

Lía Castro Vargas

**ENSAIOS EM HADRODINÂMICA QUÂNTICA:
APLICAÇÕES EM REAÇÕES NUCLEARES
E NA MATÉRIA NUCLEAR**

Tese de
Doutorado

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

Rio de Janeiro

— 1999 —

Aos meus pais María Elena e Oscar
Aos meus irmãos Deily, Nena e Oscar
Ao meus sobrinhos
A Rafael.

Agradecimentos

- *Aos Professores Marcelo Chiapparini e Sergio B. Duarte, de quem partiu a idéia deste trabalho, pela orientação, pelo estímulo, o apoio, a grande paciência e pela amizade.*
- *À minha família que me apoiou completamente durante este tempo de dedicação exclusiva, pela paciência e privação de minha presença durante este trabalho.*
- *À minhas amigas Susana R. de Pina e Maria Neuma G. Rodrigues, pela amizade, pelo apoio, pelo incentivo, pelas reconfortantes horas de bate-papo e pela paciência que tiveram comigo em todo momento. Levarei vocês sempre no meu coração*
- *Ao Prof. Emil Medeiros pela valiosa ajuda no código de Montecarlo. Também pela amizade conquistada e o apoio em todo momento.*
- *Aos amigos Marcelinho, Mirian, Alejandro, Nelson e Ginette pela amizade conquistada, pela ajuda desinteressada e o apoio em todo momento.*
- *Aos amigos na Costa Rica pela força e apoio à distância. Mai, Flory e Luis Guillermo muito obrigada por tudo.*
- *Aos Pesquisadores do DNE, pelas valiosas discussões e o constante clima de harmonia e solidariedade, tornando a minha estada no CBPF estimulante e agradável. Obrigada pela amizade.*
- *À Miriam Coutinho pelo apoio constante na área de secretaria na Coordenação de Formação Científica.*
- *Ao Professor O. A. P. Tavares pelo trabalho de revisão do texto.*
- *Ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas pelo fornecimento de toda infra-estrutura necessária ao meu desenvolvimento científico.*

- *Ao CLAF pela ajuda financeira durante o período de desenvolvimento deste trabalho.*
- *À Universidade de Costa Rica, pela ajuda financeira e pela oportunidade de poder vir ao Brasil a realizar este trabalho.*

Resumo

Neste trabalho realiza-se um estudo sistemático de uma família de lagrangianos recentemente proposta para descrever fenomenologicamente a interação forte.

Propõe-se um modelo unificado híbrido para descrever os efeitos do meio nuclear em colisões relativísticas de íons pesados. Este modelo leva em conta a existência de correlações no meio nuclear, processando a colisão segundo o Modelo de Cascata Intranuclear, no qual todos os processos intranucleares são acompanhados passo-a-passo, e todas as correlações são explicitadas. Além disso, leva em conta a interação entre as partículas através de uma descrição fenomenológica da interação forte dada por uma Teoria Relativística de Campo Médio.

O modelo é aplicado no estudo da produção de píons nas colisões $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$, onde os efeitos do meio nuclear são levados em conta através da vizinhança do par primário, a qual redefine a seção de choque parametrizada em termos da massa invariante. Quanto mais atrativo seja o potencial nuclear calculado na vizinhança maior será a potencialidade do modelo em reproduzir os dados experimentais da multiplicidade de píons. Por outro lado, existe uma dependência com o valor da constante de acoplamento méson-ressonância delta.

Cada modelo é resolvido na aproximação de campo médio, estudando-se os resultados obtidos na descrição da matéria nuclear submetida a altas temperaturas e densidades e na discussão da transição para um plasma de quarks e glúons. Tem-se que quanto menor seja a incompressibilidade, os modelos conseguem reproduzir as observáveis da Física Nuclear e apresentam uma possível transição de fase ao plasma quark-gluon.

Abstract

In this work is done a sytematic study on a family of lagragians recently proposed to describe the fenomenology of strong interaction.

It is proposed an hybrid model to describe the nuclear medium effects in relativistic heavy ion collisions. The nucleus-nucleus collisional process is described using the Intranuclear Cascade Method. The medium effects on barion-barion collision are treated in the framework of the relativistic mean field theory.

The model is applied in the study of pion production in $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ collisions, where the nuclear medium effects are taken through the neighbourhood of the primary pair, which define a new crossection that is parametrized in invariant mass terms. As more attractive is the nuclear potencial calculed into the neighbourhood, in the model, higher is the potenciality to reproduce the experimental data of the pion multiplicity. Also, a dependence with the value of the meson-ressonance delta coupling exists.

This lagrangian family is solved in the mean field approximation, studying the results obtained in the description of nuclear matter under extreme conditions of temperature and density, regarding a phase transition to a quark-gluon plasma. As a conclusion as less is the incompressibility the models show approach results to the bulk nuclear properties and presents a posible phase transition to a quark-gluon plasma.

Resumen

En este trabajo se realiza un estudio sistemático de una familia de lagrangeanos propuesta recientemente para describir fenomenológicamente la interacción fuerte.

Fue propuesto un modelo híbrido para describir los efectos del medio nuclear en colisiones relativistas de iones pesados. Este modelo considera las correlaciones del medio nuclear procesando la colisión a través del Modelo de Cascata Intranuclear, en el cual todos los procesos intranucleares son acompañados paso a paso y todas las correlaciones están dadas explícitamente. Además considera la interacción entre las partículas a través de una descripción fenomenológica de la interacción fuerte dada por una Teoría Relativista de Campo Medio.

El modelo es aplicado en el estudio de la producción de piones en las colisiones $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$, donde los efectos del medio nuclear se toman en cuenta a través de la vecindad del par primario, lo cual redefine la sección de choque que está parametrizada en términos de la masa invariante. En cuanto más atractivo es el potencial nuclear en los modelos mayor es la potencialidad de este para reproducir los datos experimentales de la multiplicidad de piones. Existe también una dependencia en el valor de la constante de acoplamiento meson-resonancia delta.

Esta familia de lagrangeanos fue resuelta en la aproximación de campo medio para observar el comportamiento de la materia nuclear a altas temperaturas y densidades, además se estudió la posible transición de fase para el plasma de quarks y gluones. Se determinó que entre menor sea la incompresibilidad, los modelos reproducen resultados muy cercanos a las observables en Física Nuclear y presentan una posible transición de fase al plasma quark-gluon.

Índice

1	Introdução	1
2	Modelos relativísticos de campo médio	7
2.1	O modelo QHD-I	9
2.1.1	Aproximação de Campo Médio (ACM)	13
2.1.2	Extensões do Modelo QHD-I	18
2.2	Modelo Zimanyi-Moszkowski (ZM)	20
2.2.1	Extensões do Modelo ZM	22
2.3	Inclusão das ressonâncias delta	24
3	Efeitos de densidade e temperatura	26
3.1	A fase hadrônica	26
3.1.1	Estrelas de nêutron	26
3.2	A fase do QGP	27
3.3	Resultados	28
3.3.1	O critério de Gibbs	28
3.3.2	$T = 0$ e $\rho \neq 0$	29
3.3.3	$T \neq 0$ e $\rho = 0$	33
3.3.4	Transição de fase Hadron-QGP	37
4	Produção de partículas no meio nuclear	47
4.1	Aspectos qualitativos da colisão	47
4.2	Colisões nucleares relativísticas e o modelo de cascata	51
4.2.1	Modificações do modelo	56
4.3	Um modelo para a interação.	61

4.3.1	O estado fundamental local	62
4.3.2	As constantes de acoplamento	63
4.3.3	O volume da vizinhança	66
4.4	A preparação da configuração inicial	68
4.5	A colisão bárion-bárion	72
4.5.1	A seção de choque no meio nuclear	73
4.5.2	A evolução temporal da colisão núcleo-núcleo	75
4.6	Resultados	75
4.6.1	Os efeitos do meio	76
4.6.2	A multiplicidade de píons	78
5	Conclusões	87
5.1	Efeitos de densidade e temperatura	87
5.2	Produção de píons	89
	Bibliografia	92
	Apêndice A	97

Lista de Figuras

2.1	Potencial efetivo N-N	12
2.2	Curva de saturação da matéria nuclear	18
2.3	Massa efetiva como função da densidade para matéria nuclear	19
2.4	Energia de ligação como função da densidade bariônica para os modelos de Walecka (W) e Zimanyi-Moszkowski (ZM, ZM2 e ZM3), conforme a referência [35]	23
2.5	Massa efetiva para os nucleons na matéria nuclear em função da densidade bariônica para os modelos de Walecka (W) e Zimanyi-Moszkowski (ZM, ZM2 e ZM3), conforme a referência [35]	24
3.1	Energia de ligação da matéria nuclear por partícula em função da densidade ρ/ρ_0 , onde ρ_0 é a densidade de saturação	29
3.2	Incompressibilidade K em função de $\rho/\rho_0 - 1$	31
3.3	Velocidade do som em unidades da velocidade da luz em função de ρ/ρ_0	32
3.4	Massa da estrela de neutron em função da densidade de energia central (em $\mathcal{E}(r = 0)$)	33
3.5	Raio da estrela de neutron em função da massa estelar	34
3.6	Constante de acoplamento usual da QCD α_s dada pela Eq. (3.6) em função de ρ/ρ_0 para $T = 0$	35
3.7	As densidades críticas ρ_H^c e ρ_{QGP}^c como função de ρ/ρ_0 para a transição de fase hadrônica-QGP	36
3.8	O mesmo estudo da Fig 3.7 com $\alpha_s = 0$	37
3.9	m^* em função de T	38
3.10	O mesmo da Fig. 3.9 no intervalo mais estreito de temperatura	38
3.11	Temperatura crítica T_c em função de $B^{1/4}$ para o modelo de Walecka, nos casos $\alpha_s = 0$ e $\alpha_s = 1$	40

3.12	Pressão (em unidades da pressão de Stefan-Boltzmann) em função de T para o modelo de Walecka e $\rho = 0$	41
3.13	O mesmo da Fig.3.12 para o modelo G2	41
3.14	A pressão (em unidades da pressão de Stefan-Boltzmann) em função de T a $\rho = 0$ na região da transição de fase para os modelos W1, G1 e QGP	42
3.15	A constante de acoplamento usual da QCD, α_s dada pela Eq. (3.6) em função de T para $\rho = 0$ no modelo de W1	43
3.16	Diagrama da coexistência de fases hadrônica-QGP, T em função de ρ/ρ_0 para $B^{1/4} = 238$ MeV no modelo Q1	44
3.17	Diagrama da coexistência de fases hadrônica-QGP, T em função de ρ/ρ_0 , para o caso $\alpha_s = 0$ e $B^{1/4} = 174$ MeV	45
3.18	O mesmo da Fig 3.17 para $B^{1/4} = 238$ MeV	45
3.19	O mesmo da Fig 3.17 com α_s dada pela Eq. (3.6)	46
3.20	O mesmo da Fig 3.18 com α_s dada pela Eq. (3.6)	46
4.1	Representação gráfica de um processo de colisão	48
4.2	Participantes (regiões A e B) e espectadores (regiões A ^l e B ^l) num processo de colisão	49
4.3	Colisões distantes, de contato e fechadas (ou fusão) num esquema clássico de colisões de íons pesados	50
4.4	Seções de choque usadas no cálculo de Monte Carlo	54
4.5	Multiplicidade média de píons negativos como função da energia incidente para colisões quase centrais. São comparados os resultados de Cugnon [14] (círculos cheios) com os dados experimentais [53] (triângulos)	55
4.6	Densidade máxima atingida pelo sistema $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$, com o parâmetro de impacto $b = 0$ fm no c.m., como função da energia incidente, para três modelos: as cruzes representam o modelo onde a delta sobrevive até o final do processo sem interagir, os quadrados representam um modelo	

	igual ao anterior, só que as deltas interagem como os nucleons.	
	Os triângulos cheios são o modelo que não inclui deltas	56
4.7	Multiplicidade de píons negativos como função da energia incidente para um sistema $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ com parâmetro de impacto $b \leq 2$ fm. Os resultados de Medeiros [56] (círculos cheios) são comparados aos resultados de Cugnon [14] (círculos vazios) e os dados experimentais [53] (triângulos)	58
4.8	Dependência da multiplicidade de píons negativos com a energia incidente em reações $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$, obtida com três versões da cascata intranuclear: o modelo convencional [14] (linha sólida), o modelo de cascata intranuclear com muitos corpos como o critério CCP (linha pontilhada) e com o critério CCG (linha tracejada) da ref. [57]. Os círculos cheios são os dados experimentais da ref. [53]	59
4.9	Esquema de uma vizinhança	67
4.10	Esferas $S_i^ $ e $S_j^ $ centradas nas partículas i e j	68
4.11	Vizinhança da partícula i	69
4.12	Esquema do volume geométrico da vizinhança	70
4.13	A massa efetiva de um nucleon no projétil como função de E/A para cada modelo relativístico de campo médio	72
4.14	Campo mesônico vetorial ω do projétil como função de E/A para o modelo W0	73
4.15	Campo mesônico vetorial ω do projétil como função de E/A para o modelo ZM	74
4.16	ρ_N / ρ_0 em função do tempo da colisão para o modelo ZM	77
4.17	ρ_N / ρ_0 em função do tempo da colisão para o modelo W0	78
4.18	ρ_Δ / ρ_0 em função do tempo da colisão para o modelo ZM	79
4.19	ρ_Δ / ρ_0 em função do tempo da colisão para o modelo W0	80
4.20	Potenciais mesônicos em função do tempo da colisão para o modelo ZM	81

4.21	Potenciais mesônicos em função do tempo da colisão para o modelo W0	82
4.22	S - V em função do tempo da colisão para o modelo ZM	82
4.23	S - V em função do tempo da colisão para o modelo W0	83
4.24	Temperatura durante a colisão em função do tempo da colisão para o modelo ZM	83
4.25	Temperatura durante a colisão em função do tempo da colisão para o modelo W0	84
4.26	Multiplicidade de píons negativos em função da energia do feixe. Comparam-se os diferentes modelos de cascata [14,56], os dados experimentais [53] e os resultados obtidos neste trabalho	85
4.27	Multiplicidade de píons negativos em função da energia do feixe. Comparam-se os dados experimentais [53] e os resultados obtidos com o modelo ZM e o modelo W0	86

Lista de Tabelas

2.1	Parâmetros dos modelos, tomados da ref. [6]	10
2.2	Campos do modelo QHD	11
2.3	Comparação dos resultados da matéria nuclear para os modelos de Walecka e de Zimanyi-Moszkowski	23
3.1	Massa efetiva nucleônico m^* , incompressibilidade K e a temperatura crítica T_c para a transição de fase para cada modelo	30
4.1	Constantes de acoplamento nucleares obtidas para cada modelo	66

Capítulo 1

Introdução

O estudo do núcleo atômico desempenha um papel importante no desenvolvimento das teorias de muitos corpos. As primeiras experiências feitas sobre o núcleo foram limitadas a escalas de energia consideravelmente menores que a massa do nucleon $M \approx 939MeV/c^2$, e o núcleo foi tradicionalmente descrito como um conjunto de nucleons não-relativísticos interagindo através de um potencial de dois corpos, com uma dinâmica dada pela equação de Schrödinger. O potencial de dois corpos era ajustado por propriedades empíricas do deuteron e por dados experimentais obtidos a baixas energias com o espalhamento nucleon-nucleon e, com base nisto, tentavam prever as propriedades de sistemas de muitos corpos. Nas últimas décadas e com a chegada de computadorizadas cada vez mais eficientes, métodos mais confiáveis foram desenvolvidos para resolver o problema nuclear não-relativístico de muitos corpos.

Uma nova geração de aceleradores permitiu o estudo do núcleo a energias mais altas, a curtas distâncias e com maior precisão que antes. Essas novas experiências levaram ao desenvolvimento de uma física nuclear de altas energias que não mais se resumia a simples tentativa de solução da equação de Schrödinger. O movimento relativístico dos nucleons, o intercâmbio dinâmico de mésons, as ressonâncias bariônicas, modificações na estrutura hadrônica do núcleo e a dinâmica do vácuo quântico, a qual inclui a produção do plasma quark-gluon, foram novos ingredientes incluídos na descrição da dinâmica nuclear.

Uns dos objetivos mais importantes da física das colisões de íons pesados é a de-

terminação da equação de estado da matéria, tanto do ponto de vista teórico como do experimental [1].

Qualquer modelo razoável de equação de estado da matéria nuclear deve dar conta de pelo menos duas características:

- a) reproduzir as propriedades do estado fundamental da matéria nuclear.
- b) a transição de fase para um plasma de quarks e gluons deconfinados a altas temperaturas e/ou altas densidades bariônicas. Cálculos da Cromodinâmica Quântica (QCD) predizem que a transição de fase deve acontecer a uma temperatura de $T_c \approx 200$ MeV para densidade bariônica zero [2].

Devido ao fato de que os quarks e gluons são assintoticamente livres a altas temperaturas e densidades, é possível tratar a QCD perturbativamente neste regime, e derivar uma equação de estado para o plasma de quarks e gluons (QGP) [3]. No entanto, derivar uma equação de estado para a fase bariônica de quarks confinados tem sido um objetivo perseguido até os dias de hoje. Como não se dispõe ainda de uma abordagem completamente consistente para interações hadrônicas, é necessário introduzir modelos fenomenológicos mais ou menos sofisticados que permitam calcular uma equação de estado na fase hadrônica.

Desde a proposta original de Walecka, novos modelos foram introduzidos para melhorar os resultados de algumas das propriedades da matéria nuclear e dos núcleos finitos [4,5]

Walecka propôs um modelo simples renormalizável baseado na teoria de campos, conhecido como *Hadrodinâmica Quântica*, ou simplesmente, pela sigla QHD. A versão mais simples deste modelo, QHD-I (ou Walecka linear), considera dois campos mesônicos isoescalares, isto é, o campo mesônico escalar de Lorentz, σ , e o campo mesônico vetorial de Lorentz, ω^μ , os quais interagem com o campo nucleônico, Ψ_N . O campo σ simula a atração na região de alcance intermediária e o campo ω a repulsão a pequenas distâncias. Este modelo teve bons resultados na descrição de algumas propriedades da matéria nuclear e também do núcleo finito. Uma grande fragilidade deste modelo reside na previsão

de uma incompressibilidade K para a matéria nuclear em torno a 550 MeV, bem acima do que se acredita ser o valor experimental, 210 ± 30 MeV.

Surge então um novo modelo o qual proporciona um valor satisfatório para a incompressibilidade sem incrementar o número de parâmetros livres. Este modelo é conhecido como o modelo de Zimanyi e Moszkowski (ZM). A versão mais simples deste modelo difere do modelo de Walecka linear somente na forma do acoplamento do nucleon com o méson escalar. Ele tem sido aplicado para investigar diversos problemas, tais como, as propriedades da matéria rica em bárions com estranheza, estrelas de neutron e algumas propriedades termodinâmicas da matéria nuclear.

Recentemente [6], uma nova família de densidades lagrangianas efetivas foi apresentada, baseada no “Análise Dimensional *Naive*” de Georgi e na “Naturalidade”, incorporando as simetrias fundamentais da QCD. Estas lagrangeanas fenomenológicas estão entre as mais sofisticadas que existem hoje, e são usadas para descrever a matéria nuclear normal ($\rho_B = \rho_{B0}$ e $T = 0$).

Estes modelos tiveram grande sucesso no cálculo das propriedades da matéria nuclear, e dos espectros de núcleos finitos em condições normais [6]. Foram estudados também no contexto da matéria de neutrons a altas densidades [7]. Extrapolando alguns destes modelos para altas densidades, Müller e Serot [7] advertem que: “...*Se nosso truncamento da energia funcional está motivada pelo comportamento a baixas densidades, porque devemos ter qualquer confiança na extrapolação a altas energias? Isto é de fato uma questão crucial, e nos não tentamos aqui justificar tal extrapolação; nos estamos somente reconhecendo que este procedimento é freqüentemente usado em calculos de estrelas de neutron, ainda nos mais recentes, sem mencionar as suposições implícitas acerca da ausência de contribuições adicionais a altas densidades Por isto, nós sentimos que é tempo de pesquisar quantitativamente as dúvidas na extrapolação da equação de estado.*”

Com estes modelos relativísticos tem sido possível o estudo dos efeitos do meio nuclear nas colisões de íons pesados a altas energias, principalmente pela conexão existente entre a produção de partículas com a equação de estado da matéria nuclear, e de forma mais geral, com as propriedades da matéria nuclear e a dinâmica das colisões nucleares.

Uma das primeiras tentativas de implementação de modelos microscópicos para o estudo das reações de íons pesados deve-se a Cugnon e colaboradores, com a introdução do modelo de cascata intranuclear. Este modelo inclui uma cinemática relativística que permite explorar reações nucleares em faixas de energia incidente mais altas ($E_{lab} \sim 1 - 10$ GeV por nucleon). Uma das grandes vantagens deste modelo consiste no fato que este permite o acompanhamento das correlações entre partículas durante todo o processo de colisão núcleo-núcleo. Porém, a interação entre as partículas é tratada de uma forma muito precária, como a sucessão de colisões binárias entre os barions sem que se considerem os efeitos do meio sobre estas interações barion-barion.

Neste modelo de Cugnon, a produção de píons é feita através da formação da ressonância $\Delta(1232)$, em colisões nucleon-nucleon e posterior decaimento das mesmas. Esta ressonância representa o primeiro estado excitado do barion, com $(J^\pi, T) = \left(\frac{3^+}{2}, \frac{3}{2}\right)$. A interação πN a baixa energia da origem a esta ressonância, o que faz com que seja essencial a inclusão deste grau de liberdade na teoria de campo quântica para gerar resultados compatíveis com interações pión-nucleon e com sistemas de poucos nucleons. Entretanto, resulta impossível colocar um campo com esse número quântico dentro de uma lagrangeana renormalizável. Por outro lado, foi mostrado que o grau de liberdade Δ pode ser produzido dinamicamente dentro destes modelos de forma eficiente caso a ressonância delta seja incluída como um grau de liberdade efetivo [8].

Dentro da hadrodinâmica quântica, as ressonâncias delta, assim como os nucleons, interagem com o meio nuclear através da troca dos mésons σ e ω . Contudo, as constantes de acoplamento dos respectivos vértices bárion-méson supõem-se diferentes para nucleons e as deltas. As constantes de acoplamento nucleon-méson são quantidades efetivas ajustadas para propriedades de saturação da matéria nuclear. Mas não se tem informação sobre as constantes de acoplamento delta-méson. Isto tem gerado estudos fenomenológicos pois nas colisões de íons pesados o decaimento e a produção de ressonâncias delta é a fonte principal de produção de mésons. Além disso, a população de deltas pode alcançar valores comparáveis a dos nucleons nestes processos de colisão núcleo-núcleo em altas energias [9]. Na descrição de colisões inelásticas, a dinâmica das ressonâncias delta

ainda pode afetar o limiar de produção de mésons. Tudo isto requer o entendimento das propriedades das ressonâncias delta no meio nuclear.

Outra aplicação com esses modelos é observar como eles se comportam em situações extremas de temperatura e densidade.

Estes modelos hadrônicos podem apresentar transições de fase a temperatura finita [10,11]. A mais simples delas é a transição de fase líquido-gas, ocorrendo usualmente na matéria nuclear levemente aquecida a uma temperatura finita $T < 20$ MeV e a uma densidade finita $\rho_B < 0.15 \text{ fm}^{-3}$. Estudos destas transições na matéria nuclear assimétrica também foram feitos [12]. À temperaturas ou densidades um pouco maiores outras transições de fase podem ter lugar, como por exemplo a transição com $T \approx 180$ MeV para $\rho_B = 0$ na matéria nuclear, caracterizada pela abrupta diminuição da massa efetiva do nucleon. Estas duas transições de fase caracterizam-se pelo fato de que os nucleons não perdem sua identidade, ou seja, são transições de fase nucleon-nucleon.

Mas, em concordância com o exposto no começo, as transições de fase que realmente interessam são aquelas que acontecem a temperaturas ou densidades mais elevadas, caracterizadas pelo deconfinamento dos quarks presentes dentro do nucleon formando o QGP. Na referência [11], a matéria nuclear quente foi bastante estudada usando o modelo de Walecka para determinar a temperatura de transição do plasma nucleon-antinucleon a densidade bariônica zero. Os autores estudaram este modelo para diferentes constantes de acoplamento escalar e vetorial e concluíram que, dependendo dos valores que tomem estas constantes, o modelo de Walecka pode apresentar ou não uma transição de fase do plasma nucleon-antinucleon para o QGP. A ordem (primeira ou segunda) desta transição depende crucialmente da constante de acoplamento escalar do modelo.

É um fato amplamente aceito que a transição de fase do plasma hadrônico para o de quarks e gluons esteja perto de $T \approx 200$ MeV [1]. A baixas temperaturas e densidades bariônicas, perto dos valores correspondentes ao estado fundamental da matéria nuclear, argumentos do Grupo de Renormalização [13] mostram que as constantes de acoplamento usuais são maiores que a unidade, indicando o confinamento dos quarks e gluons dentro dos hadrons, os quais são os graus de liberdade da matéria nuclear neste caso. Nesta região,

a Hadrodinâmica Quântica (QHD) baseada em lagrangeanas efetivas trabalha bem. A transição de fase supõe-se que ocorrerá a temperaturas e densidades suficientemente altas onde as constantes de acoplamento usuais da QCD ficam menores do que a unidade, sugerindo a liberdade assintótica de quarks e gluons. Supondo a validade da QHD muito além da equação de estado da matéria nuclear no estado fundamental, a transição de fase pode ser caracterizada pelo fato de que os hadrons perdem a sua identidade, e os quarks e gluons virem os graus de liberdade elementares nesta região. Neste cenário desconfinado, o plasma composto de quarks e gluons é a imagem do sistema. Toda a análise da transição de fase precisa do conhecimento da correspondente equação de estado para os casos extremos de densidade e temperatura em ambas as fases: a fase hadrônica descrita pela QHD e a fase de quarks e gluons descrita pela QCD. A análise desses casos extremos podem ajudar a distinguir os modelos de QHD, os quais apresentam o mesmo comportamento nas condições normais do equilíbrio da matéria nuclear.

Este trabalho divide-se como segue: no primeiro capítulo apresenta-se a família de modelos hadrônicos de campo médio. No segundo capítulo estudam-se estes modelos em condições extremas de densidade e temperatura. Estudam-se as transições de fase hadrônica e a fase de quarks e gluons. Ambas fases são conectadas através do critério de Gibbs de transição de fase. No terceiro capítulo apresenta-se o modelo de cascata intranuclear com a inclusão dos efeitos do meio nuclear. A formulação deste modelo, com cálculos de uma teoria de campo dentro de uma abordagem microscópica da dinâmica da colisão, constitui uma das contribuições originais do presente trabalho. Por último são apresentados os resultados obtidos, discussões e conclusões finais.

Capítulo 2

Modelos Relativísticos de campo médio

Na última década as colisões relativísticas de íons pesados foram extensivamente investigadas com o intuito de obter informação sobre a matéria nuclear a altas densidades e temperaturas. O principal objetivo foi determinar a equação de estado, isto é, as propriedades termodinâmicas da matéria nuclear. Contudo, é questionável que o equilíbrio termodinâmico seja atingido nos estados intermediários presentes nas colisões relativísticas de íons pesados. Portanto, é necessário um tratamento teórico consistente e confiável que descreva a evolução no tempo da colisão núcleo-núcleo.

Até agora, as principais descrições teóricas das colisões relativísticas de íons pesados estiveram concentradas sobre simulações do processo. O desenvolvimento dessas simulações, com os modelos de cascata [14] e as teorias de transporte BUU [15,16,17,18], foi encorajado pelo sucesso na reprodução de dados experimentais. Contudo, os problemas relativos à dinâmica relativística e aos efeitos do meio nas colisões relativísticas de íons pesados não foram estudados sistematicamente.

Tais problemas são resolvidos ao se obter uma equação de estado a partir de modelos relativísticos de campo médio que incluam bárions e mésons.

Neste capítulo apresenta-se o formalismo de alguns modelos relativísticos de campo

médio, os quais explicam satisfatoriamente algumas propriedades da matéria nuclear e núcleos finitos usando poucos parâmetros livres.

Apresenta-se a densidade Lagrangiana da referência [19], a qual possui uma notação e uma estrutura escolhida conforme ao uso previo na literatura. Ela inclui casos especiais de langrangianas usadas no estudo de campo médio. O modelo de Walecka conserva os termos com o campo nucleônico e exactamente os termos cinéticos e de massa para os campos mesônicos escalar e vetorial. Os termos não lineares no campo mesônico escalar foram introduzidos por Schiff [20] e estudados depois por Boguta e Bodmer [4]. Também inclui modelos com acoplamentos escalares quárticos para ajustar o núcleo finito [21,22,23,24]. Esta lagrangiana também inclui todos os casos especiais de os modelos quirais considerados na referência [25] e o modelo quiral da referência [19].

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & \bar{\Psi} [i\gamma_\mu \partial^\mu - g_\omega \gamma_\mu \omega^\mu - (M - g_\sigma \sigma) \Psi] + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) \\
& - \frac{1}{4} (\partial_\mu \omega_\nu - \partial_\nu \omega_\mu)^2 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \frac{1}{3!} \kappa_3 \sigma^3 - \frac{1}{4!} \kappa_4 \sigma^4 \\
& + \frac{1}{4!} \zeta_0 g_\omega^4 (\omega_\mu \omega^\mu)^2 - \eta_1 g_\omega^2 \frac{M}{g_\sigma} \omega_\mu \omega^\mu \sigma + \frac{1}{2} \eta_2 g_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu \sigma^2
\end{aligned} \tag{2.1}$$

A partir desta lagrangiana é possível obter um funcional da densidade de energia [6] na aproximação de campo médio (Hartree) para temperatura finita:

$$\begin{aligned}
\mathcal{E}(M^*, \rho_B) = & \frac{m_\sigma^2}{g_\sigma^2} \Phi^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{\kappa_3}{3!} \frac{\Phi}{M} + \frac{\kappa_4}{4!} \frac{\Phi^2}{M^2} \right) \\
& - \frac{1}{2g_\omega^2} \left(1 + \eta_1 \frac{\Phi}{M} + \frac{\eta_2}{2} \frac{\Phi^2}{M^2} \right) m_\omega^2 W^2 \\
& - \frac{1}{4! g_\omega^2} \zeta_0 W^4 + W \rho_B \\
& + \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int d^3 k \sqrt{k^2 + M^{*2}} (n_k(T) + \bar{n}_k(T)),
\end{aligned} \tag{2.2}$$

onde $M^* \equiv M - \Phi$ é a massa efetiva do nucleon, γ é o fator de degenerescência ($\gamma = 4$ para matéria nuclear e $\gamma = 2$ para matéria de neutron), $n_k(T)$ e $\bar{n}_k(T)$ são as distribuições de Fermi-Dirac para barions e antibarions, com argumentos $(E^*(k) \mp \nu)/T$ respectivamente. A constante de Boltzmann se faz igual a unidade, e $E^*(k)$ é dada por

$E^*(k) = (k^2 + M^{*2})^{1/2}$. O potencial químico efetivo está definido por $\nu = \mu - W$, onde μ é o potencial químico termodinâmico. Os potenciais mesônicos estão definidos por $W = g_\omega \omega_0$ e $\Phi = g_\sigma \sigma_0$, onde ω_0 e σ_0 são os campos mesônicos condensados escalar e vetorial respectivamente. A densidade bariônica ρ_B está definida por

$$\rho_B = \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int d^3k (n_k(T) - \bar{n}_k(T)). \quad (2.3)$$

A pressão do sistema está dada por

$$\begin{aligned} p(M^*, \rho_B) = & -\frac{m_\sigma^2}{g_\sigma^2} \Phi^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{\kappa_3}{3!} \frac{\Phi}{M} + \frac{\kappa_4}{4!} \frac{\Phi^2}{M^2} \right) \\ & - \frac{1}{2g_\omega^2} \left(1 + \eta_1 \frac{\Phi}{M} + \frac{\eta_2}{2} \frac{\Phi^2}{M^2} \right) m_\omega^2 W^2 \\ & - \frac{1}{4!g_\omega^2} \zeta_0 W^4 + W \rho_B \\ & + \frac{1}{3} \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int d^3k \frac{k^2}{E^*(k)} (n_k(T) + \bar{n}_k(T)). \end{aligned} \quad (2.4)$$

A massa efetiva M^* é obtida através da minimização de \mathcal{E} com respeito aos campos mesônicos. A condição $\partial\mathcal{E}/\partial W = 0$ dá a equação para o campo vetorial. Neste caso, obtém-se uma equação cúbica para W em termos da M^* . Esta restrição é usada dentro da Eq. 2.2 e de $\partial\mathcal{E}/\partial\Phi = 0$ para dar uma equação autoconsistente de onde obter M^* . Este procedimento garante a menor energia livre para o sistema. As constantes (ver Tabela 2.1) estão ajustadas para reproduzir as propriedades do estado fundamental da matéria nuclear [6].

2.1 O Modelo QHD-I.

Uma das teorias que descreve a interação forte em termos de graus de liberdade hadrônicos é a chamada Hadrodinâmica Quântica (QHD). Esta é uma teoria quântica relativística renormalizável, que trata os hádrons como campos quânticos relativísticos interagindo através de uma densidade lagrangeana local. Um dos propósitos da QHD é descrever de forma unificada a matéria nuclear, a estrutura nuclear, a interação núcleo-núcleo e a dinâmica dos píons [8,26].

Tabela 2.1: Parâmetros dos modelos, tomados da ref. [6]

Modelo	W1	C1	Q1	Q2	G1	G2
m_s/M	0.60305	0.53874	0.53735	0.54268	0.53963	0.55410
$g_s/4\pi$	0.93797	0.77756	0.81024	0.78661	0.78532	0.83522
$g_v/4\pi$	1.13652	0.98486	1.02125	0.97202	0.96512	1.01560
η_1					0.07060	0.64992
η_2					-0.96161	0.10975
κ_3		1.6698	1.6582	1.7424	2.2067	3.2467
κ_4			-6.6045	-8.4836	-10.090	0.63152
ζ_0				-1.7750	3.5249	2.6416

Existem dois modelos da QHD na literatura, chamados de QHD-I e QHD-II dependendo dos campos hadrônicos que interagem, como se mostra na Tabela 2.2. Adotamos as convenções e notações descritas no Apêndice A.

O modelo QHD-I foi proposto por Walecka em 1974 [27], seus graus de liberdade fundamentais são o campo bariônico Ψ e os campos mesônicos, escalar σ e vetorial ω_μ .

Este modelo foi motivado pelas grandes componentes escalares e quadri-vetoriais de Lorentz observadas empiricamente na interação N-N [8]. Estas devem ser reproduzidas em qualquer teoria relativística de estrutura nuclear, e a forma mais simples de se fazer é através da troca de mésons escalares e vetoriais. A troca destes mesons produz um potencial efetivo N-N da forma

$$V_{eff}(r) = \frac{g_\omega^2}{4\pi} \frac{e^{-m_\omega r}}{r} - \frac{g_\sigma^2}{4\pi} \frac{e^{-m_\sigma r}}{r}. \quad (2.5)$$

Para uma escolha apropriada das constantes de acoplamento g_ω e g_σ e das massas mesônicas m_ω e m_σ , este potencial é atrativo a distâncias grandes, devido à troca do méson escalar, e repulsivo a curtas distâncias devido à troca do méson vetorial (ver Figura 2.1).

	Campos	Spin	Isospin	Partícula	Massa
Campos do Modelo QHD-I	Ψ_N	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	nucleon	m_N
	Ψ_Δ^μ	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	delta	m_Δ
Campos adicionais para o Modelo QHD-II	σ	0	0	meson escalar neutro σ	m_σ
	ω^μ	1	0	meson vetorial neutro ω	m_ω
	π	0	1	meson pseudoescalar carregado π	m_π
	\mathbf{b}_μ	1	1	meson vetorial carregado ρ	m_ρ

Tabela 2.2: Campos do modelo QHD

A densidade lagrangeana deste modelo é [8]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_i = & \bar{\Psi} [\gamma_\mu (i\partial^\mu - g_\omega \omega^\mu) - (M - g_\sigma \sigma)] \Psi + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) \\ & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu, \end{aligned} \quad (2.6)$$

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

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

e M , m_σ e m_ω são as massas do nucleon, do méson escalar e do méson vetorial, respectivamente.

As equações de movimento para os campos são obtidas através das equações de Euler-Lagrange

$$\partial_\mu \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu q_i)} \right] - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} = 0. \quad (2.8)$$

Os campos mesônicos satisfazem então

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m_\sigma^2) \sigma = g_\sigma \bar{\Psi} \Psi, \quad (2.9)$$

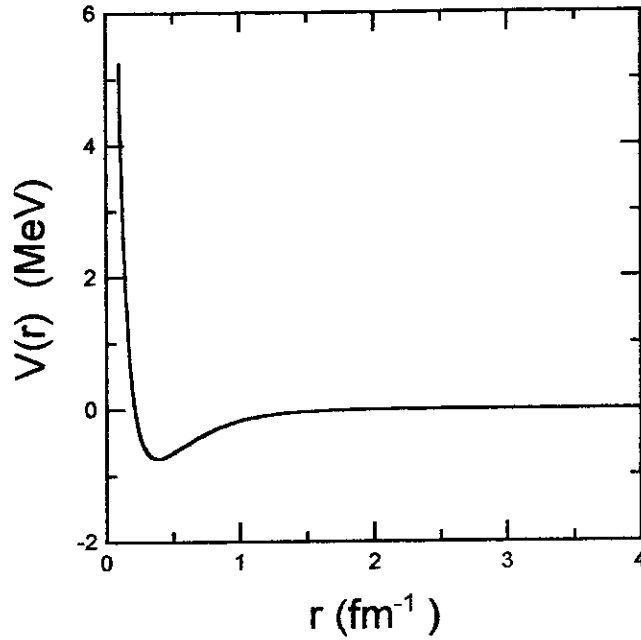


Figura 2.1: Potencial efetivo N-N

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} + m_\omega^2 \omega^\nu = g_\omega \bar{\Psi} \gamma^\nu \Psi, \quad (2.10)$$

e o campo bariônico

$$[\gamma_\mu (i\partial^\mu - g_\omega \omega^\mu) - (M - g_\sigma \sigma)] \Psi = 0. \quad (2.11)$$

A equação (2.9) é simplesmente a equação de Klein-Gordan com uma fonte escalar. A equação (2.10) é a equação de Proca onde a fonte é a corrente bariônica conservada,

$$\mathbf{B}^\mu \equiv (\rho_B, \mathbf{j}) = \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi. \quad (2.12)$$

Por último, a equação (2.11) é a equação de Dirac para Ψ , a qual leva em conta a interação com os campos escalar e vetorial.

Em mecânica dos meios contínuos define-se o tensor de energia-momento como

$$\mathbf{T}_{\mu\nu} = -g_{\mu\nu} \mathcal{L} + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial^\mu q_i)} \partial_\nu q_i \quad (2.13)$$

onde $g_{\mu\nu}$ é o tensor métrico (ver Apêndice A).

Pode-se provar, a partir da equação (2.6), que o tensor de energia-momento

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_{\mu\nu} = & \frac{1}{2} \left[-\partial_\lambda \sigma \partial^\lambda \sigma + m_\sigma^2 \bar{\sigma} + \frac{1}{2} F_{\lambda\phi} F^{\lambda\phi} - m_\omega^2 \omega_\lambda \omega^\lambda \right] g_{\mu\nu} \\ & + i \bar{\Psi} \gamma_\mu \partial_\nu \Psi + \partial_\mu \sigma \partial_\nu \sigma + \partial_\nu \omega^\lambda F_{\lambda\mu} \end{aligned} \quad (2.14)$$

se conserva, isto é, $\partial_\mu \mathbf{T}^{\mu\nu} = 0$.

Num sistema uniforme e na ausência de gravitação, o tensor energia-momento de um fluido perfeito está dado por [28]

$$\mathbf{T}_{\mu\nu} = (\mathcal{E} + p) u_\mu u_\nu - p g_{\mu\nu}, \quad (2.15)$$

onde a quadrivelocidade u_μ é o valor local da derivada $dx^\mu/d\tau$ para um elemento de fluido em movimento. A pressão p e a densidade de energia \mathcal{E} estão medidos por um observador em um sistema de referência inercial que se movimenta com o fluido no instante da medição. A quadri-velocidade satisfaz $u_\mu^2 = 1$ e, para um fluido em repouso, temos $u^\mu = (1, \mathbf{0})$. Isto permite, neste caso, identificar

$$p = \frac{1}{3} \langle \mathbf{T}_{ii} \rangle, \quad (2.16)$$

$$\mathcal{E} = \langle \mathbf{T}_{00} \rangle. \quad (2.17)$$

Desta forma, a partir da lagrangeana de um sistema, podemos obter a equação de estado calculando o valor médio de $\mathbf{T}_{\mu\nu}$.

2.1.1 Aproximação de Campo Médio (ACM)

Quando as equações (2.9), (2.10) e (2.11) são quantizadas, elas se tornam um sistema de equações acopladas não lineares, cuja solução exata é de difícil obtenção. Como as constantes g_σ e g_ω são grandes, a teoria de perturbações não pode ser aplicada. Mas existe uma solução aproximada não perturbativa que se torna válida quando a densidade nuclear cresce. Esta aproximação para a teoria quântica exata foi proposta por Walecka [27] e consiste em substituir os operadores do campo mesônico por seus respectivos valores médios calculados no estado fundamental de um sistema uniforme estacionário. Esta

aproximação é conhecida como Aproximação de Campo Médio (ACM). Temos então

$$\hat{\sigma} \longrightarrow \langle \hat{\sigma} \rangle \equiv \sigma_0, \quad (2.18)$$

$$\hat{\omega}_\mu \longrightarrow \langle \hat{\omega}_\mu \rangle \equiv \omega_\mu = (\omega_0, \boldsymbol{\omega}), \quad (2.19)$$

onde σ_0 e ω_0 são constantes reais independentes do tempo e do espaço.

Esta aproximação de campo médio permite resolver as equações de movimento de forma exata, tendo para σ_0 e ω_μ

$$\sigma_0 = \frac{g_\sigma}{m_\sigma^2} \langle \bar{\Psi} \Psi \rangle \equiv \frac{g_\sigma}{m_\sigma^2} \rho_s, \quad (2.20)$$

$$\omega_\mu = \frac{g_\omega}{m_\omega^2} \langle \bar{\Psi} \boldsymbol{\gamma}^\mu \Psi \rangle \equiv \frac{g_\omega}{m_\omega^2} \mathbf{B}^\mu. \quad (2.21)$$

Os campos clássicos condensados σ_0 e ω_0 estão diretamente relacionados às fontes bariônicas. Veê-se que, para obter soluções dos campos mesônicos nas equações (2.20) e (2.21), é necessário que os mésons σ_0 e ω_μ sejam massivos, isto é, $m_\sigma^2 \neq 0$ e $m_\omega^2 \neq 0$. A fonte para ω_0 é simplesmente a densidade bariônica, $\rho_B = \langle \Psi^\dagger \Psi \rangle$. Porém, a fonte para σ_0 envolve o valor médio da densidade escalar $\rho_s = \langle \bar{\Psi} \Psi \rangle$. Esta quantidade é dinâmica e depende do campo bariônico Ψ , assim como a fonte para $\boldsymbol{\omega}$ que é o valor médio da densidade de corrente $\mathbf{j} = \langle \bar{\Psi} \boldsymbol{\gamma} \Psi \rangle$.

Quando os campos mesônicos da equação (2.6) são substituídos pelos campos clássicos constantes da equação (2.19), obtemos a densidade lagrangeana para campo médio

$$\mathcal{L}_{ACM} = \bar{\Psi} [\boldsymbol{\gamma}_\mu (i\partial^\mu - g_\omega \boldsymbol{\omega}^\mu) - M^*] \Psi - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma_0^2 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \boldsymbol{\omega}_\mu \boldsymbol{\omega}^\mu \quad (2.22)$$

onde M^* é a massa efetiva da partícula no meio,

$$M^* = M - g_\sigma \sigma_0. \quad (2.23)$$

A única variável quântica de campo que permanece é Ψ dando lugar, na ACM, ao tensor de energia-momento

$$(T_{\mu\nu})_{ACM} = i\bar{\Psi} \boldsymbol{\gamma}_\mu \partial_\nu \Psi - \left(\frac{1}{2} m_\omega^2 \boldsymbol{\omega}_\mu \boldsymbol{\omega}^\mu - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma_0^2 \right) g_{\mu\nu}. \quad (2.24)$$

Substituindo σ_0 e ω^μ na equação de Dirac (2.11), obtemos uma equação para Ψ que pode ser resolvida diretamente,

$$[\gamma_\mu (i\partial^\mu - g_\omega \omega^\mu) - M^*] \Psi(\mathbf{x}, t) = 0. \quad (2.25)$$

As soluções para (2.25) tem a forma da solução da onda plana

$$\begin{aligned} \Psi_{\mathbf{k}\lambda}^{(+)}(\mathbf{x}, t) &= e^{-i\varepsilon(k)t} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} u(\mathbf{k}, \lambda), \\ \Psi_{\mathbf{k}\lambda}^{(-)}(\mathbf{x}, t) &= e^{i\varepsilon(k)t} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} v(\mathbf{k}, \lambda) \end{aligned} \quad (2.26)$$

onde $u(\mathbf{k}, \lambda)$ e $v(\mathbf{k}, \lambda)$ são spinores de Dirac da forma

$$\begin{aligned} u(\mathbf{k}, \lambda) &= \left[\frac{E^*(k) + M^*}{2E^*(k)} \right]^{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \chi_\lambda \\ \frac{\sigma \cdot \mathbf{k}}{E^* + M^*} \chi_\lambda \end{pmatrix}, \\ v(\mathbf{k}, \lambda) &= \left[\frac{E^*(k) + M^*}{2E^*(k)} \right]^{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \frac{\sigma \cdot \mathbf{k}}{E^* + M^*} \chi_\lambda \\ \chi_\lambda \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.27)$$

onde \mathbf{k} é o momento linear, λ define a projeção do spin ($\lambda = +1/2, -1/2$). É possível achar duas soluções independentes escolhendo $\chi_{+1/2} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ ou $\chi_{-1/2} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ para o spinor de Pauli χ_λ .

Nestas soluções o campo vetorial desloca o espectro de energia, obtendo-se a seguinte relação

$$\begin{aligned} \varepsilon^{(\pm)}(\mathbf{k}) &= g_\omega \omega_0 \pm [(\mathbf{k} - g_\omega \boldsymbol{\omega})^2 + M^{*2}]^{\frac{1}{2}}, \\ &= g_\omega \omega_0 \pm [\kappa^2 + M^{*2}]^{\frac{1}{2}}, \\ &= g_\omega \omega_0 \pm E^*(\kappa). \end{aligned} \quad (2.28)$$

A segunda linha da equação (2.28) define o momento cinético $\kappa \equiv \mathbf{k} - g_\omega \boldsymbol{\omega}^1$. A última linha da equação (2.28) define a energia cinética

$$E^*(\kappa) = [\kappa^2 + M^{*2}]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.29)$$

¹Num sistema com simetria esférica, o valor médio da parte espacial do campo vetorial é identicamente nulo, isto é, $\langle \omega_i \rangle_0 = 0$, sobrevivendo apenas a parte temporal ω_0 , assim $\kappa \rightarrow \mathbf{k}$.

Nesta aproximação os nucleons na matéria nuclear estão expostos a fortes campos escalares e vetoriais e não podem ser mais tratados como partículas livres. Contudo, esta interação dos campos mesônicos manifesta-se apenas na redefinição da massa efetiva e portanto, os nucleons podem ser tratados como partículas livres de Dirac com uma nova massa efetiva M^* e energia $E^*(\kappa)$ deslocada pelo campo vetorial.

Como se observa, há autovalores com raízes quadradas positivas e negativas características da equação de Dirac. Essas soluções podem ser usadas na quantização do modelo definindo o operador de campo

$$\Psi(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{\mathbf{k}\lambda} [A_{\mathbf{k}\lambda} u(\mathbf{k}, \lambda) e^{i[\mathbf{k}\cdot\mathbf{x} - \epsilon^{(+)}(k)t]} + B_{\mathbf{k}\lambda}^\dagger v(\mathbf{k}, t) e^{-i[\mathbf{k}\cdot\mathbf{x} + \epsilon^{(-)}(k)t]}], \quad (2.30)$$

onde V representa o volume do sistema e $A_{\mathbf{k}\lambda}^\dagger$, $B_{\mathbf{k}\lambda}^\dagger$, $A_{\mathbf{k}\lambda}$ e $B_{\mathbf{k}\lambda}$ são os operadores de criação e aniquilação de bárions de energia positiva e negativa, cujas regras de anticomutação são

$$\begin{aligned} \{A_{\mathbf{k}\lambda}, A_{\mathbf{k}'\lambda'}^\dagger\} &= \{B_{\mathbf{k}\lambda}, B_{\mathbf{k}'\lambda'}^\dagger\} = \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \delta_{\lambda\lambda'}, \\ \{A_{\mathbf{k}\lambda}, B_{\mathbf{k}'\lambda'}\} &= \{A_{\mathbf{k}\lambda}^\dagger, B_{\mathbf{k}'\lambda'}^\dagger\} = 0. \end{aligned} \quad (2.31)$$

Para um volume muito grande, isto é, $V \rightarrow \infty$, é possível aproximar um sistema discreto por um sistema contínuo na forma

$$\frac{1}{V} \sum_{\mathbf{k}} \rightarrow \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3k.$$

Como se fez menção no início desta seção, a ACM consiste em substituir todas as correntes bariônicas nas equações de Euler-Lagrange (2.9), (2.10) e (2.11), pelos valores médios no estado fundamental. O estado fundamental bariônico consiste num estado degenerado de Hartree, construído pelo preenchimento dos níveis de energia até o nível de Fermi k_f , onde a forma da superfície de Fermi (de raio k_f) é determinada termodinamicamente pela minimização da densidade de energia do campo médio \mathcal{E} em relação ao campo escalar σ_0 . A partir daí obtém-se uma equação para a densidade bariônica relacionada ao momento de Fermi k_f

$$\rho_B = \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_f} d^3k = \frac{\gamma}{6\pi^2} k_f^3, \quad (2.32)$$

onde γ vale 4 para matéria nuclear simétrica ($N=Z$) e 2 para matéria de nêutrons ($Z=0$).

As expressões para a densidade de energia e a pressão tomam a seguinte forma

$$\mathcal{E} = \frac{g_\omega^2}{2m_\omega^2} \rho_B^2 + \frac{m_\sigma^2}{2g_\sigma^2} (M - M^*)^2 + \frac{\gamma}{2\pi^2} \int_0^{k_F} k^2 (k^2 + M^{*2})^{\frac{1}{2}} dk, \quad (2.33)$$

$$p = \frac{g_\omega^2}{2m_\omega^2} \rho_B^2 - \frac{m_\sigma^2}{2g_\sigma^2} (M - M^*)^2 + \frac{\gamma}{6\pi^2} \int_0^{k_F} \frac{k^4}{(k^2 + M^*)^{\frac{1}{2}}} dk. \quad (2.34)$$

Estas expressões fornecem a equação de estado da matéria nuclear a temperatura zero no modelo QHD-I.

A massa efetiva M^* pode obter-se através da equação (2.20) e da equação (2.23) encontrando

$$M^* \equiv M - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} \rho_s \quad (2.35)$$

$$= M - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} \frac{\gamma}{2\pi^2} \int_0^{k_f} k^2 \frac{M^*}{E^*(k)} dk \quad (2.36)$$

$$= M - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} \frac{\gamma}{2\pi^2} \int_0^{k_f} k^2 \frac{M^*}{(k^2 + M^{*2})^{\frac{1}{2}}} dk. \quad (2.37)$$

Note-se que a densidade escalar é menor que a densidade bariônica devido ao fator no integrando da equação (2.36) $M^*/E^*(k)$, que é um efeito da contração de Lorentz. A equação (2.35) é uma equação transcendental autoconsistente para M^* , que deve ser resolvida para cada valor de k_f . Isto mostra a natureza não perturbativa da solução do campo médio.

Um estudo da expressão analítica (2.33) para a densidade de energia, mostra que, a densidades muito grandes ou muito pequenas, o sistema não está ligado ($\mathcal{E}/\rho_B > M$). A densidades intermediárias, a interação escalar atrativa pode dominar se a escolha das constantes de acoplamento for apropriada, e o sistema satura [8]. As propriedades empíricas do equilíbrio da matéria nuclear ($\gamma = 4$) são reproduzidas se os acoplamentos são escolhidos como

$$C_s^2 \equiv g_\sigma^2 \left(\frac{M^2}{m_\sigma^2} \right) = 267.1 \quad C_v^2 \equiv g_\omega^2 \left(\frac{M^2}{m_\omega^2} \right) = 195.9 \quad (2.38)$$

que leva a $k_f^0 = 1.42 \text{ fm}^{-1}$ e uma energia por nucleon de -15.75 MeV [8]. A incompre-
sibilidade nesta aproximação é $K \equiv 9\rho_B^0 (\partial^2 \mathcal{E} / \partial \rho_B^2)_{\rho_B^0} \approx 540 \text{ MeV}$, que é maior que o

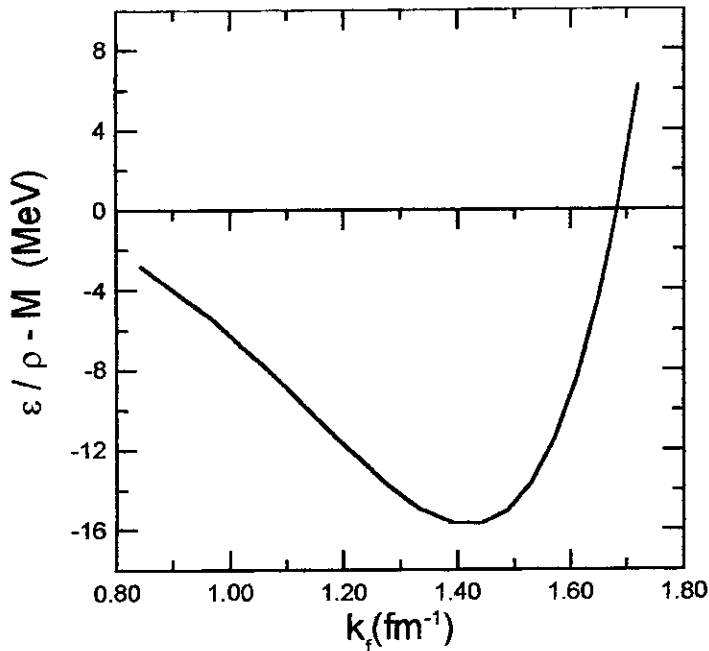


Figura 2.2: Curva de saturação da matéria nuclear.

valor experimental, $K \approx 220$ MeV citado nas referências [29] e [30]. A curva de saturação resultante é mostra na Figura 2.2.

A solução da condição autoconsistente (2.35) para M^* leva a uma massa efetiva que decresce em função da densidade, como se observa na Figura 2.3.

2.1.2 Extensões do modelo QHD-I

Cálculos subseqüentes com este modelo incluíram as flutuações do vácuo, correções de correlação na ACM [31] e determinaram a equação de estado a todas as temperaturas [32]. O modelo foi aplicado em núcleos finitos e foi usado para investigar algumas propriedades de não-equilíbrio da matéria nuclear a altas energias [26].

Os parâmetros livres na teoria (constantes de acoplamento) são ajustados para reproduzir propriedades observáveis do núcleo e da matéria nuclear [33]. Contudo, a compressibilidade K é extremamente grande ao mesmo tempo em que a massa efetiva é pequena comparados com os valores observados. Devido a este fato surgiram modificações ao

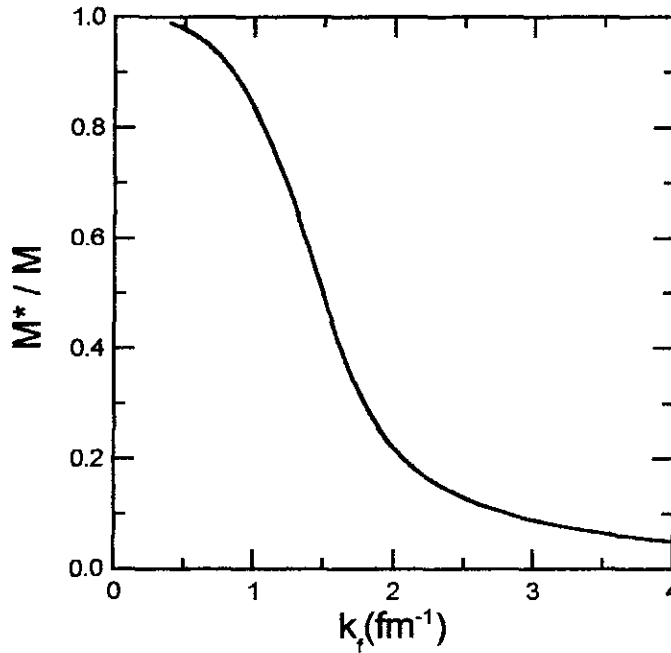


Figura 2.3: Massa efetiva como função da densidade para matéria nuclear.

modelo original de Walecka, com o fim de aproximar os resultados da teoria aos dados experimentais.

Foram incluídos termos os cúbico e quártico de auto-interação do campo mesônico escalar na densidade lagrangeana (2.6). Assim, no modelo não-linear, como é chamado, a densidade lagrangeana para o mesmo sistema descrito anteriormente é dada por [34]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\Psi} [\gamma_\mu (i\partial^\mu - g_\omega \omega^\mu) - (M - g_\sigma \sigma)] \Psi + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) \\ & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - U(\sigma), \end{aligned} \quad (2.39)$$

onde

$$U(\sigma) = \frac{1}{3} b M (g_\sigma \sigma)^3 + \frac{1}{4} c (g_\sigma \sigma)^4, \quad (2.40)$$

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

Segue-se o mesmo procedimento descrito na seção anterior para obter as expressões para a densidade de energia, a pressão e a massa efetiva a $T = 0$.

2.2 Modelo Zimanyi-Moszkowski (ZM).

No início dos anos 90, Zimanyi e Moszkowski [5] propuseram um modelo para a matéria hadrônica diferindo do modelo de Walecka somente na forma do acoplamento do nucleon com o méson escalar. Este modelo é referido na literatura como modelo de Zimanyi e Moszkowski ou modelo com acoplamento escalar derivativo.

A densidade lagrangeana para este modelo é dada por [5]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{ZM} = & \bar{\Psi} i \gamma_{\mu} \partial^{\mu} \Psi - \left(\frac{1}{1 + \frac{g_{\sigma}\sigma}{M}} \right) \bar{\Psi} M \Psi - g_{\omega} \bar{\Psi} \gamma_{\mu} \Psi \omega^{\mu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ & + \frac{1}{2} m_{\omega}^2 \omega_{\mu} \omega^{\mu} + \frac{1}{2} (\partial_{\mu} \sigma \partial^{\mu} \sigma - m_{\sigma}^2 \sigma^2). \end{aligned} \quad (2.41)$$

O acoplamento entre o méson escalar e o nucleon é

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int} &= \frac{g_{\sigma} \bar{\Psi} \Psi}{1 + \frac{g_{\sigma}\sigma}{M}} \\ &= m^* g_{\sigma} \sigma \bar{\Psi} \Psi \end{aligned} \quad (2.42)$$

onde $m^* = (1 + g_{\sigma}\sigma/M)^{-1}$, e a nova massa efetiva está definida por

$$M^* = \frac{M}{1 + \frac{g_{\sigma}\sigma}{M}} = m^* M. \quad (2.43)$$

A não linearidade deste acoplamento está contida no fator

$$m^* = \frac{M^*}{M} \quad (2.44)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{1 + \frac{g_{\sigma}\sigma}{M}} \\ &= 1 - \frac{g_{\sigma}\sigma}{M} + \left(\frac{g_{\sigma}\sigma}{M} \right)^2 + \dots \end{aligned} \quad (2.45)$$

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

Usando a equação de Euler-Lagrange (2.8), obtêm-se as seguintes equações para os campos Ψ , σ e ω , respectivamente,

$$[\gamma_\mu (i\partial^\mu - g_\omega \omega^\mu) - Mm^*] \Psi = 0, \quad (2.46)$$

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m_\sigma^2) \sigma = g_\sigma m^{*2} \bar{\Psi} \Psi, \quad (2.47)$$

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} + m_\omega^2 \omega^\nu = g_\omega \bar{\Psi} \gamma^\nu \Psi. \quad (2.48)$$

As equações de campo para o nucleon e para o campo vetorial têm a mesma forma do modelo de Walecka, e para o campo escalar a fonte difere por um fator m^{*2} .

Utilizando a ACM nas equações de campo mesônicas, elas podem ser resolvidas obtendo para os campos mesônicos condensados σ_0 e ω_μ

$$\sigma_0 = \frac{g_\sigma m^{*2}}{m_\sigma^2} \langle \bar{\Psi} \Psi \rangle = \frac{g_\sigma m^{*2}}{m_\sigma^2} \rho_s, \quad (2.49)$$

$$\omega_\mu = \frac{g_\omega}{m_\omega^2} \langle \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi \rangle = \frac{g_\omega}{m_\omega^2} \mathbf{B}^\mu. \quad (2.50)$$

Como no modelo de Walecka, as expressões para a densidade de energia e pressão à temperatura zero, são dadas pela média do tensor energia-momento, resultando em

$$\mathcal{E} = \frac{C_\omega^2}{2M^2} \rho_B^2 + \frac{M^4}{2C_\sigma^2} \left(\frac{1 - m^*}{m^*} \right) + \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_f} E^*(k) d^3k, \quad (2.51)$$

e

$$p = \frac{C_\omega^2}{2M^2} \rho_B^2 - \frac{M^4}{2C_\sigma^2} \left(\frac{1 - m^*}{m^*} \right)^2 + \frac{1}{3} \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_f} \frac{k^2}{E^*(k)} d^3k, \quad (2.52)$$

onde $C_\omega^2 \equiv g_\omega^2 M^2 / m_\omega^2 = 305.5$ e $C_\sigma^2 \equiv g_\sigma^2 M^2 / m_\sigma^2 = 443.3$. ρ_B é a densidade bariônica e γ o fator de degenerescência.

Das equações (2.44) e (2.49) obtêm-se a equação para a massa efetiva da seguinte forma,

$$\begin{aligned} M^* &= M - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} m^{*3} \rho_s \\ &= M - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} m^{*3} \frac{\gamma}{2\pi^2} \int_0^{k_f} k^2 \frac{m^*}{E^*(k)} dk. \end{aligned} \quad (2.53)$$

2.2.1 Extensões do modelo ZM

Além desse modelo, Zimanyi e Moszkowski apresentaram duas diferentes propostas de acoplamento escalar não linear com o campo vetorial. Em uma das propostas, o modelo ZM é modificado estendendo o termo do acoplamento escalar $\left(1 + \frac{g\sigma}{M}\right)$ também a todos os termos do campo vetorial (ZM2). Já na outra proposta, o acoplamento do campo escalar σ só permanece em apenas um termo, o termo derivativo do campo bariônico (ZM3).

Nesses modelos, além do reescalonamento no campo bariônico $\Psi \rightarrow \sqrt{m^*}\Psi$, o campo vetorial também é reescalonado da seguinte forma: $\omega_\mu \rightarrow m^*\omega_\mu$.

Assim, as lagrangeanas dos modelos ZM2 e ZM3 são respectivamente,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{ZM2} = m^* & \left(-g_\omega \bar{\Psi} \gamma_\mu \Psi \omega^\mu + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \bar{\Psi} i \gamma_\mu \partial^\mu \Psi \right. \\ & \left. - m^* \bar{\Psi} M \Psi + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) \right) \end{aligned} \quad (2.54)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{ZM3} = m^{*2} & \left(-g_\omega \bar{\Psi} \gamma_\mu \Psi \omega^\mu + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \bar{\Psi} i \gamma_\mu \partial^\mu \Psi \right. \\ & \left. - m^* \bar{\Psi} M \Psi + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) \right) \end{aligned} \quad (2.55)$$

A diferença entre estas duas lagrangeanas está no fator multiplicativo do primeiro termo, que na \mathcal{L}_{ZM2} é m^* e na \mathcal{L}_{ZM3} é m^{*2} .

Sem introduzir nenhum novo parâmetro, os modelos ZM não só reproduzem as propriedades empíricas da matéria nuclear, como dão um valor razoável para a compressibilidade (K) e para a massa efetiva do nucleon na densidade de equilíbrio (M^*) como se indica na Tabela 2.3.

MODELO	K	M^*/M
W	540.0	0.54
ZM	225.0	0.85
ZM2	198.0	0.82
ZM3	156.0	0.72

Tabela 2.3: Comparação dos resultados da matéria nuclear para os modelos de Walecka e de Zimanyi-Moszkowski.

Nas Figuras 2.4 e 2.5 se comparam, para $T = 0$ MeV, a energia por bárion e a massa efetiva, respectivamente, ambas em função da densidade bariônica para os modelos de Walecka (W) e de Zimanyi-Moszkowski (ZM, ZM2 e ZM3).

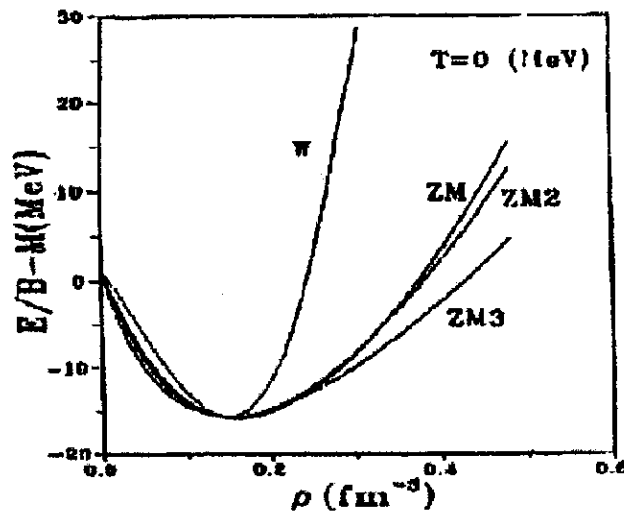


Figura 2.4: Energia de ligação como função da densidade bariônica para os modelos de Walecka (W) e Zimanyi-Moszkowski (ZM, ZM2, ZM3), conforme a referência [35].

Os modelos de Zimanyi e Moszkowski foram aplicados tanto em matéria nuclear como em núcleos finitos como indicam as referências [35], [36] e [37].

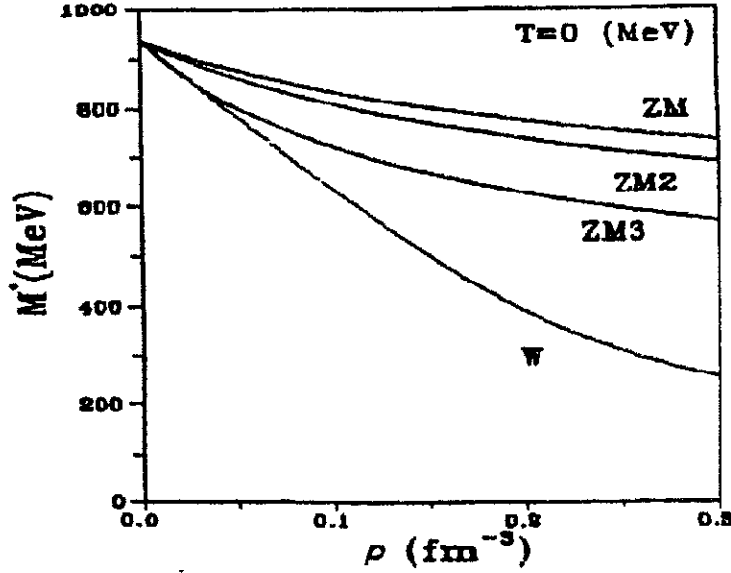


Figura 2.5: Massa efetiva para os nucleons na matéria nuclear em função da densidade bariônica para os modelos de Walecka (W) e Zimanyi-Moszkowski (ZM, ZM2, ZM3), conforme a referência [35].

2.3 Inclusão das ressonâncias deltas.

Nas teorias efetivas de campo médio tanto os nucleons como as deltas interagem com o meio nuclear através do intercâmbio dos meson escalar σ e vetorial ω . Para um sistema constituído desta forma é possível escrever uma lagrangiana que contenha os modelos de Walecka (QHD-I) e de Zimanyi-Moszkowski (ZM). Esta lagrangeana unificada fica da forma

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_U = & \bar{\Psi}_N i\gamma_\mu \partial^\mu \Psi_N + \bar{\Psi}_\Delta i\gamma_\mu \partial^\mu \Psi_\Delta - g_{\omega N} \bar{\Psi}_N \gamma_\mu \Psi_N \omega^\mu \\
 & - g_{\omega \Delta} \bar{\Psi}_\Delta \gamma_\mu \Psi_\Delta \omega^\mu - \bar{\Psi}_N (M_N - m_N^{*\beta} g_{\sigma N} \sigma) \Psi_N \\
 & - \bar{\Psi}_\Delta (M_\Delta - m_\Delta^{*\beta} g_{\sigma \Delta} \sigma) \Psi_\Delta - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu \\
 & + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) + \alpha U(\sigma)
 \end{aligned} \tag{2.56}$$

onde α e β têm a seguinte associação com os modelos

$$\text{W: } \alpha = 1, \beta = 0$$

$$\text{ZM: } \alpha = 0, \beta = 1.$$

$U(\sigma)$ é o potencial de auto-interação do campo escalar σ , citado anteriormente. A massa efetiva bariônica m^* é a descrita pelos respectivos modelos. As constantes de acoplamento dos nucleons $g_{\sigma N}$ ($g_{\omega N}$) e das deltas $g_{\sigma \Delta}$ ($g_{\omega \Delta}$) podem ser diferentes em magnitude. A relação entre elas tem sido estudada nas referências [38,39].

Capítulo 3

Efeitos de densidade e temperatura

Neste Capítulo estudam-se os efeitos de densidade e temperatura na transição de fase hadrônica e na transição de fase ao plasma de quarks e glúons.

3.1 A fase hadrônica

Para a esta fase utiliza-se o funcional da densidade de energia (2.2) do Capítulo 2. Nesta fase resulta interessante estudar o comportamento nas estrelas de nêutron.

3.1.1 Estrelas de nêutron

Por outro lado é bem conhecido que o comportamento da equação de estado a altas densidades pode ter importantes conseqüências nos cálculos de estrelas de neutron. Para ter uma imagem qualitativa do comportamentos dos modelos, aplicaram-se às estrelas de neutron, considerando matéria de neutrons pura ($\gamma = 2$) na sua estrutura ¹. As massas estelares são calculadas como funções da densidade de massa central, integrando as equações de Tolman-Oppenheimer-Volkoff, que dão a solução das equações de Einstein

¹O procedimento para cálculos mais complexos e realísticos, levando em conta os diferentes tipos de bárions, assimetria de isospin, transição de fase quark-glúon e conservação de carga, podem ser encontrados na ref. [40].

da Gravitação Geral no interior de uma estrela esférica [28]

$$\frac{dM}{dr}(r) = 4\pi r^2 \mathcal{E}(r), \quad (3.1)$$

$$\frac{dp}{dr}(r) = -\frac{M(r)\mathcal{E}(r)}{r^2} \left[1 + \frac{p(r)}{\mathcal{E}(r)} \right] \left[1 + \frac{4\pi r^3 p(r)}{M(r)} \right] \left[1 - \frac{2M(r)}{r} \right]^{-1}, \quad (3.2)$$

onde r é a coordenada radial, $M(r)$ é a massa da estrela contida numa esfera de raio r , $\mathcal{E}(r)$ e $p(r)$ são a densidade de energia e pressão a uma distância r do centro da estrela. Nestas equações se usam as unidades gravitacionais $G = c = 1$.

3.2 A fase do QGP

Para estudar a transição de fase hadron-QGP foi necessário escolher um modelo para a fase do QGP. A pressão, a densidade de energia e a densidade de número bariônico estão dadas por [41,42],

$$p_{QGP}(\mu_q, T_q) = \frac{8\pi^2 T_q^4}{45} \left(1 - \frac{15\alpha_s}{4\pi} \right) + N_f \left[\frac{7\pi^2 T_q^4}{60} \left(1 - \frac{50\alpha_s}{21\pi} \right) + \left(\frac{\mu_q^2 T_q^2}{2} + \frac{\mu_q^4}{4\pi^2} \right) \left(1 - \frac{2\alpha_s}{\pi} \right) \right] - B, \quad (3.3)$$

$$\mathcal{E}_{QGP}(\mu_q, T_q) = \frac{8\pi^2 T_q^4}{15} \left(1 - \frac{15\alpha_s}{4\pi} \right) + N_f \left[\frac{7\pi^2 T_q^4}{20} \left(1 - \frac{50\alpha_s}{21\pi} \right) + \left(3\frac{\mu_q^2 T_q^2}{2} + \frac{\mu_q^4}{4\pi^2} \right) \left(1 - \frac{2\alpha_s}{\pi} \right) \right] + B, \quad (3.4)$$

$$\rho_{QGP} = \frac{1}{3} N_f \left(\mu_q T_q^2 + \frac{\mu_q^3}{\pi^2} \right) \left(1 - \frac{2\alpha_s}{\pi} \right), \quad (3.5)$$

onde B é a densidade de energia do vácuo (conhecida também como constante da sacola), N_f é o número de sabores e α_s é a constante de acoplamento usual da QCD, dependente da temperatura T_q e do potencial químico μ_q do quark através de

$$\alpha_s = 4\pi \left\{ \left(11 - \frac{2N_f}{3} \right) \ln \left[\left(0.8\mu_q^2 + 15.622T_q^2 \right) / \Lambda^2 \right] \right\}^{-1}, \quad (3.6)$$

sendo Λ é o parâmetro de cutoff.

3.3 Resultados

3.3.1 O critério de Gibbs

Neste capítulo segue-se a mesma notação da referência [6] onde os modelos para a fase hadrônica são representados pelas abreviações $W1$, $C1$, $Q1$, $Q2$, $G1$ e $G2$ (ver a Tabela 2.1). Aqui $W1$ representa o modelo de Walecka usual. $C1$ e $Q1$ são modelos σ não lineares, os quais tem uma autointeração do campo escalar adicional em relação ao modelo $W1$ com o intuito de melhorar algumas propriedades da matéria nuclear [4,43]. Os modelos $Q2$, $G1$ e $G2$ introduzidos incluem diferentes acoplamentos dos campos mesônicos, tais como os acoplamentos escalar-escalar, vetorial-vetorial e escalar-vetorial.

A fase QGP neste trabalho tem alguns parâmetros livres tais como o cutoff Λ , B e N_f apresentados no capítulo anterior. Como primeira aproximação, dado que estamos estudando o deconfinamento de nucleons, se toma o caso mais simples com $N_f = 2$ (só quarks u e d). Para o parâmetro de escala da QCD, Λ , se escolheu um valor de 200 MeV, consistente com as estimativas a partir dos dados experimentais [44]. Foram selecionadas duas constantes de sacola diferentes para a análise: $B^{1/4} = 174$ MeV e $B^{1/4} = 238$ MeV correspondendo a $B = 119 \text{ MeV fm}^{-3}$ e $B = 418 \text{ MeV fm}^{-3}$ respectivamente. A motivação dessa escolha está em que eles representam os limites de uma ampla faixa de valores usados na literatura.

A análise da transição de fase foi feita para ser entendida no contexto de um sistema de varios componentes. As equações (2.4) e (3.3) descrevem as pressões obtidas nos modelos que representam as diferentes fases. O formalismo para estudar a transição de fase é o critério de Gibbs [45-47]. Este critério estabelece que

$$\mu_H(T_c, \rho_H^c) = \mu_{QGP}(T_c, \rho_{QGP}^c), \quad (3.7)$$

$$p_H(T_c, \rho_H^c) = p_{QGP}(T_c, \rho_{QGP}^c). \quad (3.8)$$

O conjunto dos pares (ρ^c, T_c) , que representam a densidade e a temperatura críticas, definem curvas no plano (ρ, T) (como exemplo veja a Figura 3.16.) Abaixo da curva (ρ_H^c, T_c) o sistema está constituído por matéria nuclear, a qual é descrita pelos modelos

hadrônicos. A região entre (ρ_H^c, T_c) e (ρ_{QGP}^c, T_c) corresponde à fase de coexistência de quarks confinados em hadrões e quarks livres. Acima da curva (ρ_{QGP}^c, T_c) o sistema pode considerar-se como uma fase de QGP pura. Para simplificar, devido a que o objeto deste estudo é distinguir os diferentes modelos para a fase hadrônica, apresentam-se em geral só as curvas (ρ_H^c, T_c) , onde a mistura de fases começa. A seguir discutem-se alguns casos especiais separadamente.

3.3.2 $T = 0$ e $\rho \neq 0$

Na Fig.3.1 mostra-se, para temperatura zero, a energia de ligação por partícula da matéria nuclear como função da razão de densidades ρ/ρ_0 , onde ρ_0 é a densidade de saturação, para diferentes modelos na fase hadrônica.

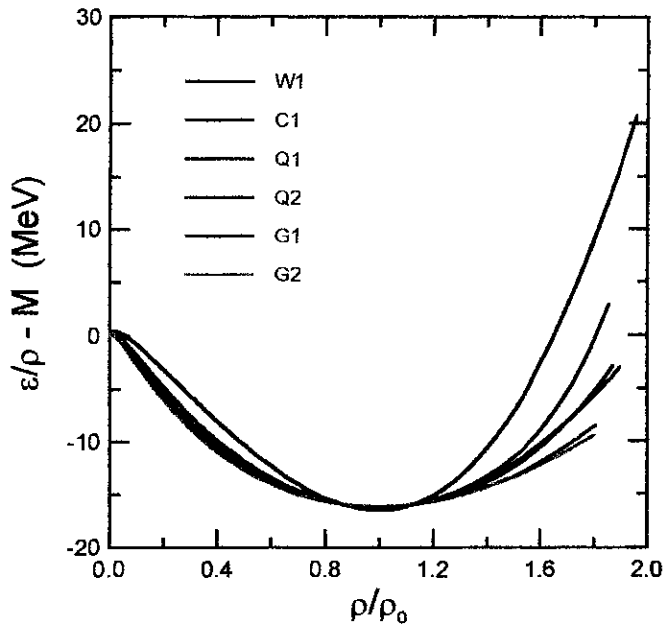


Figura 3.1: Energia de ligação da matéria nuclear por partícula em função da densidade ρ/ρ_0 , onde ρ_0 é a densidade de saturação.

Para dar maior informação sobre as propriedades produzidas por estes modelos, mostram-se nas duas primeiras linhas da tabela 3.1 os valores adimensionais da massa efetiva nu-

cleônica $m^* = M^*/M$ e a incompressibilidade K_0 em MeV para $\rho = \rho_0$.

Tabela 3.1: Massa efetiva nucleônica m^* , incompressibilidade K e a temperatura crítica T_c para a transição de fase para cada modelo.

Model	W1	C1	Q1	Q2	G1	G2
$m^* = M^*/M$	0.530	0.657	0.597	0.614	0.634	0.664
K_0 (MeV)	569	304	242	279	215	215
T_c (MeV)	186.1	-	191.1	191.1	193.7	-

As incompressibilidades sugerem que o modelo de Walecka apresenta uma equação de estado dura. Contudo, como alguns dos modelos dependem da densidade bariônica ρ de forma diferente daquela do modelo de Walecka, o qual tem uma dependência com ρ^2 (ver eq. (2.4)), é melhor investigar a evolução da incompressibilidade além do caso $\rho = \rho_0$ para todos os modelos. Assim, apresentam-se na Fig. 3.2 a incompressibilidade $K(\rho)$ em função de $\rho/\rho_0 - 1$. Nesta figura pode observar-se que a não linearidade dos acoplamentos dos campos mesônicos muda o incremento relativo da incompressibilidade numa quantidade razoável. Note-se como o modelo Q_1 aproxima-se do modelo de Walecka a altas densidades, e também como o modelo Q_2 diverge dos demais. A análise da velocidade do som, $v_s^2 = \partial p / \partial \mathcal{E}$, é outra forma de obter informações sobre a dureza ou a suavidade da equação de estado de cada modelo. Na Fig. 3.3 apresenta-se v_s como função de ρ/ρ_0 , confirmando a informação da Fig. 3.2. Os resultados das Figs. 3.1-3.3 mostram discrepâncias entre os modelos, as quais estão relacionadas ao comportamento de suas incompressibilidades. Uma equação de estado dura não é desejável no contexto da fenomenologia de estrelas de neutron, uma vez que fornece valores altos para as massas máximas. Usualmente isto está relacionado a valores baixos de m^* e valores altos de K . Neste sentido o comportamento da razão do condensado de quarks pode também ajudar a definir uma equação de estado dura. O fato de que o modelo Q_2 ficar mais duro, juntamente com a impossibilidade de obter soluções para a equação de gap para $\rho/\rho_0 > 2$,

força a descartar este modelo na descrição da matéria a altas densidades.

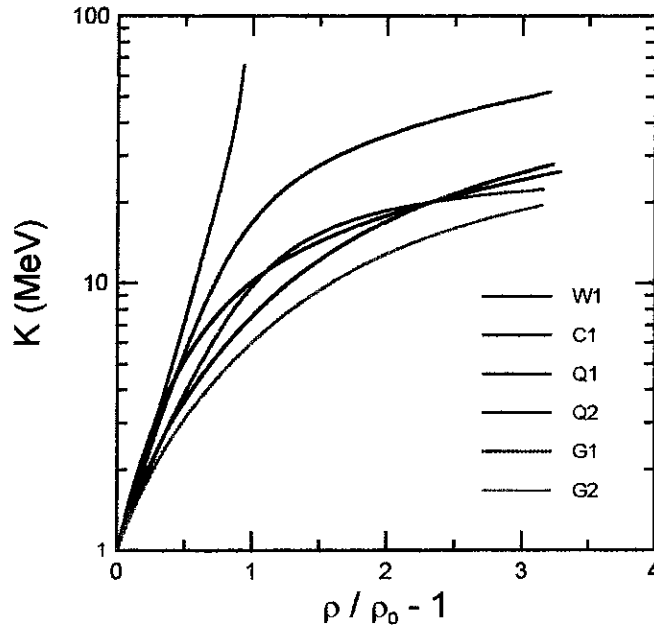


Figura 3.2: Incompressibilidade K em função de $\rho / \rho_0 - 1$.

No contexto de uma descrição puramente qualitativa das estrelas de neutron, ve-se na Fig. 3.4 a massa estelar como função da densidade de energia central (em $r = 0$). A Fig. 3.5 mostra o raio estelar como função da sua massa. Ela faz evidente que uma equação de estado mole favorece massas máximas e raios pequenos. Contudo, isto é uma análise muito simples. Um estudo mais completo [40] pode mudar os resultados mostrados nestas figuras. Estas curvas só podem mostrar a tendencia aproximada do comportamento de cada modelo.

A discussão da transição de fase hadrônica para a fase do QGP, no caso especial $T = 0$, começa com a dependencia da constante de acoplamento α_s com os modelos usados para a fase hadrônica. Esta variação acontece, por um lado, porque a Eq. (3.6) leva uma dependencia em μ_q^2 , e também porque o criterio de Gibbs relaciona os potenciais quimicos em cada fase na forma $\mu_H = 3\mu_q = g_\omega V_0 + (k^2 + M^{*2})^{1/2}$. Desde que M^* e $g_\omega V_0$ tomem diferentes valores para os diferentes modelos, α_s vira dependente do modelo hadrônico.

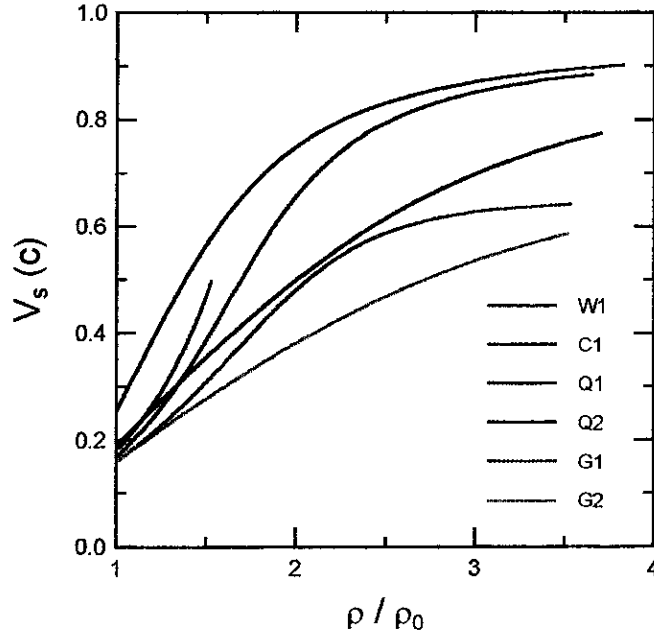


Figura 3.3: Velocidade do som em unidades da velocidade da luz em função de ρ / ρ_0 .

Na Fig. 3.6 se mostra α_s como função de ρ / ρ_0 para os diferentes modelos. Os círculos e quadrados sobre as curvas indicam os valores tomados por α_s , onde começa transição de fase para o QGP nos casos $B^{1/4} = 174$ MeV e $B^{1/4} = 238$ MeV.

As densidades críticas ρ_H^c e ρ_{QGP}^c para a transição de fase hadron-QGP como função do parâmetro B , são apresentadas na Fig. 3.7 para os modelos $W1$, $C1$ e $Q1$. Os modelos $G1$ e $G2$ (ausentes nesta figura) não apresentam nenhuma transição de fase na região $\rho_H^c / \rho_0 < 30$. Embora tenham constantes de acoplamento pequenas, preditas pelo “naturalness”, os termos mesônicos vetoriais de ordem maior incluídos nos modelos $G1$ e $G2$ mostram-se assim de uma forma indesejável, se acredita-se que deve cumprir-se $5 < \rho_H^c / \rho_0 < 10$ [1]. Nesta forma podemos classificar os modelos em duas famílias de modelos diferentes: $W1$, $C1$ e $Q1$ de um lado e $G1$ e $G2$ do outro. Para ver com clareza as modificações das densidades críticas da transição de fase comparadas com a situação mais simples de quarks livres, mostra-se na Fig. 3.8 o mesmo estudo da Fig. 3.7, mas agora com o caso particular $\alpha_s = 0$.

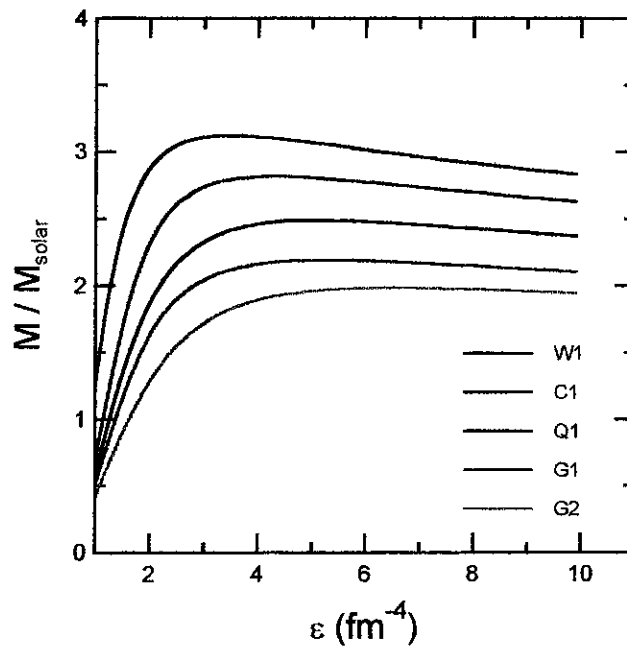


Figura 3.4: Massa da estrela de neutrons em função da densidade de energia central (em $\varepsilon(r=0)$).

Da análise destas figuras está claro que a transição de fase de primeira ordem é sensível tanto aos parâmetros do modelo hadrônico como aos do modelo para o QGP. Ambas densidades críticas ρ_H^c e ρ_{QGP}^c decrescem quando a incompressibilidade do modelo hadrônico aumenta, que representa uma equação de estado dura (veja a Fig. 3.2), e a constante de acoplamento α_s decresce (veja Figs. 3.7-3.8, para valores fixos de B). De uma outra forma, as mesmas figuras mostram que ρ_H^c e ρ_{QGP}^c crecem quando B crece.

3.3.3 $T \neq 0$ e $\rho = 0$

Estuda-se agora como os modelos se comportam no caso da matéria nuclear quente, analisando tanto a possível transição de fase hadron-hadron como a transição de fase para o QGP. Esta seção estará restrita, no setor hadrônico, ao plasma nucleon-antinucleon. Isto significa que podem-se efetuar cálculos a densidade bariônica zero ($\rho_B = 0$) seguindo os estudos do modelo de Walecka feitos por Theis et al. [11]. É fácil ver que neste caso a

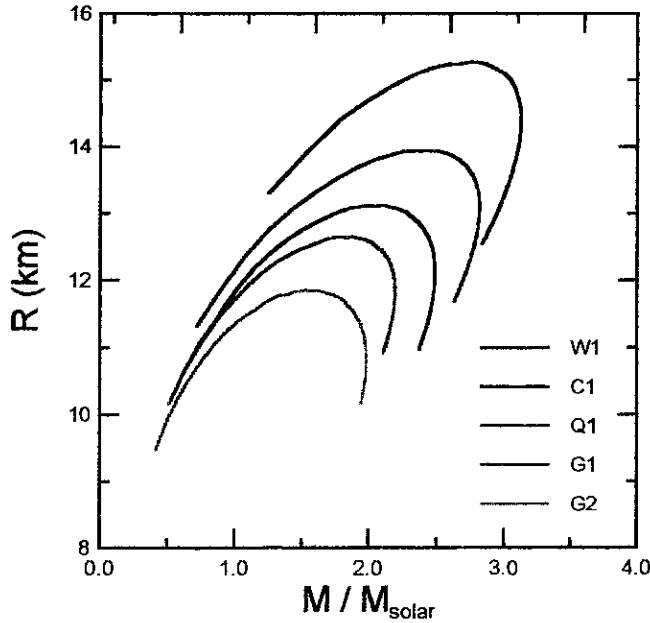


Figura 3.5: Raio da estrela de nêutron em função da massa estelar.

funcional da densidade de energia (eq. (2.2)) para todos os modelos degenera no modelo σ não linear. Na Fig. 3.9 mostra-se m^* em função de T para todos os modelos. Na Fig. 3.10 amplia-se a escala da temperatura para observar que os modelos $W1$, $Q1$, $Q2$ e $G1$ apresentam uma transição de fase de primeira ordem no setor hadrônico. Usando o critério de Gibbs de equilíbrio de fases $p_1 = p_2$, $\mu_1 = \mu_2$ e $T_1 = T_2$, obtêm-se as temperaturas críticas apresentadas na terceira linha da Tabela 3.1. As temperaturas críticas são notavelmente similares. Os modelos $C1$ e $G2$ não apresentam nenhuma transição de fase neste caso de densidade bariônica zero.

Tem-se ciência de que se está extrapolando a validade usual da equação de estado para o setor hadrônico na região de altas temperaturas, onde certamente os mesons escalar e vetorial sòzinhos não são suficientes para descrever a interação nuclear. Para ter uma idéia da relevância de outros graus de liberdade incorpora-se nas eqs. (2.2)-(2.4), e de uma forma ad hoc, a contribuição de um gás de pions. Analizando o comportamento de \mathcal{E}/p como função de T com e sem pions, conclue-se que a mudança na temperatura

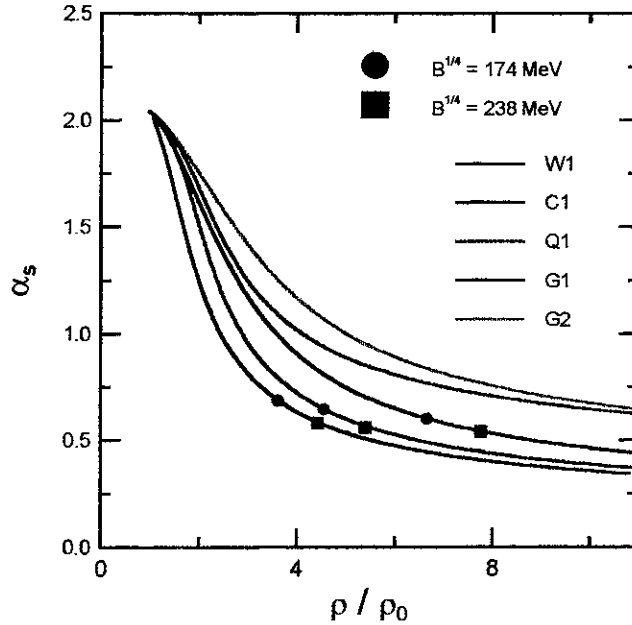


Figura 3.6: Constante de acoplamento usual da QCD, α_s , dada pela Eq.(3.6) em função de ρ/ρ_0 para $T = 0$.

crítica da transição de fase é muito pequena. Conseqüentemente omitem-se os pions neste estudo.

Como no caso anterior, a transição de fase hadron-QGP é obtida casando as duas fases pelo critério de Gibbs, $p_H = p_{QGP}$, e $T_H = T_q = T_c$. Neste caso tem-se $\mu_H = 3\mu_q = 0$, uma vez que a densidade bariônica é nula. A temperatura crítica T_c para todos os modelos chega muito perto de 151 MeV e 198 MeV para $B^{1/4} = 174$ MeV e $B^{1/4} = 238$ MeV respectivamente. A maior dependencia de T_c com $B^{1/4}$ é mostrada na Fig. 3.11, onde só o modelo de Walecka está presente. Porém os resultados dos outros modelos estão num intervalo menor que 5 MeV ao redor do resultado do modelo de Walecka.

Qual a razão das T_c da transição hadron-QGP nesta análise de vácuo térmico serem praticamente as mesmas e independentes do modelo hadrônico apresentar ou não uma transição de fase hadron-hadron? Para analisar este fato tomam-se os casos do modelo W1 (o qual apresenta a transição de fase hadron-hadron) e G2 (o qual não apresenta

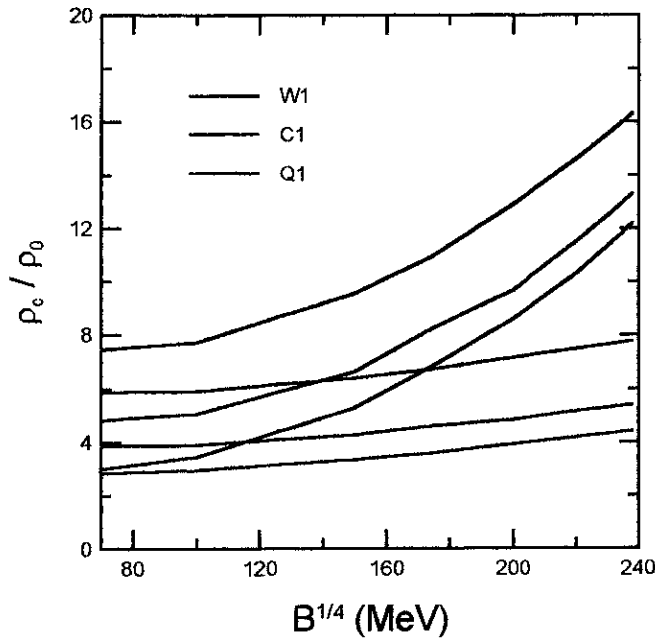


Figura 3.7: As densidades críticas ρ_H^c e ρ_{QGP}^c como função de ρ/ρ_0 para a transição de fase hadrônica QGP.

transição), descrevendo-os separadamente nas Figs. 3.12-3.13, onde as pressões de cada modelo são mostradas como função de T . Nesta análise usa-se $B^{1/4} = 238$ MeV para permitir que a transição de fase hadron-hadron seja possível a temperaturas menores que aquela da transição hadron-QGP. Quando há transição de fase hadron-hadron (W1) a mudança repentina na massa hadrônica produz simultaneamente uma mudança repentina no termo cinético bariônico e no termo mesônico escalar da pressão, ambos somados dão a pressão total mostrada na Fig. 3.12. No caso oposto, quando não há transição de fase hadron-hadron no modelo (G2), tal mudança brusca na massa hadrônica não acontece, mas a soma da pressão cinética bariônica com a pressão mesônica escalar conserva a pressão total perto do caso W1. Na Fig. 3.14 mostra-se a pressão total para ambos modelos. A transição de fase ocorre quando as curvas cruzam a pressão QGP. Nota-se que a temperatura é quase a mesma nos dois casos.

É importante notar que agora α_s , contrariamente ao caso $T = 0$ e $\rho \neq 0$, vira pratica-

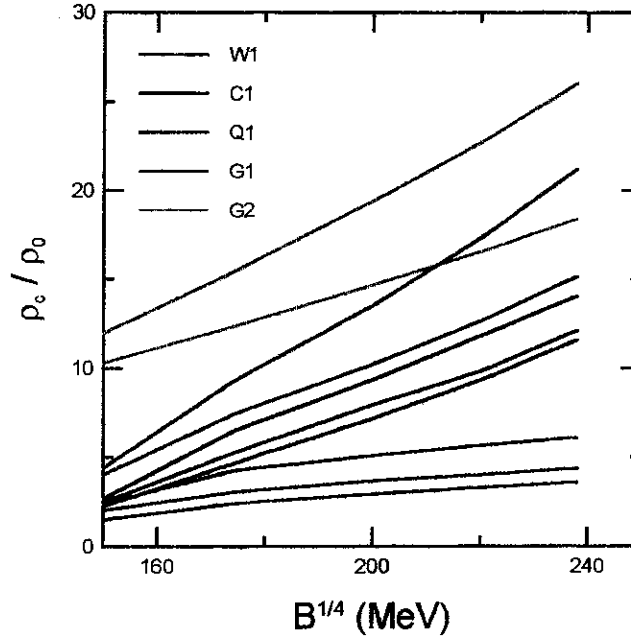


Figura 3.8: O mesmo estudo da Fig. 3.7 com $\alpha_s = 0$.

mente independente do modelo. Na Fig. 3.15 apresenta-se o comportamento de α_s como função da temperatura para o modelo W1. Os círculos e os quadrados sobre a curva indicam os valores para os quais a transição de fase hadron-QGP acontece. Para ver melhor a dependência da temperatura crítica T_c com B e α_s mostramos na Fig. 3.11 T_c vs. $B^{1/4}$ para α_s dado pela Eq. (3.7) e para o caso particular $\alpha_s = 0$ (quarks livres). A inclusão do gas de pions nos calculos só muda T_c em menos de 5%.

A temperatura crítica, neste caso comum para ambas fases $T_H = T_q = T_c$, crece quando a constante B crece, e decrece quando a constante de acoplamento usual α_s decrece (ver Fig.3.11).

3.3.4 Transição de fase Hadron-QGP

Neste caso mais geral a transição de fase é estudada usando de novo o critério de Gibbs dado pelas eqs. (3.7)-(3.8). Quando dois sistemas satisfazem estas condições eles podem coexistir numa fase de equilibrio. A pressões e temperaturas altas espera-se que a fase

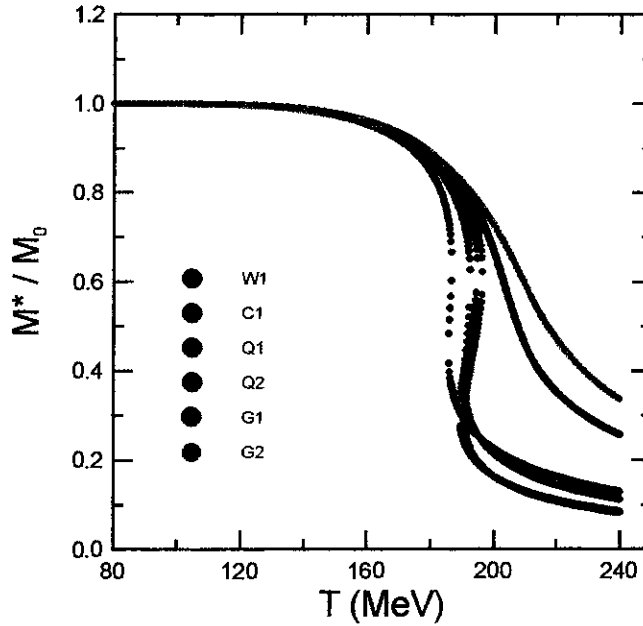


Figura 3.9: m^* em função de T .

do QGP seja a fase estável. No diagrama de coexistência de fases $(\rho/\rho_0, T)$, já foram discutidos os casos particulares $(\rho/\rho_0, 0)$ e $(0, T)$. Agora mostra-se, na Fig. 3.16, o diagrama completo da coexistência de fases hadron-QGP para o modelo Q1 no plano $(\rho/\rho_0, T)$. Por simplicidade, nas Figs. 3.17-3.20 apresentam-se para todos os modelos, só a parte hadrônica correspondente ao começo da curva da coexistência no plano. Nessas figuras omitem-se, devido a brandura dos modelos G1 e G2, a fase do QGP, a qual pode ser deduzida das Figs. 3.7, 3.8 e 3.10. Da análise dessas figuras conclui-se que os modelos G1 e G2 só alcançam a transição de fase hadron-QGP a densidades críticas muito altas. Isto acontece ainda quando a transição de fase é favorecida, como exemplo no caso particular $\alpha_s = 0$, dado pelas Figs. 3.17 e 3.18. As Figs. 3.19 e 3.20 apresentam T_c como função de ρ/ρ_0 para o caso $B^{1/4} = 174$ MeV e $B^{1/4} = 238$ MeV, respectivamente, e para α_s dada pela eq. (3.6).

De forma geral, deve ser notado que estas transições de fase de primeira ordem são muito sensíveis aos parâmetros dos modelos hadrônico e do QGP. O incremento da in-

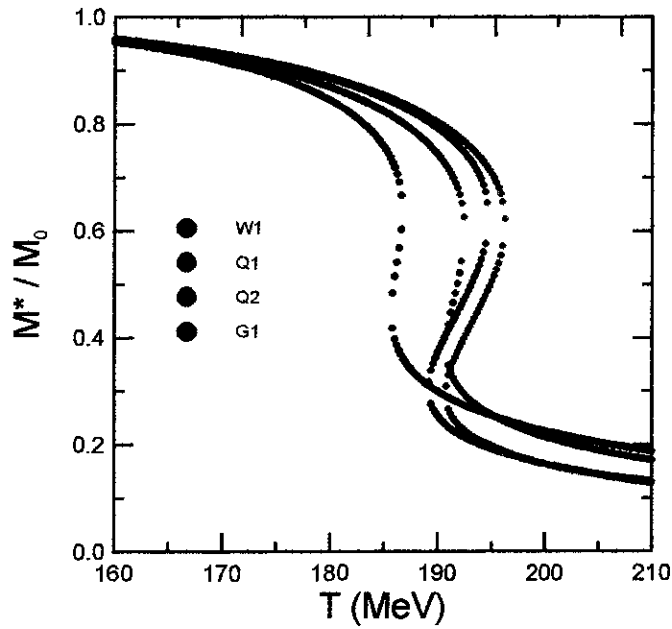


Figura 3.10: O mesmo da Fig.3.9 no intervalo mais estreito de temperatura.

compressibilidade leva a diminuições nas densidades críticas ρ_H^c e ρ_{QGP}^c , porém um incremento na constante B leva a um incremento nas densidades e nas temperaturas críticas. A diminuição da constante de acoplamento usual α_s diminui as densidades e as temperaturas críticas.

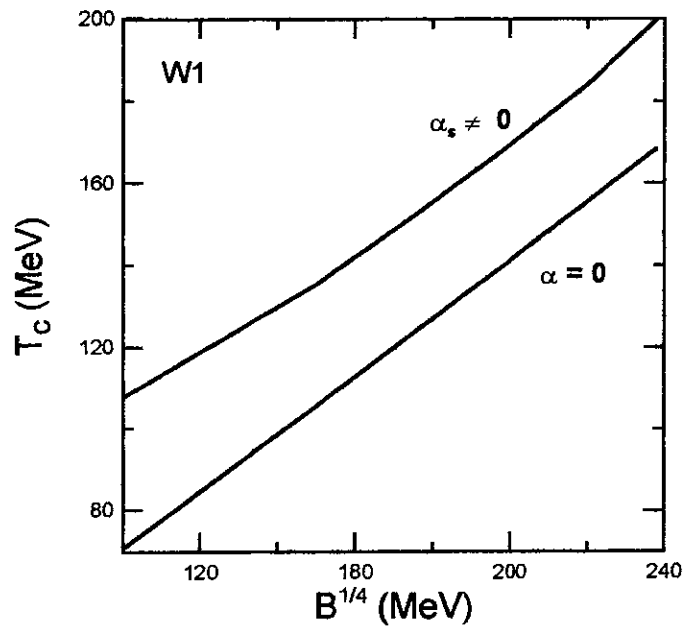


Figura 3.11: Temperatura crítica T_c em função de $B^{1/4}$ para o modelo de Walecka nos casos $\alpha_s = 0$ e $\alpha_s = 1$.

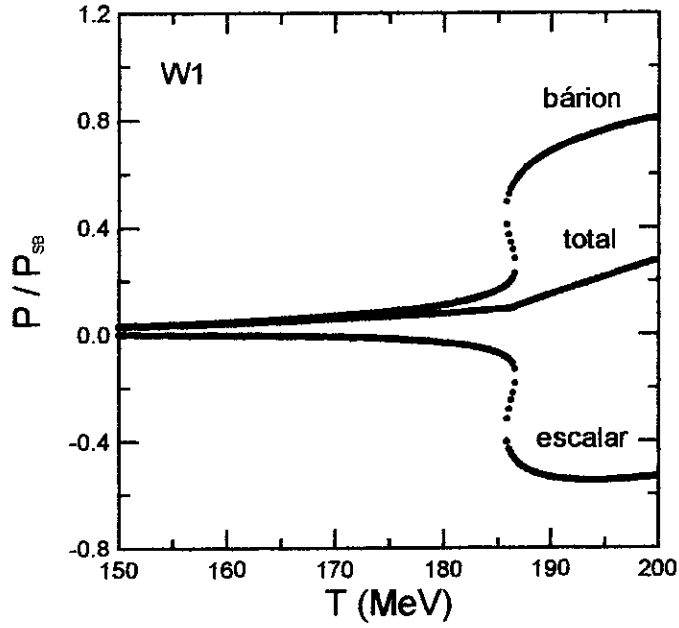


Figura 3.12: Pressão (em unidades da pressão de Stefan-Foltzmann) em função de T para o modelo de Walecka e $\rho = 0$.

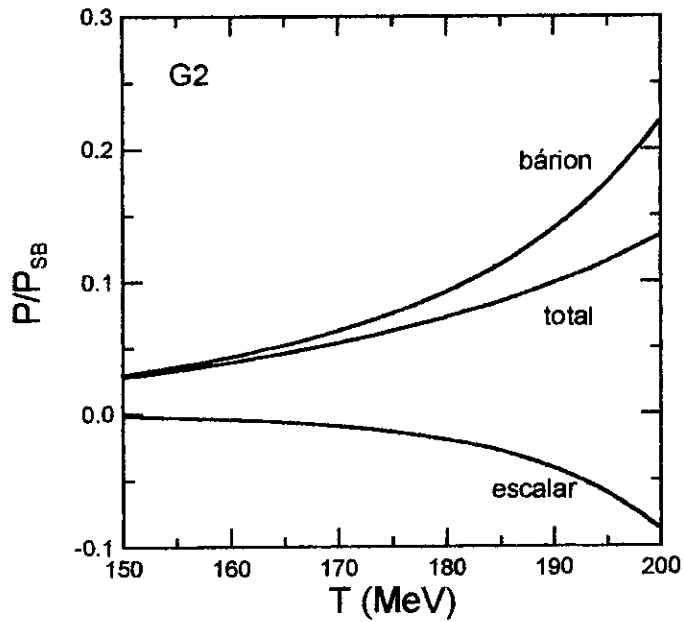


Figura 3.13: O mesmo da Fig.3.12 para o modelo G2.

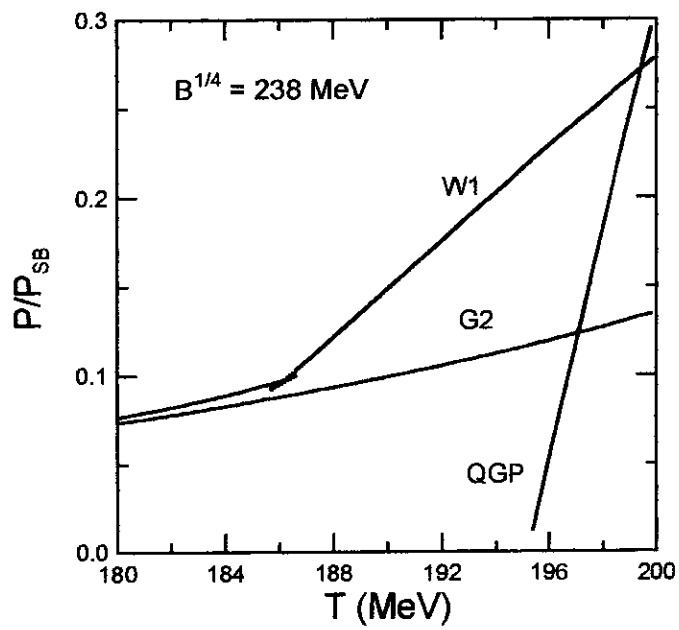


Figura 3.14: A pressão (em unidades da pressão de Stefan-Boltzmann) em função de T a $\rho = 0$ na região da transição de fase para os modelos W1, G1 e QGP.

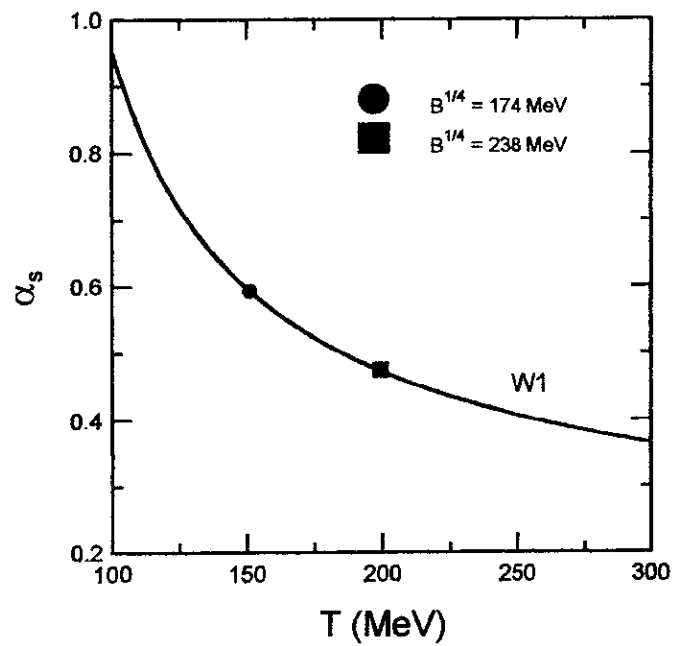


Figura 3.15: A constante de acoplamento usual da QCD, α_s , dada pela Eq.(3.4) em função de T para $\rho = 0$ no modelo W1.

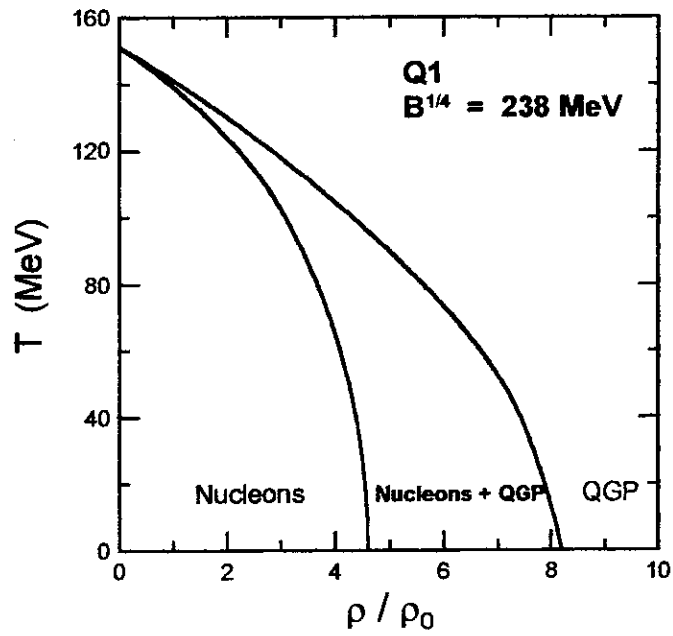


Figura 3.16: Diagrama da coexistência de fases hadrônica-QGP, T em função de ρ/ρ_0 , para $B^{1/4} = 238 \text{ MeV}$ no modelo Q1.

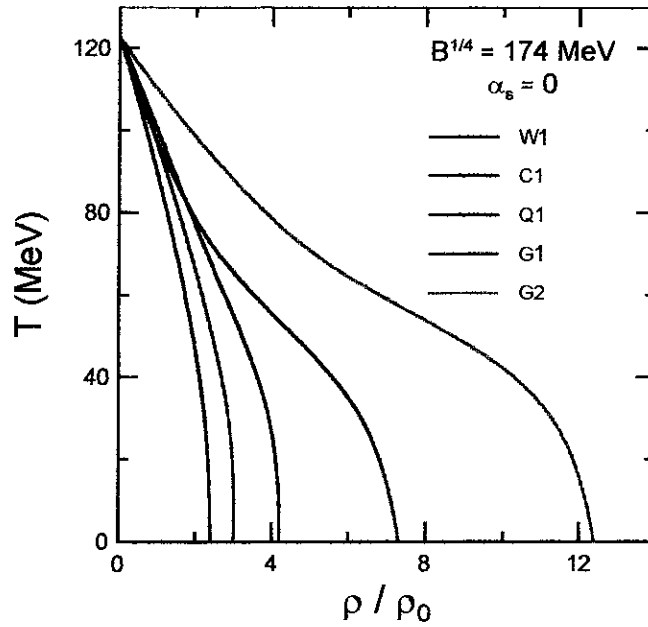


Figura 3.17: Diagrama de coexistência de fases hadrônica-QGP, T em função de ρ/ρ_0 , para o caso $\alpha_s = 0$ (quarks livres) e $B^{1/4} = 174 \text{ MeV}$.

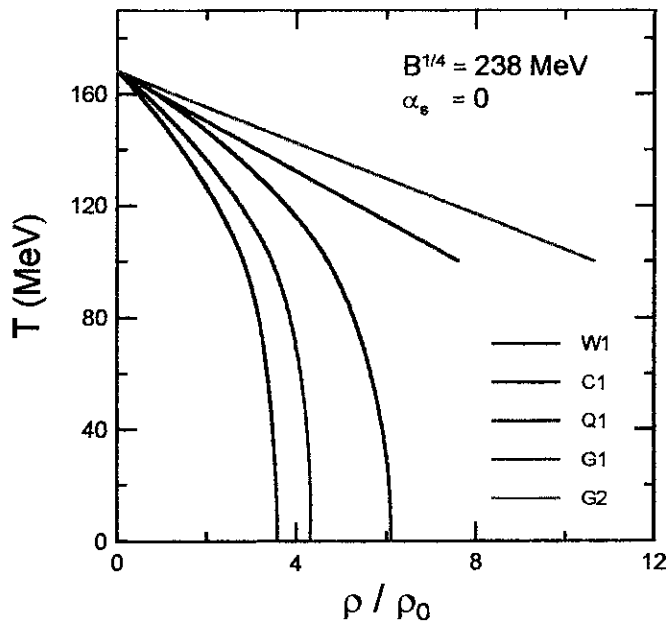


Figura 3.18: O mesmo da Fig.3.17 para $B^{1/4} = 238 \text{ MeV}$.

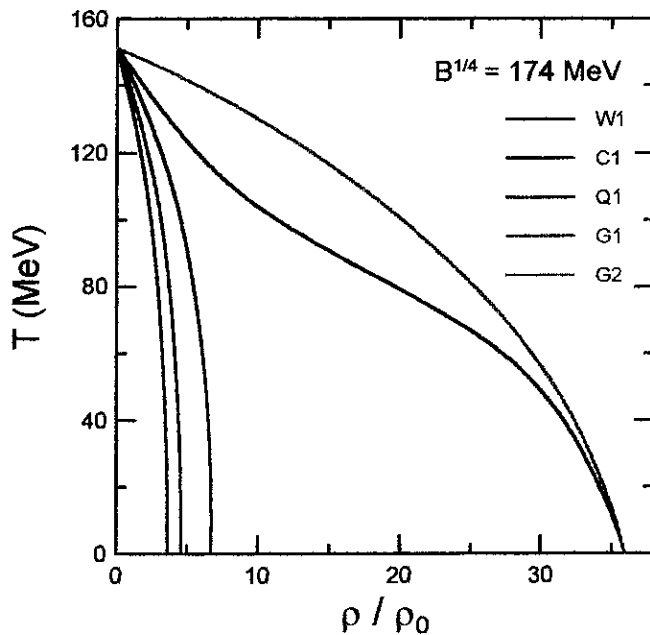


Figura 3.19: O mesmo da Fig.3.17 com α_s dada pela Eq.(3.6)

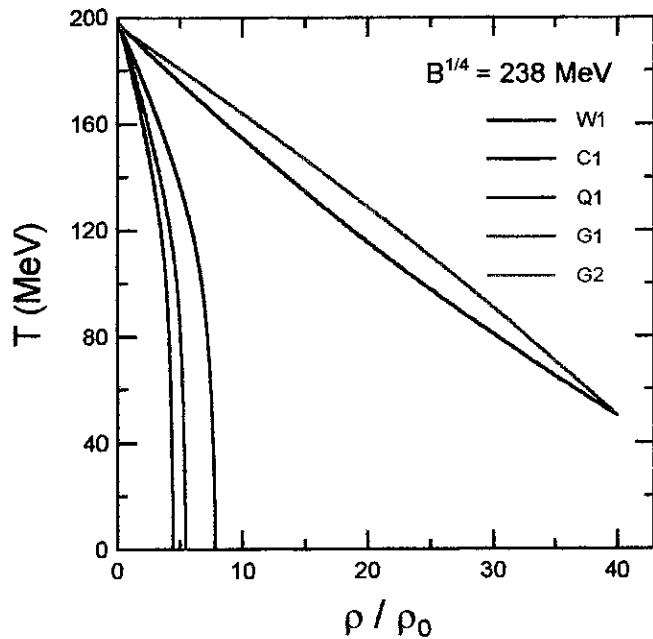


Figura 3.20: O mesmo da Fig.3.18 com α_s dada pela Eq.(3.6).

Capítulo 4

Produção de partículas no meio nuclear

Neste Capítulo formula-se um modelo dinâmico para a produção de partículas num meio nuclear altamente denso e quente como o existente durante uma colisão de íons pesados a velocidades relativísticas.

4.1 Aspectos qualitativos da colisão

Na década passada a Física Nuclear passou por uma revolução, e sua interface com a Física de Partículas e a Teoria de Campos tornou-se mais evidente. Inicialmente, no final dos anos 70 e no início dos anos 80, alguns aceleradores usados pelos primeiros físicos de partículas, como o Bevatron em Berkeley ou o *synchrotron* em Dubna, foram convertidos em aceleradores de íons pesados. Ao mesmo tempo, as energias dos aceleradores usados para pesquisas nucleares passaram de umas poucas centenas de MeV para alguns GeV. Com isto, logrou-se estudar núcleos atômicos sob condições não usuais, e colocou-se a oportunidade de detectar vários fenômenos exóticos até então não observados, tais como ondas de choque nucleares, condensação de píons, densidades nucleares isômeras e conglomerados de matéria estranha [48].

As reações nucleares de íons pesados conseguidas nestes aceleradores converteram-

se no único meio de comprimir e aquecer matéria nuclear em condições de laboratório, permitindo assim, extrair informação sobre o comportamento e algumas propriedades da matéria nuclear densa e quente, e sobre sua equação de estado [49]. Estas informações permitiram compreender processos astrofísicos (por exemplo, a estrutura de anãs brancas e estrelas de nêutron e as explosões de supernovas) e explorar, a partir da equação de estado a altas energias, a transição de fase para o plasma de quarks e gluons [14].

Novos graus de liberdade, como os píons e as ressonâncias Δ , surgiram permitindo o estudo de suas propriedades no meio.

Devido ao fato da matéria nuclear comprimida formada durante as colisões decair muito rapidamente, foi preciso elaborar alguns modelos que através da análise dos produtos emitidos, permitissem extrair as características da matéria nuclear no auge da colisão.

Dois ingredientes cruciais são necessários na descrição teórica de produção de partículas em colisões de íons pesados: o primeiro é a descrição dinâmica da colisão núcleo-núcleo, e o segundo é o modelo para os processos elementares de produção de partículas.

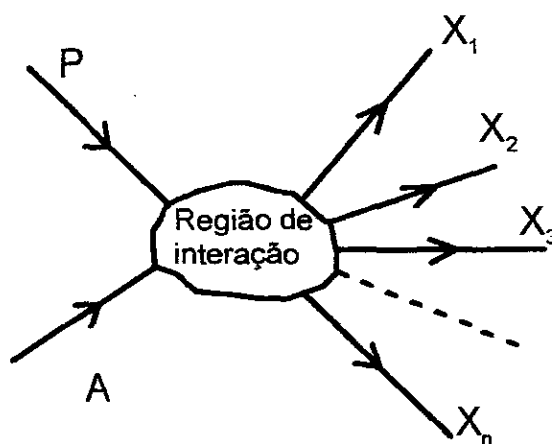


Figura 4.1: Representação gráfica de um processo de colisão.

Na Figura 4.1 representa-se esquematicamente um processo de colisão núcleo-núcleo onde se faz incidir um feixe P (projétil) sobre outro feixe A (alvo). Deste processo emergem

diferentes partículas X_1, X_2, \dots, X_n ,



Tanto no interior do projétil como no interior do alvo é possível ter partículas que participem ou não do processo de colisão nuclear. Sejam AA' e BB' os núcleos em colisão, mostrados na Figura 4.2. Numa visão puramente geométrica do processo colisional, a parte A interage diretamente com a parte B , sendo estas regiões definidas pelo parâmetro de impacto b da colisão. Uma vez realizada a colisão, as partes A' e B' viajam sem alterar suas velocidades iniciais. Neste caso, as regiões A' e B' são chamadas de *espectadores* pois não participam diretamente da colisão. As regiões A e B são as regiões *participantes* da reação. Este conceito geométrico de espectadores e participantes resulta de muita utilidade para distinguir entre colisões frontais ($b = 0$) e colisões periféricas ($b \neq 0$).

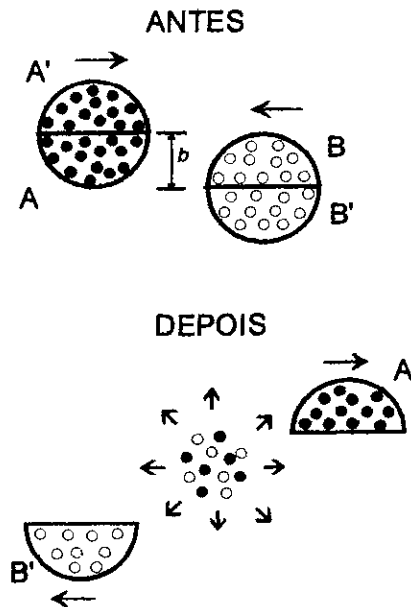


Figura 4.2: Participantes (regiões A e B) e espectadores (regiões A' e B') num processo de colisão.

De acordo com a Figura 4.3, distinguem-se três diferentes tipos de reações [50]. Elas estão determinadas pelo parâmetro de *impacto* b . Define-se o parâmetro de *impacto*

razante b_{gr} como o parâmetro de impacto da trajetória de contato para a qual a interação nuclear entre o projétil e o alvo torna-se dominante. A região de interação nuclear efetiva está definida por uma esfera de raio R o qual é dado pela distância de máxima aproximação entre os centros dos núcleos e centrado sobre a trajetória de contato. Para *colisões razantes* ($b \approx b_{gr}$) espera-se que na interação nuclear entre o projétil e o alvo só poucos graus de liberdade dos núcleos estejam envolvidos. Para parâmetros de impacto consideravelmente maiores que b_{gr} , as interações nucleares são desprezadas. As trajetórias dessas *colisões distantes* estão completamente determinadas pelo campo coulombiano. Para parâmetros de impacto menores que b_{gr} , espera-se uma forte perturbação do projétil e do alvo pela forte interação mútua. Praticamente todos os graus de liberdade nucleônicos estão envolvidos nestas *colisões fechada* (ou de fusão).

Dentro desta imagem geométrica, todo o processo de colisão próxima acontece num intervalo de tempo durante o qual os dois núcleos que colidem estão dentro da esfera de raio R , definido como o tempo de interação nuclear τ_{int} . Este tempo é maior para colisões próximas que para reações diretas.

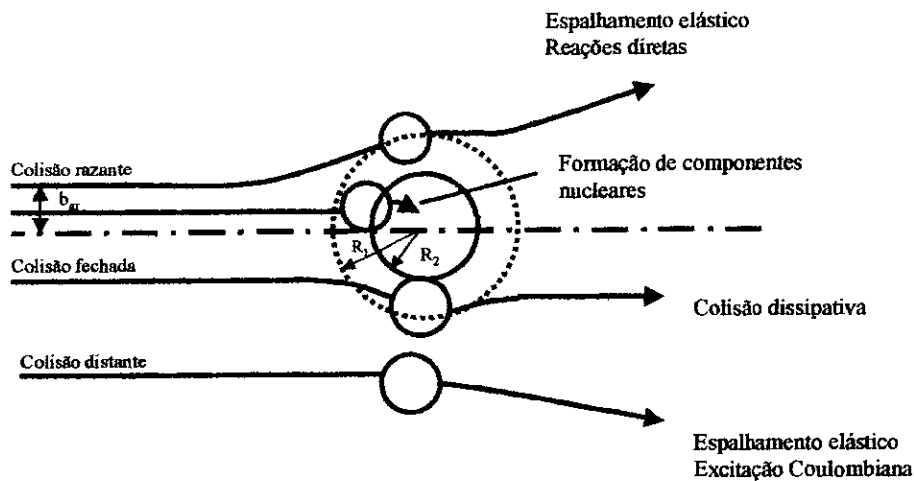


Figura 4.3: Colisões distantes, de contato e fechadas (ou fusão) num esquema clássico de colisões de íons pesados [50].

Outro tipo de reação tem sido observado, especialmente em colisões entre núcleos muito pesados, chamada de *colisão dissipativa ou profundamente inelástica*. Este processo se caracteriza por:

1. uma forte anisotropia na distribuição angular e tempos de interação curtos, da ordem de $10^{-22} - 10^{-20}$ s,
2. uma forte dissipação da energia cinética relativa e do momento angular; e
3. uma transferência considerável de massa entre o projétil e o alvo.

Um dos aspectos mais importantes das colisões de íons pesados a energias mais altas é a produção de partículas. É observado que a multiplicidade de partículas é alta nas colisões frontais comparada com as colisões periféricas.

4.2 Colisões nucleares relativísticas e o modelo de cascata

Muitos modelos fenomenológicos e procedimentos aproximados de cálculo têm sido utilizados com a esperança de que, através de variações de parâmetros ou com a introdução de novos ingredientes físicos, seja possível isolar os elementos mais essenciais para esclarecer o mecanismo de reação.

Um destes modelos de produção de partículas é o modelo de Cascata Intranuclear.

Este cálculo fundamenta-se nos aspectos microscópicos do sistema, permitindo estabelecer as principais características dos fenômenos decorrentes da interação entre as partículas nos núcleos. A proposta inicial de Cugnon e colaboradores [14,48,49] tinha como objetivo principal estudar a colisão relativística entre dois núcleos pesados. Esta proposta apresenta algumas diferenças em relação aos modelos de cascata anteriormente desenvolvidos [51]. As mais importantes são:

1. a inclusão de uma cinemática relativística,

2. a dependência das seções de choque com a distribuição angular e a energia,
3. a produção de píons via formação da ressonância $\Delta(1232)$ no espalhamento inelástico nucleon-nucleon.
4. a inclusão de processos de re-espalhamento de partículas de forma apropriada dentro da dinâmica da colisão núcleo-núcleo.

Em relação ao ponto três, ele é justificado pelo fato de que as ressonâncias delta decaem em um nucleon e um pión. Dado o alto grau de compressão da matéria hadrônica durante a reação de íons pesados, os píons formados do decaimento de ressonâncias delta poderão ser absorvidos pelos nucleons do sistema, formando uma nova ressonância. Assim, existe pouca possibilidade de que os píons produzidos nos decaimentos das deltas consigam escapar da região de interação enquanto a densidade da matéria nuclear não for suficientemente baixa. Sendo assim, supõe-se neste modelo que as deltas decaem, isotropicamente no seu sistema de repouso, apenas no final da reação nuclear. A absorção de píons é tratada de forma efetiva pela absorção das deltas no processo $N + \Delta \rightarrow N + N$. Denota-se este processo também como absorção dos píons armadilhados.

Na condição inicial consideram-se aos núcleos que vão colidir como formados por nucleons confinados dentro de esferas de raio $R = 1.12A^{1/3}$ fm, no sistema de repouso de cada núcleo. As posições dos nucleons constituintes são escolhidas segundo uma distribuição uniforme na esfera, enquanto seus momenta são sorteados seguindo uma distribuição de gás de Fermi a temperatura zero, com um momentum de Fermi de $p_f = 270$ MeV/c. As posições e momenta dos nucleons no laboratório são obtidos a partir de suas posições e momenta, sorteados no sistema de repouso de cada núcleo, através de uma transformação de Lorentz. Para simplificar, não é levado em conta o grau de liberdade de isospin não se fazendo diferença entre prótons e nêutrons, assim como entre os diferentes píons e os diferentes estados de carga das deltas.

O processo de dispersão é descrito como uma sucessão de colisões binárias entre as partículas constituintes; esta cadeia de colisões continua até que o número de colisões por unidade de tempo seja desprezível.

Entre colisões os nucleons viajam livremente até que a distância relativa (d) entre dois deles, no sistema centro de massa, alcance um valor mínimo. O par só é dispersado se essa distância relativa mínima satisfaz à condição

$$d \leq \sqrt{\frac{\sigma_{tot}(\sqrt{s})}{\pi}}, \quad (4.2)$$

onde σ_{tot} é a seção de choque total do par, e \sqrt{s} é a energia disponível no centro de massa.

No estado final, os momenta das partículas são determinados aleatoriamente de acordo com a distribuição angular da reação e conservando estritamente a energia e o momento linear. Entretanto, neste procedimento não há conservação do momento angular.

No início deste capítulo mencionou-se que no espalhamento inelástico NN a produção de píons acontece via formação da ressonância $\Delta(1232)$. Consideram-se então, as seguintes reações:



A seção de choque de (4.3) é tomada dos dados experimentais, (ver Figura 4.4), que é uma interpolação suave dos dados do espalhamento elástico próton-próton. A seção de choque de (4.4) foi tomada da seção de choque inelástica próton-próton. A seção de choque de (4.6) foi obtida do balanço detalhado de (4.4). As seções de choque (4.5) e (4.7) não são conhecidas experimentalmente; são tomadas como iguais à seção de choque de (4.3) para a mesma energia no centro de massa \sqrt{s} .

Como o comportamento das Δ na matéria nuclear é pouco conhecido, em versões mais antigas do modelo, consideram-se três propostas para descrever seu decaimento:

1. a delta tem uma vida média nula, isto é, uma vez formada ela decai instantaneamente e isotropicamente, e admite-se que o píon produzido abandona o sistema sem interação;

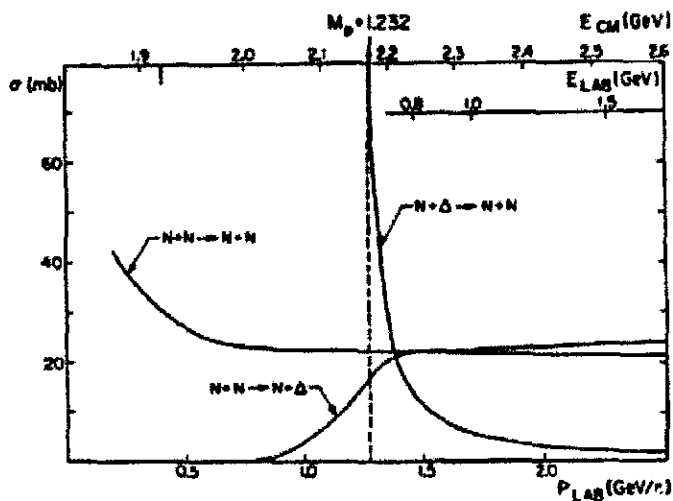


Figura 4.4: Seções de choque usadas no cálculo de Monte Carlo.

2. a delta tem uma vida média muito longa e não interage com o resto do sistema; e
3. igual no caso anterior, só que a delta interage com os nucleons com uma seção de choque igual à colisão elástica NN à mesma energia.

Para as duas últimas situações a delta decai só no final das colisões nucleares.

Nestas versões os efeitos quânticos, tais como colisões a três corpos, campo médio e o princípio de Pauli são omitidos. Ainda nestas versões, o princípio de exclusão de Pauli é implementado apenas nas colisões binárias entre nucleons, onde a colisão é inibida se o par de nucleons tem um \sqrt{s} menor que duas vezes a massa do nucleon mais 50 MeV, ou seja, se os nucleons estão no estado final, mergulhados no mar de Fermi.

Este modelo foi utilizado para simular reações com núcleos de $A = 40$, mais especificamente $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ no sistema centro de massa núcleo-núcleo.

A Figura 4.5 mostra as multiplicidades médias de píons negativos para um parâmetro de impacto $b \leq 2$ fm. A superestimativa do modelo é explicada pelo fato de se supor que a seção de choque de produção de deltas é a mesma para qualquer par de nucleons, sendo igual à seção de choque inelástica experimental. Todavia, o par np é metade estado

com isospin $T = 1$ e metade estado com isospin $T = 0$. O último não é capaz de decair em uma configuração $N\Delta$ devido à conservação de isospin. Daí a superestimativa de produção destas partículas.

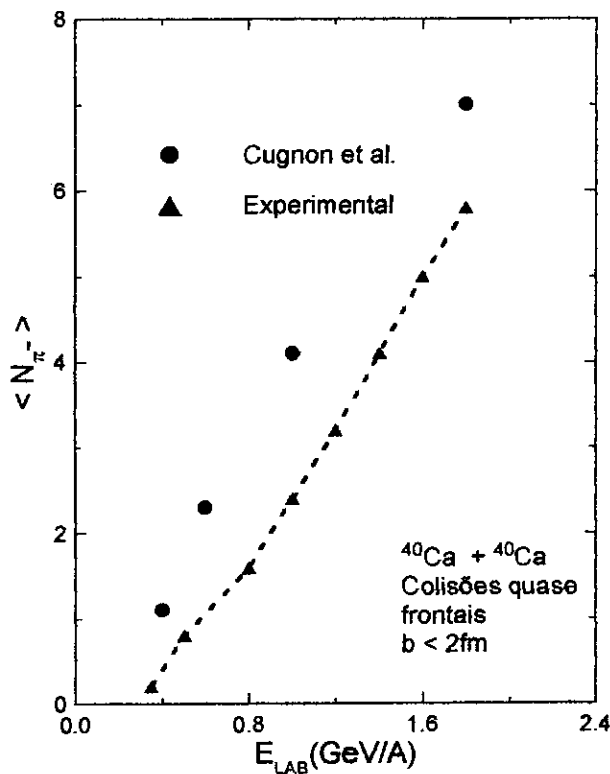


Figura 4.5: Multiplicidade média de píons negativos como função da energia incidente para colisões quase centrais. São comparados os resultados de Cugnon [14] (círculos cheios) com os dados experimentais [53] (triângulos).

Na Figura 4.6 observa-se a densidade bariônica atingida numa colisão como função da energia incidente. Esta densidade é maior que a obtida na referência [52] devido à inclusão da produção de Δ .

Note-se que a compressão e a termalização da matéria nuclear vêm-se influenciadas pela inclusão das Δ , uma vez que a energia cinética longitudinal do processo é utilizada para a formação das Δ .

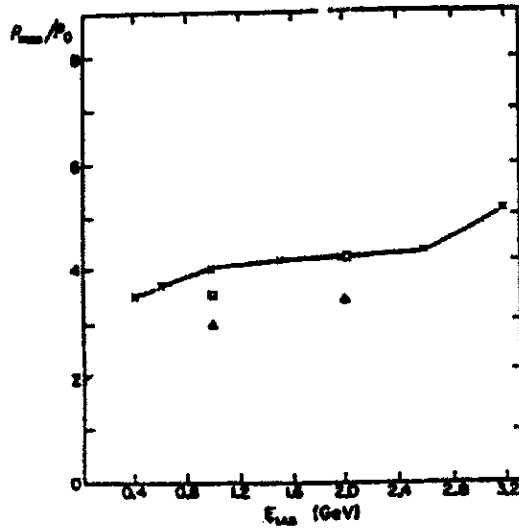


Figura 4.6: Densidade máxima atingida pelo sistema $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$, com o parâmetro de impacto $b = 0$ fm, no c.m., como função da energia incidente, para três modelos: as cruzes representam o modelo onde a delta sobrevive até o final do processo sem interagir, os quadrados representam um modelo igual ao anterior, só que as deltas interagem com os nucleons. Os triângulos cheios são o modelo que não inclui deltas.

4.2.1 Modificações do modelo

Variação na massa das ressonâncias Δ .

Cugnon e colaboradores, buscando refinar seu modelo, fizeram algumas modificações as quais são expostas na referência [54]. Agora, as massas das deltas não são mais fixas, sendo determinadas a partir de uma distribuição de massa. Como consequência foi considerada também uma vida média finita para essas ressonâncias, possibilitando a permanência de píons durante toda a reação nuclear. Isto levou à inclusão das seguintes reações:

$$N + N \rightarrow N + N \tag{4.8}$$

$$N + N \rightarrow N + \Delta \tag{4.9}$$

$$N + \Delta \rightarrow N + N \tag{4.10}$$

$$\Delta \rightarrow \pi + N \quad (4.11)$$

$$\pi + N \rightarrow \Delta \quad (4.12)$$

No processo (4.9) uma distribuição de Lorentz é usada na escolha da massa da Δ . Esta distribuição está centrada em $E_0 = 1232$ MeV e tem uma largura $\Gamma = 112$ MeV. Se por considerações cinemáticas a massa escolhida estivesse proibida, um novo sorteio é feito e repetido até que o valor obtido para a massa seja consistente com as restrições cinemáticas. Além disso, a distribuição é usada só acima do limiar de produção de píons. Em relação ao tempo de vida da delta, ele é determinado a partir da lei exponencial $e^{-\Gamma t/\hbar}$. Para o processo de absorção (4.12) usa-se a seção de choque

$$\sigma_a = \frac{162,2}{1 + 4(E - E_0)^2/\Gamma^2} \text{ mb}, \quad (4.13)$$

onde E é a energia no centro de massa pión-nucleon. Nesta versão, os autores não levaram em conta a dependência relativamente fraca da largura Γ com a energia de ligação. Segundo eles, isto deve afetar muito pouco a produção de píons.

Esta versão foi aplicada no cálculo do espectro de píons emitidos em colisões frontais da reação $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$, obtendo-se bons resultados. Porém, a multiplicidade média de π^- continuava sendo superestimada.

Ligação nuclear.

Mais recentemente uma tentativa para incluir efeitos de ligação nuclear nos cálculos de cascata foi apresentada nas referências [55,56]. Neste modelo os nucleons estão confinados num poço de potencial que representa o meio nuclear. Ao atingir a superfície do potencial, um nucleon pode experimentar uma refração ou uma reflexão. Tanto as reflexões como as refrações, são calculadas de forma que tanto o momento quanto a energia sejam estritamente conservados para todas as partículas. Uma massa efetiva foi introduzida de forma a incluir parcialmente os efeitos do meio nuclear. Desta maneira, os efeitos de ligação são levados em conta durante toda a reação nuclear. Este modelo teve grande sucesso na reprodução dos dados experimentais de multiplicidade de píons negativos, como pode

observar-se na Figura 4.7. Nela são comparados os resultados da referências [14,56] e os dados experimentais da referência [53]. A ligação nuclear inibe a formação de píons, reduzindo o número final de píons produzidos.

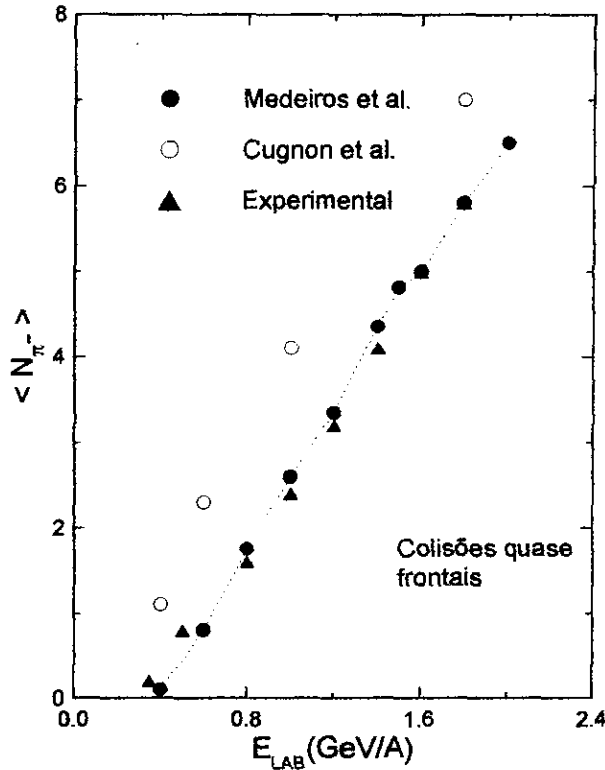


Figura 4.7: Multiplicidade de píons negativos como função da energia incidente para um sistema $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ com parâmetro de impacto $b \leq 2$ fm. Os resultados de Medeiros [56] (círculos cheios) são comparados aos resultados de Cugnon [14] (círculos vazios) e aos dados experimentais [53] (triângulos).

Muitos corpos

Recentemente, Gonçalves [57] e Gonçalves et al.[58], estudaram os efeitos das colisões a muitos corpos sobre a produção de píons e káons no contexto da cascata intranuclear como um efeito das flutuações da densidade do meio sobre a dinâmica da reação. O

estudo foi feito para uma faixa de energias que vai desde o limiar de produção de píons até aproximadamente 2 GeV.

Dependendo do número de partículas participantes do processo a muitos corpos, os autores consideraram dois critérios sobre a formação do cluster, sendo eles chamados de *critério de cluster grande (CCG)* e *critério de cluster pequeno (CCP)*.

Também foi incluído o princípio de exclusão de Pauli, estudando a disponibilidade do espaço de fases numa vizinhança do estado final das partículas envolvidas na colisão.

Na Figura 4.8 mostra-se a multiplicidade de píons negativos para os dois critérios de formação de clusters, e se compara os resultados com o cálculo com colisões binárias apenas.

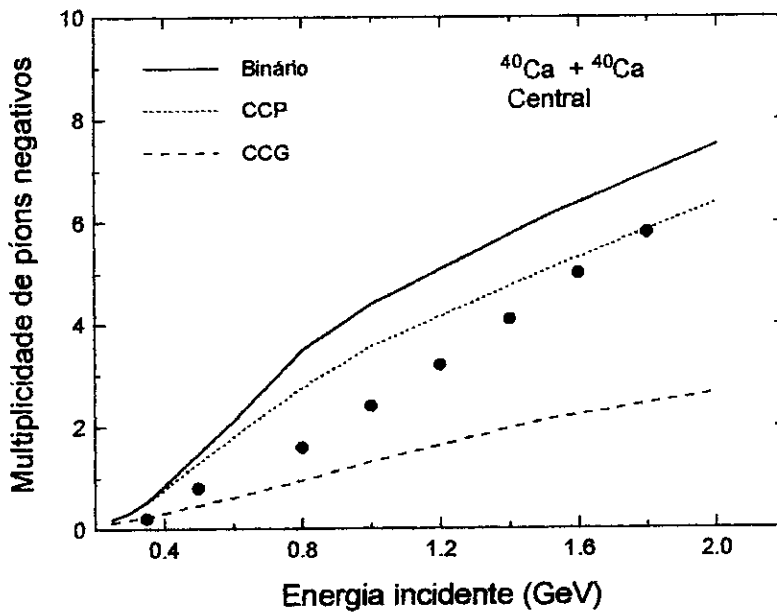


Figura 4.8: Dependência da multiplicidade de píons negativos com a energia incidente em reações $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$, obtida com três versões da cascata intranuclear: o modelo convencional [14] (linha sólida), o modelo de cascata intranuclear com muitos corpos com o critério CCP (linha pontilhada) e o critério CCG (linha tracejada) da ref.[57]. Os círculos cheios são os dados experimentais da ref. [53].

A elevada frequência de processos a muitos corpos resultou em um significativo efeito sobre a multiplicidade de píons produzidos, mostrando que a inclusão dos processos a muitos corpos na cascata intranuclear contribui no mesmo sentido que o efeito da ligação nuclear estudado na referência [56].

Em princípio a única vantagem do modelo de Cugnon [14,48,49], e em geral de todos os modelos do tipo Monte Carlo, sobre os modelos de equações de transporte do tipo BUU [59], é que no primeiro é possível acompanhar as correlações entre partículas durante toda a colisão núcleo-núcleo, uma vez que as colisões nucleon-nucleon são determinadas pela história dinâmica de cada constituinte do par que vai colidir. Para cada partícula, esta história dinâmica é acompanhada durante todo o processo da colisão núcleo-núcleo.

Já nos modelos de transporte partem da premissa de que esta correlação é zero, a aproximação de campo médio característica destes modelos anula qualquer tipo de correlação entre as partículas. Estes modelos lidam apenas com a função de distribuição de um-corpo para a descrição estatística do sistema. No entanto, a grande vantagem dos modelos hidrodinâmicos é que com eles é possível introduzir a interação entre as partículas, a qual está ausente no modelo de Cugnon, ou é tratada de uma forma muito elementar em outros modelos de Monte Carlo [55,56].

O objetivo do presente trabalho é rediscutir estes efeitos dentro de uma abordagem mais fundamental para o tratamento da evolução temporal da reação.

Neste Capítulo pretende-se formular um modelo híbrido que reúna

1. a existência de correlações no meio nuclear, e
2. a interação entre as partículas.

Para isto, propõe-se um modelo misto no qual o processo colisional está descrito por um modelo de cascata intranuclear, e as interações no meio são descritas no contexto de uma teoria relativística de campo médio.

4.3 Um modelo para a interação

Sendo a idéia modelar os efeitos do meio em cada colisão binária bárion-bárion, e sendo ésta um processo local, isola-se uma parcela do meio nuclear em volta do par primário, e dentro desta *vizinhança*, define-se uma dinâmica própria. A maneira como se escolhe esta vizinhança será discutida posteriormente. Supondo por enquanto que ela é conhecida, as propriedades do meio nuclear nela contido são determinadas como segue.

Como o principal interesse está na produção de píons devido ao fato de que as energias por nucleon envolvidas não são muito elevadas, os únicos graus de liberdade bariônicos presentes no modelo são nucleons e ressonâncias delta. Assim, os efeitos do meio nuclear são descritos no contexto de uma teoria relativística de campo médio que envolve nucleons e ressonâncias deltas. Para isto foi utilizada a densidade lagrangeana unificada dos modelos de Walecka (W0) e de Zimanyi-Moskowski (ZM), mostrados no Capítulo 2, a qual tem a seguinte forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \sum_N \bar{\Psi}_N [\gamma_\mu (i\partial^\mu - g_{\omega N}\omega^\mu) - (M_N - m_N^{*\varepsilon} g_{\sigma N}\sigma)] \Psi_N \\ & + \sum_\Delta \bar{\Psi}_\Delta [\gamma_\mu (i\partial^\mu - g_{\omega\Delta}\omega^\mu) - (M_\Delta - m_\Delta^{*\varepsilon} g_{\sigma\Delta}\sigma)] \Psi_\Delta \\ & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) , \end{aligned} \quad (4.14)$$

onde as somas estão feitas sobre todos os bárions da vizinhança, Ψ_N e Ψ_Δ representam os campos dos nucleons e das ressonâncias delta, respectivamente, $M_N = 939$ MeV e $M_\Delta = 1232$ MeV são as massas livres dos respectivos bárions, e finalmente m_B^* se define na forma

$$m_B^* = \frac{M_B^*}{M_B} = \frac{1}{1 + \frac{g_{\sigma N} \sigma}{M_B}} . \quad (4.15)$$

O expoente ε na lagrangeana, estabelece o modelo da seguinte forma

$$\varepsilon = \begin{cases} 0, & \text{W} \\ 1, & \text{ZM} \end{cases} .$$

Nesta descrição os valores dos campos mesônicos são determinados unicamente pelos bárions presentes na vizinhança. Note-se também que, nesta primeira versão do modelo,

não foi incorporado o méson ρ na lagrangeana (4.14). Conseqüentemente, prótons e nêutrons estão representados pelo mesmo campo fermiônico Ψ_N . O mesmo acontece com os diferentes estados de carga das ressonâncias delta, representadas pelo campo Ψ_Δ .

4.3.1 O estado fundamental local

Seguindo as técnicas usuais descritas no Capítulo 2, na aproximação de campo médio os campos mesônicos são substituídos pelos seus valores médios no estado quântico $|S\rangle$ que representa o sistema. Nos cálculos usuais de matéria nuclear a temperatura T (que inclui o caso $T = 0$) [8] este estado $|S\rangle$ está representado por um determinante de Slater onde cada estado de momento \mathbf{k} está ocupado por uma partícula ou antipartícula, seguindo uma distribuição de Fermi-Dirac:

$$|S\rangle = \prod_{\mathbf{k}} \{ n_{\mathbf{k}}(T) a_{\mathbf{k}}^\dagger - \bar{n}_{\mathbf{k}}(T) a_{\mathbf{k}} \} |0\rangle ,$$

onde $|0\rangle$ é o vácuo dos operadores $a_{\mathbf{k}}$ e $n_{\mathbf{k}}(T)$ e $\bar{n}_{\mathbf{k}}(T)$ são as distribuições de Fermi-Dirac de partículas e antipartículas, respectivamente. Esta é a distribuição mais apropriada para o preenchimento dos estados de momento, \mathbf{k} , num sistema no limite termodinâmico. Agora, num sistema finito, como é o caso de dois núcleos colidindo, a população de cada estado de momento \mathbf{k} está determinada pelo próprio método de cascata intranuclear. À medida que a colisão núcleo-núcleo progride são conhecidos com exatidão quais estados estão ocupados e quais não. Neste caso, para cada instante de tempo, t , o estado quântico que representa o sistema de nucleons colidindo está representado por um determinante de Slater da forma

$$|S\rangle = \prod_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^\dagger |0\rangle , \quad (4.16)$$

onde o subíndice \mathbf{k} percorre os valores de momento para cada partícula dentro da vizinhança fornecidos pelo cálculo de cascata intranuclear neste instante. Ve-se então que $|S\rangle$ varia no tempo e no espaço; no tempo porque o sistema continua a evoluir e diferentes estados quânticos \mathbf{k} de uma partícula são preenchidos; e no espaço porque $|S\rangle$ muda ao passar de uma vizinhança para outra.

Assim as equações para os campos mesônicos condensados dentro de cada vizinhança são

$$\begin{aligned}
\sigma_0 &= \frac{g_{\sigma N}}{m_\sigma^2} m_N^{*\epsilon} [\epsilon (m_N^* - 1) + 1] \langle \bar{\Psi}_N \Psi_N \rangle \\
&\quad + \frac{g_{\sigma \Delta}}{m_\sigma^2} m_\Delta^{*\epsilon} [\epsilon (m_\Delta^* - 1) + 1] \langle \bar{\Psi}_\Delta \Psi_\Delta \rangle \\
\omega_0 &= \frac{g_{\omega N}}{m_\omega^2} \langle \Psi_N^\dagger \Psi_N \rangle + \frac{g_{\omega \Delta}}{m_\omega^2} \langle \Psi_\Delta^\dagger \Psi_\Delta \rangle \\
\omega &= \frac{g_{\omega N}}{m_\omega^2} \langle \bar{\Psi}_N \gamma \Psi_N \rangle + \frac{g_{\omega \Delta}}{m_\omega^2} \langle \bar{\Psi}_\Delta \gamma \Psi_\Delta \rangle .
\end{aligned} \tag{4.17}$$

Agora os valores médios dos campos fermiônicos estão calculados no estado (4.16):

$$\begin{aligned}
\langle \bar{\Psi}_B \Psi_B \rangle &= \frac{1}{V} \sum_B \frac{M_B^*}{E_B^*} \\
\langle \Psi_B^\dagger \Psi_B \rangle &= \frac{N_B}{V} \\
\langle \bar{\Psi}_B \gamma \Psi_B \rangle &= \frac{1}{V} \sum_B \frac{\mathbf{k}_B - g_{\omega B} \omega}{E_B^*} = \frac{1}{V} \sum_B \frac{\kappa_B^*}{E_B^*},
\end{aligned} \tag{4.18}$$

onde a soma sobre B percorre todas as partículas da vizinhança, sendo $E_B^* = \sqrt{\kappa_B^{*2} + M_B^{*2}}$ a energia relativística de cada barion, $\kappa_B^* = k_B - g_{\omega B} \omega$ o momenta renormalizado pelo campo mesônico vetorial, e \mathbf{k}_B o momento linear do barion. N_B é o número de barions contidos na vizinhança, e V é o volume da vizinhança.

4.3.2 As constantes de acoplamento

Para resolver o conjunto de equações (4.16) e (4.18) são necessários os valores das constantes de acoplamento mesônicas. Sua determinação está dividida em duas etapas:

1. determinação de $g_{\sigma N}$ e $g_{\omega N}$,
2. determinação de $g_{\sigma \Delta}$ e $g_{\omega \Delta}$.

Devido ao fato de se estar trabalhando com núcleos, os quais são sistemas finitos, aqui não se deve esperar que os valores para $g_{\sigma N}$ e $g_{\omega N}$ determinados nos cálculos de matéria nuclear infinita [8] sejam os apropriados. De fato, eles não o são, e um conjunto novo

de constantes de acoplamento meson-nucleon devem ser obtido quando se trabalha com núcleos finitos [60]. Por outro lado, tão pouco os valores de constantes de acoplamento mesônicos obtidos para núcleos finitos presentes na literatura são de utilidade aqui. O motivo é simples: as constantes de acoplamento para núcleos finitos foram calculadas usando modelos mais o menos sofisticados para esses núcleos, os quais envolvem a solução do problema quântico dos estados ligados nucleares, ao passo que o modelo de cascata intranuclear utiliza uma forma muito mais simples para descrever os núcleos. Neste caso os núcleos são simples sacolas contendo um gás de A nucleons.

Deve-se então obter as constantes de acoplamento méson-nucleon apropriadas para o modelo dinâmico utilizado. Isto é feito reproduzindo os principais observáveis nucleares, a massa do núcleo e o equilíbrio frente a variações no volume nuclear. A massa do núcleo é parametrizada pela seguinte fórmula de massa[61]

$$M_{exp} - E - c_1 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_2 A^{2/3} + c_a (N - Z) = 0, \quad (4.19)$$

onde $c_1 = 0.74$ MeV, $a_2 = 22.92$ MeV, e $c_a = 0.436$ MeV. A grandeza M_{exp} é a massa do núcleo medida experimentalmente, e E é o termo de volume, dado pela expressão

$$E = V_o \mathcal{E} . \quad (4.20)$$

Nesta expressão \mathcal{E} é a densidade de energia, a qual pode ser calculada, segundo se mostrou no Capítulo anterior, a partir da lagrangeana (4.14) na forma $\mathcal{E} = \langle T_{00} \rangle$. Observe-se que, embora na lagrangeana (4.14) existam termos envolvendo as ressonâncias deltas, estas estão ausentes num núcleo no seu estado fundamental. Pode-se então, para os efeitos do cálculo de \mathcal{E} e mais adiante de p , fazer $g_{\sigma\Delta} = g_{\omega\Delta} = 0$ em (4.14) par ao ajuste das constantes meson-nucleon. Desta forma obte-se, para a densidade de energia, a seguinte expressão,

$$\mathcal{E} = \frac{m_\omega^2 \omega_0^2}{2} + \frac{m_\sigma^2 \sigma_0}{2} + \frac{1}{V} \sum_N (\kappa^{*2} + M_N^{*2})^{\frac{1}{2}}, \quad (4.21)$$

onde $\kappa^* = k_N - g_{\omega N} \omega$

Por outro lado, deve-se também levar em conta o fato do núcleo constituir um sistema estável para a interação forte. Ou seja, que a pressão termodinâmica dentro dele deve ser

zero, evitando expansões ou contrações espúrias. Esta pressão termodinâmica pode ser calculada a partir da expressão (4.19) usando a primeira lei da termodinâmica

$$p = -\frac{dE}{dV}(V_0).$$

Assim a equação de estabilidade nuclear fica da forma

$$p + \frac{c_1}{3V_0} \frac{Z^2}{A^{4/3}} - \frac{2}{3V_0} \frac{a_2}{A^{1/3}} = 0, \quad (4.22)$$

onde $V_0 = \frac{4\pi}{3}r^3$, $r = r_0 A^{\frac{1}{3}}$, $r_0 = 1.1675$ fm. p calcula-se diretamente da lagrangeana (4.14) na forma $p = \frac{1}{3}(T_{ii})$, obtendo-se a seguinte expressão,

$$p = \frac{m_\omega^2 \omega_0^2}{2} - \frac{m_\sigma^2 \sigma_0}{2} + \frac{1}{3V} \sum_N \frac{\kappa^2}{(\kappa^2 + M_N^{*2})^{\frac{1}{2}}}. \quad (4.23)$$

Tendo-se assim um sistema de duas equações, as (4.19) e (4.22), com duas incógnitas, $g_{\sigma N}$ e $g_{\omega N}$. Sua resolução permite obter então os valores das constantes de acoplamento méson-nucleon.

Deve-se fazer aqui duas observações importantes. A primeira refere-se ao fato de que ainda falta determinar, no cálculo das constantes de acoplamento, o estado $|S\rangle$ sobre o qual vão ser calculados os valores médios. Para isto se faz um Monte Carlo sobre a distribuição dos momentos das partículas dentro do núcleo segundo uma distribuição de Fermi. Para cada distribuição de momentos obtem-se um conjunto de constantes de acoplamento. As constantes definitivas escolhem-se como sendo os valores médios sobre estas distribuições. A segunda observação é que na verdade, devido ao fato da M_{exp} variar com A , obtem-se um conjunto de constantes de acoplamento para cada valor de A , ou seja, um par de valores para cada núcleo. Isto é natural que aconteça já que um modelo para o núcleo tão simples como o utilizado aqui não pode dar conta das importantes correlações que existem nas interações entre os nucleons. Estas correlações manifestam-se neste ajuste como constantes de acoplamento que dependem de A . De novo, os valores definitivos foram escolhidos calculando o valor médio sobre os valores de A de interesse neste trabalho. Os valores obtidos se mostram na Tabela 4.1.

Tabela 4.1: Constantes de acoplamento nucleares obtidas para cada modelo.

Modelo	$g_{\sigma N}$	$g_{\omega N}$
W0	10.285 ± 0.13	14.015 ± 0.23
ZM	5.4382 ± 0.11	4.6817 ± 0.18

O cálculo das constantes de acoplamento dos mésons com as ressonâncias delta, $g_{\sigma\Delta}$ e $g_{\omega\Delta}$, é bastante mais complicado, isto por não se dispor de observáveis no estado fundamental da matéria bariônica, que possam ser ajustados. O melhor que tem sido feito até agora foi estabelecer cotas para estas constantes de acoplamento [38,39]. No entanto, neste trabalho as constantes de acoplamento dos campos mesônicos com as ressonâncias Δ foram ajustadas para obter as multiplicidades de píons experimentais. Para este caso foram escolhidos dois parâmetros, como segue,

$$\begin{aligned}\alpha &= \frac{g_{\sigma\Delta}}{g_{\sigma N}}, \\ \beta &= \frac{g_{\omega\Delta}}{g_{\omega N}}.\end{aligned}\tag{4.24}$$

4.3.3 O volume da vizinhança

Analisando as equações (4.17) nota-se que aparece o fator de normalização $1/V$, onde V é o volume da vizinhança. O cálculo deste volume está intimamente ligado à maneira pela qual se define a vizinhança (ver Fig.4.9).

Considerem-se dois bárions, i e j , colidindo e separados por uma distância $r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$, onde \mathbf{r}_i e \mathbf{r}_j são os vetores posição de cada bárion medidos no laboratório. A maneira mais simples de decidir se uma terceira partícula k está na vizinhança do par ij é obtida comparando-se as distâncias r_{ik} e r_{jk} com um raio r_0 , definido da vizinhança. Este raio r_0 foi escolhido de maneira tal que, numa vizinhança qualquer com este raio, a solução da equação (4.17) para o campo σ reproduza a massa efetiva nucleônica original

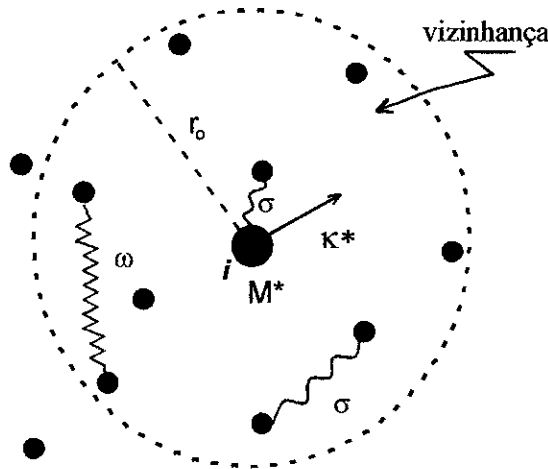


Figura 4.9: Esquema de uma vizinhança

de cada modelo relativístico utilizado. De fato, se qualquer uma das duas condições

$$r_{ik} < r_0 \quad \text{ou} \quad r_{jk} < r_0 ,$$

for satisfeita, a partícula k será considerada como estando na vizinhança do par ij em colisão, durante a evolução dinâmica de colisão núcleo-núcleo.

Uma vez determinada a vizinhança procedemos ao cálculo do seu volume geométrico V da seguinte maneira. Colocam-se cada um dos bárions em interação, i e j , como centros das esferas S'_i e S'_j de raios r_0 , como se indica na Fig. 4.10. Em seguida define-se, para a partícula i o raio

$$R_i = \max\{r_{ik}\}_{k \in S'_i} ,$$

e traça-se a esfera S_i de raio R_i com centro na partícula i . Esta esfera contém todas as vizinhas de i (ver Figura 4.11). Analogamente calcula-se R_j e constroem-se a esfera S_j com centro na partícula j . Uma vez que as esferas tenham sido traçadas, estudam-se os seguintes casos (ver Figura 4.12):

- (a)-(b) $S_i \cap S_j = \emptyset$. Estando as duas esferas S_i e S_j separadas, o volume da vizinhança é simplesmente $V = V(S_i) + V(S_j)$, onde $V(S_i)$ e $V(S_j)$ são os volumes das esferas S_i e S_j respectivamente.

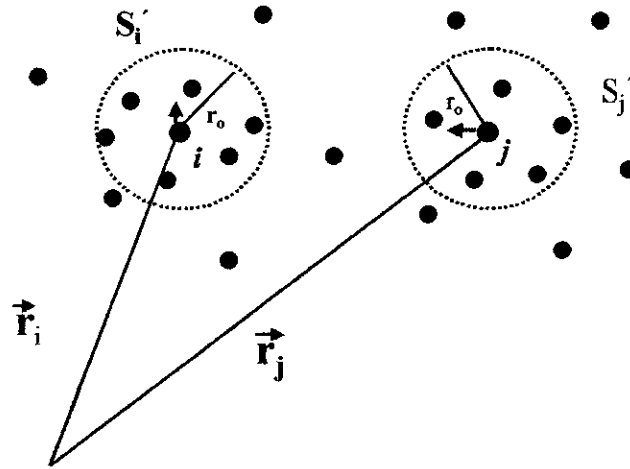


Figura 4.10: Esferas S_i e S_j centradas nas partículas i e j .

- (c) $S_i \cap S_j = S_i$ ou S_j . Escolhe-se, neste caso, $V = V(S_j)$ ou $V(S_i)$.
- (d) $S_i \cap S_j \neq \emptyset \neq S_i$ ou S_j . Calcula-se o volume da calota de superposição V_{sup} e define-se $V = V(S_i) + V(S_j) - V_{sup}$.

4.4 A preparação da configuração inicial

Neste trabalho a colisão núcleo-núcleo é processada no sistema do laboratório, com um núcleo alvo em repouso, e o núcleo projétil com energia cinética nominal do feixe. Todos os campos mesônicos (4.17), assim como cada colisão bárion-bárion, são, desta forma, calculados no sistema do laboratório ¹.

Os núcleos alvo e projétil constroem-se no início da colisão colocando os nucleons no interior de duas esferas de raios $r = r_0 A^{\frac{1}{3}}$, onde $r_0 = 1.167$ fm com A sendo o número de massa do núcleo correspondente. O sorteio das posições dos nucleons dentro das esferas se faz seguindo uma distribuição uniforme.

¹Neste trabalho não se faz qualquer análise sobre a covariância do formalismo apresentado aqui. Esta discussão deveria ser feita seguindo a linha da Ref. [62].

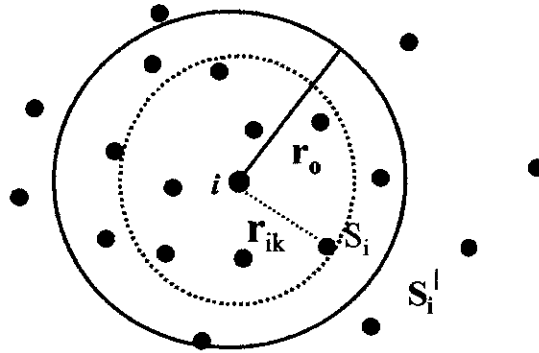


Figura 4.11: Vizinhança da partícula i

A velocidade dos nucleons no núcleo projétil é determinada por uma transformação de *boost*, com parâmetro $\gamma = v^2/c^2$, que permite passar do sistema em repouso do núcleo ao sistema do laboratório. Mostra-se a seguir como isto é feito. O parâmetro que mede a energia da colisão é a energia por nucleon E_{lab}/A , onde E_{lab} é a energia cinética do núcleo projétil medida no laboratório e A é o número de massa do projétil. Mas deve-se ter cuidado, pois na verdade E_{lab}/A não é mais do que um parâmetro, ele *não* representa a energia cinética de cada nucleon. Apenas parte da energia cinética total do núcleo é carregada pelos próprios nucleons, a parte restante é carregada pelos campos mesônicos que mantêm o núcleo coeso. No modelo de Cugnon, ou nos modelos de Monte Carlo posteriores [55,56], a energia cinética carregada pelos campos mesônicos é ignorada, desta forma a quantidade E_{lab}/A fornece, a energia cinética de cada nucleon do núcleo projétil. O parâmetro γ associado ao *boost* é então

$$\gamma = 1 + \frac{1}{m} \frac{E_{lab}}{A},$$

onde m é a massa em repouso do nucleon.

O formalismo apresentado neste trabalho leva em conta explicitamente a interação entre os nucleons. Determinar o parâmetro γ é, conseqüentemente, uma tarefa um pouco mais delicada que no caso do modelo de Cugnon. Inicialmente os nucleons são alocados em repouso no núcleo projétil. Posteriormente faz-se um *boost* de parâmetro γ , cujo resultado será o núcleo projétil movimentando-se no sistema do laboratório. Assim, no

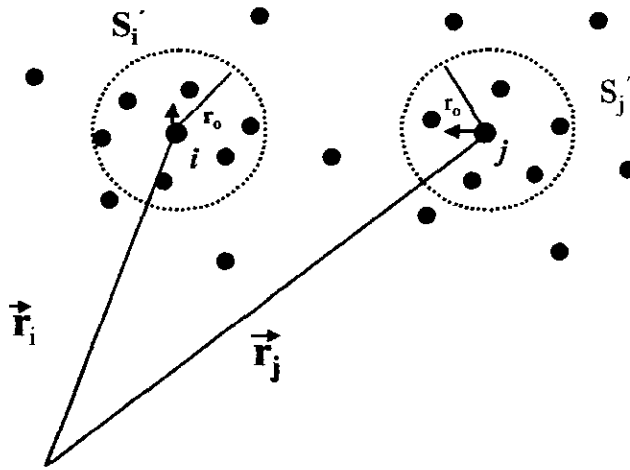


Figura 4.10: Esferas S_i e S_j centradas nas partículas i e j .

(c) $S_i \cap S_j = S_i$ ou S_j . Escolhe-se, neste caso, $V = V(S_j)$ ou $V(S_i)$.

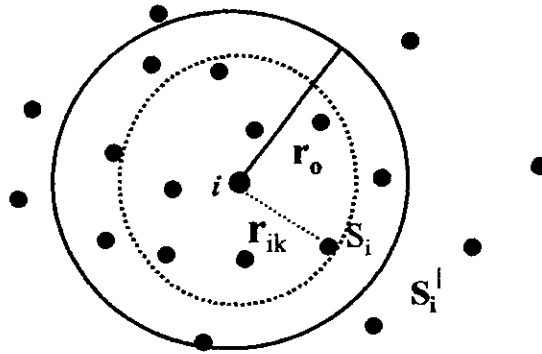
(d) $S_i \cap S_j \neq \emptyset \neq S_i$ ou S_j . Calcula-se o volume da calota de superposição V_{sup} e define-se $V = V(S_i) + V(S_j) - V_{sup}$.

4.4 A preparação da configuração inicial

Neste trabalho a colisão núcleo-núcleo é processada no sistema do laboratório, com um núcleo alvo em repouso, e o núcleo projétil com energia cinética nominal do feixe. Todos os campos mesônicos (4.17), assim como cada colisão bárion-bárion, são, desta forma, calculados no sistema do laboratório ¹.

Os núcleos alvo e projétil constroem-se no início da colisão colocando os nucleons no interior de duas esferas de raios $r = r_0 A^{1/3}$, onde $r_0 = 1.167$ fm com A sendo o número de massa do núcleo correspondente. O sorteio das posições dos nucleons dentro das esferas se faz seguindo uma distribuição uniforme.

¹Neste trabalho não se faz qualquer análise sobre a covariância do formalismo apresentado aqui. Esta discussão deveria ser feita seguindo a linha da Ref. [62].

Figura 4.11: Vizinhança da partícula i

A velocidade dos nucleons no núcleo projétil é determinada por uma transformação de *boost*, com parâmetro $\gamma = v^2/c^2$, que permite passar do sistema em repouso do núcleo ao sistema do laboratório. Mostra-se a seguir como isto é feito. O parâmetro que mede a energia da colisão é a energia por nucleon E_{lab}/A , onde E_{lab} é a energia cinética do núcleo projétil medida no laboratório e A é o número de massa do projétil. Mas deve-se ter cuidado, pois na verdade E_{lab}/A não é mais do que um parâmetro, ele *não* representa a energia cinética de cada nucleon. Apenas parte da energia cinética total do núcleo é carregada pelos próprios nucleons, a parte restante é carregada pelos campos mesônicos que mantêm o núcleo coeso. No modelo de Cugnon, ou nos modelos de Monte Carlo posteriores [55,56], a energia cinética carregada pelos campos mesônicos é ignorada, desta forma a quantidade E_{lab}/A fornece, a energia cinética de cada nucleon do núcleo projétil. O parâmetro γ associado ao *boost* é então

$$\gamma = 1 + \frac{1}{m} \frac{E_{lab}}{A},$$

onde m é a massa em repouso do nucleon.

O formalismo apresentado neste trabalho leva em conta explicitamente a interação entre os nucleons. Determinar o parâmetro γ é, conseqüentemente, uma tarefa um pouco mais delicada que no caso do modelo de Cugnon. Inicialmente os nucleons são alocados em repouso no núcleo projétil. Posteriormente faz-se um *boost* de parâmetro γ , cujo resultado será o núcleo projétil movimentando-se no sistema do laboratório. Assim, no

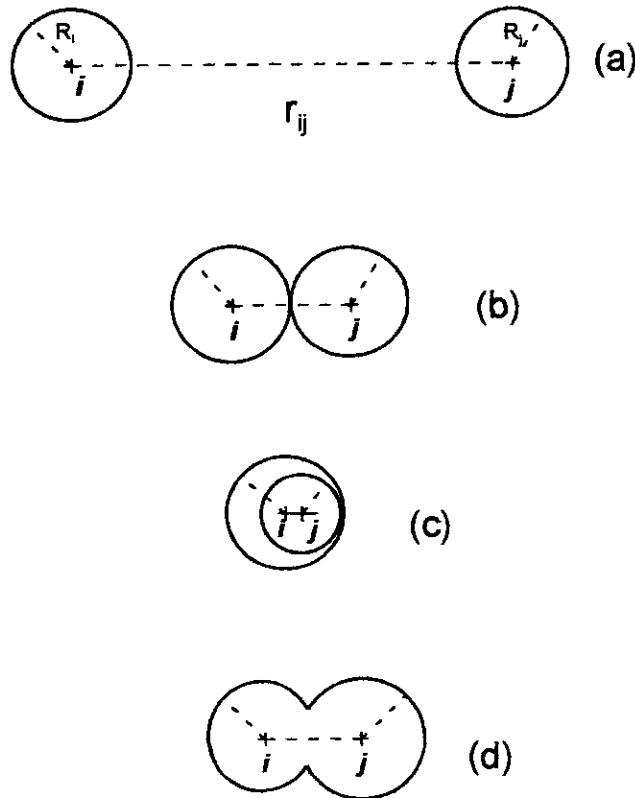


Figura 4.12: Esquema do volume geométrico da vizinhança

laboratório, todos os nucleons do projétil terão o *mesmo* impulso linear \mathbf{k} desprezando-se o movimento de Fermi. Os campos mesônicos dentro do projétil serão, então, as soluções das Eqs. (4.17), onde os valores médios devem ser calculados sobre o estado

$$|S\rangle = \prod_{i=1}^A a_i^\dagger(\mathbf{k}) .$$

O volume que aparece nas equações (4.18) deve ser entendido como o volume do projétil em movimento, ou seja, levando em conta a contração de Lorentz.

Tendo então a distribuição de momentos dos nucleons e os campos mesônicos dentro do núcleo projétil, pode-se calcular a energia total da configuração, a qual é uma função de γ , na forma,

$$E(\gamma) = V(\gamma)\mathcal{E} \tag{4.25}$$

onde $V(\gamma)$ é o volume do núcleo projétil contraído e a densidade de energia \mathcal{E} está dada na Eq. (4.21). Define-se a energia cinética do projétil E_{lab} da seguinte maneira:

$$E_{lab}(\gamma) = E(\gamma) - E(1) , \quad (4.26)$$

onde $E(1)$ é a energia dada na (4.25) com os nucleons em repouso, isto é, $\gamma = 1$.

Para comparar os resultados do modelo apresentado neste trabalho com os dados experimentais a uma dada energia por nucleon E_{lab}/A , define-se o parâmetro γ do modelo teórico de forma que

$$E_{lab}(\gamma) = E_{lab}^{exp} , \quad (4.27)$$

seja satisfeita.

Como já foi dito mais acima, para cada valor de E_{lab}/A temos uma distribuição de momentos dentro do projétil e soluções diferentes para os campos mesônicos (4.17). Na Seção 4.2 discutiu-se uma forma rudimentar de simular o princípio de Pauli entre os nucleons constituintes de cada núcleo. Isto se faz sorteando uniformemente os momentos dos nucleons numa esfera de Fermi de raio $k_F = 270$ MeV (e posteriormente fazendo o *boost* no caso do projétil.) Na Fig. 4.13 mostra-se a massa efetiva de um nucleon no projétil como função de E_{lab}/A para cada modelo relativístico de campo médio, onde observa-se a influência do sorteio de momentos. Veja-se que mantendo a configuração de momentos inicial ($\mathbf{k} = \frac{\epsilon}{M^*}(\gamma) \hat{z}$), sem ativar o movimento de Fermi, a massa efetiva comporta-se como um bom escalar de Lorentz, ou seja, ela é invariante frente a um *boost*, mantendo seu valor independente de E_{lab}/A . Observa-se também que esta invariância é quebrada quando os momentos são sorteados aleatoriamente. Esta quebra é muito mais notória no modelo de Walecka, sendo quasi nula no modelo de Zimanyi. Já nas Figs. 4.14 e 4.15 mostram-se as soluções das Eqs. (4.17) para as diferentes componentes do campo vetorial ω do projétil como função de E_{lab}/A , para cada modelo relativístico de campo médio considerado. Novamente, é possível mostrar que na ausência do movimento de Fermi, onde os momentos das partículas do projétil e, conseqüentemente, a parte espacial do campo ω estão na direção de propagação do feixe, a solução obtida para o campo ω verifica aquele que obtem-se para um 4-vetor de Lorentz.

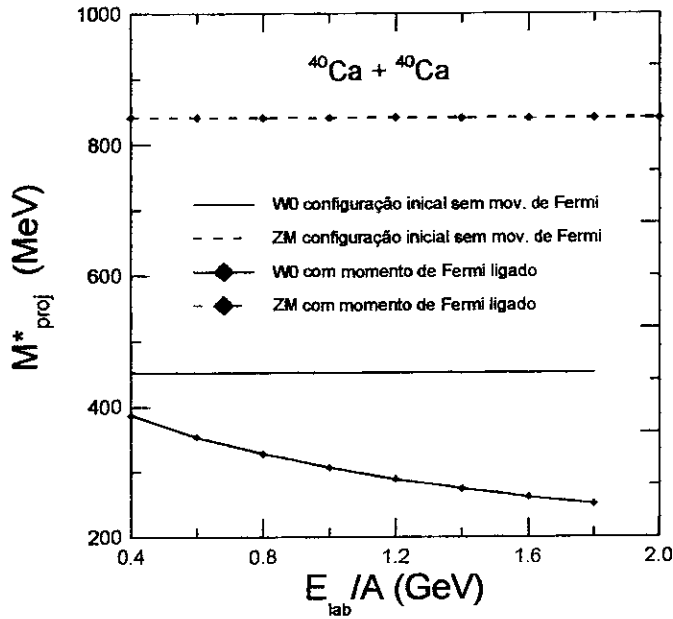


Figura 4.13: A massa efetiva de um nucleon no projétil como função de E_{lab}/A para cada modelo relativístico de campo médio.

4.5 A colisão bárion-bárion

Como o momento translacional dos nucleons do projétil correspondente a uma dada energia por nucleon E/A definido, dá-se início ao processo de colisão propriamente dito. Para isto redefinem-se os momentos dos nucleons dentro de cada núcleo, levando em conta o movimento de Fermi dos nucleons. Para cada nucleon no sistema de repouso de cada núcleo define-se, então, um momento “fermiônico” \mathbf{k}_f^i sorteando-o uniformemente dentro de uma esfera de raio de Fermi $k_F = 270$ MeV no espaço de momentos. No laboratório, sistema onde vai ser processada a colisão, os nucleons do alvo ficam com o novo momento \mathbf{k}_i . Os nucleons do projétil, por sua vez, ficam com o momento $\mathbf{k}_i = \Lambda(\gamma) \mathbf{k}_f^i$, onde $\Lambda(\gamma)$ é o *boost* da seção 4.4 ².

Com os novos momentos para cada partícula dá-se início à evolução dinâmica da

²Esta redefinição dos momentos no projétil viola a condição (4.27), mas espera-se que numa quantidade pequena.

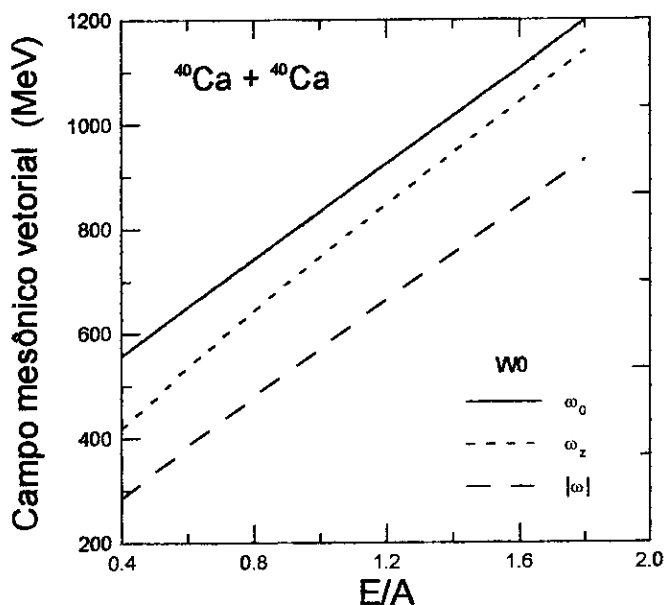


Figura 4.14: Campo mesônico vetorial ω do projétil como função de E_{tab}/A , para o modelo W0

colisão bárion-bárion.

4.5.1 A seção de choque no meio nuclear

Dentro do método convencional de cascata intranuclear, duas partículas colidem sempre que a seção de choque $\sigma^*(s^*)$ e a distância relativa d entre elas satisfizerem a condição

$$d \leq \sqrt{\frac{\sigma^*(\sqrt{s^*})}{\pi}}, \quad (4.28)$$

onde a seção de choque aparece parametrizada em função da massa invariante s^* do par de partículas no meio.

Para estudar os efeitos do meio nuclear na colisão núcleo-núcleo deve-se resolver em primeiro lugar o problema da obtenção da seção de choque dentro do meio σ^* . Neste trabalho consideram-se apenas os efeitos do meio sobre a cinemática da colisão nucleon-nucleon.

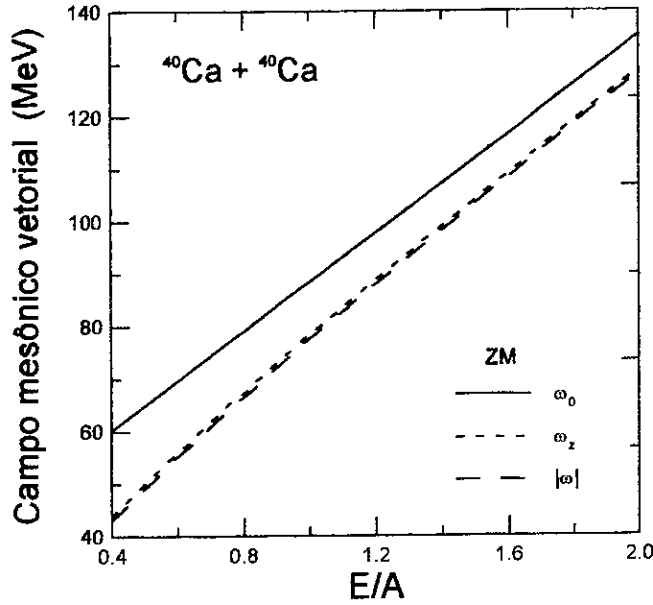


Figura 4.15: Campo mesônico vetorial ω do projétil como função de E_{lab}/A , para o modelo de ZM

Utilizam-se as seções de choque experimentais nucleon-nucleon livres e *todos os efeitos do meio são carregados pela mudança na massa invariante, s^* , que é a grandeza usada para parametrizar esta seção de choque.*

Para determinar a massa invariante do par de partículas procede-se da seguinte maneira. Sejam i e j as partículas que estão colidindo com momentos lineares \mathbf{k}_i e \mathbf{k}_j , e sejam m_i e m_j suas massas livres. Seja \mathcal{V} a vizinhança do par, determinado segundo mostrou-se na subseção 4.3.3. Dentro de \mathcal{V} resolvem-se as equações (4.17) para os campos mesônicos σ_0 , ω_0 e $\vec{\omega}$, determinando assim as massas efetivas m_i^* e m_j^* e os momentos efetivos κ_i e κ_j do par de partículas nesta vizinhança na forma

$$\begin{aligned} m_B^* &= m_B - g_{\sigma B} \sigma_0 \\ \kappa_B &= \mathbf{k}_B - g_{\omega B} \vec{\omega}, \quad B = N, \Delta. \end{aligned} \quad (4.29)$$

A massa invariante do par de partículas que colidem define-se na forma

$$s^* \equiv (\kappa_i + \kappa_j)^\mu (\kappa_i + \kappa_j)_\mu$$

$$= \left(\sqrt{\kappa_i^2 + m_i^{*2}} + \sqrt{\kappa_j^2 + m_j^{*2}} \right)^2 - (\kappa_i + \kappa_j)^2 . \quad (4.30)$$

Note-se que para toda colisão bárion-bárion temos $\sqrt{s^*} \geq m_i^* + m_j^*$. Em seguida define-se a seção de choque no meio na forma

$$\sigma^*(\sqrt{s^*}) = \sigma(\sqrt{s}) , \quad (4.31)$$

onde σ é a seção de choque livre experimental parametrizada em função da massa invariante livre s definida na forma

$$\sqrt{s} = \sqrt{s^*} - (m_i^* + m_j^*) + (m_i + m_j) . \quad (4.32)$$

As partículas envolvidas na colisão evoluem com a massa efetiva determinada pelos campos mesônicos da vizinhança \mathcal{V} , até que uma nova colisão a modifique³.

4.5.2 A evolução temporal da colisão núcleo-núcleo

Após o processamento de cada colisão bárion-bárion, todas as partículas constituintes do sistema são transladadas para suas novas posições no instante da ocorrência da próxima colisão bárion-bárion. O procedimento repete-se até que nenhuma colisão entre partículas seja mais possível.

Não se implementa um princípio de exclusão de Pauli rigoroso sobre os processos colisionais, no entanto ele é simulado aproximadamente proibindo as colisões brandas, ou seja, colisões entre bárions com \sqrt{s} menor que 50 MeV.

4.6 Resultados

Apresentam-se os resultados no que se refere à produção de píons em colisões $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$. Ao longo do cálculo consideram-se dois tipos de bárions: nucleons (N) e ressonâncias delta

³Uma escolha alternativa poderia ter sido deixar que as partículas evoluam cineticamente com suas massas livres, e levar em conta as massas efetivas unicamente no momento de processar uma colisão bárion-bárion.

(Δ). Devido a que os modelos considerados para descrever o meio nuclear utilizam mesons isoescares (σ e ω) os diferentes estados de isospin tanto para o nucleon (n e p) como para as ressonâncias delta (Δ^- , Δ^0 , Δ^+ e Δ^{++}) serão considerados degenerados. Neste cálculo os nucleons aparecem então como bárions com degenerescência de spin-isospin $\Gamma = 4$ e as deltas como bárions de $\Gamma = 8$. Os processos fundamentais a ser considerados nas colisões bárion-bárion são os seguintes:

$$B_1 B_2 \rightarrow B_1 B_2 \quad (4.33)$$

$$NN \rightarrow N\Delta \quad (4.34)$$

$$N\Delta \rightarrow NN, \quad (4.35)$$

onde B representa um bárion, N especifica um nucleon e Δ uma ressonância delta. O primeiro canal (Eq. (4.33)) é o processo elástico bárion-bárion, cuja seção de choque livre σ é tomada igual à do espalhamento próton-próton experimental [57]. A Eq. (4.34) é o canal de formação da ressonância Δ , onde sua seção de choque livre é definida a partir de um ajuste dos dados experimentais para a seção de choque inelástica próton-próton. Finalmente, a Eq. (4.35) é a reação de recombinação da delta, e tem sua seção de choque livre obtida a partir da Eq. (4.34) usando a relação do balanço detalhado [57].

4.6.1 Os efeitos do meio

Para ter uma idéia da evolução da colisão núcleo-núcleo, nas Figs. 4.16 - 4.19 mostra-se o valor atingido pela densidade bariônica em função do tempo, num dado volume de controle V_0 centrado no centro de massa da colisão, para vários valores de E/A . Nas Figs. 4.16 e 4.17 mostra-se a evolução da densidade de nucleons para os dois modelos relativísticos de campo médio considerados neste trabalho. Nas Figs. 4.18 e 4.19 se mostra a evolução na densidade de ressonâncias delta para os mesmos modelos. Deve-se notar que o auge da colisão núcleo-núcleo, quando a densidade nuclear atinge seu máximo valor, não coincide com o máximo na população de ressonâncias deltas, uma vez que são necessárias varias colisões, e conseqüentemente mais tempo, para produzir um número significativo de deltas.

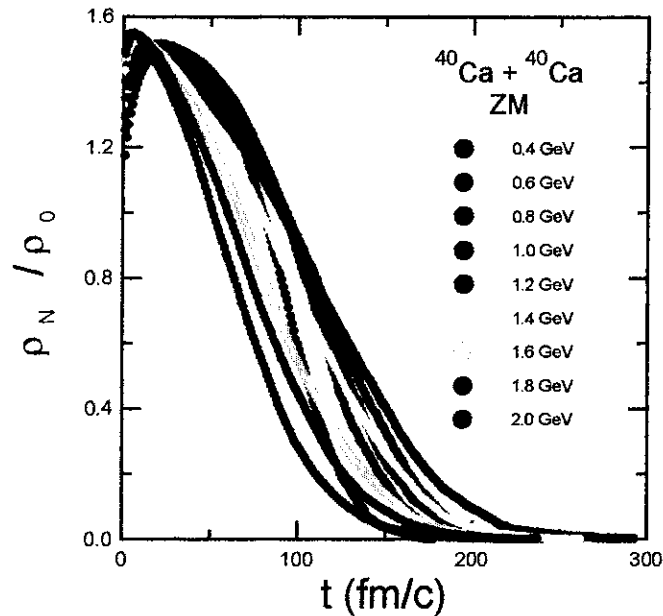


Figura 4.16: ρ_N / ρ_0 em função do tempo da colisão para o modelo ZM

Os efeitos do meio em cada colisão bárion-bárion pode ver-se ao longo das Figs. 4.20 - 4.22, para diferentes valores de E/A . Nas Figs. 4.20 e 4.21 mostram-se os valores dos potenciais mesônicos em cada vizinhança onde é processada uma colisão, para os dois modelos relativísticos de campo médio. A primeira coisa que se percebe é que os efeitos de médio são menores para o modelos ZM que para o modelo W0, já que os potenciais mesônicos são menores para aquele do que para este. Nas Figs. 4.22 e 4.23 mostra-se o potencial nuclear, definido na forma $V_N = g_{\omega N}\omega_0 - g_{\sigma N}\sigma$, em cada vizinhança onde uma colisão é processada, para os dois modelos relativísticos e para varios valores de E/A . Chama a atenção o fato de que para o modelo ZM, a matéria nuclear das vizinhanças é ligada ($V_N < 0$) para todos os valores de energia E/A aqui estudados. Já no modelo W0, para valores $E/A > 0.8$ GeV, a matéria das vizinhanças deixa de estar ligada ($V_N > 0$).

É possível definir uma “temperatura” T_c para cada colisão da seguinte maneira. Para cada colisão bárion-bárion calcula-se a energia cinética média $\langle \varepsilon \rangle$ das partículas dentro da vizinhança correspondente. Define-se então $T_c \equiv \langle \varepsilon \rangle$ (onde $k = 1$, sendo k a constante de

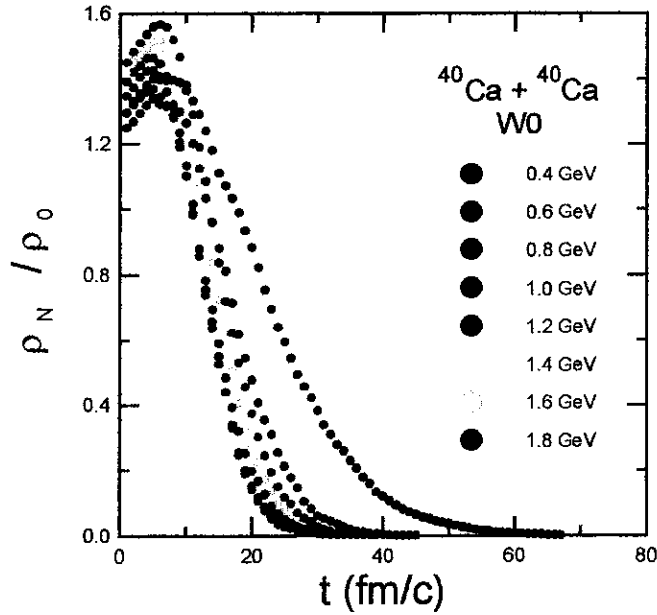


Figura 4.17: ρ_N / ρ_0 em função do tempo da colisão para o modelo W0

Boltzman.) Nas Figs. 4.24 e 4.25 mostra-se a evolução desta temperatura de colisão T_c , para cada modelo relativístico e para varios valores de E/A . Ve-se que o modelo ZM exhibe temperaturas maiores que o modelo W0. Isto é conseqüência do resultado mostrado nas Figs. 4.22 e 4.23, onde vemos que o potencial nuclear é mais fundo, e conseqüentemente tem mais conteúdo cinético para o modelo ZM que para o modelo W0. Outra observação importante é que o sistema resfria-se mais lentamente no modelo ZM que no modelo W0.

4.6.2 A multiplicidade de pions

A multiplicidade de pions está intimamente relacionada com a multiplicidade de deltas. De fato, neste trabalho, os pions não entram explicitamente como graus de liberdade hadrônicos. Sua multiplicidade é calculada indiretamente a partir da contagem de ressonâncias delta. Supondo uma produção de pions isotrópica em isospin, a multiplicidade

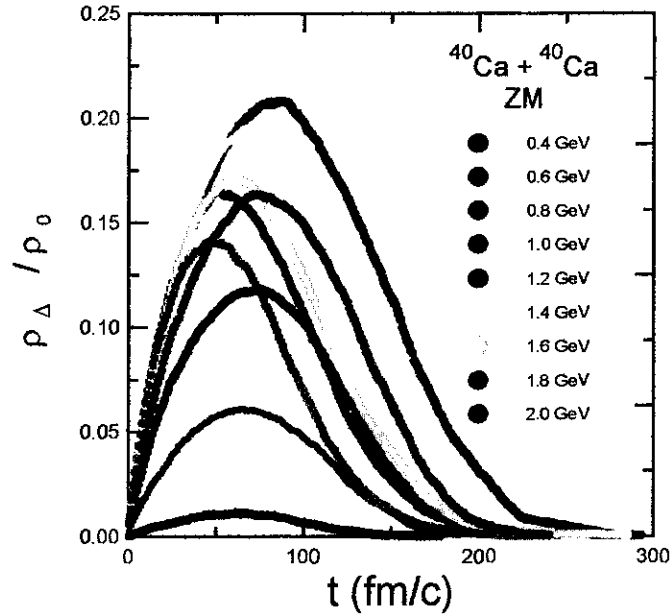


Figura 4.18: ρ_{Δ} / ρ_0 em função do tempo da colisão para o modelo ZM

de píons negativos n_{π^-} se define na forma

$$n_{\pi^-} = \frac{n_{\Delta}}{3},$$

onde n_{Δ} é a multiplicidade de ressonâncias delta.

Por outro lado, a multiplicidade de deltas está determinada pela seção de choque inelástica próton-próton, a qual é modificada no meio nuclear, segundo a prescrição apresentada na subseção 4.5.1. Esta seção de choque no meio é parametrizada em termos da massa invariante s^* , segundo a Eq. (4.30). Ve-se que, no caso de que uma delta esteja envolvida na colisão, para o cálculo de s^* é necessário conhecer as constantes de acoplamento $g_{\sigma\Delta}$ e $g_{\omega\Delta}$. No caso nuclear existem observáveis que permitem a determinação das constantes $g_{\sigma N}$ e $g_{\omega N}$. Mais no caso das deltas, não existem observáveis simples que permitam sua determinação. Como comentou-se anteriormente, no melhor dos casos só pode-se estabelecer cotas para estas constantes de acoplamento [43].

Neste trabalho as constantes de acoplamento méson-delta foram ajustadas para obter as multiplicidades de píons experimentais. Um resultado muito importante é que as

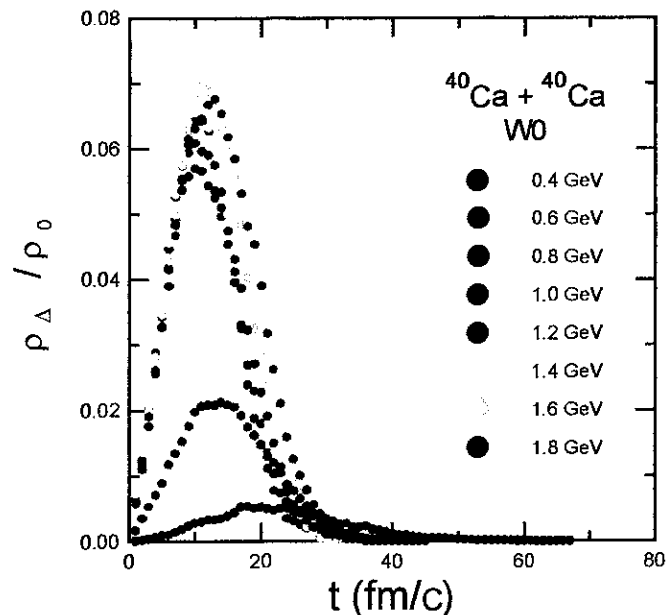


Figura 4.19: ρ_{Δ} / ρ_0 em função do tempo da colisão para o modelo W0

constantes de acoplamento passam a depender da energia do feixe E/A , ou, de forma equivalente, da temperatura ou da densidade atingidas na colisão. Constantes de acoplamento que dependam da temperatura ou da densidade não são uma novidade em Teoria de Campos. De fato, as constantes de acoplamento efetivas do modelo ZM dependem da densidade. Nas Figs. 4.26 e 4.27 mostra-se as multiplicidades de píons, como função da energia, para os dois modelos relativísticos do trabalho comparados com os resultados de outros autores. Pode ver-se que o modelo W0 não pode acompanhar os dados experimentais a partir de uma energia $E/A > 0.8$ GeV, ou seja, não é possível achar valores razoáveis para $g_{\sigma\Delta}$ e $g_{\omega\Delta}$ que permitam reproduzir os dados experimentais. O notável é que a partir do mesmo valor para E/A o potencial nuclear para as vizinhanças passa a ser repulsivo (ver. Fig. 4.23.) O mesmo acontece para o modelo ZM, mais desta vez para uma $E/A > 1.4$ GeV. Para este valor de E/A ve-se que o potencial nuclear (Fig. 4.22) começa a ser bem mais fraco que para valores menores de E/A . Do análise destas figuras observa-se que existe uma correlação entre a profundidade do potencial nuclear

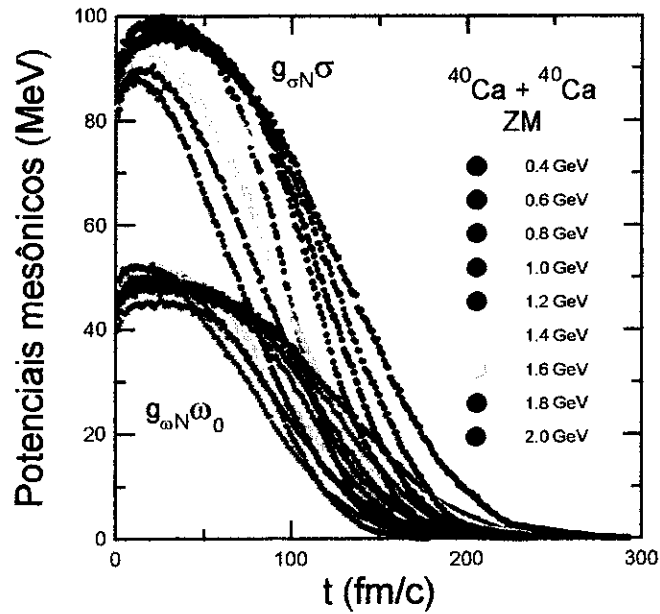


Figura 4.20: Potenciais mesônicos em função do tempo da colisão para o modelo ZM

e a existência de valores razoáveis para as constantes de acoplamento méson-delta que ajustem os dados experimentais.

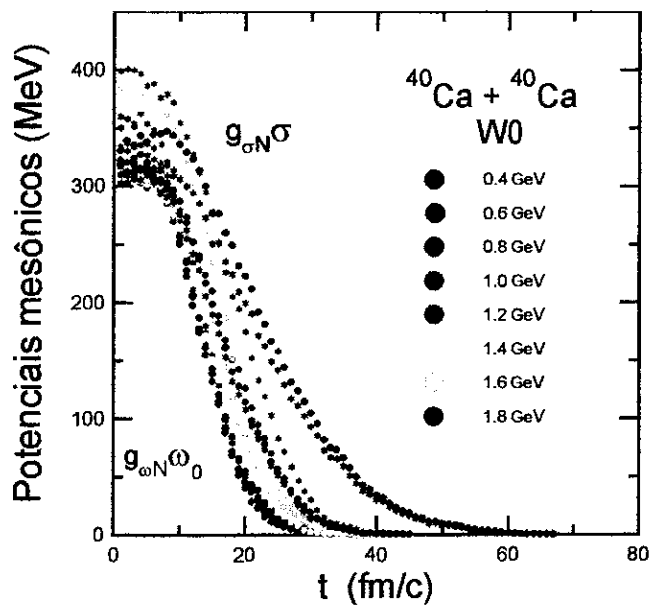


Figura 4.21: Potenciais mesônicos em função do tempo da colisão para o modelo W0

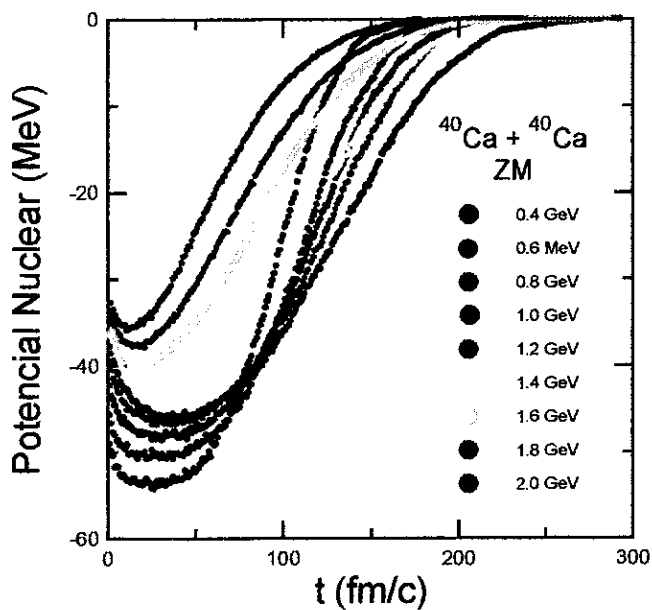


Figura 4.22: S - V em função do tempo da colisão para o modelo ZM

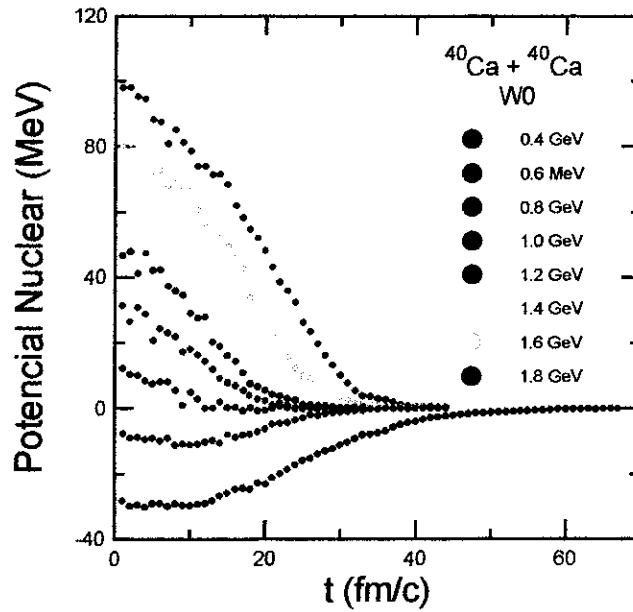


Figura 4.23: S - V em função do tempo da colisão para o modelo W0

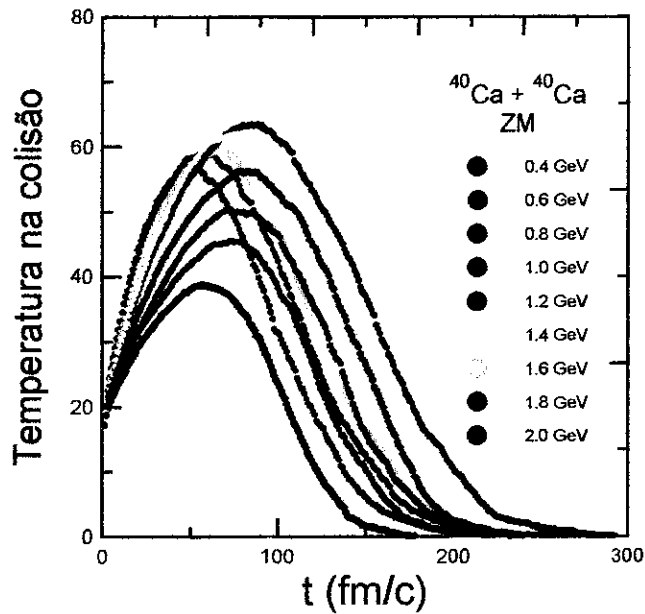


Figura 4.24: Temperatura no volume de controle durante a colisão em função do tempo da colisão para o modelo ZM

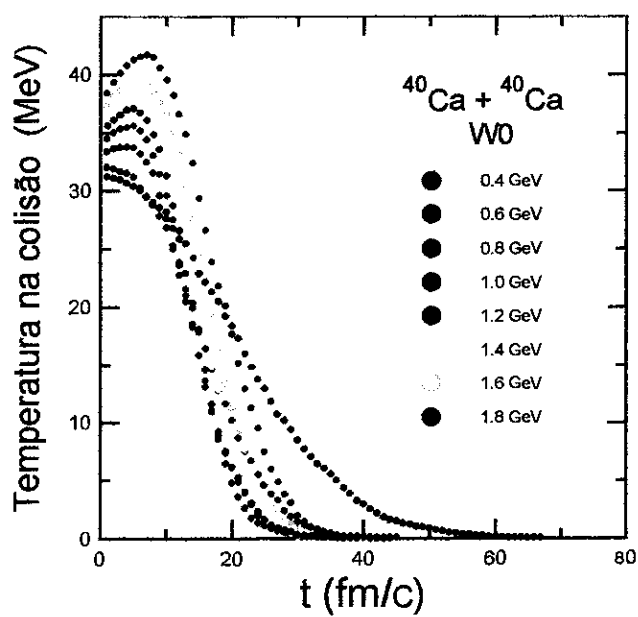


Figura 4.25: Temperatura no volume de control durante a colisão em função do tempo de colisão para o modelo W0

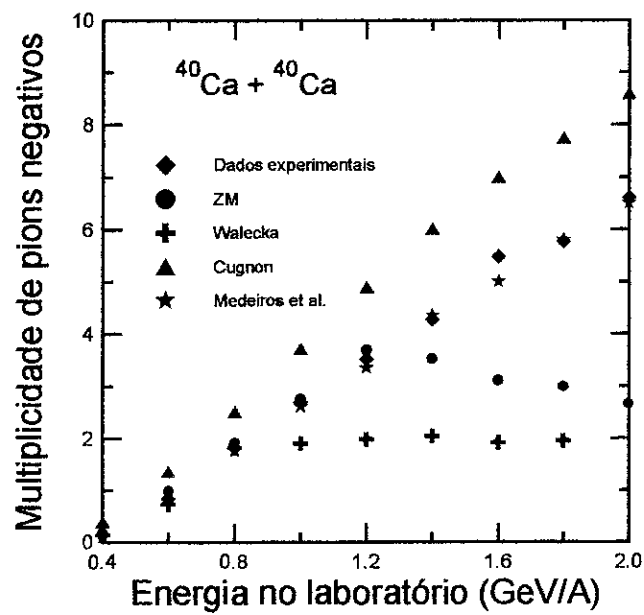


Figura 4.26: Multiplicidade de pions negativos em função da energia do feixe. Comparam-se os diferentes modelos de cascata [14,56], os dados experimentais [53] e dos resultados obtidos neste trabalho

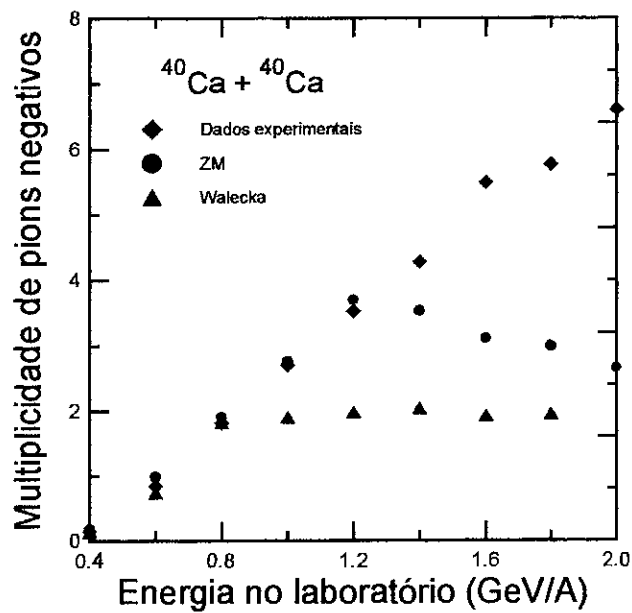


Figura 4.27: Multiplicidade de pions negativos em função da energia do feixe. Comparam-se os dados experimentais [53] com os resultados obtido com o modelo ZM e o modelo W0

Capítulo 5

Conclusões

5.1 Efeitos de densidade e temperatura

No Capítulo 2 foram apresentadas características recentes de modelos hadrônicos recentemente introduzidos, no que se refere à transição da fase hadrônica e ao plasma quark-gluon, assim como o comportamento das estrelas de neutrons. Este estudo ganha importancia devido ao fato de que o conhecimento da matéria nuclear nos casos extremos de temperatura e densidade é um grande desafio nos novos experimentos de íons pesados.

A familia de modelos constituida por $Q2$, $G1$ e $G2$ já foram muito bem testados e reproduzem resultados muito perto dos observáveis da física nuclear [6]. A outra familia de modelos, constituida por $W1$, $C1$, e $Q1$ não forneceram um bom ajuste dos observáveis nucleares, por exemplo o espectro do núcleo finito [6].

Extrapolando esse modelos hadrônicos a condições extremas de temperatura e densidade observa-se que o modelo $Q2$ revela ser muito duro, enquanto $G1$ e $G2$ mostram ser moles. Aqui moleza significa o comportamento de algumas quantidades em comparação com os outros modelos. Este é o caso de K vs. ρ apresentado na Fig. 3.2. Este é um bom aspecto destes modelos, assim pode-se perguntar de onde vem a grande diferença entre os modelos $Q2$ e $G1$ ($G2$). Esta diferença aparece dos diferentes sinais para ζ_0 o qual multiplica o auto-acoplamento mesônico vetorial W^4 (ver Tabela 2.1). Este campo de in-

teração W^4 corresponde à dependência ρ^4 na funcional de energia numa aproximação de campo medio. Apesar dos pequenos valores de ζ_0 , a tendência para grandes valores de ρ é tal que sua contribuição vira dominante, desde que os outros termos sejam menores que ρ . É muito importante de notar aqui que estes modelos ($Q2$, $G1$ e $G2$) foram desenvolvidos baixo o suposto que sua validade é garantida a baixas densidades [6]. A extrapolação para regiões de densidades maiores é feita por completitude, mais do que pretender testar sua qualidade, a qual esta assegurada na região de baixa densidade da matéria nuclear.

Ainda discutindo o setor hadrônico, no caso de $\rho = 0$ todos os modelos viram o modelo σ não linear [4], mas seus diferentes parâmetros impõem uma situação onde só os modelos $W1$, $Q1$, $Q2$ e $G1$ apresentam transição de fase de primeira ordem no tempo em que os modelos $C1$ e $G2$ não mostram qualquer transição. Contra a intuição ingênua, este fato não se manifesta nos resultados da transição de fase hadrônica-QGP. As T_c estão muito próximas para cada escolha de $B^{1/4}$. No caso de $B^{1/4} = 174$ MeV obtém-se T_c alrededor de 151 MeV o qual é um valor muito aceitável [63]. Outro ponto interessante é que apesar de manifestar comportamentos muito similares ao longo das Figs. 3.1 - 3.8, os modelos $G1$ e $G2$ diferem muito ao observar a sua transição de fase hadrônica (ver, por exemplo, Figs. 3.9 - 3.10 e a Tabela 3.1).

Em todo este trabalho apresentaram-se sempre os resultados ilustrando o caso de $\alpha_s = 0$ (quarks livres). A motivação foi que alguns autores usaram diferentes valores de α_s sugeridos pela QCD na rede, usualmente um pouco menores que aqueles fornecidos pela Eq. (3.6). Por isso, qualquer valor diferente de α_s entre 0 e o α_s deste trabalho necessariamente fará com que a região de coexistência fique dentro da região apresentada aqui, reduzendo naturalmente a região de fase mixta. As diferentes escolhas para $B^{1/4}$ tem a mesma motivação. As Figuras 3.6 e 3.15 servem como guias para deduzir alguma informação qualitativa para o diagrama de coexistência no caso de usar-se diferentes valores de $B^{1/4}$. Outro aspecto encontrado e já mencionado no modelo de Walecka [10], foi que a inclusão de píons muda muito pouco a transição de fase hadrônica-QGP. Vale notar que, muito recentemente, calculos para a transição de fase de deconfinamento mostram que a inclusão de píons pode ser importante na matéria assimétrica [47]. As Figs. 3.17 -

3.20 mostram como uma forte moleza nos modelos $G1$ e $G2$ se manifesta nos diagramas de coexistência de fase.

Outra vez insiste-se no fato que a extrapolação dos modelos hadrônicos para casos extremos de temperatura e densidade, merece considerações de cuidado e validade. Isto começa mesmo com a aplicação da aproximação de campo médio para extrair conclusões, assim como outros possíveis aspectos importantes omitidos neste trabalho, como a transição para matéria de Δ e matéria estranha, condesação de mesons, etc, os quais acontecem quando se testa a matéria nuclear nestes limites extremos.

5.2 Produção de píons

Ao longo das últimas duas décadas muito tem-se aprendido na Física Nuclear de Altas energias sobre o comportamento da matéria nuclear fora da densidade de saturação. Embora novas ferramentas para o tratamento da matéria nuclear tenham sido desenvolvidas, no contexto de uma teoria fundamental da interação forte (QCD), a solução exata do problema de muitos corpos é uma tarefa inviável. Assim, o problema de muitos corpos transformou-se num objeto de intenso estudo no contexto de teorias efetivas que consigam reproduzir dados experimentais. O presente trabalho, longe de pretender resolver o problema de muitos corpos, teve como intuito colocar um pouco de luz no estudo das correlações de muitos corpos num sistema extremamente denso e quente como aquele formado no auge de uma colisão núcleo-núcleo.

Propõe-se um modelo híbrido para descrever efeitos do meio nuclear na produção de partículas em colisões relativísticas de íons pesados. Suas características são

1. leva em conta a existência de correlações no meio nuclear, processando a colisão segundo um Método de Cascata Intranuclear, no qual todos os processos intranucleares são acompanhados passo-a-passo, e todas as correlações são explicitadas,
2. leva em conta a interação entre as partículas através de uma descrição fenomenológica da interação forte dada por uma Teoria Relativística de Campo Médio.

Os efeitos do meio nuclear são levados em conta da seguinte maneira:

1. definindo uma vizinhança em volta do par primário, na qual são calculados campos mesônicos que renormalizam as massas e momentos das partículas;
2. redefinindo a seção de choque, a qual passa a ser parametrizada em termos da massa invariante s^* , que agora leva em conta a energia dos campos, do par de partículas que estão colidindo.

O modelo proposto foi aplicado sistematicamente no cálculo da multiplicidade de píons na colisão $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ para diferentes valores de E/A , utilizando dois Modelos Relativísticos de Campo Medio, o modelo de Zimanyi e Moszkowski (ZM) e o modelo de Walecka (W0).

As diferenças mais importantes entre estes dois modelos fenomenológicos da interação forte são:

1. Os potenciais mesônicos dentro de cada vizinhança são mais fortes no modelo W0 do que no modelo ZM.
2. Consistente com o ponto anterior, sendo o modelo W0 mais “duro”, a colisão núcleo-núcleo termina antes no modelo W0 do que no modelo ZM.
3. O potencial nuclear dentro de cada vizinhança é mais atrativo para o modelo ZM que para o modelo W0. Aparentemente este fato tem uma importante correlação com a potencialidade do modelo em reproduzir os dados experimentais de multiplicidade de píons. Esta correlação requer um estudo mais cuidadoso.
4. Consistente com o ponto anterior, ao ser o conteúdo cinético do modelo ZM maior que o do W0, a temperatura do meio nuclear é maior no modelo ZM que no modelo W0.

Por outro lado, para conseguir reproduzir os dados experimentais de multiplicidade de píons, as constantes de acoplamento méson-delta devem depender da energia, ou de

forma equivalente, da densidade ou temperatura. Já o modelo ZM utiliza constantes de acoplamento que dependem da densidade. Mas o fato de aparecer uma dependência adicional na energia só pode significar que o modelo proposto aqui ainda tem alguns defeitos. Entre eles poderíamos mencionar *a priori*

1. Os modelos relativísticos não consideram todos os canais hadrônicos possíveis em forma separada. Devem ser separados os graus de liberdade de prótons e nêutrons, assim como também os diferentes estados de carga da ressonância delta. Isto pode ser feito incorporando o méson ρ como grau de liberdade mesônicos a mais.
2. Deve ser estudada de forma mais cuidadosa como o meio nuclear modifica as seções de choque.

Bibliografia

- [1] H. Stöcker e W. Greiner Phys. Reports 137, 277 e referências ali citadas.
- [2] F. Karsch, Z. Phys. C38, (1988) 147.
- [3] J. I. Kapusta, Nucl. Phys. B148, (1979) 461.
- [4] J. Boguta e A. R. Bodmer, Nucl. Phys. A292, (1977) 414.
- [5] J. Zimanyi e S. A. Moszkowski, Phys. Rev. C42,(1990) 1416.
- [6] R.J.Furnstahl, Brian D. Serot e Hua-Bin Tang, Nucl.Phys. A615, (1997) 441.
- [7] H. Müller e B.D.Serot, Nucl. Phys. A606, (1996) 508.
- [8] B. D. Serot e J. D. Walecka, *Advanced in Nuclear Physics*, Plenum, New York (1986) Vol. 16.
- [9] M. Gonçalves, M. Chiapparini, L. Castro, E. C. de Oliveira, S. B. Duarte e E. L. Medeiros, submetido a Phys. Lett. B
- [10] J. D. Walecka, Ann. Phys. 83, (1974) 491; B. D. Serot e J. D. Walecka, *Advances in Nuclear Physics* Vol. 16, Plenum, New York, 1986, pp. 1–327; R. J. Furnstahl e B. D. Serot, Phys. Rev. C41, (1990) 262.
- [11] J.Theis, G.F.Graebner, G.Bucchwald, J.A.Maruhn, W.Greiner, H.Stoecker e J.Polony, Phys. Rev. D28, (1983) 2286.
- [12] H.Müller e B.D.Serot, Phys. Rev. C52, (1995) 2072.

- [13] E. V. Shuryak , *The QCD vacuum , hadrons and the superdense matter*, World Scientific Lecture Notes in Physics, Vol. 8.
- [14] J. Cugnon, T. Mizutani e J. Vandermeulen, Nucl. Phys. A352, (1981) 505.
- [15] G. F. Bertsch, H. Kruse e S. Das Gupta, Phys. Rev. C29, (1984) 673.
- [16] H. Kruse, B. V. Jacak e H. Stöcker, Phys. Rev. Lett. 54, (1985) 289.
- [17] C. Gregoire, B. Renaud, F. Sébille, L. Vinet e Y. Raffray, Nucl. Phys. A465, (1987) 317.
- [18] G. Batko, J. Randrup e T. Vette, Nucl. Phys. A536, (1992) 786.
- [19] R. J. Furnstahl, H. B. Tang e B. D. Serot, Phys. Rev. C52 (1995) 1368.
- [20] L. I. Schiff, Phys. Rev. 84 (1951) 1.
- [21] P. G. Reinhard, M. Rufa, J. Maruhn, W. Greiner e J. Friedrich, Z. Phys. A323 (1986) 13.
- [22] P.G. Reinhard, Rep. Prog. Phys. 52 (1989) 439.
- [23] Y. K. Gambhir, P. Ring e A. Thimet, Ann. Phys. (N.Y.) 198 (1990) 132.
- [24] M. M. Sharma, M. A. Nagarajan e P. Ring, Phys. Lett. B312 (1993) 377.
- [25] R. J. Furnstahl e B. D. Serot, Phys. Rev. C47 (1993) 2338; Phys. Lett. B316 (1993) 12.
- [26] J. D. Walecka, *Theoretical Nuclear and Subnuclear Physics*, Oxford University Press, New York (1995).
- [27] J. D. Walecka, Ann. Phys. 83, (1974) 491.
- [28] S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology: principles and applications of the general theory of relativity* , John Wile & Sons, New York (1972).

- [29] J. P. Blaizot, Phys. Rep. C64, (1980) 171.
- [30] J. P. Blaizot, J. F. Berger, J. Dechargé e M. Girod, Nucl. Phys. A591 (1995) 435.
- [31] S. A. Chin e J. D. Walecka, Phys. Lett. 52B (1974) 24.
- [32] J. D. Walecka, Phys. Lett. 59B (1975) 109.
- [33] M. Schönhofen, M. Cubero, M. Gering, M. Sambataro, H. Feldmeier e W. Nörenberg, Nucl. Phys. A504, (1989) 875.
- [34] A. R. Bodmer e C. E. Price, Nucl. Phys. A505 (1989) 123.
- [35] C. T. Coelho, *Equações de Estado para a Matéria Nuclear por novos Modelos com Acoplamento Escalar Derivativo*, Tese de Mestrado, Universidade Federal Fluminense, (1994).
- [36] A. Delfino, M. Chiapparini, M. Malheiro, L. V. Belvedere e A. O. Gattone, Z. Phys. A355, (1996) 145.
- [37] A. Delfino, C. T. Coelho e M. Malheiro, Phys Lett. B345, (1995) 361; Phys. Rev. C51, (1995) 2188.
- [38] B. M. Waldhauser, J. A. Maruhn, H Stöcker, e W. Greiner, Z. Phys. A328, (1987) 19.
- [39] D. S. Kosov, C. Fuchs, B. V. Martemyanov e Amand Faessler, Phys. Lett. B421, (1998) 37.
- [40] N.K. Glendenning, Astrophys. J. 293, (1985) 470; Nucl. Phys. A493, (1989) 521; Phys. Rev. D46, (1992) 1274; N. K. Glendenning e S. A. Moszkowski, Phys. Rev. Lett. 67, (1991) 2414.
- [41] U. Heinz, P.R. Subramanian, H. Stöcker e W. Greiner, J. Phys. G12, (1986) 1237.

- [42] Bo-Qiang Ma, Qi-Ren Zhang, D.H. Riske e W. Greiner, Phys. Lett. B315, (1993) 29.
- [43] B. M. Waldhauser, J. A. Maruhn, H. Stöcker e W. Greiner, Phys. Rev. C38, (1988) 1003.
- [44] Ver, por exemplo Particle Data Group H. Hikasa et al, Review of particle properties, Phys. Rev. D45, (1992) 54.
- [45] L.D. Landau e E.M. Lifshitz Statistical Physics (pergamon Press, Oxford, 1969).
- [46] N. K. Glendenning, Phys. Rev. D46, (1992) 1274.
- [47] H. Müeller , Nucl.Phys. A618, (1997) 349.
- [48] J. Cugnon, Phys. Rev., C22, (1980) 1885.
- [49] J. Cugnon, T. Mizutani e J. Vandermeulen, Lett. Nuovo Cim., 28, (1980) 55.
- [50] W. Norenberg, *Basic concepts in the description of collisions between heavy nuclei*, Heavy Ion Collisions, Vol.2, North-Holland Publishing Company, New York, 1980.
- [51] Y. Yariv e Z. Fraenkel, Phys. Rev. C20(1979)2227.
- [52] J. P. Bondorf, H. T. Feldmeier, S. Garpman e E. C. Halbert, Phys. Lett B65, (1976) 217.
- [53] R. Stock, R. Bock, R. Brockman, J. W. Harris, A. Sandoval, H. Stroebele, K. L. Wolf, H. G. Pugh, L. S. Schroeder, M. Maier, R. E. Renfordt, A. Dacal e M. E. Ortiz, Phys. Rev. Lett. 49, (1982) 1236.
- [54] J. Cugnon, D. Kinet e J. Vandermeulen, Nucl. Phys. A379, (1982) 553.
- [55] E. de Lima Medeiros, *Energia de ligação e multiplicidade de píons em colisões nucleares relativísticas*, Tese de Doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, 1989.

- [56] E. L. Medeiros, S. B. Duarte e T. Kodama, *Phys. Lett.* B203, (1988) 205.
- [57] Marcello Gonçalves, *Efeito de colisões a muitos corpos na produção de partículas em reações nucleares relativísticas*, Tese de Doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, 1996.
- [58] M. G. Gonçalves, E. L. Medeiros e S. B. Duarte, *Phys. Rev.* C55, (1997) 2625.
- [59] E. A. Uehling e G. E. Uhlenbeck, *Phys. Rev.* 43, (1933) 552.
- [60] W. Koepf, M. M. Sharma e P. Ring, *Nucl. Phys.* A533, (1991)95.
- [61] J. V. Leite de Oliveira, *Fase URCA do processo-R em supernovas*, Tese de mestrado, Universidad Federal de Paraíba, João Pessoa, 1997.
- [62] S. B. Duarte, Tese de doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 1982.
- [63] T. Blum, S. Gottlieb, L. Karkkainen e D. Toussaint, *Phys. Rev.* D51, (1995) 5153.
- [64] B. Friedman e V. R. Pandharipande, *Nucl. Phys.* A361,(1981) 502; N. K. Glendenning, *Phys. Rev.* D46, (1992) 1274; T. Maruyama, H. Fujii, T. Muto, T. Tatsumi, *Phys. Lett.* B337, (1994) 19; R. Knorren, M. Prakash, e P.J. Ellis, *Phys. Rev.* C52, (1995) 3470; M. Prakash, J. Cooke, e J.M. Lattimer, e R. Knorren, *Phys. Reports* (in press) ; H. Fujii, T. Maruyama, T. Moto, e T. Tatsumi, Kyoto University preprint KUNS-1348(1995).
- [65] T.D.Cohen, R.J.Furnstahl e D.K.Kriegel, *Phys. Rev.* C45, (1992) 1881.
- [66] A. Delfino, J. Dey, M. Dey e M. Malheiro ,*Phys.Lett.* B363, (1995) 17; *Zeit. für Phys.* C71, (1996) 507.
- [67] M.Malheiro, Mira Dey, A.Delfino e Jishnu Dey, *Phys. Rev.* C55, (1997) 521.

Apêndice A

Seguem-se aqui as convenções adotadas na referência [8]. Foi adotado o sistema natural de unidades, onde $\hbar \equiv c \equiv 1$. Os quadrivetores contravariantes (x^μ) e covariantes (x_μ) são descritos como

$$x^\mu = (t, \mathbf{x}) \qquad x_\mu = (t, -\mathbf{x}) \qquad (\text{A.1})$$

$$p^\mu = (E, \mathbf{p}) \qquad p_\mu = (E, -\mathbf{p}) \qquad (\text{A.2})$$

$$\partial^\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x_\mu} = \left(\frac{\partial}{\partial t}, -\nabla \right) \qquad \partial_\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x^\mu} = \left(\frac{\partial}{\partial t}, \nabla \right) \qquad (\text{A.3})$$

e o tensor métrico é

$$g^{\mu\nu} = g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \qquad (\text{A.4})$$

As matrizes gama $\gamma^\mu = (\gamma^0, \vec{\gamma})$ obedecem às relações

$$\begin{aligned} \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu &= \{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}, \\ (\gamma^\mu)^\dagger &= \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0, \end{aligned} \qquad (\text{A.5})$$

e na representação estandar (Dirac-Pauli) escrevem-se como

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \qquad \gamma = \begin{pmatrix} 0 & \sigma \\ -\sigma & 0 \end{pmatrix}, \qquad (\text{A.6})$$

com as matrizes de Pauli definidas por

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.7})$$

Os spinores de Dirac u e v satisfazem

$$(i\gamma_\mu \overleftrightarrow{\partial}^\mu - M) u(\mathbf{k}, \lambda) = 0, \quad (i\gamma_\mu \overleftrightarrow{\partial}^\mu + M) v(\mathbf{k}, \lambda) = 0, \quad (\text{A.8})$$

$$\bar{u}(\mathbf{k}, \lambda) (i\gamma_\mu \overleftarrow{\partial}^\mu - M) = 0, \quad \bar{v}(\mathbf{k}, \lambda) (i\gamma_\mu \overleftarrow{\partial}^\mu + M) = 0, \quad (\text{A.9})$$

com a seguinte normalização

$$u^\dagger(\mathbf{k}, \lambda) u(\mathbf{k}, \lambda') = \delta_{\lambda\lambda'} \quad (\text{A.10})$$

$$v^\dagger(\mathbf{k}, \lambda) v(\mathbf{k}, \lambda') = \delta_{\lambda\lambda'} \quad (\text{A.11})$$

$$\bar{u}(\mathbf{k}, \lambda) u(\mathbf{k}, \lambda') = \delta_{\lambda\lambda'} \frac{M}{E(\kappa)} = \delta_{\lambda\lambda'} \frac{M}{(\kappa^2 + M^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{A.12})$$

$$\bar{v}(\mathbf{k}, \lambda) v(\mathbf{k}, \lambda') = -\delta_{\lambda\lambda'} \frac{M}{E(\kappa)} = -\delta_{\lambda\lambda'} \frac{M}{(\kappa^2 + M^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{A.13})$$

aqui λ e λ' são polarizações independentes do sistema em repouso.

Os spinores de Rarita-Schwinger satisfazem às seguintes condições de ortogonalidade e normalização

$$\sum_\nu (u_{\mathbf{k}\lambda}^\nu)^\dagger u_{\mathbf{k}\lambda'}^\nu = \delta_{\lambda\lambda'} \quad (\text{A.14})$$

$$\sum_\nu (v_{\mathbf{k}\lambda}^\nu)^\dagger v_{\mathbf{k}\lambda'}^\nu = \delta_{\lambda\lambda'} \quad (\text{A.15})$$

$$\sum_\nu (u_{\mathbf{k}\lambda}^\nu)^\dagger v_{\mathbf{k}\lambda'}^\nu = \sum_\lambda (v_{\mathbf{k}\lambda}^\nu)^\dagger u_{\mathbf{k}\lambda'}^\nu = 0 \quad (\text{A.16})$$

$$\sum_\nu \bar{u}_{\mathbf{k}\lambda}^\nu u_{\mathbf{k}\lambda'}^\nu = -\sum_\nu \bar{v}_{\mathbf{k}\lambda}^\nu v_{\mathbf{k}\lambda'}^\nu = \delta_{\lambda\lambda'} \frac{M}{E(\kappa)} \quad (\text{A.17})$$

Finalmente, os vetores de polarização e_μ obedecem às relações de ortogonalidade

$$\mathbf{k} \cdot e(\mathbf{k}, \lambda) = 0 \quad (\text{A.18})$$

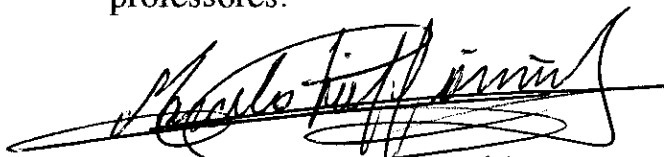
$$e_\mu^*(\mathbf{k}, \lambda) e^\mu(\mathbf{k}, \lambda') = \delta_{\lambda\lambda'} \quad (\text{A.19})$$

$$\sum_\lambda e_\mu(\mathbf{k}, \lambda) e_\nu^*(\mathbf{k}, \lambda) = -g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{M^2}. \quad (\text{A.20})$$

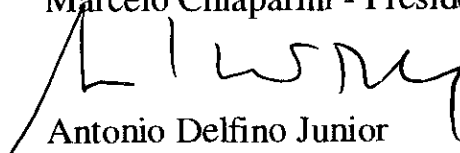
**“ENSAIOS EM HADRODINÂMICA QUÂNTICA:
APLICAÇÕES EM REAÇÕES NUCLEARES E
NA MATÉRIA NUCLEAR”**

Lia Yenory Castro Vargas

Tese de Doutorado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:



Marcelo Chiaparini - Presidente



Antonio Delfino Junior



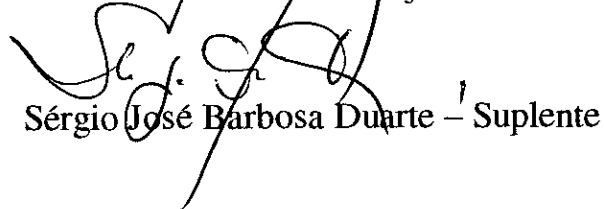
Manoel Máximo Malheiro



Anna Maria Freire Endler



João Carlos Costa dos Anjos



Sérgio José Barbosa Duarte - Suplente

Rio de Janeiro, 14 de setembro de 1999