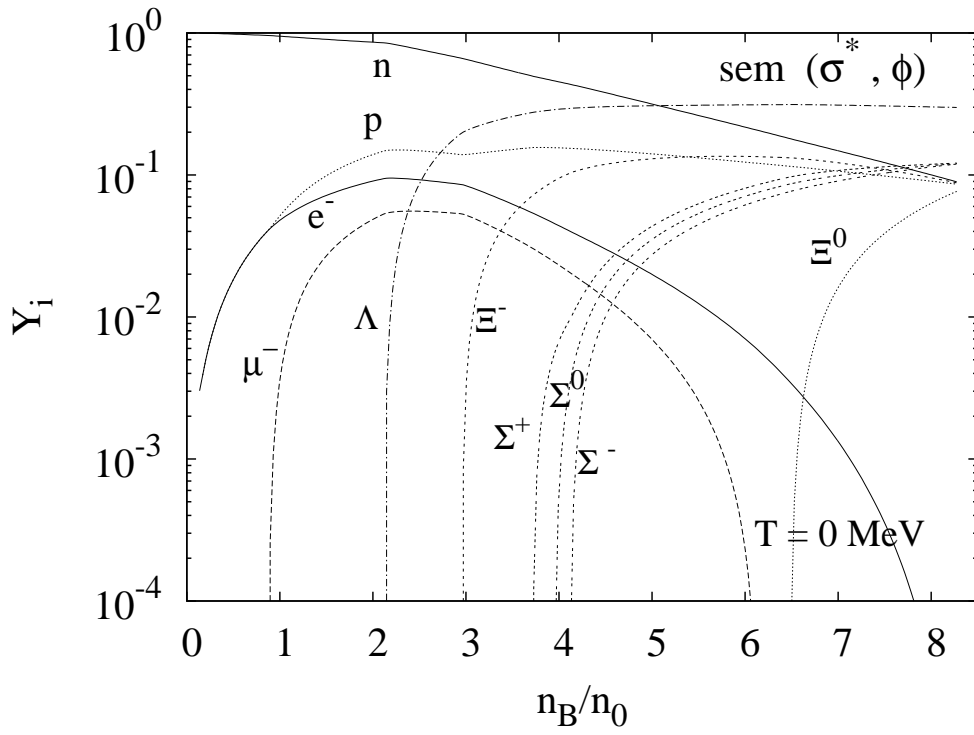


(a)

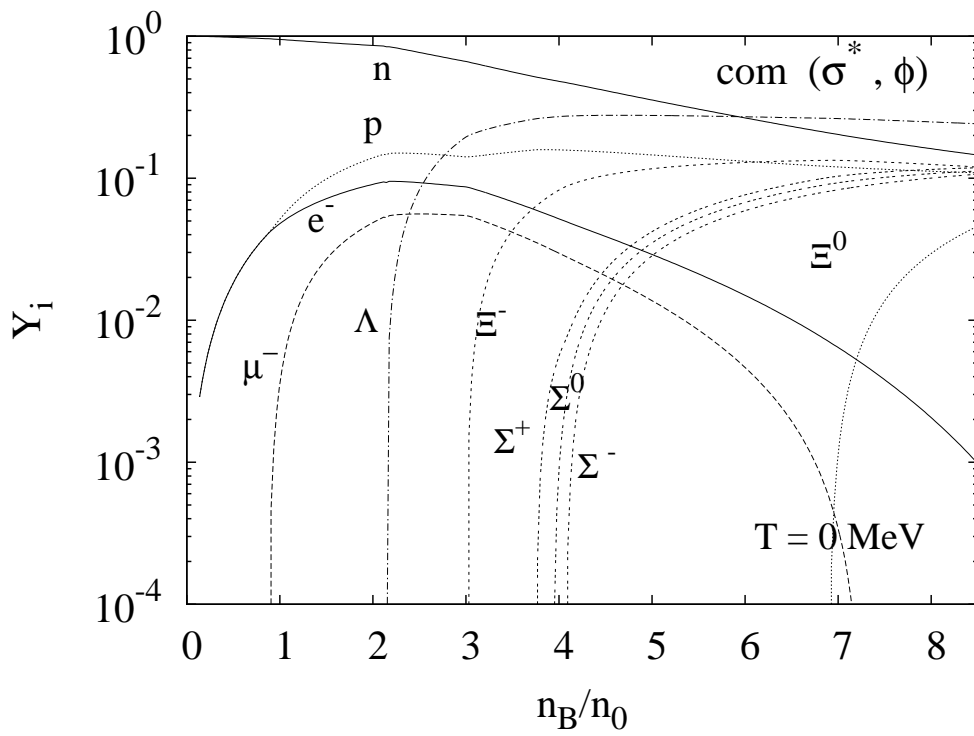


(b)

Figura 3.5: O mesmo da fig. 3.3 mas para $T = 40$ MeV.

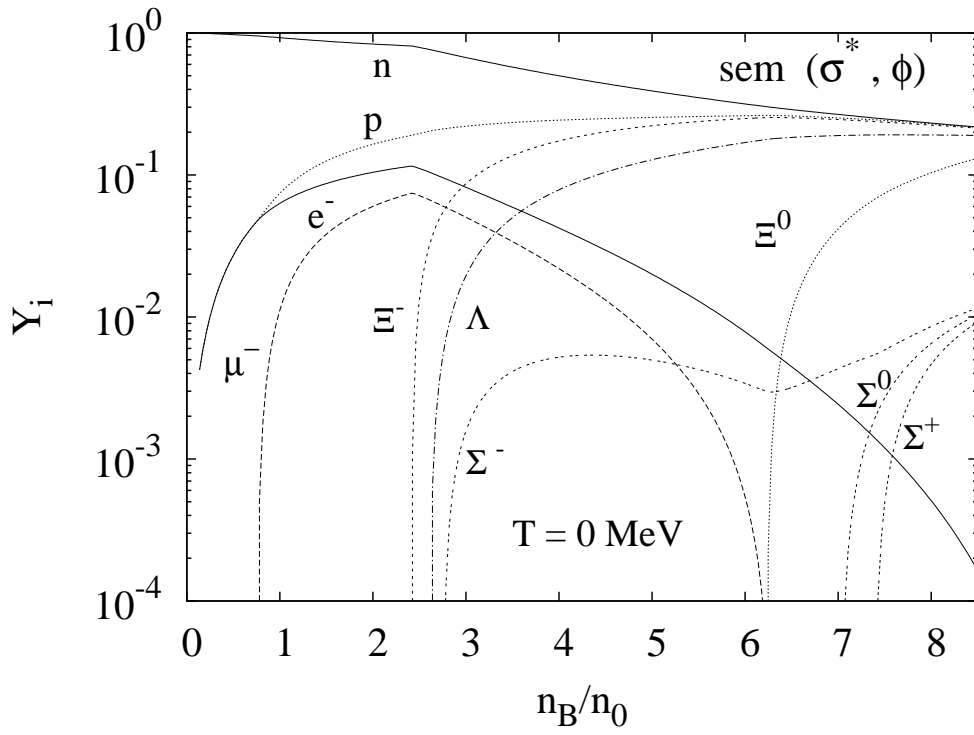


(a)

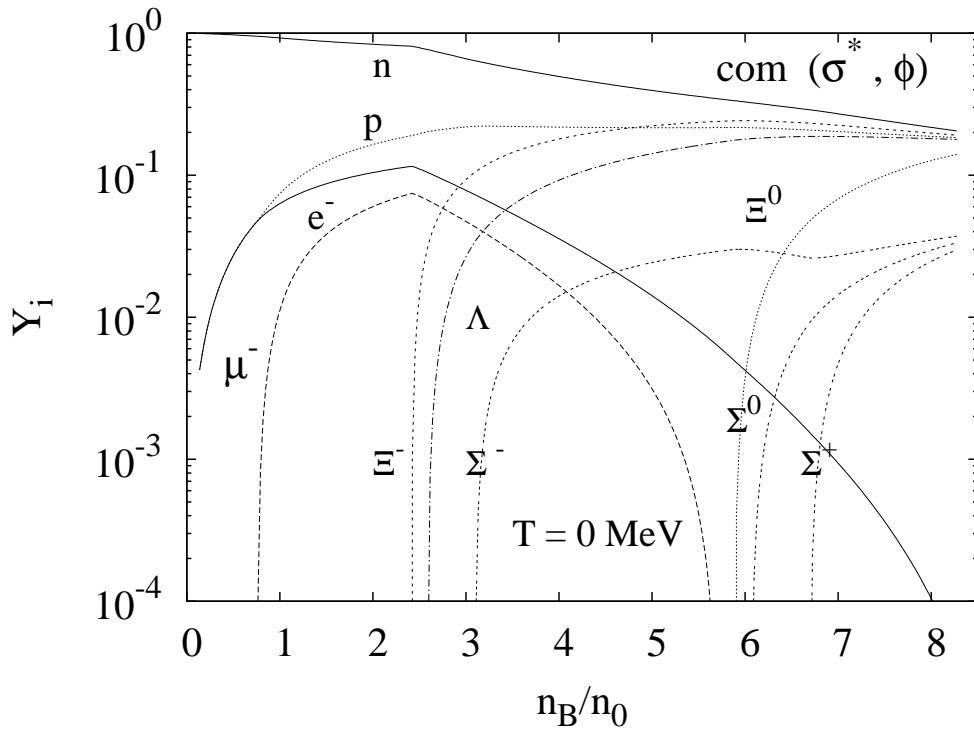


(b)

Figura 3.6: O mesmo da fig. 3.3 mas para os parâmetros GM1.



(a)



(b)

Figura 3.7: O mesmo da fig. 3.6, mas para os parâmetros GL85.

3.3 “Entropia” fixa - temperatura variável

Um modelo mais realista deve considerar as diferenças de temperatura que existem no interior da estrela. Quanto mais próximo do centro da estrela maior a sua densidade, e variando a densidade variam a energia e pressão dos gases que constituem a estrela. Duas publicações no *Astrophysical Journal*, [150] e [151] mostram resultados de alguns modelos que sugerem que a entropia por bárion ($s = S/N$) tende a ficar constante rapidamente após os neutrinos escaparem da proto-estrela de nêutrons⁴. A partir de:

$$U = -PV + TS + \sum N_i \mu_i, \quad (3.6)$$

onde U é a energia interna, N_i e μ_i o número de partículas e o potencial químico do gás do tipo i , T a temperatura, P a pressão, V o volume e S a entropia, pode-se escrever:

$$T = \frac{\mathcal{E} + P - \sum n_B^i \mu_i}{S/V}, \quad (3.7)$$

onde ($\mathcal{E} = U/V$, $n_B^i = N_i/V$). Se tomarmos S/V constante, teremos a temperatura (T) variando com a densidade, pois como vimos anteriormente, as demais grandezas variam com a densidade. Temos agora um caso com “entropia” fixa e temperatura variável, que depende da densidade. As equações para os campos mesônicos e as equações de estado continuam com a mesma forma, apenas T deixa de ser um parâmetro fixo.

Os resultados para “entropia” fixa ($s = 0, 1, 2$ em unidades da constante de Boltzmann por bárion⁵) são mostrados na figura 3.8 (a). Os resultados são muito similares aqueles apresentados nas figuras 3.1 (a) e (b). Note que este resultado era esperado, porque o intervalo de temperatura alcançado com entropia fixa é aproximadamente o mesmo mostrado na figura 3.1, que pode ser verificado na figura 3.8 (b).

Os resultados da figura 3.8 (b) são os mesmos obtidos em [157] (vide figura 4b da referência), onde os autores utilizaram um modelo hadrônico quiral com multipletos SU(3) para bárions e mésons. Em [158] resultados para estrelas híbridas formadas por hádrons e quarks são apresentados. Nossos resultados, fig. 3.8(b), para matéria não estranha, apresentam o mesmo comportamento encontrado em [158] para a fase hadrônica (densidades até $4n_0$), para a parte sem aprisionamento de neutrinos. Estes resultados de [158] são mostrados na figura 3.9. Acima

⁴ - Num tempo entre 20 a 50 segundos.

⁵ - Lembrando que $s = 0$ é o caso com $T = 0$ estudado anteriormente, e também: $s = \frac{S}{N} = \frac{S/V}{N/V}$

de $4n_0$, a fase de quarks amolece as EOS e isto modifica o comportamento da temperatura em função da densidade bariônica (figura 3.9). A inclusão dos mésons estranhos (figura 3.8 (b)) aumenta levemente a temperatura somente no núcleo das estrelas, onde a densidade é maior, pois como vimos, os campos estranhos têm maior influência em altas densidades. Frações de

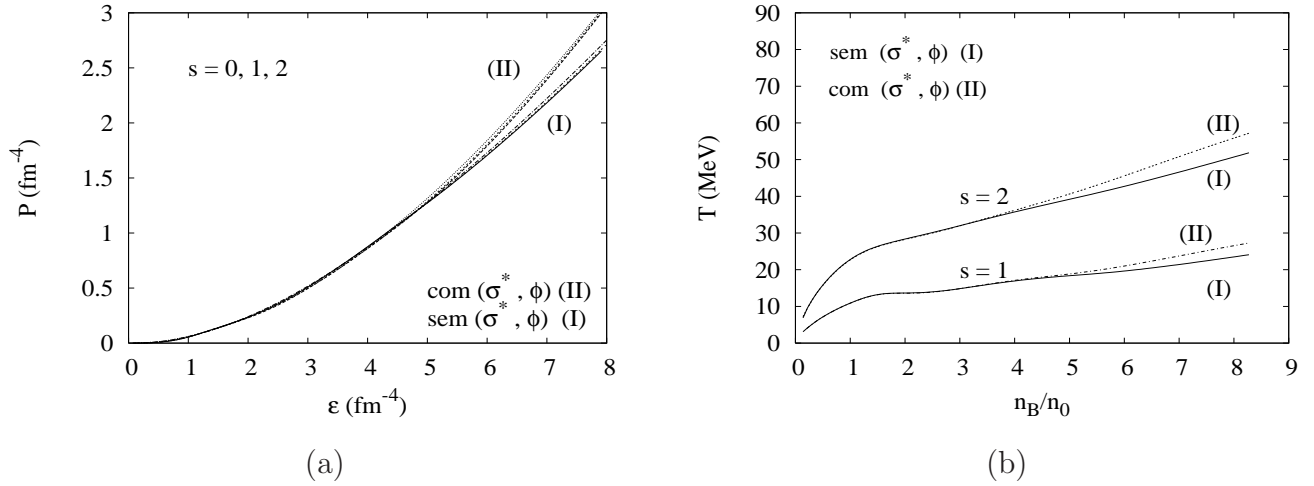


Figura 3.8: **a)** Pressão \times densidade de energia, para $s = 0, 1, 2$ k_B /bárion. **b)** Temperatura em termos de n_B/n_0 para $s = 1, 2$ k_B /bárion. Ambos para GM1+GL85.

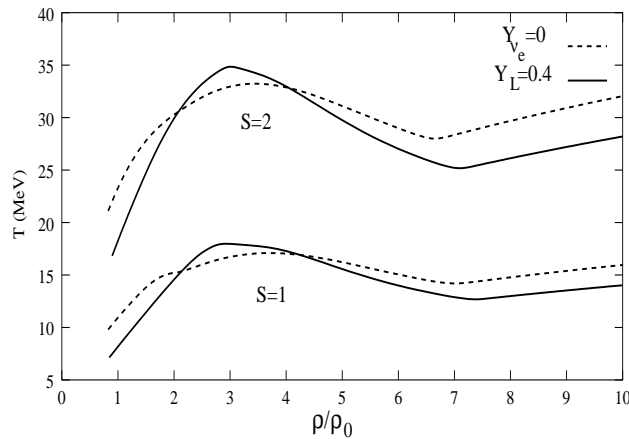


Figura 3.9: Temperatura \times densidade para $s = 1$ e 2 , utilizando MWNL + MIT bag model; linha tracejada - sem aprisionamento de neutrinos; fig. 4(a) de [158]; ($\rho/\rho_0 \equiv n_B/n_0$).

partículas são mostradas nas figuras 3.10 e 3.11 para $s = 1, 2$. Novamente vemos que os efeitos da entropia (e conseqüentemente da temperatura) são mais importantes do que os efeitos da inclusão dos mésons estranhos, dentro deste intervalo de densidades. Para densidades menores, entropia fixa resulta, para as frações de partículas, comportamento semelhante aqueles para temperaturas entre 0 e 10 MeV, pois vemos na figura 3.8 (b), que a temperatura para $s = 1$ está no mesmo intervalo, para baixas densidades.

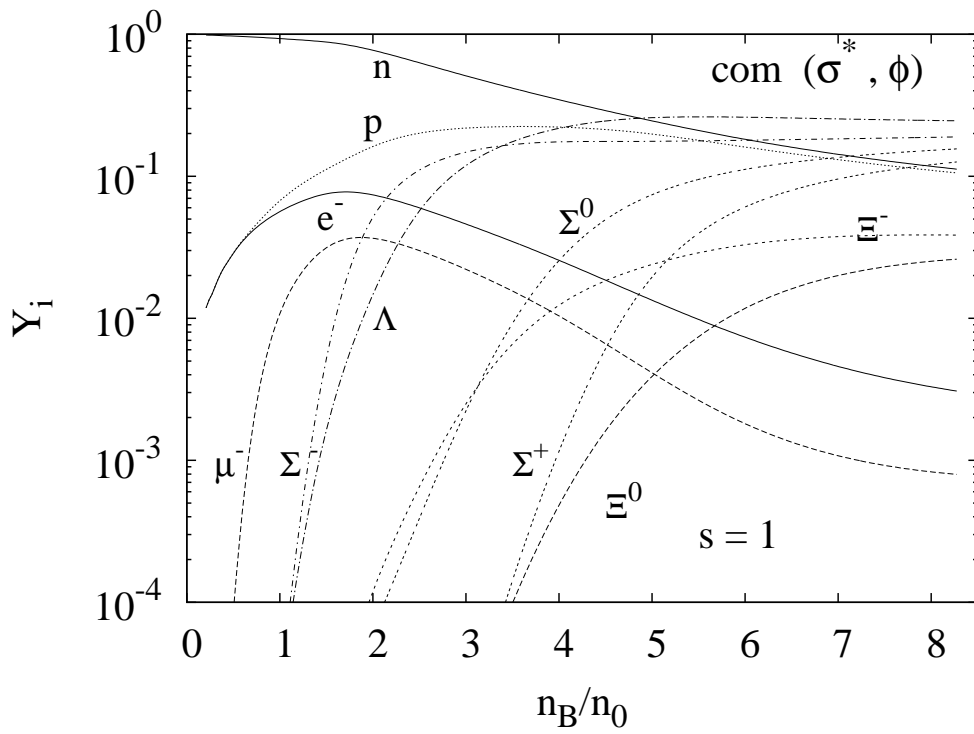
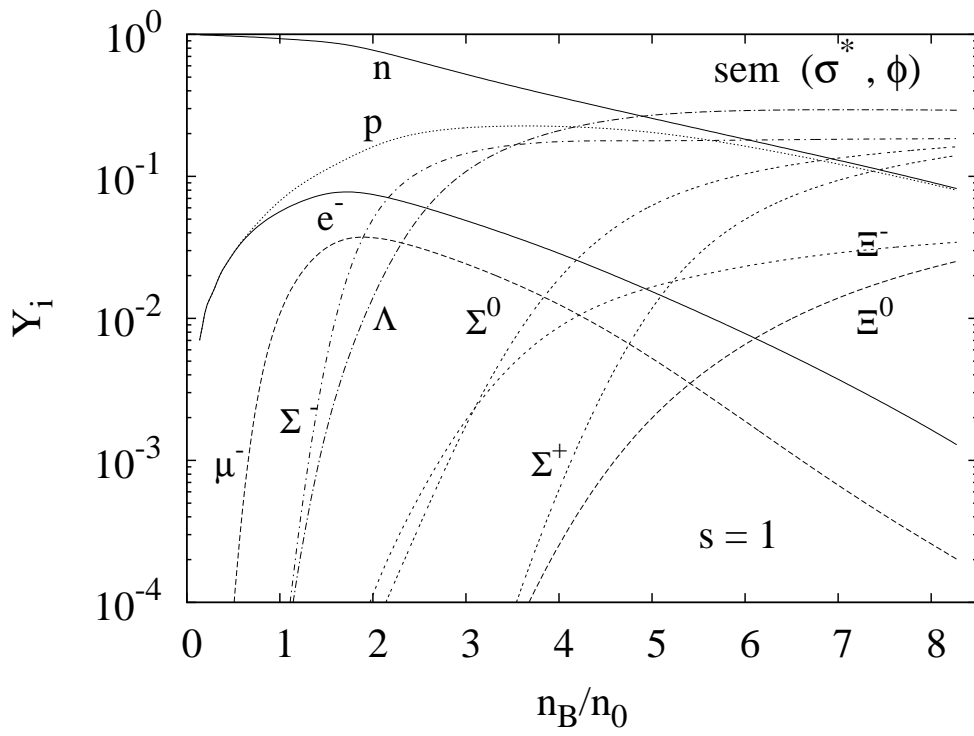


Figura 3.10: Frações de partículas para $s = 1 k_B/\text{báron}$ - (GM1+GL85).

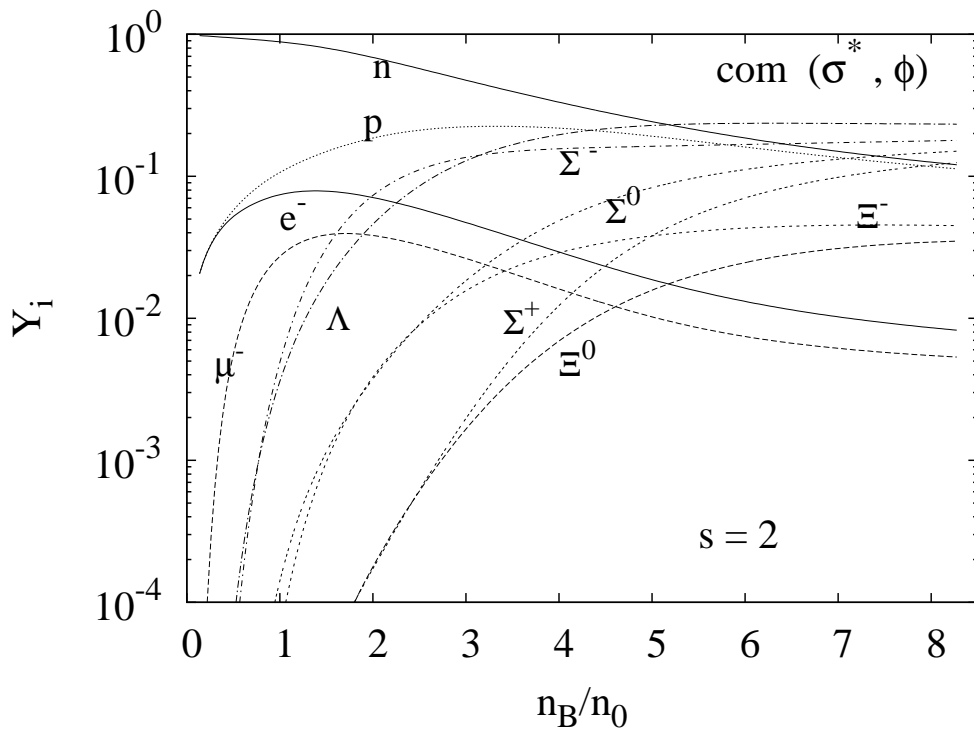
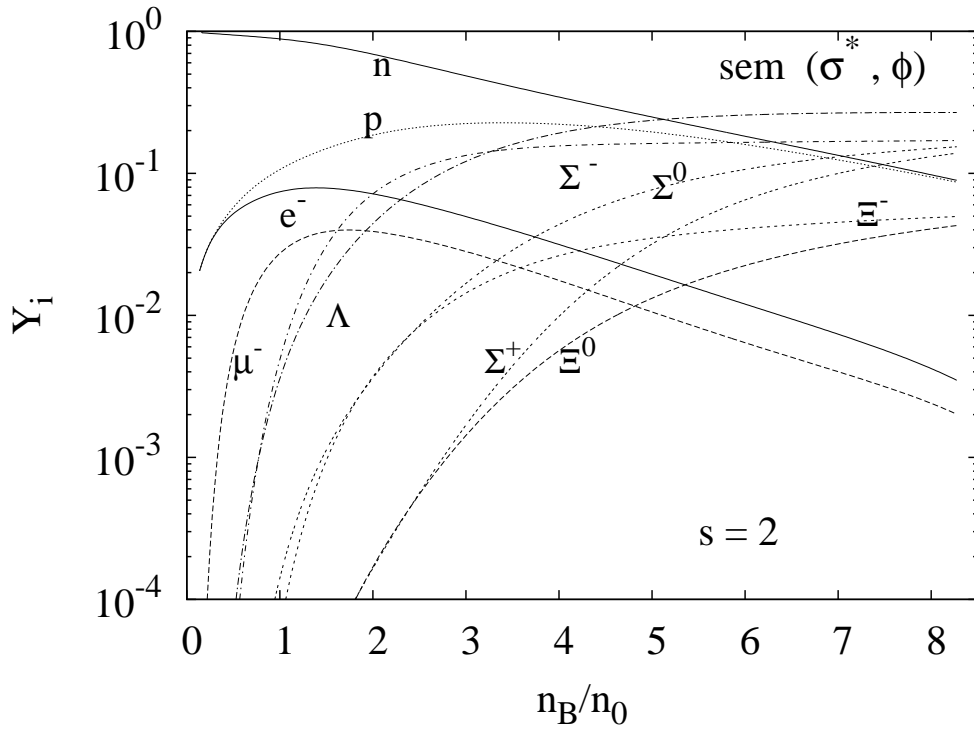


Figura 3.11: Frações de partículas, para $s = 2 k_B/\text{baryon}$ - (GM1+GL85).

3.4 Comparações entre temperatura fixa e variável

Resolvendo as equações TOV (2.40) e (2.41) com as equações de estado (2.61) e (2.62), obtemos os resultados para as propriedades das estrelas mostrados nas figuras 3.12, 3.13 e nas tabelas 3.3 e 3.4, onde somente apresentamos os resultados para o conjunto de parâmetros GM1+GL85. Os perfis de estrelas com massa gravitacional máxima e respectivo raio, são mostrados para duas possíveis EOS: sem mésons estranhos e com eles. A crosta das estrelas é incluída através das equações de estado BPS [159], e as figuras 3.12 (a) e (b) mostram o efeito da crosta na equação TOV.

	Sem (σ^*, ϕ)	Com (σ^*, ϕ)	T (MeV)
M_{max}/M_{\odot}	1,88	1,90	
R (Km)	11,19	10,37	0
ε_0 (fm ⁻⁴)	6,82	7,79	
M_{max}/M_{\odot}	1,88	1,90	
R (Km)	11,48	10,84	10
ε_0 (fm ⁻⁴)	6,79	7,77	
M_{max}/M_{\odot}	1,94	1,95	
R (Km)	12,59	11,93	40
ε_0 (fm ⁻⁴)	6,11	6,86	

Tabela 3.3: Resultados para a equação TOV (massas máximas) nas temperaturas 0, 10 e 40 MeV, considerando a crosta, com ε_0 sendo a densidade central de energia; (GM1+GL85).

	Sem (σ^*, ϕ)	Com (σ^*, ϕ)	s ($k_B/\text{bárion}$)
M_{max}/M_{\odot}	1.93	1.93	
R (Km)	11.35	10.91	1
ε_0 (fm ⁻⁴)	6.33	7.03	
M_{max}/M_{\odot}	1.93	1.95	
R (Km)	11.32	11.13	2
ε_0 (fm ⁻⁴)	6.40	6.93	

Tabela 3.4: Resultados da equação TOV (massas máximas) para entropia por bárion fixa, considerando a crosta, (GM1+GL85).

Na tabela 3.3 apresentamos os mesmos resultados da figura 3.12 (b), onde consideramos temperatura fixa para $T = 0, 10$ e 40 MeV. Na tabela 3.4, os resultados são compatíveis com aqueles mostrados na figura 3.13 para entropia por bárion fixa. Para os outros conjuntos de parâmetros, apenas mostramos os resultados para temperatura fixa, como nas figuras 3.14 (a) e (b).

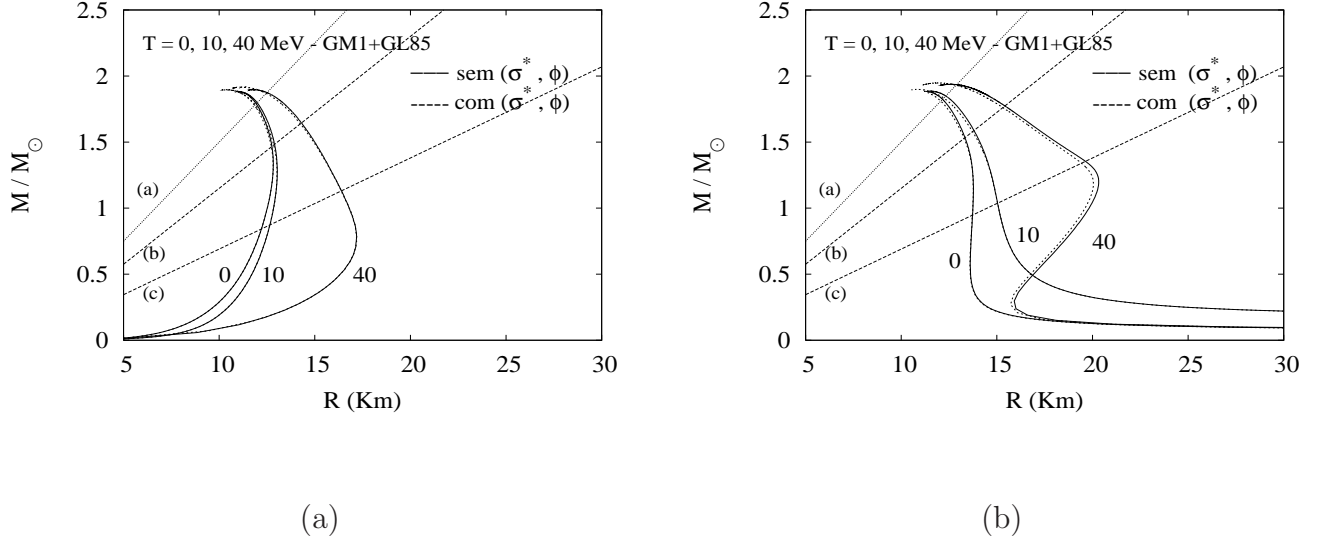


Figura 3.12: Raio *versus* massa gravitacional, para famílias de estrelas em temperatura finita ($T = 0, 10, 40$ MeV), (a) sem crosta e (b) incluindo a crosta (BPS). Ambas para GM1+GL85.

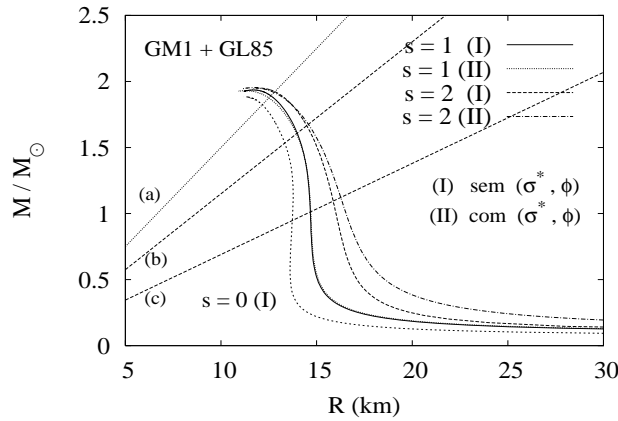


Figura 3.13: Raio *versus* massa gravitacional, famílias de estrelas com $s = 0, 1, 2$ k_B /bárion, ($s = 0 \Rightarrow T = 0$), incluindo a crosta, para GM1+GL85.

Normalmente os valores observados para as massas de estrelas de nêutrons estão entre $0.8 - 2.2M_\odot$, considerando as barras de erro [160], como a binária de raio-X 4U 1538-52 ($0,96^{+0,19}_{-0,16}M_\odot$) [161], o pulsar de raio-X Cen X-3 ($1,21 \pm 0,21M_\odot$) [162], J0751+1807 ($1.26 \pm 0.14M_\odot$) [163],

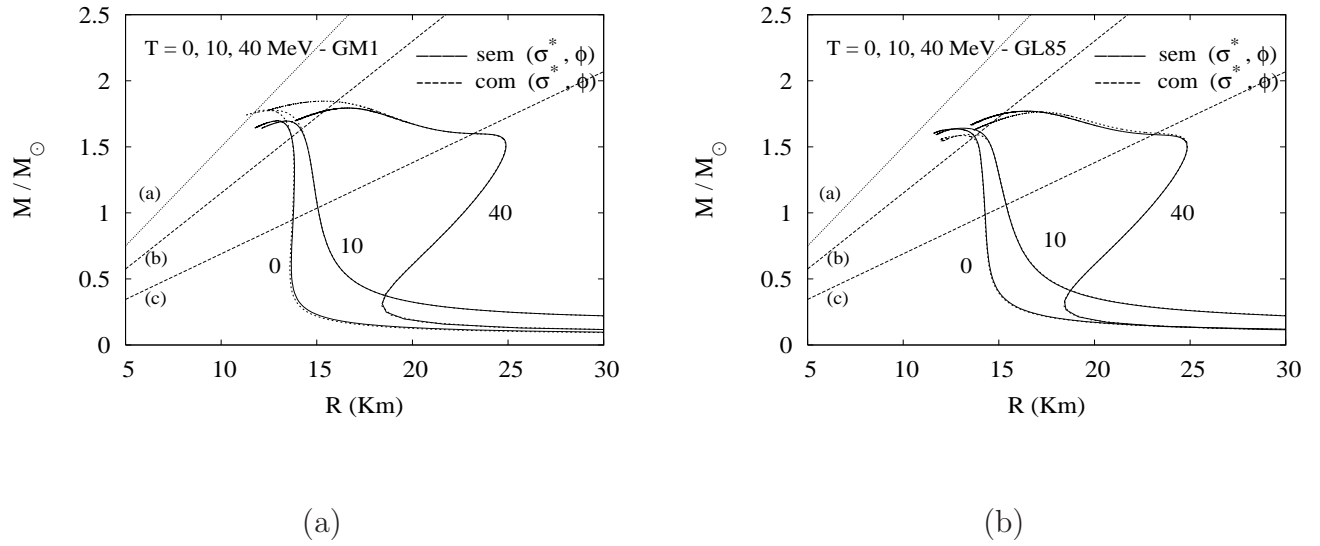


Figura 3.14: O mesmo da Fig. 3.12 (b) para (a) GM1 e (b) GL85.

PSR J0437-4715 ($1.58 \pm 0.18 M_{\odot}$) [164]. Alguns exemplos de estrelas de nêutrons pesadas: 4U 1636+536 ($2,0 \pm 0,1 M_{\odot}$) [165], Vela X-1 ($1,86 \pm 0,16 M_{\odot}$) [166], Cygnus X-2 ($1,78 \pm 0,23 M_{\odot}$) [161], PSR B1516+02B ($1,95^{+0,09}_{-0,12} M_{\odot}$) [167], assim como a massiva PSR J1748-2021B ($2,73 \pm 0,25 M_{\odot}$) [167]. Os nossos resultados das figuras 3.12, 3.13 e 3.14 encontram-se dentro do intervalo esperado e são similares aos encontrados na referência [157].

Experimentalmente algumas propriedades das estrelas de nêutrons são determinadas através de medidas de *redshift* gravitacional de linhas espectrais produzidas na fotosfera destas estrelas, e que originam restrições na razão massa-raio (M/R), válidas para estrelas estáveis, isto é, em temperatura zero (ou $s = 0$). Um *redshift* de $z = 0,35$ de três diferentes transições do espectro da binária de raio-X EXO0748-676 foi obtido em [168]. Este *redshift* corresponde a $M/R = 0,15 M_{\odot}/Km$. Nas figuras 3.12, 3.13 e 3.14 foi adicionada a linha (a) correspondendo a esta restrição (linha pontilhada superior), e portanto, as curvas obtidas devem cruzar a linha (a) para que sejam consideradas consistentes com a restrição mencionada. É importante destacar que esta restrição não foi confirmada recentemente e sua validade continua controversa [169].

Por outro lado, a estrela de nêutrons 1E 1207.4-5209, que está no centro do remanescente de supernova PKS 1209-51/52 também foi observada e duas características de absorção no espectro foram detectadas [170]. Estas características são associadas a transições atômicas de hélio (1-vez ionizado) na atmosfera da estrela, que possui um forte campo magnético. Esta interpretação leva a um *redshift* da ordem de $z = 0,12 - 0,23$, consideravelmente menor do que o anterior [168]. Este *redshift* impõe outra restrição na razão raio-massa, dada por $M/R = 0,069 M_{\odot}/Km$ a $M/R = 0,115 M_{\odot}/Km$. Adicionamos então, mais duas linhas, (b) e (c), nas

figuras 3.12, 3.13 e 3.14, e de acordo com esta restrição, as curvas obtidas devem estar na área entre as linhas (b) e (c).

Nota-se nas figuras Figs. 3.12 (a) e (b) e 3.13 que todas as curvas obtidas para estrelas estáveis (em $T = 0$) são consistentes com as medidas [168] e [170], porque cruzam as 3 linhas. Contudo, na figura 3.14 (a), vemos que a linha (a) é somente alcançada quando os mésons estranhos estão presentes, para as temperaturas $T = 0, 10$ MeV, e nunca alcançada na figura 3.14 (b). Uma vez mais evidenciamos que a escolha dos parâmetros tem um papel importante. No entanto, todas as curvas originam aproximadamente os mesmos valores para massas máximas. Como visto na figura 3.12, e para entropia por bárion fixa ($s = 0, 1$), na figura 3.13, todos os resultados com e sem mésons estranhos são muito similares. O resultado mais distinto é aquele para $s = 2$ (fig. 3.13) e campos estranhos incluídos, que alcança a temperatura mais alta.

3.5 Conclusões

Em suma, estudamos a influência dos mésons estranhos que se acoplam somente com híperons, em EOS com equilíbrio β e aplicamos estas EOS para resolver a equação TOV, a fim de obter propriedades estelares - para estrelas estáveis em temperatura zero e, proto-estrelas de nêutrons com temperatura fixa, incluindo também um caso mais realístico, com temperatura variável (entropia fixa), mas sem dinâmica.

Os efeitos dos mésons estranhos nas EOS são somente “sentidos” em densidades consideravelmente altas, onde outros efeitos como desconfinamento de quarks ou a presença de condensados bosônicos podem ser mais importantes.

Se a entropia permanecer fixa, a inclusão dos mésons estranhos aumenta levemente as temperaturas na parte mais densa, isto é, no núcleo da estrela, e isto é consistente com o fato de que estes mésons somente atuam em densidades altas. Os raios e densidades centrais de energia são as quantidades mais influenciadas pela inclusão dos mésons estranhos no sistema. A densidade de energia aumenta da ordem de 14% em $T = 0$ e $T = 10$ MeV, e $\sim 12\%$ em $T = 40$ MeV; 11% em $s = 1$ e $\sim 9\%$ em $s = 2$. Através das tabelas 3.3 e 3.4, figs. 3.12 (a) e (b), verifica-se que os efeitos da inclusão dos mésons estranhos nas propriedades das estrelas consideradas, não são muito relevantes do ponto de vista macroscópico. A influência destes mésons nas EOS indica que em determinados sistemas, sob certas condições, tais mésons podem desempenhar um papel muito relevante.

Capítulo 4

Transição de fases hádron-quark e condensados bosônicos

*Three quarks for Muster Mark!
Sure he has not got much of a bark
And sure any he has it's all beside the mark.*

James Joyce, Finnegans Wake

“O aspecto mais triste da vida de hoje é que a ciência ganha em conhecimento mais rapidamente que a sociedade em sabedoria.” (Isaac Asimov)

“Por mais longe que vá o espírito, nunca irá tão longe quanto o coração.”
(Sócrates)

Desde os tempos antigos o homem procura entender a natureza, e uma das questões fundamentais era, e ainda é, conhecer o interior da matéria.

No capítulo anterior estudamos aspectos de um tipo de objeto estelar compacto, onde a matéria em seu interior está em condições extremas. Altas pressões e temperaturas levam a transformações nas propriedades da matéria ordinária, que podem fornecer respostas sobre o seu interior.

Neste capítulo, estudaremos outro tipo de sistema que também leva a matéria em condições extremas, as colisões de partículas, onde o homem novamente procura respostas sobre a estrutura fundamental da matéria, na busca pelos tijolos da natureza...

4.1 Transições de fases - uma visão geral

As transições de fases são parte do nosso cotidiano, a superfície de um lago que congela, líquidos congelam no *freezer*, água evapora em um lago, o ciclo da chuva, o vapor condensa na tampa de uma panela, enfim, a todo instante este tipo de fenômeno acontece.

Estudando diversos tipos de sistemas na natureza, sabemos que há outros tipos de transições de fases além daquelas usualmente conhecidas entre os estados sólido, líquido e gasoso. Elas também ocorrem em sistemas magnéticos (paramagnetismo-ferromagnetismo), na passagem de um metal ao estado supercondutor, na passagem do hélio ($He4$) ao estado superfluido (condensado de Bose-Einstein), no fenômeno de opalescência crítica, na formação de plasma na atmosfera e no interior de estrelas, e mesmo a água apresenta muitas outras fases. Por trás destas mudanças há basicamente simetrias e quebra de simetrias.

Quando a matéria é levada a condições extremas, outro tipo de transição de fases pode ocorrer, quando os quarks no interior dos hádrons sofrem desconfinamento, não estando mais limitados aos mesmos, em detrimento da matéria hadrônica que cede lugar à matéria de quarks. Em altas densidades (pequenas distâncias) o potencial confinante torna-se pequeno e os quarks comportam-se aproximadamente como partículas livres. A temperatura também excita os graus de liberdade dos glúons, resultando, como vimos anteriormente, num plasma de quarks e glúons. Há outras fases possíveis para a matéria de quarks, mas estas não serão abordadas neste trabalho.

A transição de fases da água do estado líquido (I) para o gasoso (II), é um exemplo de transição de fases com apenas um componente no sistema, a molécula de água (H_2O), que é a mesma em ambas as fases. Assim, a mesma equação de estado é utilizada para descrever as duas fases. Isto ocorre, por exemplo, quando estudamos a equação de van der Waals, e através da construção de Maxwell, origina a figura 4.1 (a).

Para que as duas fases possam coexistir, deve haver equilíbrio térmico, químico e mecânico, entre elas, expressos através das condições de Gibbs para coexistência de fases:

$$T^I = T^{II} , \quad (4.1)$$

$$\mu_{H_2O}^I = \mu_{H_2O}^{II} , \quad (4.2)$$

$$P_{H_2O}^I(\mu_{H_2O}^I, T) = P_{H_2O}^{II}(\mu_{H_2O}^{II}, T) . \quad (4.3)$$

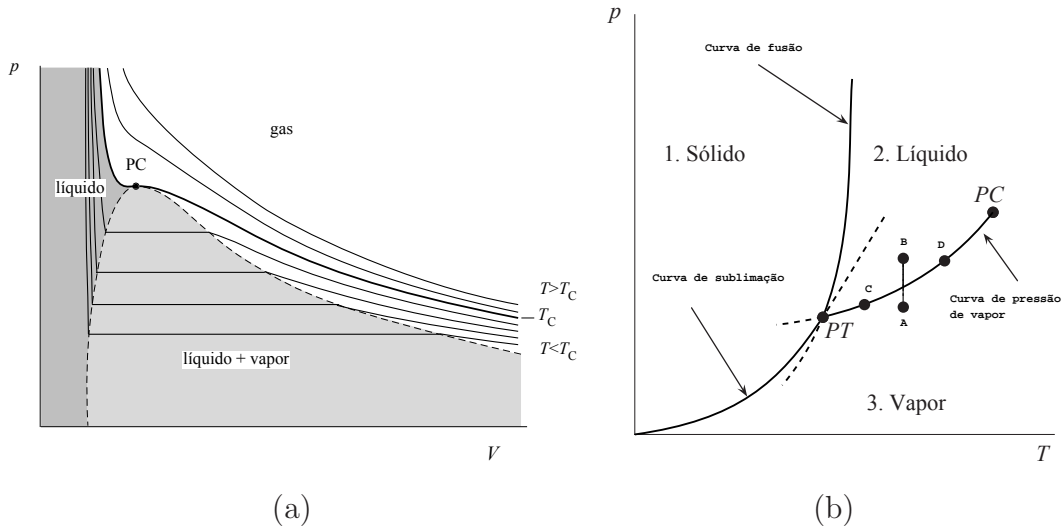


Figura 4.1: (a) Isotermas da transição de fases líquido-vapor, equação de van der Waals. (b) Diagrama de fases típico. De A para B temos um processo isotérmico, entre as fases de vapor e líquido, equivalente a uma das curvas da figura (a) para $T < T_c$. De C para D o processo ocorre na linha de equilíbrio das fases, o equivalente a um processo ocorrendo na linha tracejada da figura (a), agora com variação de T .

Mudança de fase do tipo líquido-gás¹ também ocorre na matéria nuclear quando estudada em temperatura finita. Mas neste segundo exemplo temos um sistema com mais de um componente, pois a matéria nuclear é formada por prótons (p) e nêutrons (n), cujas proporções podem variar. Assim, as condições para a coexistência de fases tornam-se:

$$\mu_p^I = \mu_p^{II} \quad , \quad \mu_n^I = \mu_n^{II} \quad , \quad (4.4)$$

$$T^I = T^{II} \quad , \quad (4.5)$$

$$P^I(\mu_p^I, \mu_n^I, T) = P^{II}(\mu_p^{II}, \mu_n^{II}, T) \quad . \quad (4.6)$$

Também neste caso, ambas as fases são descritas pela mesma equação de estado, obtida em termos da interação nuclear.

¹ - Uma analogia, devido a semelhança entre os gráficos da transição de fases na matéria nuclear, com gráficos típicos da transição líquido-gás.

Um ingrediente importante no estudo de transições de fases é a *binodal*, uma coleção de pontos no espaço de parâmetros que satisfaz as condições de Gibbs para coexistência de fases. Portanto, a *binodal* é a curva (ou superfície) de coexistência (ou equilíbrio) de fases ou a fronteira de separação das fases, que pode ser vista na figura 4.1 (a) (curva tracejada), que corresponde a curva entre os pontos PT e PC na figura 4.1 (b), para a transição líquido-vapor. A figura 4.2 (a) apresenta um exemplo de transição de fases líquido-gás em matéria nuclear, onde A, B, C e D representam pontos da *binodal*, que na figura 4.2 (b) é mostrada no plano (pressão, $p \times$ fração de prótons, y) para $T = 10$ MeV. A *binodal* neste caso é uma superfície no espaço (P, T, y) , e a projeção de uma “fatia” no plano (P, y) para uma dada temperatura T , é apresentada.

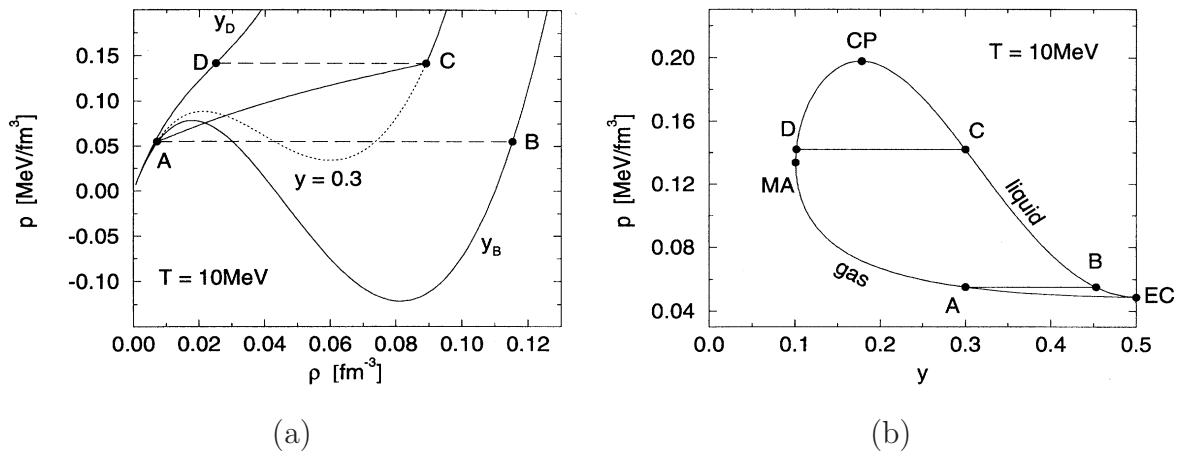


Figura 4.2: Exemplo de transição de fases líquido-gás em matéria nuclear quente [177]. (a) Isothermas para a transição de fases em $T = 10$ MeV no plano $(P \times n_B)$. A construção de Maxwell produz a linha AC. (b) Binodal no plano $(P \times y)$ em $T = 10$ MeV para o gráfico da figura (a). y é a fração de prótons e $\rho \equiv n_B$, é a densidade bariônica.

No caso da transição de fases de desconfinamento hádron-quark, temos um sistema com mais de um componente, porém com equações de estado diferentes para cada fase, devido a particularidades do campo de cor. Assim, para o plasma de quarks e glúons utilizaremos o modelo de sacola do MIT com quarks u e d , e para a fase hadrônica, empregaremos o modelo de Walecka. Este último, é calibrado na densidade normal de saturação para reproduzir as propriedades da matéria nuclear, e então, estendido para densidades mais altas.

Este tipo de procedimento é adotado em estudos de transição de fases em estrelas compactas, onde há uma fase de hádrons e outra de quarks (não necessariamente um QGP) e também uma fase mista estável. Nosso objetivo é estudar a transição hádron-quark em um sistema diferente, inspirado em colisões de íons pesados, onde por exemplo, não há equilíbrio β .

Pela escala de tempo envolvida numa colisão de íons pesados (tabela 2.4) a existência de uma fase mista estável é improvável, até mesmo a noção de “estável” (ou de equilíbrio termodinâmico) perde o sentido nesta escala de tempo. Utilizar as equações da termodinâmica no equilíbrio para este tipo de sistema é uma aproximação um tanto delicada, porém muito útil como ponto de partida. No entanto, efetuar cálculos com uma fase mista em equilíbrio termodinâmico é uma aproximação grosseira, mas que pode ser efetuada a título de curiosidade ou estimativa, pois não gera resultados absurdos.

Com efeito, não descreveremos a evolução das fases em separado, nem de uma fase mista, como ocorre em estrelas compactas. Concentrar-nos-emos apenas na transição de fases em si, estudando o comportamento do sistema na *binodal*, a superfície de fronteira entre as fases, ou nas projeções da *binodal*, o que implica em variar parâmetros e estudar o comportamento das fases somente na linha de separação de fases.

Assim, há condições de coexistência de fases (Gibbs), mas não há fase mista, o que implica na passagem súbita de uma fase para outra, que é uma primeira aproximação no estudo da transição hádron-quark em escalas de tempo $\sim 10^{-23}$ s. Não nos preocuparemos com os mecanismos da transição. As condições de coexistência são necessárias para garantir que na mudança de fase, as variáveis termodinâmicas não assumam quaisquer valores, assegurando a continuidade de μ , T e P , e que sejam idênticos em ambas as fases, na transição. Deste modo, as condições de Gibbs para a transição de uma fase de hádrons (HP) para a fase de quarks (QP), e vice-versa, num sistema com mais de um componente (quarks u e d), são dadas por:

$$T^{HP} = T^{QP} , \quad (4.7)$$

$$\mu_u^{HP} = \mu_u^{QP} \quad , \quad \mu_d^{HP} = \mu_d^{QP} , \quad (4.8)$$

$$P^{HP}(\mu_u^{HP}, \mu_d^{HP}, T) = P^{QP}(\mu_u^{QP}, \mu_d^{QP}, T) . \quad (4.9)$$

A relação entre os potenciais químicos nas duas fases também deve ser obtida. A composição quarkônica do próton é (uud) e do nêutron (udd). Assim, os potenciais químicos dos nucleons são dados por:

$$\mu_p = 2\mu_u + \mu_d \quad , \quad \mu_n = 2\mu_d + \mu_u , \quad (4.10)$$

de onde segue:

$$\mu_u = \frac{1}{3}(2\mu_p - \mu_n) \quad , \quad \mu_d = \frac{1}{3}(2\mu_n - \mu_p) , \quad (4.11)$$

portanto, dados os valores para μ_u e μ_d , obtém-se μ_p e μ_n e vice-versa.

O estudo da transição de fases na *binodal* seria o equivalente, na figura 4.1 (b), a um processo termodinâmico ao longo da linha de equilíbrio líquido-vapor, como entre os pontos C e D, do diagrama de fases, ou ao longo da linha tracejada da figura 4.1 (a) (porque no sistema aqui considerado não há mistura de fases, ou fase mista em equilíbrio, como mencionado anteriormente, assim, nesta analogia seria o equivalente a desconsiderar a evolução do sistema ao longo da fase “líquido+vapor” da figura 4.1 (a), portanto, apenas considerar os pontos na curva tracejada). Em relação ao diagrama de fases da QCD, figura 2.13 (a), são todos os processos ao longo da linha que separa as fases de quarks (na parte do QGP) e hádrons. Assim, podemos efetuar uma análise das propriedades do sistema em função dos valores que as EOS assumem somente na região de coexistência de fases (equilíbrio de fases).

Este sistema, inspirado nas colisões de íons pesados, seria o equivalente a tomar certos instantes da colisão, “congelar” o tempo, e estudar a dependência das grandezas envolvidas em relação a variação dos parâmetros da teoria. Não há dinâmica (evolução temporal) no sistema porque não realizamos cálculo de transporte. Neste sentido dizemos que o sistema por nós investigado é “inspirado” em colisões de íons pesados.

A fim de alcançar nossos objetivos, os próximos passos serão: obter as EOS para cada fase, resolver as equações de movimento do sistema utilizando as condições de Gibbs, e estudar o comportamento da transição hádron-quark em relação aos parâmetros da teoria.

4.2 Fase hadrônica (bárions + bósons)

Para a fase de hádrons, utilizaremos o modelo de Waleca não linear com aproximação de campo médio (MFA), já visto anteriormente. Neste sistema a ser estudado, não há equilíbrio β e portanto, não há léptons. Todavia, é possível o aparecimento de bósons como píons e káons, os quais serão apresentados a seguir.

Os bósons são introduzidos no sistema através de uma densidade lagrangiana efetiva, sugerida em vários trabalhos [154, 178–181], onde geralmente são utilizados os káons (o formalismo para estrelas de nêutrons é o mesmo), na seguinte forma:

$$\mathcal{L}_K = D_\mu^* \bar{K} D^\mu K - m_K^{*2} \bar{K} K, \quad (4.12)$$

onde:

$$D_\mu = \partial_\mu + iX_\mu, \quad (4.13)$$

$$X_\mu = g_{\omega K} \omega_\mu + g_{\rho K} \vec{\tau}_K \cdot \vec{\rho}_\mu, \quad (4.14)$$

$$K \equiv (K^+, K^0) \quad , \quad \bar{K} \equiv (K^-, \bar{K}^0), \quad (4.15)$$

e

$$m_K^* = m_K - g_{\sigma K} \sigma. \quad (4.16)$$

Nesta lagrangiana não há interação com os bárions, apenas com o méson σ , alterando a massa do káon. Quando trabalhamos com píons na matéria nuclear, sua contribuição em campo médio é nula. A fim de introduzir os píons em nosso sistema e utilizar a aproximação de campo médio, por simplicidade, empregaremos a mesma lagrangiana efetiva apresentada para os káons (4.12), com a seguinte modificação:

$$K \equiv (\pi^-) \quad , \quad \bar{K} \equiv (\pi^+), \quad (4.17)$$

pois aqui a partícula é o π^- e sua respectiva anti-partícula o π^+ . Os bósons deste sistema têm as propriedades apresentadas na tabela 4.1.

Bóson	Massa (MeV)	Composição	\vec{J}_s	$\vec{\tau}$	τ_3	S	Carga
π^-	139,57	d \bar{u}	0	1	-1	0	-1
π^+	139,57	u \bar{d}	0	1	0	0	+1
π^0	134,98	d \bar{d} / u \bar{u}	0	1	+1	0	0
K^+	493,67	u \bar{s}	0	1/2	+1/2	+1	+1
K^-	493,67	s \bar{u}	0	1/2	-1/2	-1	-1
K^0	497,65	d \bar{s}	0	1/2	-1/2	+1	0
\bar{K}^0	497,65	s \bar{d}	0	1/2	+1/2	-1	0

\vec{J}_s - spin; $\vec{\tau}$ - isospin; τ_3 - 3^a componente do isospin; S - estranheza.

Tabela 4.1: Bósons

O potencial macrocanônico (grand canônico) total da fase de hádrons (Ω_{HP}) é dado pela soma dos potenciais dos bárions e dos bósons:

$$\Omega_{HP} = \Omega_B + \Omega_K + \Omega_\pi, \quad (4.18)$$

que são calculados construindo-se, nos moldes do que fora realizado no capítulo 3, as respectivas funções de partição para férmions e bósons. Após longos cálculos [14], e utilizando MFA obtém-se:

$$\begin{aligned} \frac{\Omega_B}{V} = & \frac{1}{2}m_\sigma^2\sigma_0^2 + \frac{1}{3!}k\sigma_0^3 + \frac{1}{4!}\lambda\sigma_0^4 - \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_0^2 - \frac{1}{2}m_\rho^2\rho_{03}^2 \\ & - 2T \sum_j \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left\{ \ln \left[1 + e^{-\beta(E_j^* - \nu_j)} \right] + \ln \left[1 + e^{-\beta(E_j^* + \nu_j)} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (4.19)$$

$$\begin{aligned} \frac{\Omega_K}{V} = & \frac{1}{2}\zeta_K^2 [m_K^{*2} - (\mu_K - X_0)^2] \\ & + T \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left\{ \ln \left[1 - e^{-\beta(\omega_K^+ - \mu_K)} \right] + \ln \left[1 - e^{-\beta(\omega_K^- + \mu_K)} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (4.20)$$

e:

$$\begin{aligned} \frac{\Omega_\pi}{V} = & \frac{1}{2}\zeta_\pi^2 [m_\pi^{*2} - (\mu_\pi - X_0)^2] \\ & + T \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left\{ \ln \left[1 - e^{-\beta(\omega_\pi^+ - \mu_\pi)} \right] + \ln \left[1 - e^{-\beta(\omega_\pi^- + \mu_\pi)} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (4.21)$$

onde Ω_K refere-se aos pares partícula/anti-partícula, (K^+, K^-) e (K^0, \bar{K}^0) , assim, contém uma soma em K omitida, e a parte dos píons é equivalente (na forma) a dos káons, portanto será suprimida daqui em diante, para simplificar a apresentação das equações. Portanto, vamos considerar o sistema:

$$\Omega_{HP} = \Omega_B + \Omega_K, \quad (4.22)$$

dados em termos das equações (4.19) e (4.20), onde μ_K é o potencial químico dos káons, ζ_K carrega as características infravermelhas do campo bosônico relacionadas ao possível estado de condensado (ondas), ω_K^+ e ω_K^- , representam a energia efetiva de Bose para a partícula e a anti-partícula, ou a energia da partícula/anti-partícula no meio, equivalente a:

$$\omega_K^+ = E_K^* + X_0 \quad ; \quad \omega_K^- = E_K^* - X_0, \quad (4.23)$$

onde:

$$E_j^* = \sqrt{p^2 + m_j^{*2}} \quad ; \quad E_K^* = \sqrt{p^2 + m_K^{*2}} , \quad (4.24)$$

assim:

$$\omega_K^+ - \mu_K = (E_K^* + X_0) - \mu_K = E_K^* - (\mu_K - X_0) = E_K^* - \nu_K , \quad (4.25)$$

ou:

$$\omega_K^- + \mu_K = (E_K^* - X_0) + \mu_K = E_K^* + (\mu_K - X_0) = E_K^* + \nu_K , \quad (4.26)$$

e portanto o potencial químico efetivo dos káons (partículas) é dado por:

$$\nu_K = \mu_K - X_0 . \quad (4.27)$$

Minimizando Ω_{HP} (4.22) em relação a σ_0 , ω_0 , ρ_{03} e ζ_K obtemos as equações de movimento do sistema para a fase hadrônica:

$$m_\sigma^2 \sigma_0 = -\frac{k}{2}\sigma_0^2 - \frac{\lambda}{6}\sigma_0^3 + \sum_j g_{\sigma j} n_s^j + g_{\sigma K} \sum_K n_K^c + g_{\sigma K} \sum_K n_K^s , \quad (4.28)$$

$$m_\omega^2 \omega_0 = \sum_j g_{\omega j} n_B^j + g_{\omega K} \sum_K n_K , \quad (4.29)$$

$$m_\rho^2 \rho_{03} = \sum_j g_{\rho j} \tau_{3j} n_B^j + g_{\rho K} \sum_K \tau_{3K} n_K , \quad (4.30)$$

$$\zeta_K [\mu_K - \omega_K^+(0)] [\mu_K + \omega_K^-(0)] = 0 , \quad (4.31)$$

onde n_K é a densidade total de káons, dada por:

$$n_K = n_K^c + n_K^T , \quad (4.32)$$

n_K^c é a densidade de káons no condensado (onda s), isto é, para as partículas com momento zero ($k = 0$):

$$n_K^c = \zeta_K^2 (\mu_K - X_0) , \quad (4.33)$$

e n_K^T é a densidade de káons térmicos (gás de Bose-Einstein):

$$n_K^T = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} [f_{BE}(\omega_K^+ - \mu_K) - f_{BE}(\omega_K^- + \mu_K)] , \quad (4.34)$$

n_K^s a “densidade escalar” de káons (análogo à densidade escalar de bárions):

$$n_K^s = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{m_K^*}{E_K^*} [f_{BE}(\omega_K^+ - \mu_K) + f_{BE}(\omega_K^- + \mu_K)] , \quad (4.35)$$

onde f_{BE} é a função distribuição de Bose-Einstein para partículas (+) e anti-partículas (-):

$$f_{BE\pm} = \frac{1}{e^{\beta(\omega_K^\pm \mp \mu_K)} - 1} , \quad (4.36)$$

e finalmente:

$$\omega_K^\pm(0) \equiv \omega_K^\pm(k=0) = m_K^* \pm X_0 . \quad (4.37)$$

A partir de (4.33) temos que se $\zeta_K = 0$ não há condensado bosônico, e as condições para o condensado existir, além de $\zeta_K \neq 0$, são obtidas de (4.31), e resultam em:

$$\mu_K = \omega_K^+(0) \quad \text{ou} \quad \mu_K = -\omega_K^-(0) . \quad (4.38)$$

As equações de estado (EOS) para a fase hadrônica são obtidas a partir do potencial macrocanônico, que em nosso exemplo é dado por (4.22), e calculadas da seguinte maneira:

$$P_i = -\frac{\Omega_i}{V} \quad ; \quad \mathcal{E}_i = \frac{U_i}{V} = T s_i - P_i + \mu_i n_i \quad ; \quad n_i = \frac{N_i}{V} = -\frac{\partial}{\partial \mu_i} \left(\frac{\Omega_i}{V} \right) , \quad (4.39)$$

onde:

$$s_i = \frac{S_i}{V} = \beta^2 \frac{\partial}{\partial \beta} \left(\frac{\Omega_i}{V} \right) . \quad (4.40)$$

Para o sistema do nosso exemplo, as (EOS) são dadas por:

$$P_{HP} = P_B + P_K , \quad (4.41)$$

$$\mathcal{E}_{HP} = \mathcal{E}_B + \mathcal{E}_K , \quad (4.42)$$

onde:

$$P_B = -\frac{m_\sigma^2}{2}\sigma_0^2 - \frac{\kappa}{6}\sigma_0^3 - \frac{\lambda}{24}\sigma_0^4 + \frac{m_\omega^2}{2}\omega_0^2 + \frac{m_\rho^2}{2}\rho_{03}^2 + \frac{\gamma}{3} \sum_j \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{p^2}{E_j^*} (f_{j+} + f_{j-}) , \quad (4.43)$$

$$P_K = \frac{1}{2}\zeta_K^2 [(\mu_K - X_0)^2 - m_K^{*2}] - T \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left\{ \ln \left[1 - e^{-\beta(\omega_K^+ - \mu_K)} \right] + \ln \left[1 - e^{-\beta(\omega_K^- + \mu_K)} \right] \right\} , \quad (4.44)$$

$$\mathcal{E}_B = \frac{m_\sigma^2}{2}\sigma_0^2 + \frac{k}{6}\sigma_0^3 + \frac{\lambda}{24}\sigma_0^4 + \frac{m_\omega^2}{2}\omega_0^2 + \frac{m_\rho^2}{2}\rho_{03}^2 + \gamma \sum_j \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} E_j^* (f_{j+} + f_{j-}) , \quad (4.45)$$

$$\mathcal{E}_K = \frac{1}{2}\zeta_K^2 (m_K^{*2} + \mu_K^2 - X_0^2) + \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left\{ \omega_K^+ f_{BE}(\omega_K^+ - \mu_K) + \omega_K^- f_{BE}(\omega_K^- + \mu_K) \right\} , \quad (4.46)$$

4.3 Fase quarkiônica (quarks + glúons)

As equações de estado (EOS) para o sistema de quarks e glúons, no modelo do MIT, com interação quark-glúon, calculada em teoria de perturbação de primeira ordem, são obtidas através do seguinte potencial macrocanônico²:

$$\begin{aligned} \frac{\Omega_{QP}}{V} = & -\frac{\pi^4}{45} T^4 \left(8 + \frac{21}{4} N_f \right) - \frac{1}{2} \sum_q \left(T^2 \mu_q^2 + \frac{\mu_q^4}{2\pi^2} \right) \\ & + \frac{2\pi}{9} \alpha_s \left[T^4 \left(3 + \frac{5}{4} N_f \right) + \frac{9}{2} \sum_q \frac{T^2 \mu_q^2}{\pi^2} + \frac{\mu^4}{2\pi^4} \right] , \end{aligned} \quad (4.47)$$

² - QP: *quark phase*; N_f é o número de sabores.

a partir do qual obtém-se as equações (2.110), (2.111) e (2.112) apresentadas anteriormente (para $N_f = 2$):

$$P_{QGP} = \frac{8\pi^2}{45}T^4 \left(1 - \frac{15\alpha_s}{4\pi}\right) + \sum_q \left[\frac{7}{60}\pi^2 T^4 \left(1 - \frac{50\alpha_s}{21\pi}\right) + \left(\frac{1}{2}T^2\mu_q^2 + \frac{1}{4\pi^2}\mu_q^4\right) \left(1 - \frac{2\alpha_s}{\pi}\right) \right] - B, \quad (4.48)$$

$$\mathcal{E}_{QGP} = 3P_{QGP} + 4B, \quad (4.49)$$

$$n_q = \sum_q \left(T^2\mu_q + \frac{\mu_q^3}{\pi^2} \right) \left(1 - \frac{2\alpha_s}{\pi} \right). \quad (4.50)$$

4.4 Resultados

Em nosso estudo [182], não vamos considerar o quark s na fase de quarks, portanto a estranheza na respectiva fase será sempre nula. Como vimos na tabela 2.4, em colisões de íons pesados a estranheza é conservada, portanto devemos ter estranheza também nula na fase de hádrons. Prótons, nêutrons e píons não carregam estranheza, o que não acontece com os káons e os híperons, que têm estranheza, pois contém o quark s (ou \bar{s}) em sua composição.

Assim, na transição de fases hádron-quark o aparecimento de um quark s implica, por conservação de estranheza, no aparecimento de um anti-quark \bar{s} , a fim de que a estranheza total seja nula. Isto impõe sobre certos hádrons, condições para suas densidades, a fim de anular a estranheza do sistema, na respectiva fase:

$$\sum_h S_h n_h = 0, \quad (4.51)$$

onde S_h é a estranheza do hádron h e n_h sua densidade. Outras restrições às variáveis surgem das condições de Gibbs, para a fase de hádrons (HP) e para a fase de quarks (QP) durante a transição de fases:

$$\mu_u^{HP} = \mu_u^{QP}, \quad \mu_d^{HP} = \mu_d^{QP}, \quad (4.52)$$

$$T^{HP} = T^{QP} , \quad (4.53)$$

$$P^{HP}(\mu_u^{HP}, \mu_d^{HP}, T) = P^{QP}(\mu_u^{QP}, \mu_d^{QP}, T) , \quad (4.54)$$

que correspondem ao equilíbrio químico (4.52), equilíbrio térmico (4.53) e equilíbrio mecânico (4.54). As demais condições referem-se à solução das equações de movimento para os campos mesônicos. Vamos estudar a transição hádron-quark utilizando o esquema apresentado na tabela 4.2³.

	Fase de hádrons	Fase de quarks	Estranheza total
Caso I	$p, n / p, n, \pi$	$u, d / u, d + \text{glúons}$	0
Caso II	$p, n, K + \text{híperons}$	$u, d + \text{glúons}$	0
Caso III	$p, n, \pi, K + \text{híperons}$	$u, d + \text{glúons}$	0

Tabela 4.2: Sistemas estudados.

Os parâmetros utilizados são listados na tabela 4.3. Incluímos o conjunto NL1 apenas para comparação, pois este grupo de constantes apresenta energia de simetria (a_{sym}) muito elevada, não sendo um bom conjunto de parâmetros. Obtendo as EOS para ambas as fases e as equações de movimento para os campos mesônicos, o resultado é um conjunto de equações autoconsistentes para os campos e para as EOS (devido as condições de Gibbs), sendo estas últimas realimentadas pelos campos dos mésons σ , ω e ρ .

4.4.1 Caso I - píons

Começando por um sistema mais simples, sem estranheza, estudaremos a transição de fases hádron-quark com um sistema composto por prótons (p), nêutrons (n) e píons (π) na fase de hádrons. Neste caso o potencial macrocanônico para a fase hadrônica é: $\Omega_{HP} = \Omega_B + \Omega_\pi$, resultando nas seguintes equações de estado:

$$P_{HP} = P_B + P_\pi , \quad (4.55)$$

$$\mathcal{E}_{HP} = \mathcal{E}_B + \mathcal{E}_\pi , \quad (4.56)$$

³ - Aqui “híperons” indica os híperons do octeto bariônico (tabela 2.1).

n_0 - dens. de saturação da matéria nuclear; K - incompressibilidade; m^* - massa efetiva; $-B/A$ energia de ligação por partícula; a_{sym} - energia de simetria.

	TM1 [183]	NL1 [184]	NL3 [184]	GM1 [152]	GM3 [152]
n_0 (fm $^{-3}$)	0,145	0,153	0,148	0,153	0,153
K (MeV)	281	211,29	271,76	300	240
m^*/m	0,643	0,57	0,60	0,70	0,78
$-B/A$ (MeV)	16,3	16,488	16,299	16,3	16,3
a_{sym} (MeV)	36,9	43,7	37,4	32,5	32,5
m_σ (MeV)	511,198	492,250	508,194	512	512
m_ω (MeV)	783	782,501	783	783	783
m_ρ (MeV)	770	763	763	770	770
g_σ	10,029	10,138	10,217	8,910	8,175
g_ω	12,614	13,285	12,868	10,610	8,712
g_ρ	9,264	9,952	8,948	8,196	8,259
b	-0,001506	-0,002453	-0,002052	0,002947	0,008659
c	0,000061	-0,003433	-0,002651	-0,001070	-0,002421
ξ	0,0169	0	0	0	0

Tabela 4.3: Parâmetros e propriedades da matéria nuclear. As massas dos mésons (σ , ω e ρ) não foram explicitadas em [152] para os conjuntos GM1 e GM3, e portanto aqueles valores foram atribuídos.

onde:

$$P_B = -\frac{m_\sigma^2}{2}\sigma_0^2 - \frac{\kappa}{6}\sigma_0^3 - \frac{\lambda}{24}\sigma_0^4 + \frac{m_\omega^2}{2}\omega_0^2 + \frac{m_\rho^2}{2}\rho_{03}^2 + \frac{\gamma}{3} \sum_j \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{p^2}{E_j^*} (f_{j+} + f_{j-}) , \quad (4.57)$$

$$P_\pi = \frac{1}{2}\zeta_\pi^2 [(\mu_\pi - X_0)^2 - m_\pi^{*2}] - T \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left\{ \ln \left[1 - e^{-\beta(\omega_\pi^+ - \mu_\pi)} \right] + \ln \left[1 - e^{-\beta(\omega_\pi^- + \mu_\pi)} \right] \right\} , \quad (4.58)$$

$$\mathcal{E}_B = \frac{m_\sigma^2}{2}\sigma_0^2 + \frac{k}{6}\sigma_0^3 + \frac{\lambda}{24}\sigma_0^4 + \frac{m_\omega^2}{2}\omega_0^2 + \frac{m_\rho^2}{2}\rho_{03}^2 + \gamma \sum_j \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} E_j^* (f_{j+} + f_{j-}) , \quad (4.59)$$

$$\mathcal{E}_\pi = \frac{1}{2}\zeta_\pi^2 (m_\pi^{*2} + \mu_\pi^2 - X_0^2) + \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left\{ \omega_\pi^+ f_{BE}(\omega_\pi^+ - \mu_\pi) + \omega_\pi^- f_{BE}(\omega_\pi^- + \mu_\pi) \right\} . \quad (4.60)$$

As equações de movimento deste sistema são:

$$\sigma_0 = -\frac{\kappa}{2m_\sigma^2}\sigma_0^2 - \frac{\lambda}{6m_\sigma^2}\sigma_0^3 + \frac{g_\sigma}{m_\sigma^2}n_B^s, \quad (4.61)$$

$$\omega_0 = \frac{g_\omega}{m_\omega^2}n_B, \quad (4.62)$$

$$\rho_{03} = \frac{g_\rho}{m_\rho^2}n_3, \quad (4.63)$$

$$\zeta_\pi [\mu_\pi - \omega_\pi^+(0)] [\mu_\pi + \omega_\pi^-(0)] = 0, \quad (4.64)$$

onde:

$$n_B^s = \gamma \sum_{i=p,n} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{m_i^*}{E_i^*} (f_{i+} + f_{i-}), \quad (4.65)$$

$$n_B = n_p + n_n = \gamma \sum_{i=p,n} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} (f_{i+} - f_{i-}), \quad (4.66)$$

$$n_3 \equiv n_{3N} - n_\pi \quad (4.67)$$

$$n_{3N} \equiv \frac{1}{2}(n_p - n_n) \quad ; \quad n_\pi \equiv n_\pi^c + n_\pi^T, \quad (4.68)$$

onde n_π^c é a densidade de píons no condensado (onda s):

$$n_\pi^c = \zeta_\pi^2(\mu_\pi - X_0), \quad (4.69)$$

e n_π^T é a densidade de píons térmicos (gás de Bose-Einstein):

$$n_\pi^T = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} [f_{BE}(\omega_\pi^+ - \mu_\pi) - f_{BE}(\omega_\pi^- + \mu_\pi)], \quad (4.70)$$

com as seguintes constantes de acoplamento, e massa, para os píons⁴:

⁴ - A fim de obter as expressões para os potenciais químicos dos píons, precisamos fazer: $g_{\omega\pi} = 0$. Desligamos a interação $\pi - \sigma$ para simplificar o sistema, fazendo $g_{\sigma\pi} = 0$, implicando na não alteração da massa dos píons, portanto a massa efetiva ($m_\pi^* = m_\pi - g_{\sigma\pi}\sigma_0$) torna-se a própria massa de repouso do pión, $m_\pi^* = m_\pi$.

$$g_{\sigma\pi} = g_{\omega\pi} = 0 \quad ; \quad m_{\pi}^* = m_{\pi} , \quad (4.71)$$

$$g_{\rho\pi} = g_{\rho} . \quad (4.72)$$

Os potenciais químicos dos píons, de acordo com a composição quarkiônica (tabela 4.1), são dados por⁵:

$$\mu_{\pi^-} = \mu_d - \mu_u = \mu_n - \mu_p \quad , \quad \mu_{\pi^+} = -\mu_{\pi^-} , \quad (4.73)$$

e o potencial químico efetivo da partícula (4.27) neste caso torna-se:

$$\nu_{\pi^-} = \mu_{\pi^-} - X_0 , \quad (4.74)$$

onde $X_0 = g_{\rho\pi} \tau_{3\pi} \rho_{03}$, e para π^- , $\tau_{3\pi} = -1$, então:

$$\nu_{\pi^-} = \mu_{\pi^-} + g_{\rho} \rho_{03} , \quad (4.75)$$

ou por (2.30):

$$\nu_{\pi^-} = \nu_n - \nu_p . \quad (4.76)$$

Para os estados com momento zero temos que a energia efetiva de Bose para a partícula ($\omega_{\pi}^+(0)$ para π^-) e para a anti-partícula ($\omega_{\pi}^-(0)$ para π^+) é igual a:

$$\omega_{\pi}^+(0) = m_{\pi} - g_{\rho} \rho_{03} \quad ; \quad \omega_{\pi}^-(0) = m_{\pi} + g_{\rho} \rho_{03} . \quad (4.77)$$

De acordo com as condições para a existência do condensado (4.38), (4.64), e por (4.75), para o caso dos píons temos:

$$\mu_{\pi^-} = \omega_{\pi}^+(0) = m_{\pi} - g_{\rho}\rho_{03} \quad \Rightarrow \quad \mu_{\pi^-} + g_{\rho}\rho_{03} = m_{\pi} \quad \Rightarrow \quad \nu_{\pi^-} = \mathbf{m}_{\pi} , \quad (4.78)$$

ou:

$$\mu_{\pi^-} = -\omega_{\pi}^-(0) = -(m_{\pi} + g_{\rho}\rho_{03}) \quad \Rightarrow \quad \mu_{\pi^-} + g_{\rho}\rho_{03} = -m_{\pi} \quad \Rightarrow \quad \nu_{\pi^-} = -\mathbf{m}_{\pi} . \quad (4.79)$$

⁵ - Exemplo: $\pi^- (d \bar{u}) \Rightarrow \mu_{\pi^-} = \mu_d + \mu_{\bar{u}}$. Como $\mu_{\bar{u}} = -\mu_u$, temos que: $\mu_{\pi^-} = \mu_d - \mu_u$.

Através de (4.76) e sabendo que $\nu_n \geq \nu_p$, implica que $\nu_{\pi^-} \geq 0$, então a condição para o aparecimento do condensado ocorre quando:

$$\nu_{\pi^-} \rightarrow m_{\pi} , \quad (4.80)$$

ou seja, quando ν_{π^-} atingir o valor $\nu_{\pi^-} = 139,57$ MeV.

Através das equações (4.74) e (4.80) em P_{π} , (4.58), percebemos que a pressão do condensado de píons (primeiro termo em P_{π}) tem contribuição nula para a pressão do sistema, como esperado para as partículas com momento zero. Quando o estado de condensado ainda não foi alcançado, ou seja, quando não há condensado, $\zeta_{\pi} = 0$, e (4.58) continua resultando na pressão dos píons térmicos somente.

Definimos uma grandeza adimensional (x), chamada “assimetria” ou razão de isospin, que como o nome sugere, indica o grau de assimetria do sistema, para os hádrons e de maneira análoga para a fase de quarks:

$$x_h \equiv \frac{n_3}{n_B} = \frac{\frac{n_p - n_n}{2}}{n_p + n_n} = \frac{1}{2} \frac{n_p - n_n}{n_p + n_n} \quad ; \quad x_q \equiv \frac{n_3}{n_B} = \frac{\frac{n_u - n_d}{2}}{\frac{n_u + n_d}{3}} = \frac{3}{2} \frac{n_u - n_d}{n_u + n_d} , \quad (4.81)$$

onde utilizamos na fase de hádrons, a definição para matéria nuclear, $n_3 = \frac{1}{2}(n_p - n_n)$. Com os píons na fase hadrônica, n_3 é modificado para (4.67).

A figura 4.3 mostra a projeção da *binodal* no plano⁶ ($P \times x$), para dois casos: sem píons e com píons, em temperatura zero, para o conjunto de parâmetros NL3. A *binodal* neste caso é uma superfície no espaço $\{x, P, T\}$, e sua projeção $\{x, P\}$ representa processos isotérmicos⁷.

Sem píons no sistema, 4.3 (a), as assimetrias variam entre $-1,5 - 0$ para a fase de quarks e $-0,5 - 0$ para a fase de hádrons. Percebe-se na figura 4.3 (b) o efeito da inclusão dos píons, que alteram a densidade de isospin na fase hadrônica. Em temperatura zero, não há píons térmicos e os píons que aparecem no sistema são todos com momento nulo, isto é, no estado de condensado, e assim, não exercem pressão no sistema. Para assimetrias menores que $-1,5$, vemos um pequeno aumento na pressão, causado pela elevação do valor absoluto do campo ρ_{03} , devido ao aumento na densidade de isospin, em função da interação dos píons com os nucleons, através do méson ρ . Esta interação depende do modelo adotado e, em nosso caso, depende da

⁶ - Isto é, pressão em função da assimetria ($P_{HP} \times x_h$ e $P_{QP} \times x_q$, portanto, $P \times x$ daqui em diante).

⁷ - Veremos logo mais a *binodal* no espaço $\{n_B, x, T\}$ projetada no plano $\{n_B, T\}$.

intensidade da constante $g_{\rho\pi}$. Em função das condições de Gibbs, temos a pressão igual em ambas as fases (linhas paralelas a x nas figuras 4.3 (a) e (b)), e por isso dá-se o aumento da pressão também na fase de quarks, para $x \lesssim -1,5$ (fig. 4.3 (b)).

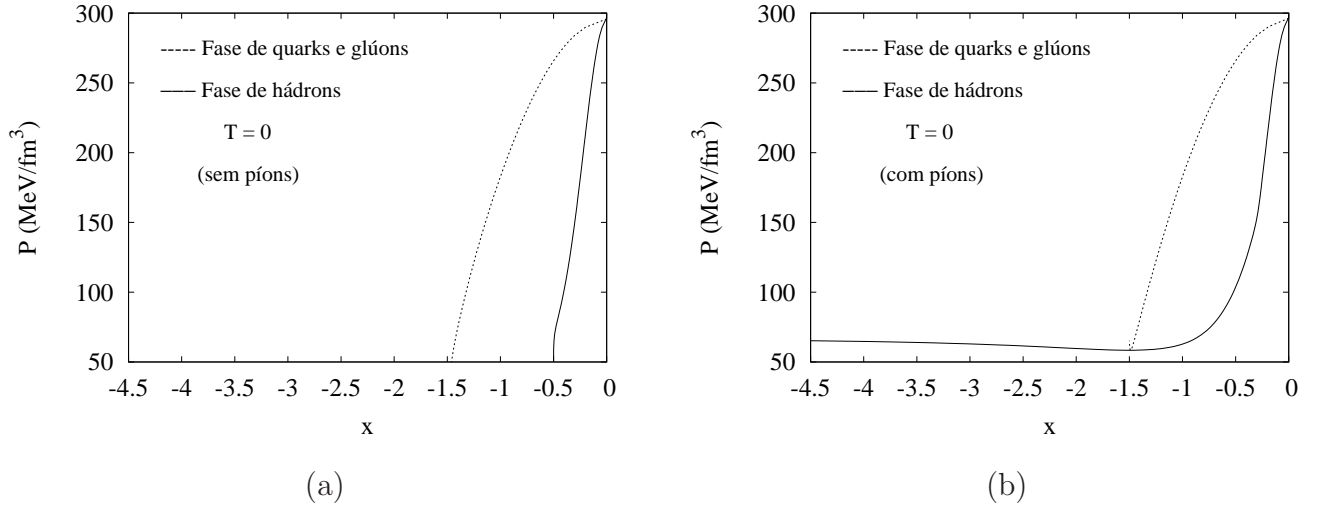


Figura 4.3: Pressão \times assimetria, para as fases de hádrons e quarks em $T = 0$, (a) sem píons; (b) com píons. Parâmetros: NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV

A figura 4.4 mostra a pressão em função da densidade bariônica. O aumento da pressão para as densidades mais baixas, como dito anteriormente, é causado pelo aumento no valor absoluto do campo ρ_{03} , que é mostrado na figura 4.5.

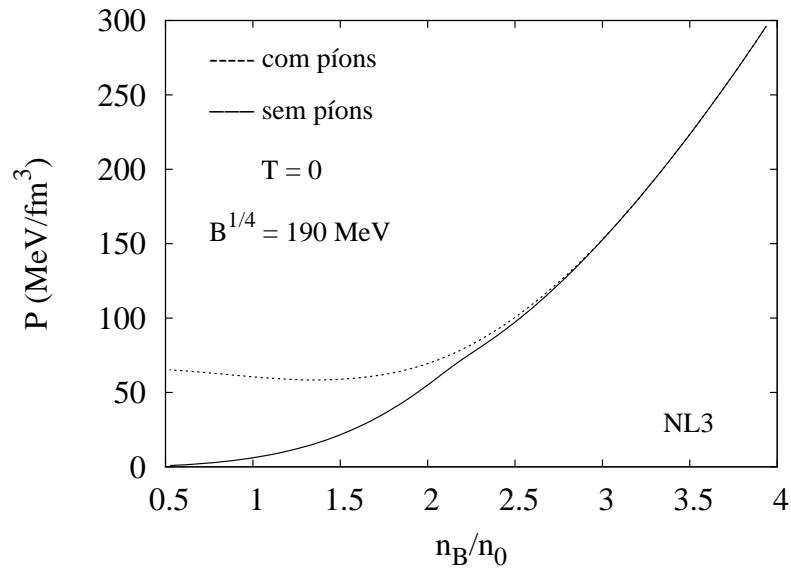


Figura 4.4: Pressão em função da densidade bariônica, em relação a densidade de saturação da matéria nuclear, n_0 .

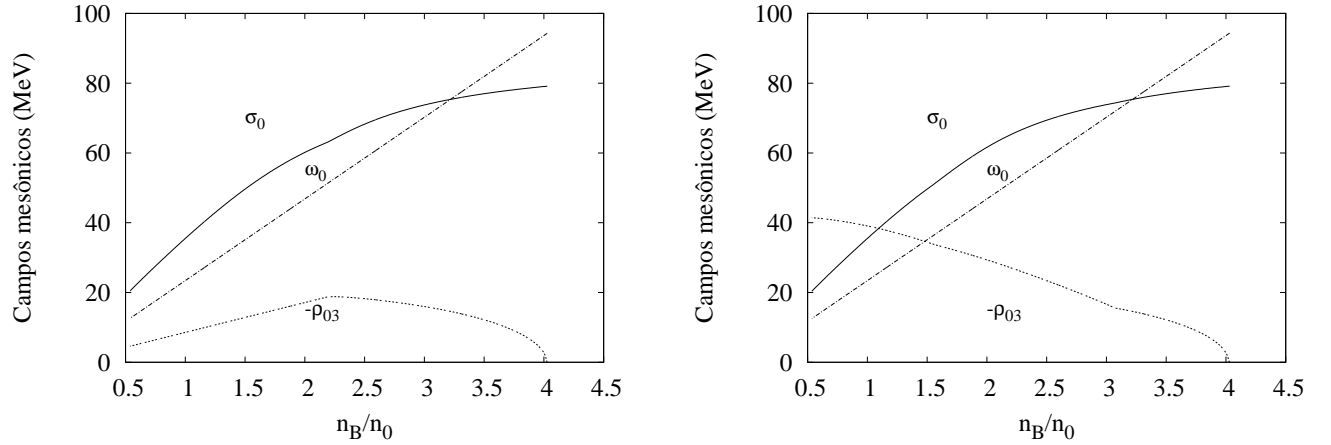


Figura 4.5: Campos mesônicos em $T = 0$, (a) sem píons, (b) com píons. Parâmetros: NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV.

Os potenciais químicos são apresentados na figura 4.6, novamente para os casos sem píons (a) e com píons (b). O efeito dos píons nos potenciais químicos das demais partículas é sentido nas densidades baixas, onde o potencial químico dos píons é maior (fig. 4.6 (c)). O aumento no potencial químico dos píons conforme a densidade diminui, pode também ser observado das figuras 4.6 (a) e (b) observando a elevação do distanciamento entre os potenciais químicos do nêutron (μ_n) e do próton (μ_p), pois como vimos (4.73), $\mu_{\pi^-} = \mu_n - \mu_p$.

Podemos visualizar na figura 4.6 (c) a densidade na qual o condensado de píons começa a aparecer no sistema, quando a condição (4.80) é satisfeita. Isto dá-se em $n_B = 3,01n_0$, para $T = 0$ e para os parâmetros dados. Esta observação é corroborada pela figura 4.7 que mostra a população de partículas em função da densidade bariônica, novamente para os casos (a) sem píons e (b) com píons.

A fim de comparar os diferentes conjuntos de parâmetros apresentados na tabela 4.3, a figura 4.8 mostra a dependência dos parâmetros, para a pressão em função da assimetria. Quanto mais alta é a pressão, mais alta é a densidade bariônica (vide figura 4.4 para o caso NL3, por exemplo). O comportamento qualitativo das curvas é semelhante, onde a maior diferença está na pressão máxima atingida em cada caso. Dentre os conjuntos de parâmetros que devemos considerar (TM1, NL3, GM1 e GM3), o que melhor favorece a transição de fases hádron-quark em densidades baixas é o NL3. O mesmo ocorrendo para a densidade na qual aparece o condensado de píons, o NL3 mostra-se o melhor conjunto de constantes, pois nos demais (TM1, GM1 e GM3), os píons aparecem em densidades muito altas, como pode ser visto na tabela 4.4, para $T = 0$ e nas demais temperaturas, inclusive para o outro valor de $B^{1/4}$

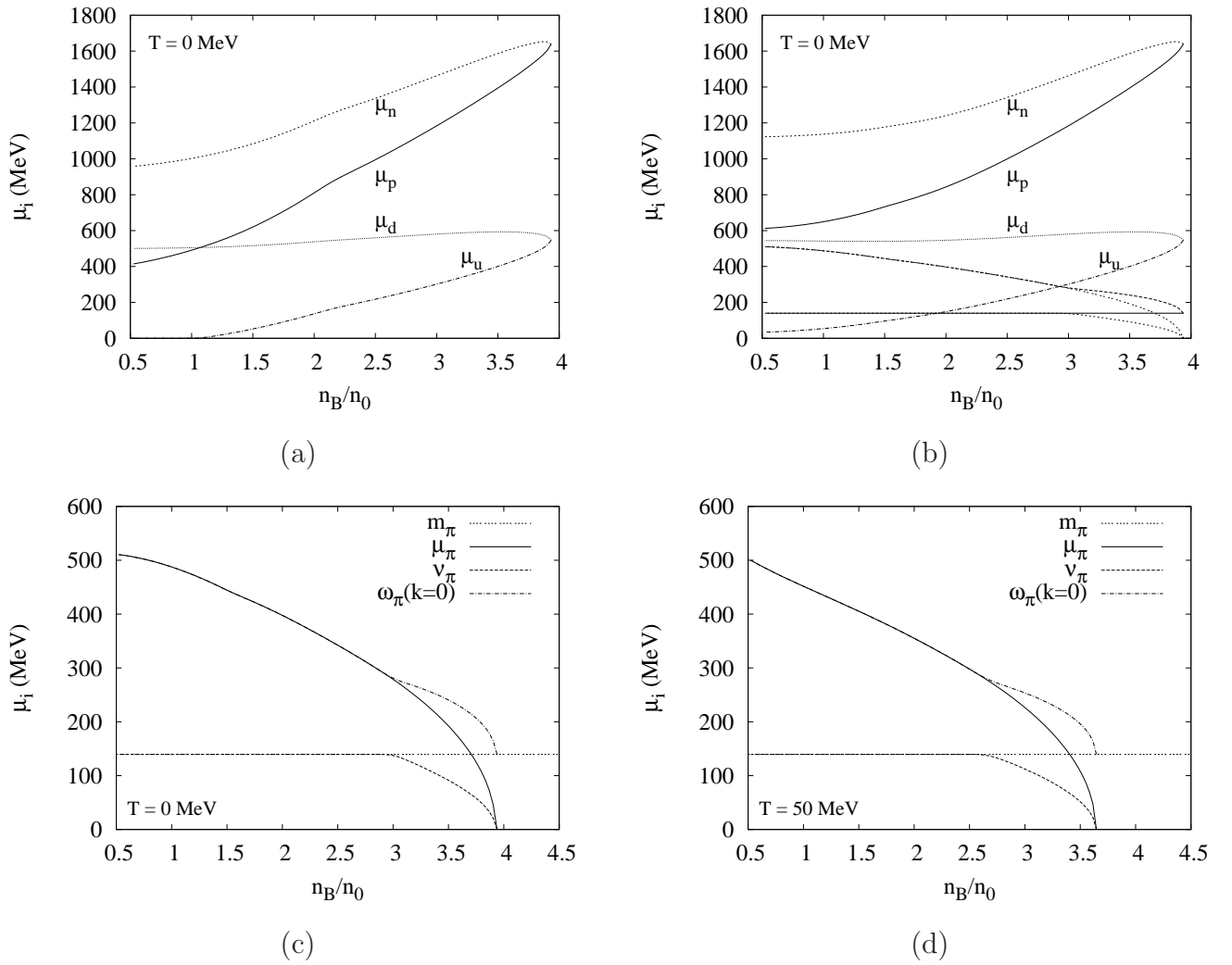


Figura 4.6: Potenciais químicos $\times n/n_0$, **(a)** Sem píons, **(b)** com píons e **(c)** somente a para píons, parte inferior da figura (b), todas para $T = 0$. **(d)** comparação com (c), para $T = 50$ MeV. Parâmetros: NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV.

considerado (210 MeV).

Para o caso em temperatura finita, apresentamos na figura 4.9 secções da *binodal* no plano $\{x, P\}$, em diferentes temperaturas, para dois valores de $B^{1/4}$ considerados: 190 MeV - fig. 4.9 (a) e 210 MeV - fig. 4.9 (b). Agora a parte de píons inclui os píons térmicos (gás de píons). Como esperado, o comportamento qualitativo é o mesmo. Para o maior valor de $B^{1/4}$, as pressões e densidades nas quais ocorrem os processos, são também maiores, em relação a figura 4.9 (a). Semelhantemente, as densidades em que aparece o condensado de píons, aumenta com o aumento no valor de $B^{1/4}$, conforme vemos na tabela 4.4.

Através das figuras 4.9 (a) e (b), notamos que a área entre as curvas das fases de quarks e hádrons diminui com o aumento da temperatura, e assim as curvas para cada fase ficam mais

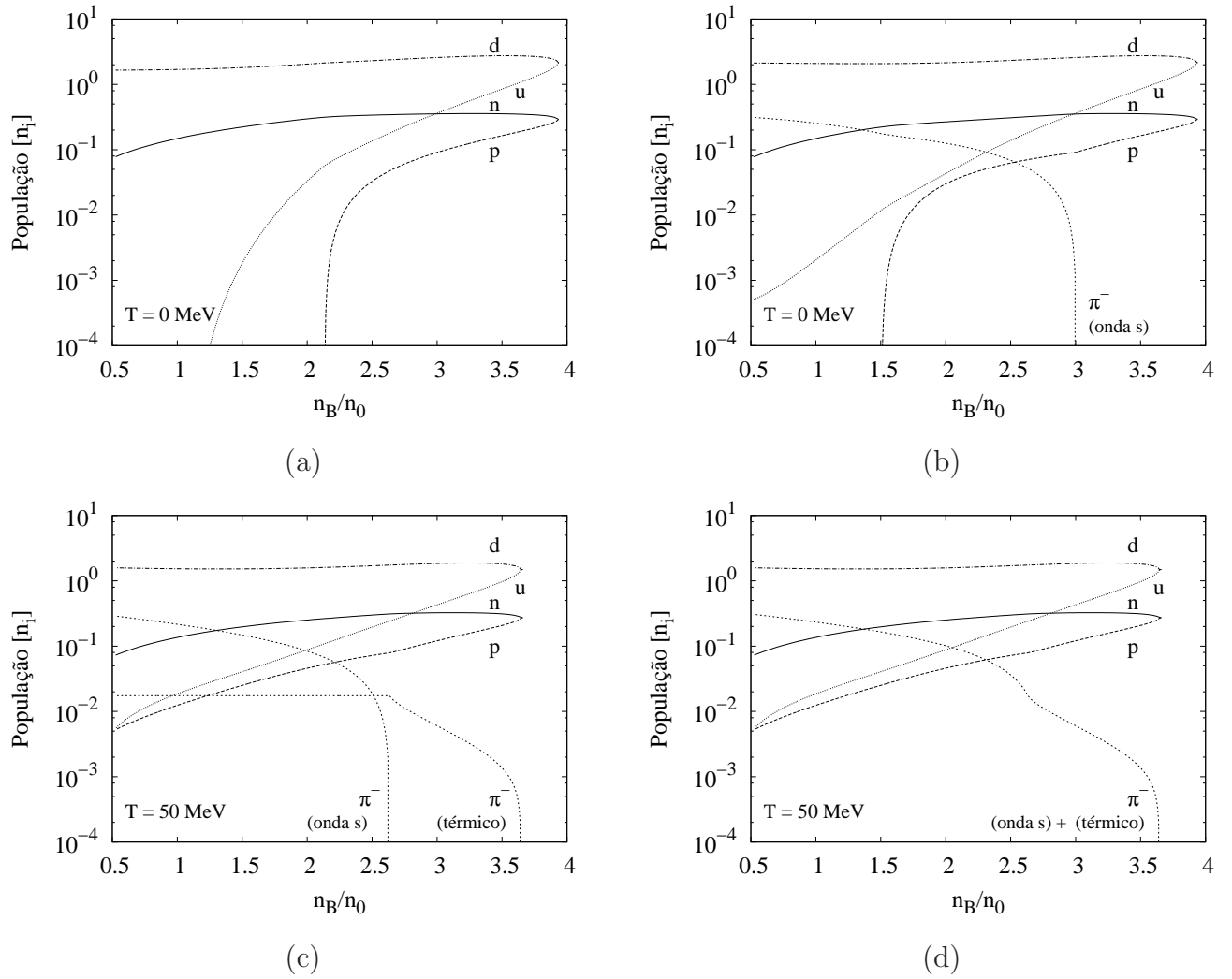


Figura 4.7: População de partículas: (a) sem píons, (b) com píons, ambas em $T = 0$; (c) mostrando as dens. de píons térmicos e do condensado (onda s), (d) densidades de píons somadas, ambas para $T = 50$ MeV. Parâmetros: NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV.

próximas. A pressão e também as densidades envolvidas, do mesmo modo, diminuem com o aumento da temperatura, favorecendo a transição de fases. As curvas tendem a ficar cada vez mais próximas, unindo-se em $T_c \sim 150$ MeV [figura 4.9 (a)] e $T_c \sim 165$ MeV [figura 4.9 (b)], que representam a temperatura crítica para cada caso, isto é, a temperatura de transição de fases em densidade zero.

Por fim, apresentamos na figura 4.10 a projeção da *binodal* do espaço $\{n_B, x, T\}$, no plano $\{n_B, T\}$, com valores fixos de assimetria, variando entre $x = 0$ e $x = -0,5$, que para a fase de hádrons representa respectivamente, matéria simétrica e matéria de nêutrons (assimetria máxima). Esta figura representa o diagrama de fases da QCD, em função da densidade, em lugar do potencial químico, como apresentado anteriormente. Uma vez mais evidenciamos o

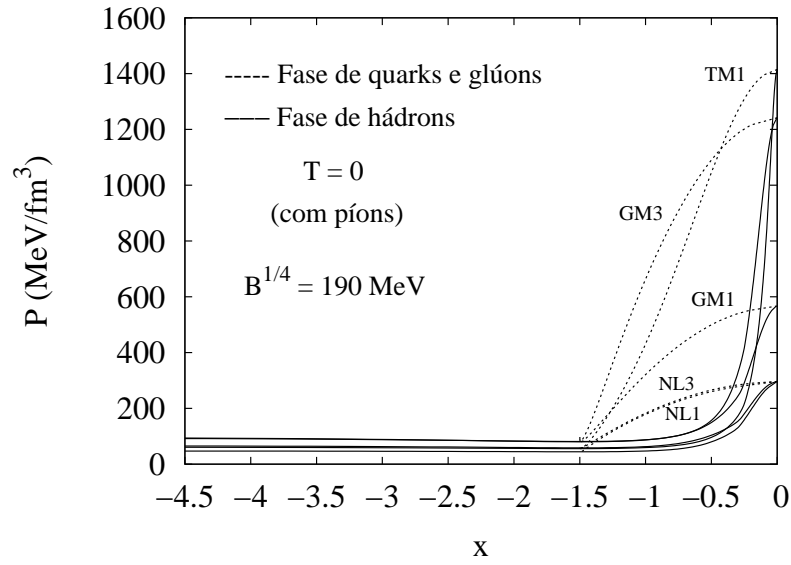


Figura 4.8: Comparação entre os conjuntos de parâmetros, para $P \times x$.

T (MeV)	TM1	NL1*	NL3	GM1	GM3	$B^{1/4}$ (MeV)
0	4,62	2,69	3,01	4,35	6,39	190
50	3,60	2,33	2,64	3,76	5,33	
100	1,48	1,11	1,35	1,89	2,35	
0	6,45	3,25	3,59	5,22	7,74	210
50	5,54	2,99	3,33	4,80	7,04	
100	3,25	2,14	2,45	3,46	4,82	

* - NL1 nem sempre apresenta boa convergência.

Tabela 4.4: Densidade na qual aparece o condensado de píons, para os conjuntos de parâmetros dados, em função da temperatura e com assimetria (x) variável.

valor de $T_c \sim 150$ MeV para o valor de $B^{1/4} = 190$ MeV. Aqui T_c^π representa a temperatura crítica para o condensado de píons, ou seja, a temperatura na qual o condensado começa a aparecer no sistema, que depende da assimetria e da densidade bariônica. Para temperaturas altas, como esperado, o condensado aparece em densidades cada vez menores. A figura 4.11 mostra apenas o resultado da figura 4.10 para $x = -0,2$ a fim de facilitar a visualização.

Uma observação interessante quanto à figura 4.10 é o resultado para $x = -0,5$, que representa o valor de assimetria no qual a transição hádron-quark ocorre no menor valor de densidade bariônica (e densidade de quarks). Isto parece indicar que em colisões de partículas seria mais fácil alcançar o plasma de quarks e glúons utilizando núcleos ricos em nêutrons, ou

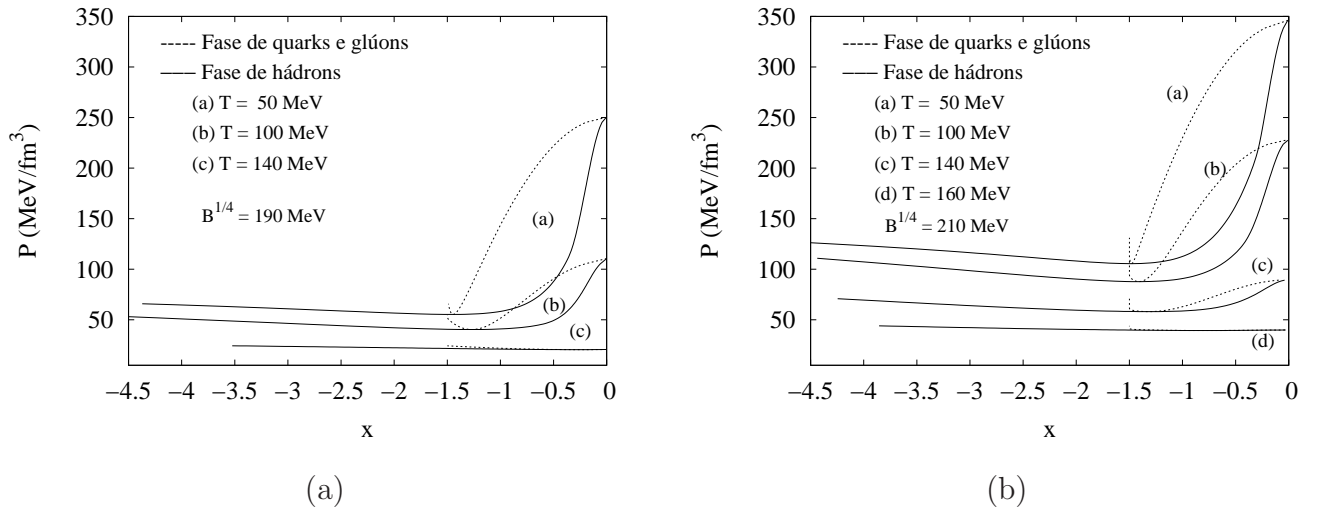


Figura 4.9: Efeito da temperatura e do valor de $B^{1/4}$. Parâmetros do conjunto NL3, (a) $B^{1/4} = 190$ MeV e $T_c \sim 150$ MeV. (b) $B^{1/4} = 210$ MeV e $T_c \sim 165$ MeV.

seja, quanto mais nêutrons (em relação ao número de prótons) mais assimétrico é o íon, e assim, mais “fácil” seria produzir o plasma numa colisão de íons pesados.

A fim de verificar o efeito da inclusão dos glúons, com interação calculada em teoria de perturbação em primeira ordem, apresentamos a figura 4.12 em $T = 30$ MeV e $B^{1/4} = 190$ MeV, comparando com os casos incluindo píons e sem os mesmos. Como podemos evidenciar, o efeito dos píons é o mesmo apresentado anteriormente, isto é, torna-se importante em baixas densidades. No caso dos glúons, a pressão do sistema sofre grande modificação pela presença destes bósons. Quando adicionamos píons, temos uma pressão mínima diferente de zero, e a inclusão dos glúons aumenta as pressões máxima e mínima alcançada pelo sistema. Nas demais temperaturas, comportamento similar é observado.

Em seguida, efetuamos um novo teste no qual retiram-se os glúons e altera-se o valor da constante B até reproduzir resultados similares para a pressão em função da assimetria. Isto poderia sugerir que ao invés de incluir os glúons, bastaria apenas alterar o valor de B a fim de obter os mesmos resultados. Os resultados estão nas figuras 4.13 e 4.14 respectivamente para $T = 0$ e $T = 30$ MeV.

Para o primeiro caso, $T = 0$, partindo da figura 4.13 (a), retirando os glúons e variando B , encontramos o valor $B^{1/4} = 211$ MeV cujo resultado é mostrado na fig. 4.13 (b). Podemos evidenciar que a pressão mínima é ligeiramente maior do que no caso anterior, sofrendo um aumento rápido para assimetrias mais baixas. Observando os gráficos das populações de partículas destes exemplos, figuras 4.13 (c) e (d), notamos que a retirada dos glúons implica

no aumento de B e isto aumenta a densidade na qual aparece o condensado de píons (ondas). Portanto, a inclusão dos glúons implica na redução de B , e isto é mais favorável para o aparecimento do condensado de píons em densidade menor.

Para o caso em $T = 30$ MeV, partindo da figura 4.14 (a), retirando os glúons e variando B , encontramos o valor $B^{1/4} = 216$ MeV, sendo o resultado apresentado na fig. 4.14 (b). A pressão mínima é um pouco maior, sem os glúons, mas neste caso a diferença entre as figuras 4.14 (a) e (b) é menor, em comparação com o caso em $T = 0$. Em temperatura finita os píons térmicos aparecem, contudo, suas densidades não sofrem alteração, de acordo com as figuras 4.14 (c) e (d). Todavia, como evidenciado em $T = 0$, neste caso em $T = 30$ MeV, novamente verificamos que a retirada dos glúons implica no aumento de B , a fim de reproduzir resultados similares. No entanto, isto eleva a densidade na qual o condensado de píons aparece. Com efeito, a conclusão é a mesma para o caso anterior, a inclusão dos glúons, da maneira como foi efetuada neste trabalho, implica na redução de B , e isto é mais favorável para o aparecimento do condensado de píons em densidades menores.

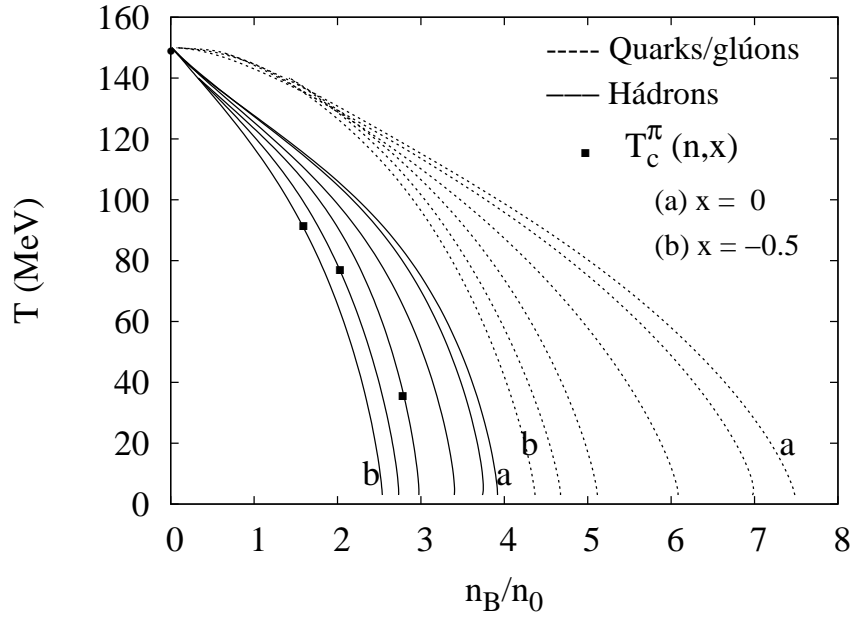


Figura 4.10: *Binodal* no plano $\{n_B, T\}$ para valores fixos de assimetria. De “a” para “b” temos: $x = 0; -0,1; -0,2; -0,3; -0,4$ e $-0,5$, para cada fase. Parâmetros: NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV.

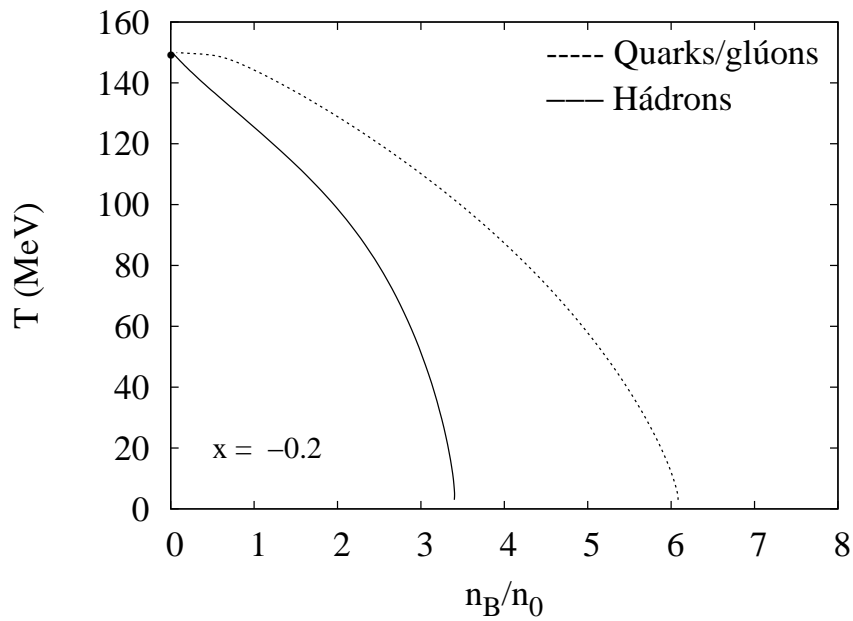
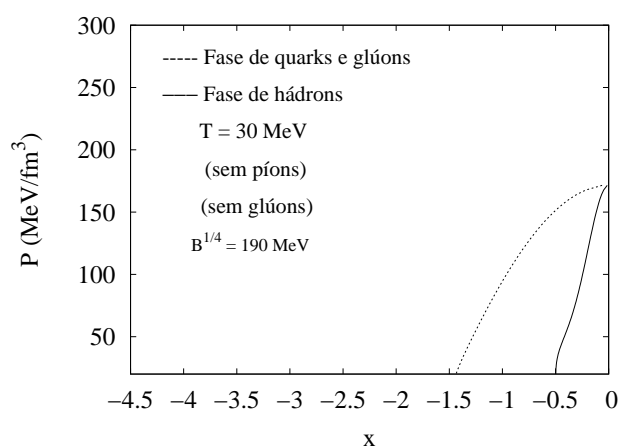
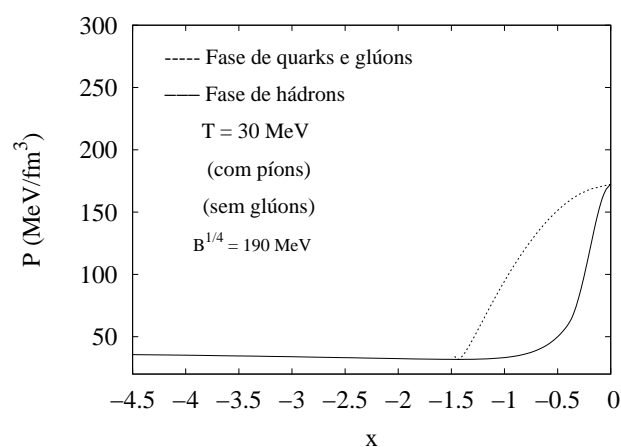


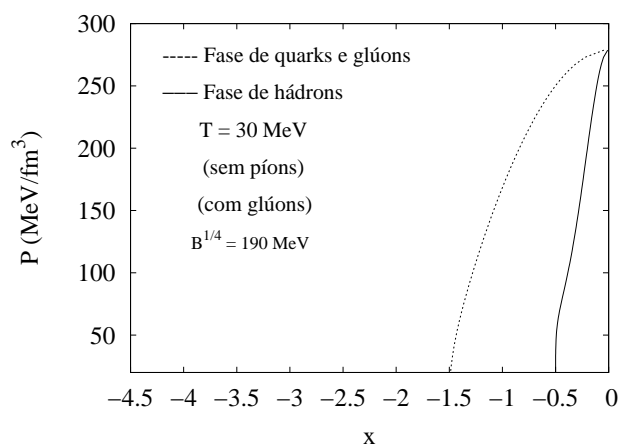
Figura 4.11: *Binodal* no plano $\{n_B, T\}$ somente para $x = -0.2$ (figura 4.10). Parâmetros: NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV.



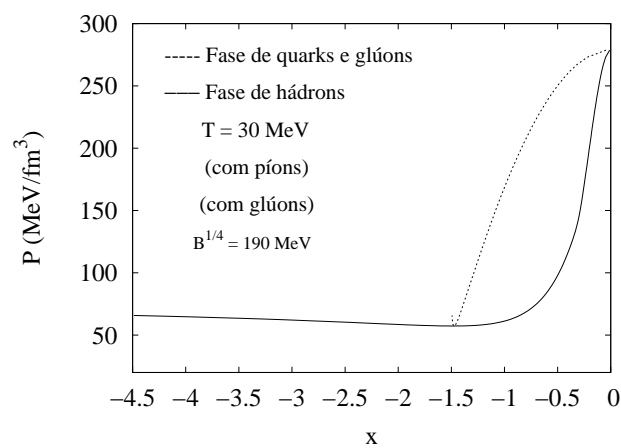
(a)



(b)

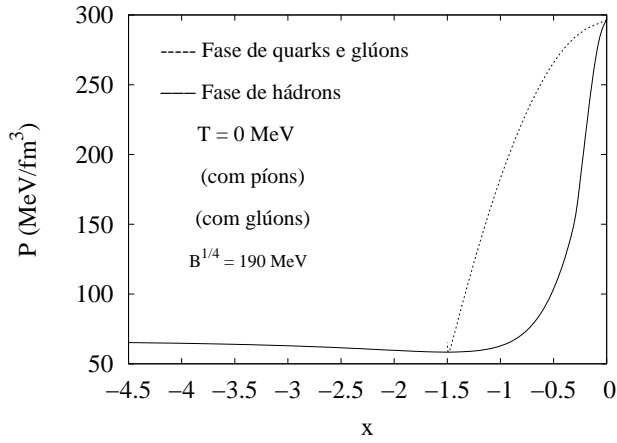


(c)

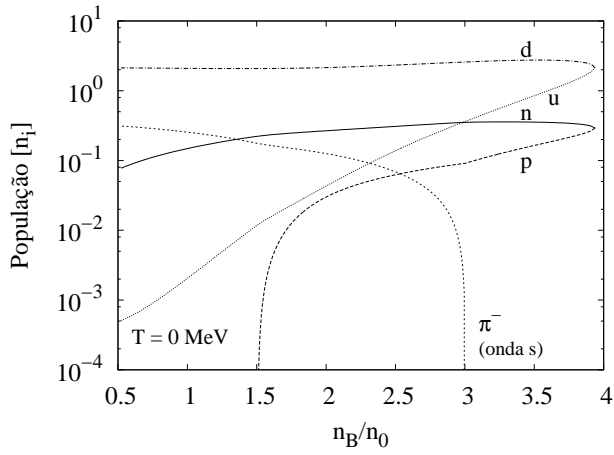


(d)

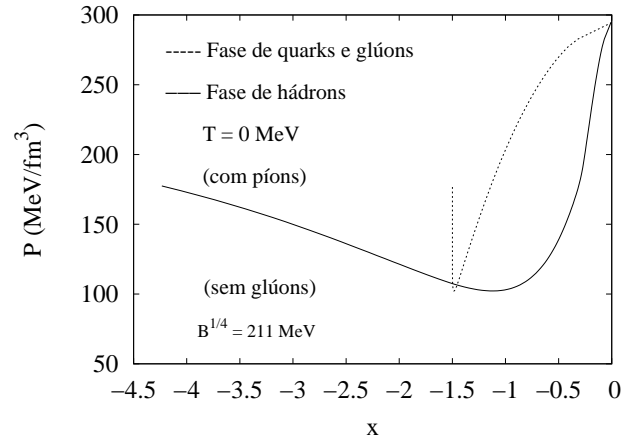
Figura 4.12: O efeito dos glúons e dos píons, $T = 30 \text{ MeV}$, parâmetros NL3 e $B^{1/4} = 190 \text{ MeV}$.



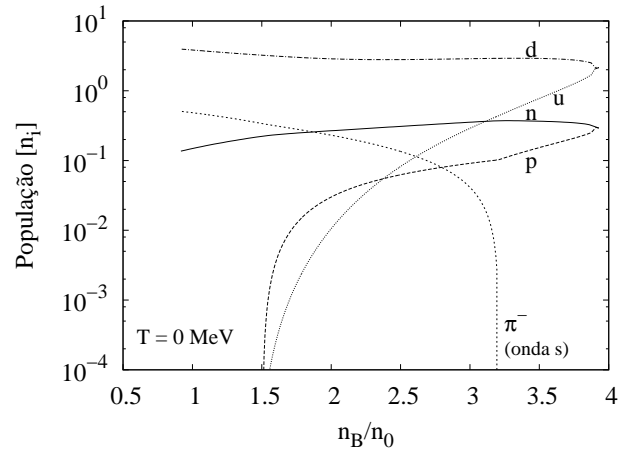
(a)



(c)

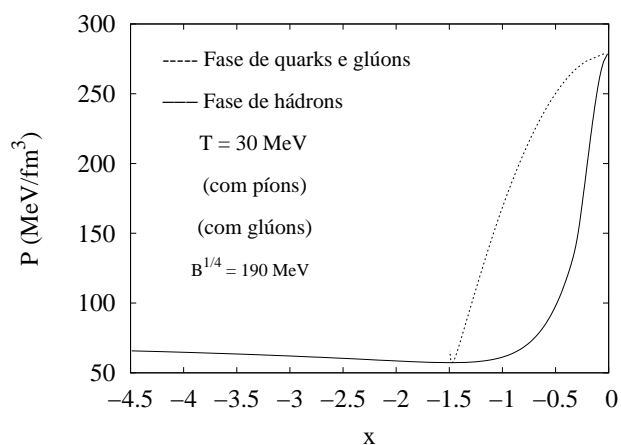


(b)

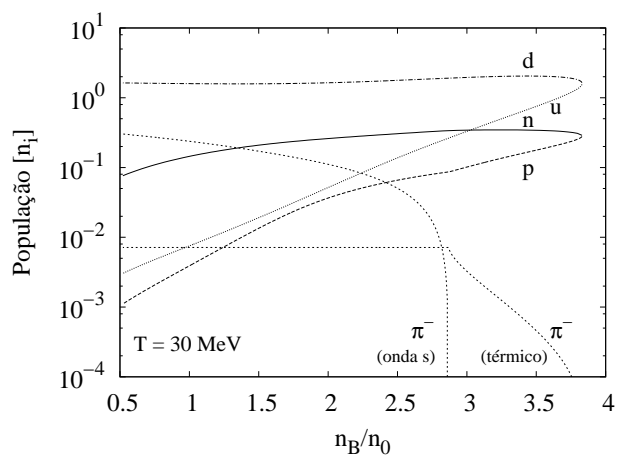


(d)

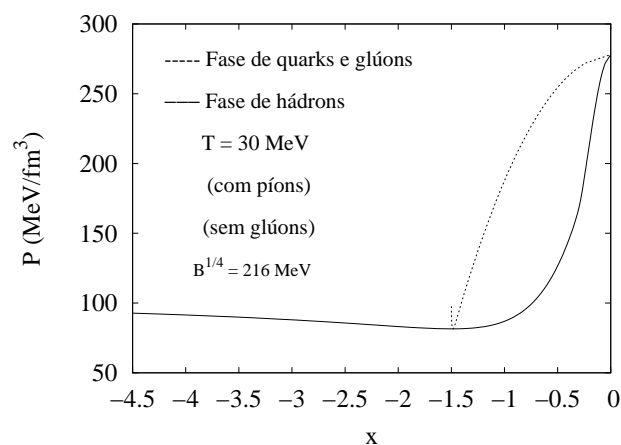
Figura 4.13: O efeito da retirada dos glúons e ajuste de B , para $T = 0$ e NL3.



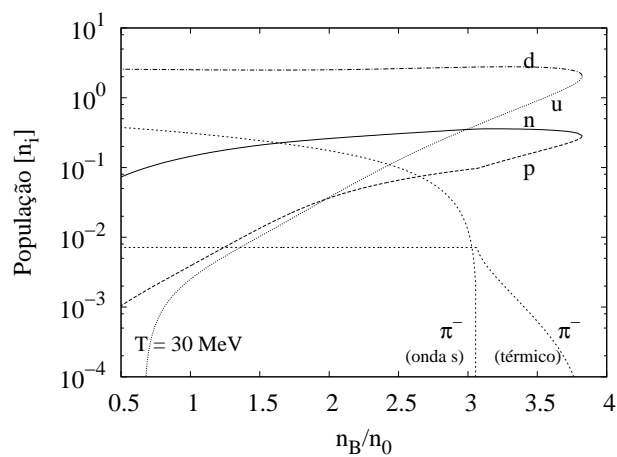
(a)



(c)



(b)



(d)

Figura 4.14: O efeito da retirada dos glúons e ajuste de B , para $T = 30 \text{ MeV}$ e NL3.

4.4.2 Casos II e III - káons + híperons

A fim de incluir os káons, devemos levar em conta que os mesmos carregam estranheza. Pelo fato de apenas considerar quarks u e d neste trabalho, a estranheza total do sistema deve ser zero, e portanto, para cada partícula composta por um quark s , deve aparecer outra partícula conjuntamente, apresentando o quark \bar{s} em sua composição, o que garante estranheza nula na fase de hádrons. Isto, como vimos anteriormente (4.51), impõe uma condição sobre as densidades das partículas “estranhas”.

Considerando apenas o káon mais leve, representado pela partícula K^+ ($u\bar{s}$), e os híperons do octeto bariônico (tabela 2.1, pág. 27), que contém o quark s , estudaremos a transição de fases hádron-quark num sistema com estranheza total zero, incluindo as respectivas partículas, além do próton e do nêutron, que completam o octeto bariônico. Neste sistema, as equações para os campos (4.28) a (4.31) tornam-se:

$$m_\sigma^2 \sigma_0 = -\frac{k}{2}\sigma_0^2 - \frac{\lambda}{6}\sigma_0^3 + \sum_j g_{\sigma j} n_s^j + g_{\sigma K} n_K^c + g_{\sigma K} n_K^s, \quad (4.82)$$

$$m_\omega^2 \omega_0 = \sum_j g_{\omega j} n_B^j + g_{\omega K} n_K, \quad (4.83)$$

$$m_\rho^2 \rho_{03} = \sum_j g_{\rho j} \tau_{3j} n_B^j + g_{\rho K} \tau_{3K} n_K, \quad (4.84)$$

$$\zeta_K [\mu_K - \omega_K^+(0)] [\mu_K + \omega_K^-(0)] = 0, \quad (4.85)$$

onde aqui j refere-se ao octeto bariônico, e K ao méson K^+ somente. As demais equações são semelhantes em forma, com $\tau_{3K} = +1/2$ e:

$$K^+(u\bar{s}) \Rightarrow \mu_{k^+} = \mu_u + \mu_{\bar{s}} = \mu_u - \mu_s, \quad (4.86)$$

temos o potencial químico do quark s , necessário como *input*, juntamente com μ_u e μ_d para obtermos os potenciais químicos de todas as partículas na fase hadrônica. Para o káon, o potencial químico efetivo é dado por:

$$\nu_{k^+} = \mu_{K^+} - \frac{g_\rho}{2}\rho_{03}. \quad (4.87)$$

a energia de Bose:

$$\omega_K^+(0) = m_K + \frac{g_\rho}{2} \rho_{03} \quad ; \quad \omega_K^-(0) = m_K - \frac{g_\rho}{2} \rho_{03} . \quad (4.88)$$

As condições para a existência do condensado (4.38), (4.85), e por (4.87), para o K^+ temos:

$$\mu_{K^+} = \omega_K^+(0) = m_K + \frac{g_\rho}{2} \rho_{03} \quad \Rightarrow \quad \mu_{K^+} - \frac{g_\rho}{2} \rho_{03} = m_K \quad \Rightarrow \quad \nu_{K^+} = m_K , \quad (4.89)$$

ou:

$$\mu_{K^+} = -\omega_K^-(0) = -(m_K - \frac{g_\rho}{2} \rho_{03}) \quad \Rightarrow \quad \mu_{K^+} - \frac{g_\rho}{2} \rho_{03} = -m_K \quad \Rightarrow \quad \nu_{K^+} = -m_K . \quad (4.90)$$

Sabendo que $\mu_u > \mu_s$, então (4.86) implica que $\mu_{K^+} > 0$. Como $\rho_{03} < 0$, por (4.87) vemos que $\nu_{K^+} > 0$, e portanto, para ocorrer o condensado de K^+ a condição torna-se:

$$\nu_{K^+} \rightarrow m_K . \quad (4.91)$$

Os resultados para o caso incluindo káons e híperons ainda podem ser aprimorados, dadas as dificuldades para encontrar as soluções numéricas para a *binodal*, pois neste caso a convergência das equações é mais difícil. Verificamos que, para as soluções obtidas, os híperons e káons não efetuam uma contribuição significativa ao sistema, pois suas densidades são muito baixas. As soluções assemelham-se ao caso sem pions. Incluindo os pions, podemos evidenciar que estes têm um papel importante no sistema em análise, continuando os káons e híperons em segundo plano. Os pions não carregam estranheza, assim como o próton, nêutrons, quarks u e d não sendo afetados pela inclusão das partículas estranhas no sistema.

A figura 4.15 mostra a *binodal* no plano $\{x, P\}$ para três temperaturas, onde a convergência mostrou-se satisfatória. Os resultados são semelhantes aos da figura 4.9 (a), para a mesma constante da sacola utilizada, $B^{1/4} = 190$ MeV.

Os demais resultados são também semelhantes aos estudados anteriormente, para o caso dos pions. Não há ocorrência de condensado de K^+ pois não é satisfeita a condição (4.91) para esta partícula, como pode ser observado na figura 4.16 (a), em $T = 50$ MeV. Em outras temperaturas foi verificado o mesmo comportamento. Permitindo o aparecimento de pions neste sistema, fig. 4.16 (b), o comportamento é semelhante ao caso anterior (fig. 4.6 (d)), inclusive a densidade na qual aparece o estado de condensado, para cada temperatura.

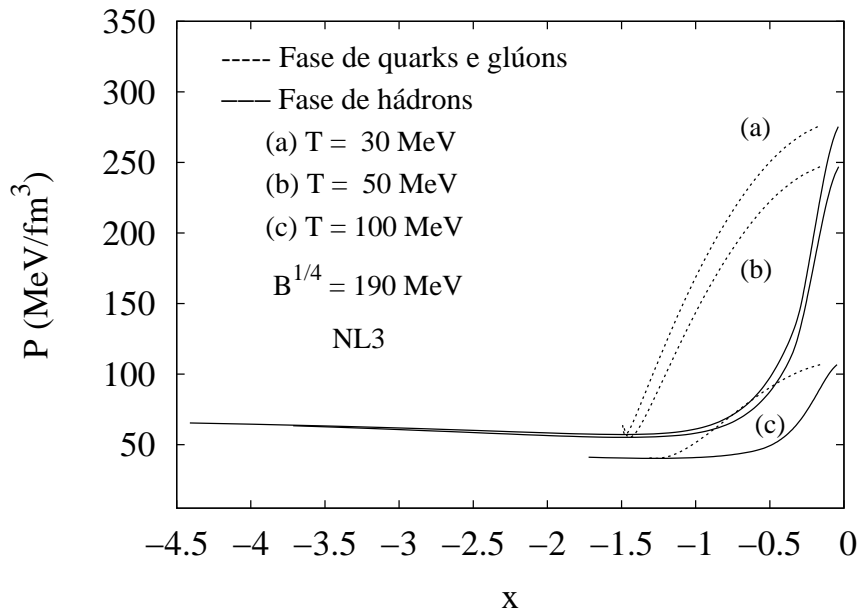


Figura 4.15: Pressão $\times x$ para o caso incluindo píons, káons e híperons. Parâmetros: NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV.

As populações de partículas são apresentadas nas figuras 4.17 e 4.18, para as temperaturas $T = 30, 50$ e 100 MeV. Fica evidente que os híperons e os káons têm densidades muito baixas, não tendo contribuição efetiva para a densidade de isospin da fase de hádrons, até a temperatura investigada, $T = 100$ MeV. Por isso os resultados para as demais partículas assemelham-se aos anteriores para as respectivas temperaturas e constante da sacola, incluindo as densidades onde o condensado de píons começa a aparecer.

Nota-se que o aumento da temperatura têm influência sobre as partículas estranhas, aumentando levemente sua importância. Percebemos também pelas figuras 4.17 e 4.18 que o aumento da temperatura provoca o aparecimento de híperons e káons em densidades cada vez mais baixas, seguindo o comportamento global do sistema.

4.5 Conclusões

Neste capítulo estudamos a transição de desconfinamento de uma fase de hádrons para uma fase de quarks e glúons, situação esta que pode ocorrer, por exemplo, em colisões ultrarelativísticas de íons pesados.

Construímos as equações de estado (EOS) para cada fase, utilizando o modelo de Walecka não-linear para a fase hadrônica, e o modelo de sacola do MIT para a fase quarkônica, obtendo

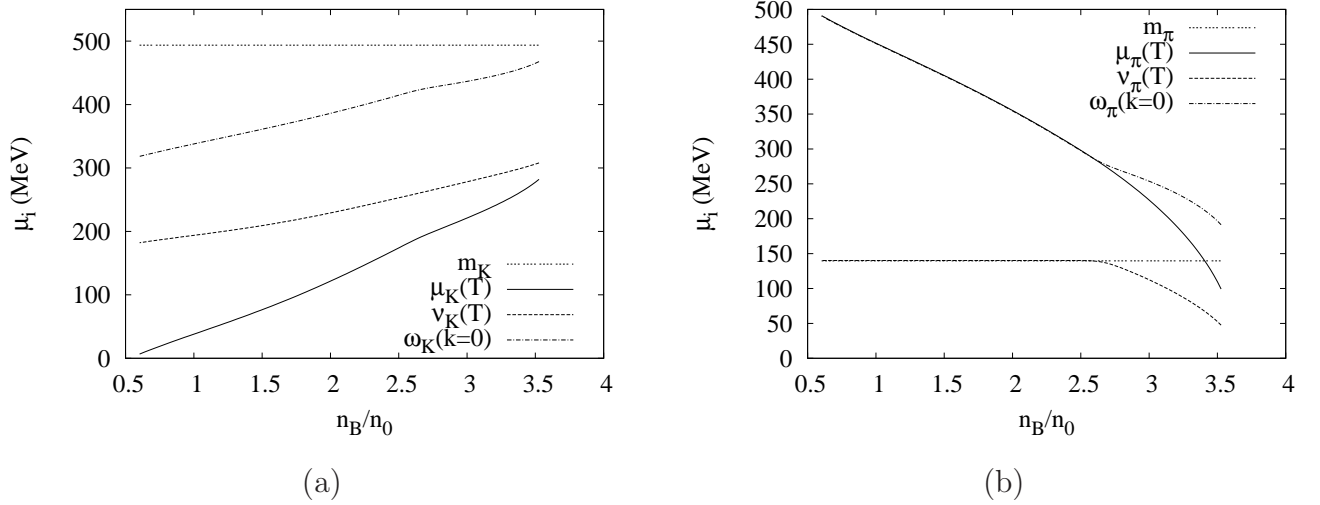


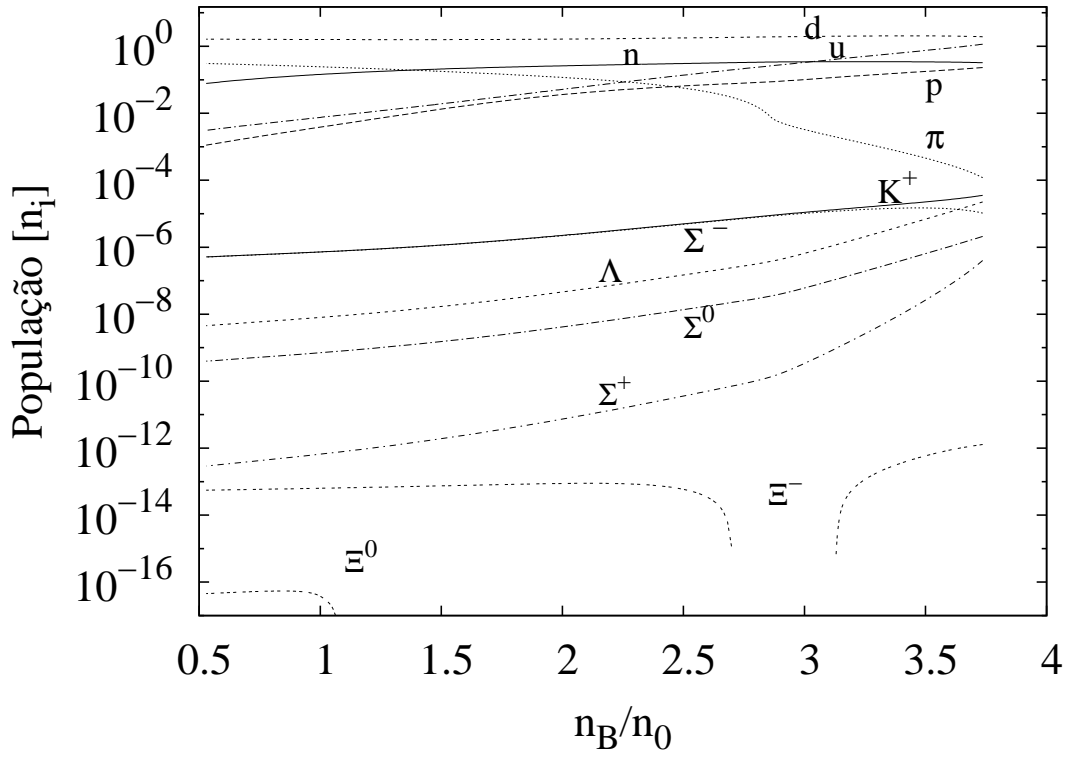
Figura 4.16: (a) Potencial químico, pot. químico efetivo e energia de Bose para a partícula K^+ . Neste caso não verificamos a ocorrência do condensado de K^+ . (b) Quando introduzimos os píons no sistema, verificamos a formação de condensado de π^- em $n_B \sim 2.6n_0$. Parâmetros: NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV, $T = 50$ MeV.

as soluções da *binodal*, a superfície de coexistência de fases, através das condições de Gibbs.

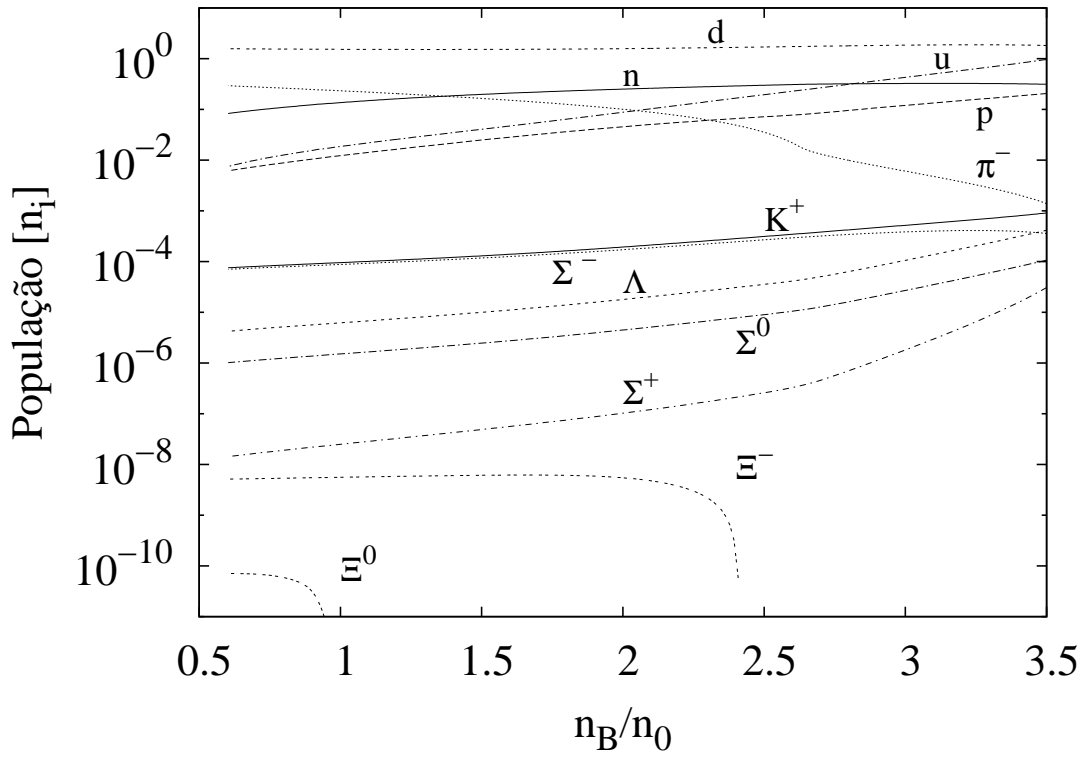
Apesar de utilizarmos um modelo relativamente simples como o MIT, para a fase de quarks e glúons, encontramos resultados interessantes para a transição de fases hádron-quark, assim como uma estimativa razoável para o diagrama de fases da QCD e para a temperatura crítica da transição, isto é, a temperatura na qual a transição de fases ocorre em densidade bariônica nula.

O sistema apresenta comportamento interessante no canal isovetorial. Os píons na fase de hádrons modificam completamente a forma da *binodal*, e em determinadas densidades e temperaturas formam um condensado de Bose-Einstein. A densidade na qual ocorre o condensado diminui com o aumento da temperatura do sistema. No caso dos káons e híperons, os mesmos apresentam densidades muito baixas, não causando alteração significativa na assimetria do sistema. Verificamos que não ocorrem condições que permitam o aparecimento de um condensado de káons positivos, considerados no modelo.

A localização da região de transição de fases, no espaço de parâmetros, depende da assimetria do sistema. Quanto mais assimétrico é o sistema, menor é a temperatura e a densidade nas quais ocorre a transição de fases de desconfinamento. Isto parece indicar que em colisões de íons pesados, seria mais fácil alcançar o plasma de quarks e glúons utilizando núcleos ricos em nêutrons.



(a)



(b)

Figura 4.17: População de partículas para (a) $T = 30$ MeV e (b) $T = 50$ MeV. Parâmetros: NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV

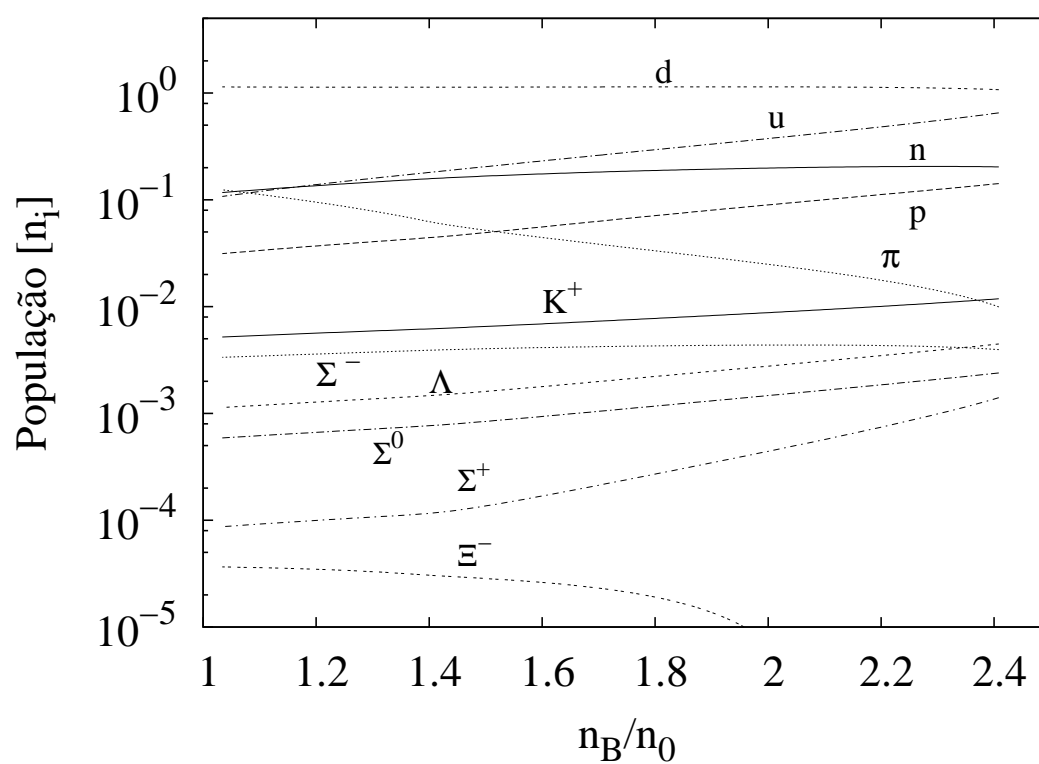


Figura 4.18: População de partículas para (a) $T = 100$ MeV. Parâmetros: NL3 e $B^{1/4} = 190$ MeV

Capítulo 5

Conclusões e perspectivas futuras

“Se a História fosse vista como um repositório para algo mais do que anedotas ou cronologias, poderia produzir uma transformação decisiva na imagem de ciência que atualmente nos domina”

(**Thomas S. Kuhn**)

“Não há caminho para a paz, a paz é o caminho.” (**Ghandi**)

O formalismo adotado neste trabalho tem aplicabilidade ampla. Foi utilizado para investigar o interior de estrelas e proto-estrelas de nêutrons, e ao mesmo tempo, a transição de fases de desconfinamento hádron-quark em sistemas com um tempo típico $\sim 10^{-20}$ s, que pode ocorrer em colisões ultrarelativísticas de íons pesados.

Estudamos diferentes aspectos de sistemas onde a matéria é levada a condições extremas, utilizando as mesmas ferramentas da física de hádrons, no caso, o modelo de Walecka não-linear, que descreve a matéria nuclear e pode ser estendido para altas densidades e temperaturas. Por outro lado, o estudo de um sistema com a presença de quarks e glúons, foi efetuado utilizando outro modelo efetivo, a saber, o modelo de sacola do MIT.

As equações de estado (EOS) desempenham um importante papel na determinação das propriedades de um sistema, e são construídas levando-se em conta características microscópicas do sistema, como a interação nuclear forte, por exemplo, através do modelo de Walecka. Para os objetos estelares considerados neste trabalho, verificamos a influência dos mésons estranhos (σ^* , ϕ) nas EOS, e através da equação de Tolman-Oppenheimer-Volkoff, obtemos as características macroscópicas permitidas para as EOS consideradas. Os resultados são comparados com medidas de *redshift* gravitacional, que originam restrições na razão massa-raio para estrelas estáveis.

Os mésons estranhos, que interagem somente com os híperons, modificam determinadas propriedades microscópicas em altas densidades, isto é, no núcleo da estrela, como frações de partículas e as densidades nas quais aparecem os híperons. Também modificam as EOS em altas densidades, no entanto, as propriedades macroscópicas do sistema, como raio e massa, ou seja, os observáveis astrofísicos para estes objetos estelares compactos, não sofrem influência significativa devido a estes mésons. O efeito da temperatura mostra-se mais importante do que a presença dos campos estranhos (σ^* , ϕ).

Em relação à transição de fases de desconfinamento em matéria nuclear assimétrica, incorporamos ao sistema determinadas características de colisões de íons pesados, a fim de estudar a formação de uma fase de quarks e glúons, sem a preocupação de estudar os mecanismos de formação desse plasma. O sistema investigado não possui dinâmica, portanto, equivale a determinados instantes de tempo de uma colisão, onde as características da transição de fases são analisadas em função dos parâmetros dos modelos utilizados.

Neste tipo de sistema, há EOS diferentes para cada fase, em função do comportamento dos quarks e glúons quando confinados no interior dos hádrons e quando desconfinados. A fase hadrônica é descrita com o modelo de Walecka não-linear, e a fase quarkiônica através do modelo de sacola do MIT. São considerados na fase de hádrons, bósons como píons e káons, além de outros hádrons, como os híperons, e na fase de quarks, consideramos os glúons e somente os quarks u e d e, portanto, apenas sistemas com estranheza total nula são estudados. Interações entre quarks e glúons são consideradas através de teoria de perturbação em primeira ordem, que introduzem modificações nas EOS para a fase de quarks. As condições para coexistência de fases são obtidas através das condições de Gibbs, impostas sobre as EOS. O resultado é um conjunto de pontos no espaço de parâmetros, que descreve a curva de separação de fases, chamada *binodal*.

O estudo da transição de fases hádron-quark na *binodal* mostra uma intensa dependência do sistema em relação ao isospin de cada fase. Os píons na fase hadrônica alteram completamente a forma da *binodal*, e em determinadas densidades e temperaturas formam um condensado de Bose-Einstein. As densidades em que ocorre o condensado diminuem com o aumento da temperatura do sistema. No caso dos káons e híperons, os mesmos aparecem conjuntamente, em função da estranheza total do sistema ser zero, e apresentam densidades muito baixas, não causando alteração significativa na assimetria do sistema e nas EOS. Verificamos que não ocorrem condições que permitem o aparecimento de um condensado de K^+ , os únicos

tipos de káons considerados neste estudo.

Obtemos o diagrama de fases da QCD para a transição hádron-quark, onde, através da constante de sacola do modelo MIT, é possível calibrar a temperatura crítica (T_c) da transição, em densidade nula, para a faixa de valores entre 150 – 200 MeV, estimados através de cálculos envolvendo QCD na rede.

A localização da região de transição de fases, no espaço de parâmetros, depende da assimetria do sistema, que como vimos, modifica a forma da *binodal*. Quanto mais assimétrico é o sistema, menor é a temperatura e a densidade nas quais ocorre a transição de fases de desconfinamento. Isto parece indicar que em colisões de íons pesados, seria mais propício alcançar o plasma de quarks e glúons utilizando núcleos ricos em nêutrons. O aumento da temperatura também modifica a *binodal*, aproximando cada vez mais as fases de hádrons e quarks, e diminuindo as densidades em que ocorre a transição de fases de desconfinamento.

Estes resultados também têm implicações nas estrelas de nêutrons, porque são sistemas muito assimétricos, e assim, muito favoráveis ao desconfinamento dos quarks. Isto portanto, implicaria no aparecimento de uma fase de quarks em seu interior, além da fase de hádrons, e tais estrelas passam a ser chamadas de estrelas mistas.

Diante das diversas possibilidades que permeiam os sistemas investigados neste trabalho, podemos aprimorar este estudo levando em conta outros efeitos e utilizando diferentes modelos que contemplam diferentes aspectos das interações envolvidas nestes sistemas.

Com respeito ao estudo de objetos compactos, em astrofísica nuclear, destacamos importantes tópicos para continuação e aperfeiçoamento deste trabalho:

- Incluir condensados bosônicos em sistemas em equilíbrio β como nas estrelas de nêutrons;
- Trabalhar com fase mista de hádrons e quarks em estrelas e investigar possíveis mecanismos para a transição de fases em objetos estelares compactos;
- Repetir o estudo com a inclusão dos mésons estranhos em outros modelos como Zimanyi-Moszkowski [185], por exemplo;
- Investigar as fases de quarks em objetos estelares compactos, com os modelos Nambu-Jona-Lasinio [186], CFL (*color-flavor-locked phase model*) [187], etc.

Com respeito ao estudo da transição de fases hádron-quark e colisões de íons pesados, assuntos de crescente interesse na era dos grandes aceleradores de partículas, destacamos os seguintes tópicos:

- A inclusão de outras partículas, como os demais káons por exemplo, por nós não considerados, além de outros bárions;
- Considerar os mésons estranhos em colisões de hipernúcleos, onde a estranheza total do sistema não seja nula;
- Calcular as multiplicidades das partículas envolvidas e comparar os resultados com as experiências de colisões envolvendo energias compatíveis com aquelas utilizadas no trabalho;
- Introduzir a dinâmica no sistema, realizando cálculo de transporte para um caso mais realístico de uma colisão de íons pesados;
- Investigar os possíveis mecanismos de formação do plasma de quarks e glúons em colisões de partículas;
- Utilizar outros modelos para a fase de hádrons, como QMC (*quark-meson coupling model*) [188], DDHM (*density-dependent hadronic model*) [189–191], etc.

Apêndice A

Convenções e notações

A.1 Convenções

Tensor métrico:

$$g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.1})$$

Coordenadas contravariantes de um quadrivetor:

$$x^\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (t, x, y, z) = (t, \vec{x}). \quad (\text{A.2})$$

Coordenadas covariantes:

$$x_\mu = g_{\mu\nu}x^\nu = (x_0, -x_1, -x_2, -x_3) = (t, -x, -y, -z) = (t, -\vec{x}). \quad (\text{A.3})$$

Produto escalar entre quadrivetores:

$$A_\mu B^\mu = A_\mu g^{\mu\nu} B_\nu = A_0 B_0 - \vec{A} \cdot \vec{B}. \quad (\text{A.4})$$

Quando ocorrerem índices repetidos, há um somatório na expressão, porém ele fica omitido na notação relativística, assim:

$$A_\mu B^\mu \rightarrow \sum_{\mu=0}^3 A_\mu B^\mu = A_0 B^0 + A_1 B^1 + A_2 B^2 + A_3 B^3, \quad (\text{A.5})$$

$$A_\mu B^\mu = A_0 B_0 - A_1 B_1 - A_2 B_2 - A_3 B_3 = A_0 B_0 - \vec{A} \cdot \vec{B}. \quad (\text{A.6})$$

Derivadas contravariante e covariante:

$$\partial^\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x_\mu} = \left(\frac{\partial}{\partial t}, -\vec{\nabla} \right), \quad (\text{A.7})$$

$$\partial_\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x^\mu} = \left(\frac{\partial}{\partial t}, \vec{\nabla} \right), \quad (\text{A.8})$$

onde:

$$\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x} \hat{i} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{j} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{k} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right). \quad (\text{A.9})$$

Quadri-divergência:

$$\partial^\mu A_\mu = \frac{\partial A_0}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{A}, \quad (\text{A.10})$$

$$\partial^\mu \partial_\mu = \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2. \quad (\text{A.11})$$

Matrizes de Pauli:

$$\sigma_1 = \sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ -i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.12})$$

$$\vec{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3). \quad (\text{A.13})$$

Matrizes de Dirac:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix}_{4 \times 4}, \quad \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ -\vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix}_{4 \times 4}, \quad (\text{A.14})$$

$$\gamma^\mu = (\gamma^0, \vec{\gamma}) \quad , \quad \gamma_\mu = (\gamma_0, -\vec{\gamma}) \quad , \quad (\text{A.15})$$

onde I é a matriz identidade:

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.16})$$

A.2 Notações

Seja um operador observável \hat{B} que atua num vetor de estado $|F\rangle$. O valor esperado desse operador é a média de \hat{B} , que é dada por:

$$B = \langle F | \hat{B} | F \rangle \equiv \langle \hat{B} \rangle. \quad (\text{A.17})$$

No caso da pressão (P) e da densidade de energia (ε) definidas ao longo do texto em (2.4) e (2.5), devemos lembrar que:

$$\varepsilon = \langle T_{00} \rangle = \langle F | T_{00} | F \rangle, \quad (\text{A.18})$$

$$P = \frac{1}{3} \langle T_{ii} \rangle = \frac{1}{3} \langle F | T_{ii} | F \rangle = \frac{1}{3} (\langle F | T_{11} | F \rangle + \langle F | T_{22} | F \rangle + \langle F | T_{33} | F \rangle). \quad (\text{A.19})$$

Apêndice B

Tensor do campo eletromagnético

Com o tensor do campo eletromagnético pode-se reduzir as 4 equações de Maxwell para 2 equações expressas em notação quadrivetorial. Em termos dos campos elétrico (E) e magnético (B), o tensor é:

$$F_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -E_1 & -E_2 & -E_3 \\ E_1 & 0 & -B_3 & B_2 \\ E_2 & B_3 & 0 & -B_1 \\ E_3 & -B_2 & B_1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{B.1})$$

talque as equações de Maxwell podem ser escritas como:

$$\partial_\mu F_{\mu\nu} = j_\nu, \quad (\text{B.2})$$

$$\partial_\lambda F_{\mu\nu} + \partial_\nu F_{\lambda\mu} + \partial_\mu F_{\nu\lambda} = 0, \quad (\text{B.3})$$

onde $j_0 = \rho$, sendo ρ a densidade de carga. Os potenciais escalar φ e vetor \vec{A} podem ser escritos numa única equação:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \quad A_\mu = (\varphi, -\vec{A}). \quad (\text{B.4})$$

Como exemplo, podemos deduzir a equação:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho , \quad (\text{B.5})$$

fazendo $\nu = 0$ em (B.2) e lembrando que na notação relativística há um somatório oculto nos índices repetidos:

$$\partial_\mu F_{\mu\nu} \rightarrow \sum_{\mu=0}^3 \partial_\mu F_{\mu\nu} = j_\nu , \quad (\text{B.6})$$

e para $\nu = 0$:

$$\partial_\mu F_{\mu 0} = j_0 , \quad (\text{B.7})$$

$$\partial_\mu F_{\mu 0} \rightarrow \sum_{\mu=0}^3 \partial_\mu F_{\mu 0} = j_0 , \quad (\text{B.8})$$

$$\partial_0 F_{00} + \partial_1 F_{10} + \partial_2 F_{20} + \partial_3 F_{30} = \rho , \quad (\text{B.9})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} 0 + \frac{\partial E_1}{\partial x} + \frac{\partial E_2}{\partial y} + \frac{\partial E_3}{\partial z} = \rho , \quad (\text{B.10})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho . \quad (\text{B.11})$$

A equação de Proca possui uma parte que é escrita de maneira análoga à equação para o fóton, porém é apenas uma semelhança de notação, pois na equação de Proca não há os campos elétrico e magnético como em $F_{\mu\nu}$.

Apêndice C

Citações originais

C.1 Carta de Wolfgang Pauli (Seção 2.4.1 na página 31):

“Dear Radioactive Ladies and Gentlemen,

As the bearer of these lines, to whom I graciously ask you to listen, will explain to you in more detail, because of the ‘wrong’ statistics of the N- and Li-6 nuclei and the continuous beta spectrum, **I have hit upon a desperate remedy to save the ‘exchange theorem’ (1) of statistics and the law of conservation of energy.** Namely, the possibility that in the nuclei there could exist electrically neutral particles, which I will call neutrons, that have spin 1/2 and obey the exclusion principle and that further differ from light quanta in that they do not travel with the velocity of light. The mass of the neutrons should be of the same order of magnitude as the electron mass and in any event not larger than 0.01 proton mass. - The continuous beta spectrum would then make sense with the assumption that in beta decay, in addition to the electron, a neutron is emitted such that the sum of the energies of neutron and electron is constant.” [23] - (negrito acrescentado)

C.2 Hideki Yukawa (Seção 2.4.1 na página 32):

“At this period the atomic nucleus was inconsistency itself, quite inexplicable. And why? - because our concept of elementary particle was too narrow. There was no such word in Japanese and we used English word - it meant proton and electron. From somewhere had come a divine message forbidding us to think about any other particle. To think outside these limits (except for the photon) was to be

arrogant, not to fear the wrath of the gods. It was because the concept that matter continues forever had been a tradition since the times of Democritus and Epicurus. To think about the creation of particles other than photons was suspect and there was a strong inhibition of such thoughts that was almost unconscious.” [25]

C.3 Carl D. Anderson, sobre o múon (Seção 2.4.1 na página 33):

“New particles must have names. For a while the new intermediate mass particles were known by various names. It was called the Yukon (for Yukawa); it was called the X-particle and it was called a heavy electron, which was not a bad name because that is what it really is. In an attempt to avoid confusion over its name, Seth [Neddermeyer] and I, while the Chief [Robert Millikan] was away, sent off a note to Nature magazine, suggesting the name mesoton (meso for intermediate, like mezzanine in a building). After the Chief’s return we showed him a copy of our note to Nature. He reacted unfavorably and said the name should be mesotron with an ‘r’ in there. He said, ‘Consider electron and neutron’. I said ‘Consider proton’. Well, the end and issue of it was that Seth and I sent off the ‘r’ in a cable to Nature. Fortunately r not, the ‘r’ arrived in time and the article appeared containing the word mesotron. Neither Seth nor I liked the word, nor did anyone else that I know of. Mesotron has since been contracted to meson, a much better name, and finally was changed to muon.” [30, 32].

C.4 H. J. Bhabha, sobre o múon (Seção 2.4.1 na página 34):

“The name ‘mesotron’ has been suggested by Anderson and Neddermeyer for the new particle found in cosmic radiation with a mass intermediate between that of the electron and the proton. It is felt that the ‘tr’ in this word is redundant, since it does not belong to the Greek root ‘meso’ for middle; the ‘tr’ in neutron and electron belong, of course, to the roots ‘neutr’ and ‘electra’.... It would therefore be more logical and also shorter to call the new particle a meson instead of a mesotron.” [35].

C.5 Cesare M. G. Lattes - mésons (Seção 2.4.1 na página 34):

“...it has been shown that slow charged particles of small mass, present as a component of the cosmic radiation at high altitudes, can enter nuclei and produce disintegrations with the emission of heavy

particles. It is convenient to apply the term ‘meson’ to any particle with a mass intermediate between that of a proton and an electron. In continuing our experiments we have found evidence of mesons which, at the end of their range, produce secondary mesons. We have also observed transmutations in which slow mesons are ejected from disintegrating nuclei. Several features of these processes remain to be elucidated, but we present the following account of the experiments because the results appear to bear closely on the important problem of developing a satisfactory meson theory of nuclear forces.” [37].

C.6 Cesare M. G. Lattes - teoria de méson (Seção 2.4.1 na página 35):

“The only meson theory, to our knowledge, which assumes the existence of mesons of different mass is that of Schwinger.” [37].

C.7 Enrico Fermi - partículas elementares (Seção 2.4.1 na página 35):

“In recent years several new particles have been discovered which are currently assumed to be ‘elementary’, that is, essentially, structureless. The probability that all such particles should be really elementary becomes less and less as their number increases.” [45].

C.8 Willis Lamb (Seção 2.4.1 na página 40):

“When the Nobel Prizes were first awarded in 1901, physicists knew something of just two objects which are now called ‘elementary particles’: the electron and the proton. A deluge of other ‘elementary’ particles appeared after 1930; neutron, neutrino, μ meson, π meson, heavier mesons, and various hyperons. I have heard it said that ‘the finder of a new elementary particle used to be rewarded by a Nobel Prize, but such a discovery now ought to be punished by a \$10,000 fine’.” [81].

C.9 Yuval Ne'eman - $SU(3)$ (Seção 2.4.1 na página 42):

“A representation for the baryons and bosons is suggested, based on the Lie algebra of the 3-dimensional traceless matrices. This enables us to generate the strong interactions from a gauge invariance principle, involving 8 vector bosons. Some connections with the electromagnetic and weak interactions are further discussed.” [90].

C.10 Murray Gell-Mann - o caminho óctuplo (Seção 2.4.1 na página 43):

“In Section VII we propose, as an alternative to the symmetrical Sakata model, another scheme with the same group, which we call 'eightfold way'. Here the baryons, as well as mesons, can form octets and singlets, and the baryons N , Λ , Σ and Ξ are supposed to constitute an approximately degenerate octet.” [94].

Apêndice D

Tabela de integrais

Algumas integrais utilizadas no texto:

$$\int_0^y \frac{x^4}{\sqrt{x^2 + a^2}} dx = \frac{1}{4} \left[y^3 \sqrt{y^2 + a^2} - \frac{3}{2} a^2 y \sqrt{y^2 + a^2} + \frac{3}{2} a^4 \ln \left(\frac{\sqrt{y^2 + a^2} + y}{a} \right) \right], \quad (\text{D.1})$$

$$\int_0^y x^2 \sqrt{x^2 + a^2} dx = \frac{1}{4} \left[y(y^2 + a^2)^{3/2} - \frac{1}{2} a^2 y \sqrt{y^2 + a^2} - \frac{a^4}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{y^2 + a^2} + y}{a} \right) \right], \quad (\text{D.2})$$

$$\int_0^\infty \frac{x}{e^x + 1} dx = \frac{\pi^2}{12}, \quad (\text{D.3})$$

$$\int_0^\infty \frac{x^3}{e^x + 1} dx = \frac{7\pi^4}{120}, \quad (\text{D.4})$$

$$\int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{\pi^4}{15}. \quad (\text{D.5})$$

Referências Bibliográficas

- [1] Oppenheimer, J. R., Volkoff, G. M. Phys. Rev. **55**, 374 (1939).
- [2] Johnson, M. H., Teller, E., Phys. Rev. **98**, 783 (1955).
- [3] Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D. H., Scott, P. F., Collins, R. A., Nature **217**, 709 (1968).
- [4] Gold, T. Nature **218**, 731 (1968).
- [5] Walecka, J.D., Ann. Phys. **83**, 491.(1974).
- [6] Serot, Brian D., Walecka, John D., **Advances in Nuclear Physics**. New York: Plenum Press, 1986. v. 16.
- [7] A. Chodos et. al., Phys. Rev. D **9**, 3471 (1974).
- [8] Crédito das imagens: raios-X (NASA/CXC/SAO); óptico (Palomar Obs.); infravermelho (2MASS/UMass/IPAC- Caltech/NASA/NSF); rádio (NRAO/AUI/NSF). <http://chandra.harvard.edu/photo/1999/0052/> ; acessado em 2008.
- [9] Cavagnoli, Rafael, **A importância dos mésons estranhos nas propriedades das estrelas de nêutrons**, Dissertação, Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2005. <http://www.pgfsc.ufsc.br/dissertacoes/PFSC0109.pdf>
- [10] Fetter, A. L.; Walecka, J. D., **Theoretical Mechanics of Particles and Continua**. McGraw-Hill: New York, 1980.
- [11] Bjorken, James. D.; Drell, Sidney. D., **Relativistic Quantum Mechanics**. McGraw-Hill: New York, 1964.
- [12] Weinberg, S. **Gravitation and Cosmology**. Wiley: New York, 1972.

- [13] Glendenning, N. K., **Compact Stars**. Springer-Verlag: New-York, 2000.
- [14] Joseph I. Kapusta, **Finite-temperature field theory**, Cambridge Monographs on mathematical physics, Cambridge: Cambridge University Press, 1989.
- [15] Menezes, D. P., Providência, C. Phys. Rev. C **60**, 024313, (1999).
- [16] Tolman, R.C., Phys. Rev. **55** (1939) 364; J.R. Oppenheimer and G.M. Volkoff, Phys. Rev. **55** (1939) 374.
- [17] S.A. Moszkowski, Phys. Rev. **D 9** 1613 (1974).
- [18] J. J. Thomson, Phil. Mag. **44**, 293 (1897).
- [19] Ernest Rutherford, Phil. Mag. **21**, 669 (1911).
- [20] Ernest Rutherford, Phil. Mag. **37**, 537 (1919).
- [21] J. Chadwick, Proc. Roy. Soc. **136**, 692 (1932).
- [22] W. Pauli, Z. Physik **31**, 765 (1925).
- [23] W. Pauli, *translation of a machine-typed copy of a letter that Wolfgang Pauli sent to a group of physicists meeting in Tübingen in December 1930*. <http://www.symmetrymagazine.org/cms/?pid=1000450> , acessado em Dez. de 2008.
- [24] W. Heisenberg, Z. Physik **77**, 1 (1932).
- [25] H. Yukawa, Shizen, July 1975, pp 28-39, **Special Issue on Forty Years of Meson Theory**, traduzido por Y. Yoshida, citado em **The Origin of the Concept of Nuclear Forces**, Laurie M. Brown and Helmut Rechenberg, pp 112.
- [26] H. Yukawa. Proc. Phys. Math. Soc. Japan **17**, 48 (1935).
- [27] Carl D. Anderson, Phys. Rev. **44**, 406 (1933).
- [28] P. A. M. Dirac. Proc. Roy Soc. **117**, 610 (1928).
- [29] Carl D. Anderson and Seth H. Neddermeyer, Phys. Rev. **50**, 263 (1936); Seth H. Neddermeyer and Carl D. Anderson, Phys. Rev. **51**, 884 (1937); Seth H. Neddermeyer and Carl D. Anderson, Phys. Rev. **54**, 88 (1938); Bowen, Millikan and Neher, footnote page 219, Phys. Rev. **53**, 217 (1938); Carl D. Anderson, *et. al.*, Phys. Rev. **72**, 724 (1947).

- [30] Richard J. Weiss (Editor), **The Discovery of Anti-Matter: The Autobiography of Carl David Anderson, the Youngest Man to Win the Nobel Prize (Series in Popular Science , Vol 2)**, World Scientific Publishing Company (October 1999), pp 74.
- [31] R Peierls, Rep. Prog. Phys. **6**, 78 (1939). (The meson, Reports on Progress in Physics).
- [32] Robert A. Millikan, Phys. Rev. **55**, 105 (1939).
- [33] Carl D. Anderson and Seth H. Neddermeyer, Nature **142**, 878 (1938), **Mesotron (Intermediate Particle) as a Name for the New Particles of Intermediate Mass.**
- [34] M. Conversi, E. Pancini and O. Piccioni, Phys. Rev. **71**, 209 (1947).
- [35] H. J. Bhabha, Nature **143**, 276 (1939).
- [36] C. G. Darwin, Nature **143**, 602 (1939).
- [37] C. M. G. Lattes et al., Nature **159**, 694 (1947);
- [38] C. M. G. Lattes et al., Nature **160**, 453 (1947); C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini and C. F. Powell, Proceedings of the Physical Society, **61**, 173 (1948).
- [39] Schwinger, Phys. Rev. **61**, 387 (1942).
- [40] Eugene Gardner and C. M. G. Lattes, Science **107**, 270 (1948); C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini and C. F. Powell, Proceedings of the Physical Society **61**, 173 (1948).
- [41] J. Burfening, E. Gardner and C. M. G. Lattes, Physical Review **75**, 382 (1949).
- [42] R. F. Bjorklund, et. al., Physical Review **77**, 213 (1950).
- [43] Jack Steinberger, Wolfgang K. H. Panofsky and Jack S. Steller, Physical Review **78**, 802 (1950).
- [44] A. G. Carlson, J. E. Hooper and D. T. King, Philosophical Magazine **41**, 701 (1950).
- [45] Enrico Fermi and Chen Ning Yang, Phys. Rev. **76**, 1739 (1949).
- [46] C. F. Powell, Rep. Prog. Phys. **13**, 350 (1950).
- [47] G. D. Rochester and C. C. Butler, Nature **160**, 855 (1947).

- [48] A. J. Seriff et. al., Phys. Rev. 78, 290 (1950).
- [49] Armenteros et. al., Phil. Mag. 42, 1113 (1951); Armenteros et. al., Nature 167, 501 (1951).
- [50] R. Armenteros et. al., Phil. Mag. 43, 597 (1952). También sobre Ξ^- ver: E. W. Cowan, Phys. Rev. 94, 161 (1954).
- [51] R. W. Thompson, Hans O. Cohn and R. S. Flum, Phys. Rev. 83, 175 (1951).
- [52] R. W. Thompson, **Proceedings of the Second Rochester Conference on High Energy Nuclear Physics**, 73 (1952); R. W. Thompson et. al. Phys. Rev. 90, 329 (1953); R. W. Thompson et. al., Phys. Rev. 90, 1122 (1953); Thompson et. al., **Report B-2 International Cosmic Ray Conference at Bagnères-de-Bigorre**, France (1953); R. W. Thompson et. al., Phys. Rev. 95, 1576 (1954); V. A. J. Van Lint et. al., Phys. Rev. 94, 1732 (1954).
- [53] C. M. York, R. B. Leighton and E. K. Bjornerud, Phys. Rev. 90, 167 (1953).
- [54] G. D. Rochester and C. C. Butler, Rep. Prog. Phys. 16, 364 (1953).
- [55] R. H. Brown et. al., Phil. Mag. 40, 862 (1949); R. H. Brown et. al., Nature, 163, 47 (1949)
- [56] C. O'Ceallaigh, Phil. Mag., 42, 1032 (1951); Camerini, et. al., Phil. Mag. 42, 1241 (1951).
- [57] H. S. Bridge and M. Annis, Phys, Rev. 82, 445 (1951); M. Annis, et. al., Nuovo Cim., 9, 624 (1952); H. S. Bridge et. al., 90, 921 (1953) ; H. S. Bridge et. al., Phys. Rev. 91 , 1024 (1953).
- [58] C. F. Powell, Report of Copenhagen Conference, 29 (1952).
- [59] A. L. Hodson et. al., Phys. Rev. 96, 1089 (1954).
- [60] M. Danysz et. al., Nature, Lond., 169, 364 (1952).
- [61] Abraham Pais, Phys. Rev. 86, 663 (1952).
- [62] Hermann Weyl, Zeitschrift for Physik 56, 330 (1929); Ernst Carl Gerlach Stückelberg, Helvetica Physica Acta 11, 225 (1938); Eugene Paul Wigner, **Proceedings of the American Philosophical Society** 93, 521, (1949); Ver también: A. Pais, Physica 19, 869

- (1953); A. Pais, *Prog. Theor. Phys.* 10, 457 (1953); Redondi, P.; Sironi, G.; Tucci, P.; Vegni, G. (Eds.); **The Scientific Legacy of Beppo Occhialini**, Springer, 2006.
- [63] E. J. Konopinski and H. M. Mahmoud, *Phys. Rev.* 92, 1045 (1953).
- [64] L. Leprince-Ringuet, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* 3, 39 (1953).
- [65] E. Amaldi et. al., *Nuovo Cimento* 11, 213 (1954); E. Amaldi et. al., *Nature* 173, 123 (1954); E. Amaldi et. al., *Naturwis.* 41, 56 (1954).
- [66] Milla Baldo Ceolin, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* 52, 1 (2002).
- [67] Andrzej K. Wróblewski, *Acta Phys. Polonica B* 35, 1 (2004).
- [68] M. Gell-Mann and A. Pais; **Proceedings of the Conference on Nuclear and Meson Physics at Glashow**, 1954.
- [69] A. Bonetti, et. al., *Nuovo Cimento* 10, 345 (1953); A. Bonetti, et. al., *Nuovo Cimento* 10, 1736 (1953).
- [70] W. B. Fowler et. al., *Phys. Rev.* 91, 1287 (1953); W. B. Fowler et. al., *Phys. Rev.* 93, 861 (1954); W. B. Fowler et. al., *Phys. Rev.* 98, 121 (1955).
- [71] T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* 102, 290 (1956); T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* 104, 254 (1956).
- [72] C. S. Wu et. al., *Phys. Rev.* 105, 1413 (1957).
- [73] Richard L. Garwin et. al., *Phys. Rev.* 105, 1415 (1957).
- [74] José Maria Filardo Bassalo, **Seara da Ciência** - Curiosidades da Física, <http://www.searadaciencia.ufc.br/folclore/folclore81.htm> , acessado em Dez. de 2008.
- [75] M. Gell-Mann and A. Pais, *Phys. Rev.* 97, 1387 (1955).
- [76] J. H. Christenson et. al., *Phys. Rev. Lett.* 13, 138 (1964).
- [77] T. Nakano and K. Nishijima, *Prog. Theor. Phys.* 10, 581 (1953); Kazuhiko Nishijima, *Prog. Theor. Phys.* 12, 107 (1954); Kazuhiko Nishijima, *Prog. Theor. Phys.* 13, 285 (1955)

- [78] M. Gell-Mann, Phys. Rev. 92, 883 (1953); Murray Gell-Mann, Nuovo Cim 4, Supp 2, 848 (1956).
- [79] R. Plano, N. Samios, M. Schwartz and J. Steinberger, Nuovo Cimento 5, 216 (1957).
- [80] Luis W. Alvarez et. al., Phys. Rev. Lett. 2, 215 (1959).
- [81] Willis E. Lamb Jr., Nobel Lecture, December 12, 1955. **Nobel Lectures**, Physics 1942-1962, Elsevier Publishing Company, Amsterdam, 1964; http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1955/lamb-lecture.pdf , acessado em Dez. de 2008.
- [82] Anatole M. Shapiro, Rev. Mod. Phys. 28, 164 (1956).
- [83] R. H. Dalitz, Rep. Prog. Phys. 20, 163 (1957).
- [84] Owen Chamberlain, Emilio Segrè et. al, Phys. Rev. 100, 974 (1955).
- [85] Bruce Cork et. al., Phys. Rev. 104, 1193 (1956).
- [86] Shoichi Sakata, Prog. Theor. Phys. 16, 686 (1956).
- [87] M. A. Markov, Rep. Acad. Sci. USSR (1955).
- [88] M. Goldhaber, Phys. Rev. 101, 433 (1956).
- [89] Mineo Ikeda, Shuzo Ogawa and Yoshio Ohnuki, Prog. Theor. Phys. 22, 715 (1959); Mineo Ikeda, Shuzo Ogawa and Yoshio Ohnuki, Prog. Theor. Phys. 223, 1073 (1960).
- [90] Yuval Ne'eman, Nucl. Phys. 26, 222 (1961).
- [91] C. N. Yang, H. Mills, Phys. Rev. 96, 191 (1954).
- [92] Jayme Tiomno, Nuovo Cimento 6, 255 (1957); Jayme Tiomno, Nuovo Cimento 6, 69 (1957).
- [93] José Maria Filardo Bassalo, **Seara da Ciência** - Curiosidades da Física, <http://www.searadaciencia.ufc.br/folclore/folclore191.htm> , acessado em Dez. de 2008.
- [94] M. Gell-Mann, **Caltech Synchrotron Laboratory Report** No. CTSL-20, (1961). M. Gell-Mann, Phys. Rev. 125, 1067 (1962).
- [95] A. Pevsner et. al., Physical Review Letters 7, 421 (1961).

- [96] Michael Schönitzer, <http://www.schoenitzer.de/> ; Figuras modificadas de: http://de.wikibooks.org/wiki/Teilchenphysik:_Klassifizierung ; acessados em Janeiro de 2009.
- [97] Theodore F. Stubbbs et. al., Phys. Rev. Lett. 7, 188 (1961); William Slater et. al., Phys. Rev. Lett. 7, 378 (1961).
- [98] Frank Close, Michael Marten and Christine Sutton, **The Particle Odyssey: A Journey to the Heart of Matter**, p. 119, Oxford University Press, 2002; M. Gell-Mann, **Proceedings of the International Conference on High-Energy Nuclear Physics**, Geneva, 1962 (CERN Scientific Information Service, Geneva, Switzerland, 1962), p. 805.
- [99] V. E. Barnes et. al., Phys. Rev. Lett. 12, 204 (1964).
- [100] M. Gell-Mann, **A Schematic of Baryons and Mesons**, Phys. Lett. 8, 214 (1964).
- [101] G. Zweig, **An SU(3) Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking**, CERN Report No.8181/Th 8419 (1964); G. Zweig, **An SU(3) Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking: II**, CERN Report No.8419/Th 8412 (1964).
- [102] O. W. Greenberg, Phys. Rev. Lett 13, 598 (1964).
- [103] D. B. Lichtenberg, **Unitary Symmetry and Elementary Particles**, New York, Academic Press, 1970.
- [104] B. J. Bjørken, Sheldon L. Glashow, Physics Letters 11 , 255 (1964).
- [105] R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23, 1415 (1969).
- [106] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Physical Review D 2, 1285 (1970).
- [107] J. J. Aubert et. al., Phys. Rev. Lett. 33, 1404 (1974)
- [108] J. E. Augustin et. al, Phys. Rev. Lett. 33, 1406 (1974).
- [109] M. Perl et. al., Phys. Rev. Lett. 35, 1489 (1975).
- [110] S. W. Herb et. al., Phys. Rev. Lett. 39, 252 (1977).
- [111] D. C. Hom, et. al., Phys. Rev. Lett. 36, 1236 (1976).

- [112] S. Abachi, et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 2422 (27 March 1995); F. Abe, et al., Physical Review Letters **74**, 2626 (3 April 1995).
- [113] C. Amsler et al., Phys. Lett. B **667**, 1 (2008). Particle Data Group: <http://pdg.lbl.gov>
- [114] P. N. Bogolioubov, Ann. Inst. Henri Poincaré **8**, 163 (1967).
- [115] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973).
- [116] Rajat K. Bhaduri, **Models of the Nucleon: from quarks to soliton**, Lecture notes and supplements in Physics, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1988.
- [117] Y. Nogami, A. Suzuki and N. Yamanishi, Can. J. Phys. **62**, 554 (1984).
- [118] B. H. Lavenda, J. Phys. G **34**, 2045 (2007).
- [119] S. A. Chin, Phys. Lett. **B78**, 552 (1978).
- [120] J. I. Kapusta, Nucl. Phys. **B148**, 461 (1979).
- [121] O. K. Kalashinov, and V. V. Klimov, Phys. Lett. **B88**, 328 (1979).
- [122] Saeed-uddin, Eur. Phys. J. **C 6**, 355 (1999); P. Braun-Munzinger, I. Heppe and J. Stachel, Phys. Lett. **B 465**, 15 (1999); P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich and J. Stachel, Phys. Lett. **B 518**, 41 (2001); D. Zschesche, S. Schramm, J. Schaffner-Bielich, H. Stöcker and W. Greiner, Phys. Lett. **B 547**, 7 (2002); F. Becattini, M. Gazdzicki, A. Keränen, J. Manninen and R. Stock - Phys. Rev. **C 69**, 024905 (2004); e muitos outros.
- [123] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B **178**, 416 (1986).
- [124] A. Shor, Phys. Rev. Lett. **54**, 1122 (1985).
- [125] J. Rafelski and B. Müller, Phys. Rev. Lett. **48**, 1066 (1982).
- [126] S. Raha and B. Sinha, Phys. Rev. Lett. **58**, 101 (1987).
- [127] M. Asakawa and T. Matsui, Phys. Rev. D **43**, 2871 (1991).
- [128] S. Gavin, M. Gyulassy, and A. Jackson, Phys. Lett. B **207**, 257 (1988).
- [129] C. M. Ko and B. H. Sa, Phys. Lett. B **258**, 6 (1991).

- [130] C. M. Ko, Z. G. Wu, L. H. Xia, and G. E. Brown, Phys. Rev. Lett. **66**, 2577 (1991); Phys. Rev. C **43**,1881 (1991).
- [131] J. Kapusta, P. Lichard, and D. Seibert, Phys. Rev. D **44**, 2774 (1991).
- [132] Ulrich Heinz and Maurice Jacob, arXiv:nucl-th/0002042v1 , <http://newstate-matter.web.cern.ch/newstate-matter/Science.html> , acessado em 16 de Fevereiro de 2009.
- [133] **BRAHMS** Collaboration: I. Arsene, et. al., Nucl. Phys. A, **757**, 1 (2005); **PHOBOS** Collaboration: B.B. Back, et. al., Nucl. Phys. A, **757**, 28 (2005); **STAR** Collaboration: J. Adams, et. al., Nucl. Phys. A, **757**, 102 (2005); **PHENIX** Collaboration: K. Adcox, et. al., Nucl. Phys. A, **757**, 184 (2005); <http://www.bnl.gov/bnlweb/pubaf/pr/pr-display.asp?prid=05-38> , acessado em 16 de Fevereiro de 2009.
- [134] Mark I. Gorenstein, Shin Nan Yang and Che Ming Ko, Chinese J. of Phys., **30**, 543 (1992).
- [135] Betty I. Bezverkhny Abelev, **Multi-Strange Baryon Correlations at RHIC**, Tese de Doutorado, Faculty of the Graduate School of Yale University, 2007.
- [136] Chang-Hwan Lee, AIP Conf. Proc. **556**, 178 (2001).
- [137] Igor Shovkovy, http://th.physik.uni-frankfurt.de/~shovkovy/Phase_diagram/index.html , acessado em 04 de Dezembro de 2008.
- [138] Mannque Rho, AIP Conf. Proc. **556**, 160 (2001); arXiv:nucl-th/0007073v2.
- [139] F. Karsch, E. Laermann, P. Petreczky, S. Stickan, and I. Wetzorke. **QCD thermodynamics: The numerical study of strongly interacting matter under extreme conditions**, NIC Symposium 2001, Proceedings, Jülich, Germany, 5-6 Dec 2001. URL: <http://www.fz-juelich.de/nic-series/volume9> , acessado em 24 de Fevereiro de 2009.
- [140] U-Heins, P. R. Subramanian, H. Stöcker and W. Greiner, J. Phys. G **12**, 1237 (1986); D. H. Rischke, B. L. Friman, H. Stöcker and W. Greiner, J. Phys. G **14**, 191 (1988).
- [141] B. Müller, **The Physics of the Quark-Gluon Plasma**, Lecture Notes in Physics, vol. 225 (Heidelberg: Springer), 1985.

- [142] N. K. Glendenning and F. Weber, *Astrophys. J.* **400**, 647 (1992).
- [143] Edward Farhi and R. L. Jaffe, *Phys. Rev. D* **30**, 2379 (1984).
- [144] M. Alford and S. Reddy, *Phys. Rev. D* **67**, 074024 (2003).
- [145] A. Drago, A. Lavagno and G. Pagliara, *Phys. Rev. D* **69**, 057505 (2004).
- [146] J. Cleymans, et. al., *Phys. Rev. C* **73**, 034905 (2006); J. Cleymans, et. al., *J. Phys. G* **32**, S165 (2006).
- [147] R. Cavagnoli and D. P. Menezes, *Braz. J. Phys.* **35 B**, 869 (2005)
- [148] R. Cavagnoli and D. P. Menezes, *J. Phys. G.* **35**, 115202 (2008).
- [149] J. M. Lattimer, C. J. Pethick, M. Prakash, P. Haensel, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2701 (1991).
- [150] Burrows, Adam., Lattimer, James, M., *Astroph. Journal*, **307**, 178 (1986).
- [151] Pons, J. A., et al. *Astroph. Journal*, **513**, 780 (1999).
- [152] N. K. Glendenning and S. A. Moszkowski, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2414 (1991).
- [153] N.K. Glendenning, *Phys. Lett. B* **114**, 392 (1982).
- [154] J. Schaffner and I. N. Mishustin, *Phys. Rev. C* **53**, 1416 (1996).
- [155] D. Chatterjee and D. Bandyopadhyay, *Phys. Rev. D* **74**, 023003 (2006).
- [156] S. Pal, M. Hanauske, I. Zakout, H. Stöcker and W. Greiner, *Phys. Rev. C* **60**, 015802 (1999).
- [157] V Dexheimer, S Schramm and H Stoecker, *J. Phys. G* **35**, 014060, 2008.
- [158] Menezes, D. P., Providência, C., *Phys. Rev. C*, **69**, 045801 (2004).
- [159] Baym, G., Pethick, C., Sutherland, P., *Astrophys. J.* **170**, 299 (1971).
- [160] Thorsett, S. E., Chakrabarty, D., *Astrophys. J.*, **512**, 288 (1999); I. H. Stairs, *J. Phys. G* **32**, S259, (2006).
- [161] Gerald E. Brown, Chang-Hwan Lee, Hong-Jo Park, and Mannque Rho, *nucl-th/0504029*.

- [162] T. D. C. Ash, A. P. Reynolds, P. Roche, A. J. Norton, M. D. Still, L. Morales-Rueda
Mon. Not. R. Astron. Soc., **307**, 357 (1999)
- [163] David J. Nice, Ingrid H. Stairs, and Laura E. Kasian, AIP Conf. Proc. 983, 453 (2008).
- [164] W. van Straten, M. Bailes, M. C. Britton, S. R. Kulkarni, and J. Sarkissian, Nature **412**,
158 (2001).
- [165] D. Barret, J.-F. Olive, and M. C. Miller, astro-ph/0605486.
- [166] O. Barziv, L. Kaper, M. H. van Kerkwijk, J. H. Telting, and J. van Paradijs, Astron. &
Astrophys. **377**, 925 (2001).
- [167] P. C. C. Freire, AIP Conf. Proc. 983, 459 (2008).
- [168] J. Cottam, F. Paerels, and M. Mendez, Nature **420**, 51 (2002).
- [169] J. Cottam, et al, arXiv:0709.4062v1 [astro-ph].
- [170] D. Sanwal, G. G. Pavlov, V. E. Zavlin, and M. A. Teter, Astrophys. J. Lett. **574**, L61
(2002).
- [171] R. Mańka, I. Bednarek and G. Przybyła, Phys. Rev. C **62**, 015802 (2000).
- [172] D. P. Menezes, P. K. Panda and C. Providência, Phys. Rev. C **72**, 035802 (2005).
- [173] Bodmer, A. R., Usmani, Q. N., Nucl. Phys. **A468**, 653 (1987).
- [174] Casares, J., Charles, P., Kuulkers, E., Astrophys. J., **493**, L39 (1998).
- [175] Rhoades, C. E., Ruffini, R., Phys. Rev. Lett., **32**, 324 (1974).
- [176] Santos, A. M. S., Menezes, D. P., Phys. Rev. C, **69**, 045803 (2004).
- [177] Horst Müller and Brian D. Serot, Phys. Rev. C **52**, 2072 (1995).
- [178] R. Knorren, M. Prakash and P. J. Ellis, Phys. Rev. C **52**, 3470 (1995).
- [179] M. Prakash, et. al., Phys. Rep. **280**, 1 (1997).
- [180] N. K. Glendenning and J. Schaffner-Bielich, Phys. Rev. C **60**, 025803 (1999).

- [181] José A. Pons, Sanjay Reddy, Paul Ellis, Madappa Prakash and James M. Lattimer, *Phys. Rev. C* **62**, 035803 (2000).
- [182] R. Cavagnoli, D. P. Menezes and C. Providência, Proceedings: XXXI Reunião de trabalho sobre física nuclear no Brasil, Maresias/São Sebastião - SP, 2008.
- [183] K. Sumiyoshi, H. Kuwabara and H. Toki, *Nuclear Physics* **A581**, 725 (1995).
- [184] G. A. Lalazissis, J. König, P. Ring, *Phys. Rev. C* **55**, 540 (1997).
- [185] J. Zimanyi and S. A. Moszkowski, *Phys. Rev. C* **42**, 1416 (1990).
- [186] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, *Phys. Rev.* **122**, 345 (1961).
- [187] M. G. Alford, K. Rajagopal, and F. Wilczek, *Nucl. Phys. B* **537**, 443 (1999); D. T. Son and M. A. Stephanov, *Phys. Rev. D* **61**, 074012 (2000); **62**, 059902(E) (2000); M. Buballa and M. Oertel, *Nucl. Phys. A* **703**, 770 (2002); M. Alford and S. Reddy, *Phys. Rev. D* **67**, 074024 (2003); M. G. Alford, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **51**, 131 (2001).
- [188] P. A. M. Guichon, *Phys. Lett.* **B200**, 235 (1988); K. Saito and A. W. Thomas, *Phys. Lett.* **B327**, 9 (1994); *Phys. Lett.* **B335**, 17 (1994); *Phys. Lett.* **B363**, 157 (1995).
- [189] S. Typel and H. H. Wolter, *Nucl. Phys. A* **656**, 331 (1999).
- [190] T. Gaitanos, M. Di Toro, S. Typel, V. Baran, C. Fuchs, V. Greco and H. H. Wolter, *Nucl. Phys. A* **732**, 24 (2004).
- [191] T. Nikšić, D. Vretenar, P. Finelli, and P. Ring, *Phys. Rev. C* **66**, 024306 (2002); D. Vretenar, T. Nikšić, and P. Ring, *Phys. Rev. C* **68**, 024310 (2003).
- [192] Kepler, S. O., Saraiva, M. F. **Astronomia & Astrofísica**, 2^a. Edição, [S. l.], Editora Livraria da Física, 2004, <http://astro.if.ufrgs.br/index.htm> , acessado em 10 de Dez. de 2004.
- [193] Chung, K. C., **Vamos Falar de Estrelas?**, Rio de Janeiro, [s. n.], 2000.
- [194] Jatenco-Pereira, V., Gregório-Hetem, J., Oliveira, C. M. de. Notas de aula do curso **Fundamentos de Astronomia**, cap. 11 - <http://www.observatoriovirtual.pro.br/aga215/cap11.pdf> , acessado em 10 de Dez. de 2004.

- [195] Sjoberg, O., Nucl. Phys. **A 141** (1974) 161; Cugnon, J., Deneye, P., Lejeune, A., Z. Phys. **A 328** (1987) 409; I. Bombaci and U. Lombardo, Phys. Rev. **C 44** (1991) 1892.
- [196] Goldstein, Herbert. **Classical Mechanics**, 2nd Edition, Addison-Wesley Publishing Company, 1981.
- [197] José, Jorge V.; Saletan, Eugene J. **Classical Dynamics: A contemporary approach**. Cambridge University Press: Cambridge, 1998.
- [198] Greiner, Walter; Reinhardt, Joachim. **Field Quantization**. Berlin - Heidelberg: Springer-Verlag, 1996.
- [199] Landau, L.; Lifshitz, E. **Física Teórica: Teoria do Campo**. Moscou: Mir, 1980. v. 2, p. 110-120.
- [200] Boguta, J., Bodmer, A. R. Nucl. Phys. **A 292**, (1977) 413.
- [201] Menezes, D. P., Providência, C. Nucl. Phys. **A 650**, (1999) 283.
- [202] Menezes, D. P. **Introdução à Física Nuclear e de partículas elementares**. Florianópolis: Editora da Universidade Federal de Santa Catarina, 2002.