

Tese apresentada à Pró-Reitoria de Pós-Graduação e Pesquisa do Instituto Tecnológico de Aeronáutica, como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Ciências no Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Física Nuclear.

Tiago de Jesus Santos

MODELO DE EMISSÃO NUCLEAR SEQUENCIAL ESTATÍSTICA EM ALTAS ENERGIAS

Tese aprovada em sua versão final pelos abaixo assinados:



Prof. Dr. Brett Vern Carlson

Orientador

Prof. Dr. Luiz Carlos Sandoval Góes
Pró-Reitor de Pós-Graduação e Pesquisa

Campo Montenegro
São José dos Campos, SP - Brasil
2017

Dados Internacionais de Catalogação-na-Publicação (CIP)
Divisão de Informação e Documentação

Santos, Tiago de Jesus
Modelo de emissão nuclear sequencial estatística em altas energias / Tiago de Jesus Santos.
São José dos Campos, 2017.
159f.

Tese de Doutorado – Curso de Física. Área de Física Nuclear – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, 2017. Orientador: Prof. Dr. Brett Vern Carlson.

1. Núcleo Composto. 2. Modelo de Emissão Sequencial Estatística. 3. Aproximação Dirac-Brueckner-Hartree-Fock. 4. Equação de Estado. 5. Matéria Nuclear. 6. QCD. I. Instituto Tecnológico de Aeronáutica. II. Título.

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

SANTOS, Tiago de Jesus. **Modelo de emissão nuclear sequencial estatística em altas energias**. 2017. 159f. Tese de Doutorado – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.

CESSÃO DE DIREITOS

NOME DO AUTOR: Tiago de Jesus Santos

TÍTULO DO TRABALHO: Modelo de emissão nuclear sequencial estatística em altas energias.

TIPO DO TRABALHO/ANO: Tese / 2017

É concedida ao Instituto Tecnológico de Aeronáutica permissão para reproduzir cópias desta tese e para emprestar ou vender cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte desta tese pode ser reproduzida sem a autorização do autor.

Tiago de Jesus Santos
5 Bis Cours de la République
69100 – Villeurbanne–France

MODELO DE EMISSÃO NUCLEAR SEQUENCIAL ESTATÍSTICA EM ALTAS ENERGIAS

Tiago de Jesus Santos

Composição da Banca Examinadora:

Prof. Dr. Manuel Máximo Bastos Malheiro de Oliveira	Presidente	-	ITA
Prof. Dr. Brett Vern Carlson	Orientador	-	ITA
Prof. Dr. Tobias Frederico	Membro Interno	-	ITA
Prof. Dr. Luiz Carlos Chamon	Membro Externo	-	IF-USP
Prof. Dr. Airton Deppman	Membro Externo	-	IF-USP

Aos meus pais Reginaldo e Terezinha
pelos ensinamentos mais valiosos que
aprendi na vida.

Agradecimentos

Aos meus pais, Reginaldo e Terezinha, à minha irmã, Rívia, e à minha saudosa avó Adelina Maria de Jesus, pelo apoio e pelos ensinamentos mais valiosos que aprendi na vida. Ao meu saudoso avô Durval Anselmo. A eles dedico esta Tese de Doutorado.

Ao Prof. Dr. Brett Vern Carlson. Seu imensurável conhecimento e grande generosidade possibilitaram o desenvolvimento não só deste trabalho mas de um crescimento profissional e pessoal. Meus sinceros agradecimentos e admiração. Thank you!

Aos professores Dr. Brett Carlson, Dr. Tobias Frederico, Dr. Manuel Malheiro, Dr. Rubens Marinho, Dr. Jayr Amorim, Dr. Marcelo Gomes, Dr(a). Nádja Magalhães (UNIFESP-SP), Dr. Ângelo Pássaro (IEAv), Dr. José Quesada (Universidad de Sevilla), Dr. Miguel Giraldo (Universidad de Sevilla), pelos conhecimentos transmitidos nas disciplinas do Doutorado em Física do ITA.

Ao Prof. Dr. Jérôme Margueron pelos conhecimentos transmitidos durante meu período de Doutorado no Institut de Physique Nucléaire de Lyon - Université Claude Bernard Lyon I, na França. Merci beaucoup!

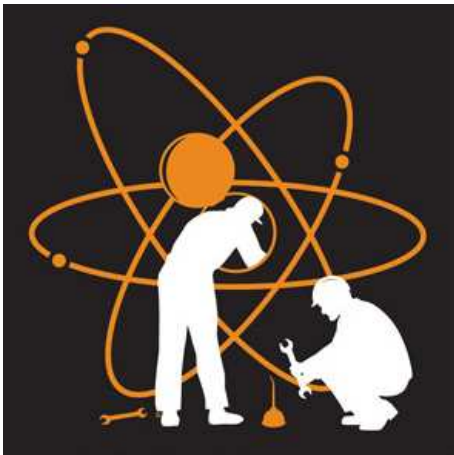
Aos amigos da sala 1610, em especial ao Dr. Vitor Gigante, Dr. Maurício Pazianotto, Dr. Flaviano Williams e Dr. Filipe Matusalém, pela amizade, respeito e discussões.

Aos amigos da Université Claude Bernard, Qiang Zhao, Nicolas Baillot d'Etivaux, Kristian Petrik, Paula Nunes, Diego, Duarte e Thiago Kanthack, pela amizade, apoio e discussões.

Aos amigos de velhas datas, Michel Felipe, Tiago Franca, Lucas Brito, Eduardo Cézár, Maxson Vieira e Raonei Alves.

Aos professores do curso de Física da UESC, em especial ao Dr. Zolacir Trindade, Dr. Nestor Correia, Dr. Adélcio Carlos (UFSJ), Dr. George Shinomiya, Dr. Leandro Kerber, Dr. Jules Soares e Dr. Arturo Samana pelos ensinamentos profissionais e pessoais que me possibilitaram alçar vôos mais altos.

Ao ITA, à CAPES, à CAPES-COFECUB, ao IPNL e à UCBL1 pelo suporte financeiro.



*“Com as mãos trêmulas te construímos,
Átomo sobre átomo as tuas torres elevamos,
Mas quem te poderá completar,
Ó Catedral.”*

— RAINER MARIA RILKE

Resumo

Uma das principais características da multifragmentação nuclear é a emissão de fragmentos complexos de massa intermediária. O modelo da multifragmentação estatística fornece uma boa descrição dessa emissão, mas não pode ser considerado um verdadeiro modelo de decaimento estatístico, uma vez que não contém larguras de decaimento ou tempos de vida. Desenvolvemos uma extensão do modelo de multifragmentação estatística em que se torna um limite quase simultâneo do modelo de decaimento sequencial. Nessa extensão, as emissões dos fragmentos de massa intermediária são descritas por expressões quase idênticas às emissões de partículas leves. À baixas temperaturas, foi mostrado que expressões semelhantes fornecem uma boa descrição da emissão de fragmentos de massa intermediária muito leves, mas não da emissão de fragmentos mais pesados, que é determinada pela densidade de transição no ponto de sela em vez de no ponto de cisão. Aqui, determinamos os limites na energia de excitação para a formação do núcleo composto. Calculamos o efeito da temperatura nas barreiras (do Potencial de São Paulo), onde as barreiras modificadas mudam ligeiramente a temperatura limite de um núcleo composto equilibrado. Para isso, foram feitos ajustes globais da influência da temperatura nas barreiras, no raio e difusividade do núcleo. Usando parametrizações de ajustes globais implementamos a influência da temperatura na barreira do potencial de São Paulo, no código GEMINI++. Além disso, calculamos as larguras parciais de decaimento do núcleo composto e as comparamos com os resultados obtidos usando as barreiras de Sierk. Também investigamos equações de estado para a matéria nuclear usando a aproximação Dirac-Brueckner-Hartree-Fock a fim de melhorar a interação efetiva nucleon-nucleon usado para determinar as propriedades dos núcleos estudados.

Palavras-Chave: Núcleo Composto, Modelo de Emissão Sequencial Estatística, Núcleos Quentes, Barreiras de Sierk, Potencial de São Paulo, Aproximação Dirac-Brueckner-Hartree-Fock, Equação de Estado, Matéria Nuclear, QCD

Abstract

One of the principal characteristics of nuclear multifragmentation is the emission of complex fragments of intermediate mass. The statistical multifragmentation model furnishes a fairly good description of this emission but can not be considered a true statistical decay model, as it contains no decay widths or lifetimes. We have developed a consistent extension of the model to a decay one, in which it becomes the near simultaneous limit of a sequential decay model. In this extension, intermediate mass fragment emissions are described by expressions almost identical to those of light particle emission. At lower temperatures, similar expressions have been shown to furnish a good description of very light intermediate mass fragment emission but not of the emission of heavier fragments, which seems to be determined by the transition density at the saddle-point rather than at the scission point. We compare these different formulations of intermediate fragment emission and analyze the extent to which they become indistinguishable at high excitation energy. Here, we determine the limits on the excitation energy to form the compound nucleus. We calculate the effect of temperature on the emission barriers (the São Paulo potential) and find that the modified barriers slightly change the limiting temperature for the existence of an equilibrated compound nucleus. To this end, a global fit was performed to the effects of the temperature on the barriers, nuclear radii and surface diffuseness. Using a parameterization of the global fits, we implement the temperature dependence of São Paulo barrier potential, in the GEMINI ++ code. We also calculate the partial widths of the decay of the compound nucleus and compare with the results obtained using the Sierk. We also investigate equations of state for nuclear matter using the Dirac-Brueckner-Hartree-Fock approximation in order to improve the effective nucleon-nucleon interaction used to describe the nuclei we study.

Keywords: Compound-Nucleus, Estatistical Sequential Emission Model, Hot Nuclei, Sierk Barriers, São Paulo Potential, Dirac-Brueckner-Hartree-Fock Approach, State Equation, Nuclear Matter, QCD

Sumário

1	INTRODUÇÃO	12
2	MODELOS ESTATÍSTICOS DO NÚCLEO	21
2.1	Multifragmentação estatística.	21
2.1.1	Aspectos teórico-experimentais e justificativa do modelo.	21
2.1.2	O modelo da multifragmentação estatística.	23
2.1.3	A distribuição de massa $N_{A,Z}$ e a probabilidade $W(\{N_{A,Z}\})$	27
2.2	Decaimento sequencial estatístico.	28
2.3	O modelo de Hauser-Feshbach	35
2.4	De Hauser-Feshbach para Weisskopf-Ewing	37
2.5	Hauser-Feshbach estendido para decaimento estatístico	39
2.5.1	Hauser-Feshbach estendido.	40
2.5.2	Extensão do formalismo de Hauser-Feshbach para decaimentos binários	41
2.6	Ponto de sela	42
2.6.1	Panorama da sistemática experimental	43
3	O GEMINI++ E O POTENCIAL DE SP	45
3.1	GEMINI++: Um código para simular o decaimento de um núcleo composto por uma série de decaimentos binários	45
3.1.1	Evaporação de Partículas Leves.	47
3.1.2	Fissão e Decaimento de Fragmentos Complexos.	49
3.2	Potencial de São Paulo SPpot	54
3.2.1	EHFm com momento angular clássico	54
3.2.2	Multifragmentação estatística revisitada	63

4	RESULTADOS E DISCUSSÕES	66
4.1	Núcleo Composto	66
4.1.1	As Propriedades do Núcleo Quente	66
4.1.2	Discussão Formal	67
4.1.3	Quantidades Termodinâmicas	69
4.1.4	Geometria - Raios, Parâmetros de Difusividade e Barreiras	73
4.1.5	Decaimento do Núcleo Composto	75
4.2	Formação do Núcleo Composto	85
5	CONCLUSÃO	88
	REFERÊNCIAS	90
	APÊNDICE A – MATÉRIA NUCLEAR COM APROXIMAÇÃO DBHF	101
A.0.1	Motivação	101
A.0.2	Overview histórico	105
A.0.3	A aproximação Dirac-Brueckner-Hartree-Fock	107
A.0.4	Resultados para defasagem e saturação da matéria nuclear	123
	APÊNDICE B – PAULI BLOCKING	127
B.1	Pauli blocking	127
	APÊNDICE C – PRÓTONS, NÊUTRONS E ISOSPIN	130
C.1	Prótons, nêutrons e isospin	130
	APÊNDICE D – ONDAS PARCIAIS	132
D.1	Ondas Parciais	132
	APÊNDICE E – EQUAÇÕES DE ESTADO	134
	APÊNDICE F – S=1 E N=1	136
	APÊNDICE G – S=2 E N=1	138
	APÊNDICE H – S=3 E N=1	140
	APÊNDICE I – S=4 E N=1	142

APÊNDICE J – S=5 E N=1	144
APÊNDICE K – S=6 E N=1	146
APÊNDICE L – S=7 E N=1	148
APÊNDICE M – S=8 E N=1	150
APÊNDICE N – S=9 E N=1	152
APÊNDICE O – S=10 E N=1	154
APÊNDICE P – S=11 E N=1	156
APÊNDICE Q – S=12 E N=1	158

1 Introdução

No caminho para Trieste, há um castelo que é o castelo de Duino onde morou um poeta chamado Rainer Maria Rilke. Ele habitava esse castelo solitário e ali, solitário, inventava poesias e ouvia vozes. E ali escreveu as Elegias de Duino:

“Erde, ist es nicht dies was du willst: unsichtbar in uns erstehn?” - Terra, não é isto que queres: ressurgir invisível em nós? *“Ist es dein Traum nicht, einmal unsichtbar zu sein?”* - Não é o teu sonho alguma vez ser invisível? *“Erde! Unsichtbar!”* - Ó Terra, tu invisível! *“Wir bauen an dir mit zitternden Händen”* - Nós te construímos com as mãos trêmulas. *“Und wir türmen Atom auf Atom”* - E nós elevamos as tuas torres átomo sobre átomo. *“Aber wer kann dich vollenden, Du Dom”* - Mas quem te pode completar, Ó Catedral. Isto que Rainer Maria Rilke diz, é perfeitamente aplicável à Ciência. Quem poderá completar? Nunca será completada! Estudar física nuclear é a possibilidade de tornar-se “invisível” para poder contemplar esse mundo também “invisível” e poder com as mãos trêmulas elevar suas torres átomo sobre átomo.

Numerosos meios foram utilizados para o estudo de sistemas nucleares finitos sob condições extremas. Aceleradores produzem feixes de alta intensidade de prótons, píons, antiprótons e íons pesados de energias altas e intermediárias. Interações de projéteis com núcleos alvo podem resultar na formação de sistemas nucleares intermediários em estados distantes do estado nuclear fundamental. À energias de excitação suficientemente altas as peculiaridades individuais do núcleo, em particular, sua estrutura de camadas, tornam-se sem importância e as propriedades globais do núcleo ou matéria hadrônica podem ser estudadas. Atualmente, as energias de excitação disponíveis em laboratório compreendem uma faixa desde frações de MeV, vários GeV por nucleon e até TeV como é o caso das energias envolvidas nas reações realizadas no LHC.

Novas possibilidades experimentais tem estimulado um grande interesse no estudo da evolução de propriedades nucleares e mecanismos de decaimento com o aumento das energias de excitação. Um problema interessante é o problema da energia de excitação máxima que um núcleo pode absorver como um todo. Aqui, sempre consideramos energias de excitação de sistemas nucleares que são consideravelmente maiores que a energia de uma partícula única. Um grande número de graus de liberdade participam da formação de tais

excitações. Nesta situação, quantidades termodinâmicas tais como temperatura, entropia, etc. podem ser usadas para caracterizar um sistema nuclear equilibrado. O comportamento do núcleo à alta energia de excitação $\epsilon^* \sim 1 \text{ MeV/nucleon}$ foi amplamente estudado e foi bastante bem entendido. À tais energias de excitação a densidade de nucleons fica muito próxima da densidade de saturação da matéria nuclear fria $\rho_0 \sim 0.15 \text{ fm}^{-3}$ e as propriedades nucleares globais são bem descritas pelo modelo de gota líquida padrão. As sucessivas emissões de partículas por evaporação de um núcleo composto ou sua fissão (BOHR, 1936; WEISSKOPF, 1937; ERICSON, 1960) são os mecanismos básicos de decaimento. Este cenário pode ser justificado apenas quando há tempo suficiente entre as sucessivas emissões para a relaxação do núcleo composto ao novo estado de equilíbrio. O tempo de relaxação correspondente pode ser estimado como $\tau_{\text{rel}} = 2R/c_s$, onde R é o raio do núcleo composto e c_s é a velocidade do som na matéria nuclear (zero). À energias de excitação maiores que $\sim 3 \text{ MeV/nucleon}$ o intervalo de tempo entre as emissões sucessivas tornam-se comparáveis com τ_{rel} e mecanismos usuais de decaimento sequencial podem não ter mais qualquer validade. Neste caso deve-se esperar um fluxo mais ou menos contínuo de nucleons e clusters leves de um núcleo decaindo. À energias de excitação comparáveis com a energia de ligação total, $\epsilon^* \sim 5 - 8 \text{ MeV/nucleon}$, a própria existência de um núcleo composto de longa vida torna-se improvável. Nesta situação, mecanismos de decaimento tipo evaporação deveriam dar caminho a um processo tipo explosão levando à total desintegração do núcleo e múltiplas emissões de fragmentos nucleares de massa diferente. O rápido processo levando ao estado final dos multifragmentos foi primeiro discutido na Ref.(BONDORF, 1976) onde o nome “multifragmentação” foi introduzido.

Pode-se chegar ao conceito de multifragmentação a partir de um ponto de partida muito diferente, considerando a transição de fase líquido-gás na matéria nuclear excitada (JAQAMAN *et al.*, 1983; CURTIN *et al.*, 1983; SIEMENS, 1983; GOODMAN *et al.*, 1984). As propriedades termodinâmicas da matéria nuclear quente e núcleos finitos foram estudadas por vários métodos incluindo aproximações fenomenológicas (STOCKER; BURZLAFF, 1973; RAVENHALL *et al.*, 1983), método variacional (FRIEDMAN; PANDHARIPANDE, 1981), formalismo Hartree-Fock (SAUER *et al.*, 1976; BONCHE *et al.*, 1984), aproximação Thomas-Fermi (SURAUD, 1987), modelo de campo médio relativístico (SEROT; WALECKA, 1986), aproximação para quase-partículas (KÜPPER *et al.*, 1974). Eles demonstraram de forma inequívoca que a equação de estado da matéria nuclear quente tem um comportamento típico de Van der Waals, característico de sistemas com uma transição de fase líquido-gás. A média da densidade de bárions (nucleon) $\rho < \rho_0$, e temperaturas T abaixo do valor crítico T_c da distribuição homogênea da matéria nuclear é termodinamicamente instável com respeito a separação nas fases líquida (densa) e gasosa (diluída). Esta transição de fase é causada pela forma específica de interações internucleon caracterizada pela atração à distâncias longas e intermediárias e a repulsão à pequenas distâncias. O balanço atrativo e repulsivo das forças determinam o estado de equilíbrio da matéria nuclear fria

com densidade de bárions ρ_0 . Quando a densidade média de nucleons é menor que ρ_0 , a força nuclear atrativa domina, o que dá origem a crescentes flutuações de densidades e aglomeração de nucleons. Embora esta transição de fase seja prevista por todos os modelos, existem incertezas substanciais em suas características. Por exemplo, a temperatura crítica T_c varia de 10 à 20 MeV em diferentes cálculos.

Deveria ser enfatizado que a matéria nuclear infinita sem interação Coulomb e sob a condição de completo equilíbrio termodinâmico, é uma idealização distante da realidade. Sistemas nucleares reais contém centenas de nucleons, no máximo, e os efeitos do número finito de partículas introduz distorções significantes no cenário da transição de fase. Além disso, as energias de superfície e Coulomb, bem como os efeitos dinâmicos deveriam ser levados em conta em cálculos realísticos. Nas últimas décadas todas essas questões foram intensivamente estudadas dentro de diferentes modelos. Em particular, foi demonstrado na Ref. (RAVENHALL *et al.*, 1983) que a tensão superficial e o efeito da interação Coulombiana afetam significativamente a geometria, da distribuição de matéria às densidades de subsaturação.

Quando se trata de sistemas finitos é mais conveniente usar o termo “break-up de multipartículas” ou “multifragmentação” ao invés de “transição de fase líquido-gás”. Encaixa-se bem à terminologia nuclear e dá uma ideia adequada do fenômeno, tendo lugar em reações nucleares. A vantagem da notação de break-up de multipartículas é que é livre de quaisquer restrições no tamanho do sistema em consideração. Isso faz sentido até mesmo para núcleos mais leves, tais como ^3H ou ^3He onde é sem sentido falar sobre transição de fase.

O processo da desintegração total do núcleo acompanhado pela abundante produção de fragmentos nucleares foi observado há mais de seis décadas atrás em reações induzidas por prótons de energias altas e intermediárias (PERFILOV *et al.*, 1962; TOLSTOV, 1984). Mais tarde foram observados tais processos em interações de íons pesados de raios cósmicos com foto-emulsão e reações pión-núcleo (GAGARIN, 1970; HECKMAN, 1975; BHALLA, 1978). No início dos anos 80, foram iniciados estudos sobre multifragmentação em reações de íons pesados à energias intermediárias (JAKOBSSON, 1982).

Um importante avanço no estudo da multifragmentação em reações de íons pesados à energias intermediárias foi feito no início dos anos 90 usando sistemas multidetectores 4π : ALADIN (HUBELE *et al.*, 1991) e FOPI (ALARD, 1992) no GSI, MINIBALL no MSU (SOUZA, 1991), AMPHORA em Grenoble (DESEQUELLES, 1993) e INDRA no GANIL (PLAGNOL, 1993). Estudos sobre multifragmentação em reações induzidas por prótons relativísticos e partículas α foi feito em Dubna (AVDEICHIKOV, 1988; LIPS, 1994) e uma rica informação experimental na produção de fragmentos nucleares em reações núcleo-hádron e núcleo-núcleo foi acumulada. Não apenas carga, massa e distribuição de energia, mas também diferentes funções de correlação e características exclusivas estão agora disponíveis. A análise sistemática desta base de dados de diferentes modelos de multifragmentação

tornou-se uma tarefa desafiadora para os teóricos.

Nas últimas três ou quatro décadas uma ampla variedade de modelos foram propostos para a multifragmentação nuclear. Os modelos existentes podem ser agrupados em várias categorias:

- modelos probabilísticos (AICHELIN *et al.*, 1984; BIRO *et al.*, 1986) (relações combinatórias, princípio de mínima informação, teoria de percolação);
- modelos macroscópicos (JAQAMAN *et al.*, 1983; CURTIN *et al.*, 1983; SIEMENS, 1983; GOODMAN *et al.*, 1984; FISHER, 1967) (coexistência de fase, teoria da condensação Fisher, índices críticos);
- modelo dinâmico microscópico (teoria de Hartree-Fock dependente do tempo (VAUTHERIN *et al.*, 1987), dinâmica molecular (VICENTINI *et al.*, 1985), dinâmica molecular quântica (QMD) (AICHELIN, 1988; PEILERT *et al.*, 1989));
- modelo cinético (AICHELIN; BERTSCH, 1985; COLONNA *et al.*, 1994) (a equação de Boltzmann(Vlasov)-Uehling-Uhlenbeck (BUU,VUU), a equação de Boltzmann-Langevin, modelos instáveis, flutuações);
- modelos estatísticos de diferentes tipos (BONDORF, 1985b; BONDORF, 1985a);
- evaporação sequencial ou fissão muito assimétrica (MORETTO, 1975);
- modelo híbrido (BOTVINA *et al.*, 1990) usando diferentes aproximações para diferentes estágios da reação.

Aqui, discutiremos principalmente a abordagem estatística, que apesar da simplicidade é muito adequada para descrever sistemas nucleares altamente excitados. A ideia principal é que à altas energias de excitação um número muito grande de graus de liberdade estejam envolvidos no processo e a probabilidade dos diferentes canais de decaimento sejam determinadas por pesos estatísticos em vez da dinâmica detalhada do processo. Esta aproximação torna possível uma descrição completa de sistemas altamente excitados de hádrons e clusters de nucleons de uma maneira econômica. Isto dá amplas oportunidades para simplesmente implementar muitas características específicas de sistemas nucleares. Mas o preço desta simplicidade é a suposição de equilíbrio estatístico.

Atualmente existem várias versões de modelos estatísticos de multifragmentação nuclear. Diferem entre si, no ensembles estatísticos considerados (macrocanônico, canônico ou microcanônico), na forma de descrever os fragmentos individuais e no procedimento dos cálculos. Todos os modelos pressupõe que antes de se desintegrar um sistema nuclear quente entra parcial ou completamente em equilíbrio termodinâmico com respeito a alguns ou todos os seus graus de liberdade. Há tentativas bem sucedidas de combinar o modelo de multifragmentação estatística com modelos dinâmicos descrevendo a fase inicial de não equilíbrio da reação.

A grande quantidade de modelos reflete o caráter complicado do fenômeno estudado. A rica experiência adquirida nas últimas três décadas por admiradores desse cenário, mostra que não há um modelo em particular que seja capaz de dar uma descrição satisfatória

da formação, evolução e decaimento do sistema nuclear altamente excitado durante uma reação nuclear à energias altas e intermediárias. O desenvolvimento de várias abordagens que descrevem algumas características selecionadas da reação, parece ser o caminho mais frutífero de enfrentar o problema. Um papel decisivo nesta situação é desempenhado pela comparação sistemática de um modelo teórico com outros e com dados experimentais.

A base teórica para aproximação estatística em física nuclear foi dada pela concepção de Niels Bohr do núcleo composto em 1936 (BOHR, 1936), modelo de Weisskopf para evaporação em 1937 (WEISSKOPF, 1937), o modelo estatístico de Fong para fissão em 1956 (FONG, 1953), a teoria de Fermi em 1950 (FERMI, 1950) e Landau em 1953 (LANDAU, 1953) da produção de partículas múltiplas. O primeiro estudo de clusters de muitos nucleons no cenário da termodinâmica estatística, aplicado a sistemas nucleares altamente excitados, foi realizado por A. Mekjian em 1978 (MEKIJAN, 1978). Entretanto, este estudo foi focalizado nas energias de excitação ϵ^* da ordem de várias dezenas de MeV/nucleon, quando apenas clusters leves (d, t, ^3He , α) podem existir no sistema. Após um estudo mais realístico, levando em conta a influência do meio nuclear denso e quente nas propriedades dos clusters, foi feito por G. Röpke, L. Münchov e H. Schulz (1982) (RÖPKE *et al.*, 1982). Eles calcularam os parâmetros da transição de Mott quando estados ligados de clusters de nucleons desaparecem. A abundância dos fragmentos nucleares de diferentes massas em matéria nuclear com energia de excitação da ordem de 10 MeV/nucleon foi calculado por D. Hahn e H. Stöcker (HAHN; STÖCKER, 1988) baseado no então chamado modelo quântico estatístico (QSM).

O trabalho de J. Randrup e S. Koonin de 1981 (RANDRUP; KOONIN, 1981) deu uma importante contribuição no desenvolvimento da teoria da multifragmentação estatística. Consideraram um ensemble grã canônico (macrocanônico) de fragmentos onde apenas valores médios da energia total e número de bárions foi fixado. Os cálculos foram realizados para a faixa de energia de excitação acima de 10 MeV/nucleon. A formulação estatística foi mais relevante para um sistema infinito, além disso, a modificação das propriedades dos fragmentos no meio nuclear foram ignoradas. Na primeira metade dos anos 80 esse modelo foi melhorado e generalizado nos trabalhos de G. Fai e J. Randrup (FAI; RANDRUP, 1982; FAI; RANDRUP, 1983).

A formulação do modelo estatístico da multifragmentação nuclear mais relevante para sistemas nucleares finitos foi dada por J. Bondorf, I. Mishustin e C. Pethick entre 1981 e 1983 (BONDORF, 1981; BONDORF *et al.*, 1983). Os primeiros resultados foram apresentados no workshop de física nuclear, no I.C.T.P. em Trieste em Outubro de 1981. Também foi apresentado na Conferência Internacional em Aspectos Selecionados de Reações de Íons Pesados, em Saclay em Maio de 1982 (BONDORF, 1981) e na Conferência Internacional em Interações Nucleares e Excitações Nucleares, em Dubna, em Junho e Julho de 1982. Nos trabalhos (BONDORF, 1981; BONDORF *et al.*, 1983) os pesos estatísticos canônicos dos diferentes canais de multifragmentação foram introduzidos. Além disso, a maneira

do tratamento individual dos fragmentos baseado no modelo da gota líquida, generalizado para temperaturas finitas e densidades não nulas do meio ao redor do núcleo foram sugeridas. Cálculos ilustrativos foram realizados apenas para um sistema não físico de todos os fragmentos idênticos. Nos trabalhos (BONDORF, 1985b; BONDORF *et al.*, 1985a) este problema foi eliminado, e as ideias principais da abordagem foram desenvolvidas. Aproximadamente ao mesmo tempo o modelo estatístico da multifragmentação baseado no ensemble macrocanônico foi proposto por D.H.E. Gross et al. (GROSS *et al.*, 1982).

O modelo da multifragmentação estatística (SMM), chamado algumas vezes também de modelo de Copenhague, foi finalmente formado nas Refs. (BONDORF, 1985a; BONDORF, 1985b; BONDORF *et al.*, 1985a). A formulação geral do modelo estatístico para ensembles microcanônicos, canônicos e macrocanônicos dos fragmentos foi dada nas Refs. (BONDORF, 1985a; BONDORF, 1985b), onde as propriedades do espaço de configurações foram também estudadas. Esquemas numéricos eficientes para simular partições de amostras representativas e canais de break-up individuais foram trabalhados nas Refs. (BONDORF, 1985a; BONDORF, 1985b). As propriedades termodinâmicas do sistema multifragmentado foram estudadas nas Refs. (BONDORF *et al.*, 1985b; BONDORF *et al.*, 1985a), onde a conexão da multifragmentação com a transição de fase líquido-gás na matéria foi demonstrada. Na Ref. (BARZ *et al.*, 1986) a desexcitação dos fragmentos quentes e sua propagação Coulomb nas últimas fases da reação foram implementadas no esquema numérico. Na Ref. (BONDORF *et al.*, 1985a) o Modelo Cascata-Fragmentação-Evaporação (CFEM) foi construído para simular a fragmentação nuclear induzida por prótons a energias intermediárias. Numerosas aplicações do SMFM foram utilizadas para a análise de dados experimentais na produção de fragmentos.

Os modelos estatísticos da multifragmentação, adequado para sistemas nucleares finitos, foram também desenvolvidos por J. Randrup e colaboradores (FAI; RANDRUP, 1983; LOPEZ; RANDRUP, 1989) e por D.H.E. Gross e colaboradores (GROSS, 1984). Estas versões do modelo diferem pela escolha do ensemble estatístico, a descrição dos fragmentos individuais e pelo método numérico de simulação. Deve ser enfatizado no entanto, que todos estes modelos estatísticos tem mais características comuns do que diferenças. Isto é demonstrado por comparação direta (GROSS, 1993).

Como vimos, muitos são os processos envolvidos numa reação nuclear e até meados da década de 30 o único processo distinguível se constituía nas reações diretas, caracterizadas, não apenas por envolverem um número limitado de nucleons do alvo durante a interação alvo projétil, mas também por envolverem tempos pequenos de colisões (SITENKO, 1990; HODGSON, 1971).

Nesta mesma década, por volta de 1936, foram realizadas experiências de espalhamento elástico de nêutrons, cujos resultados, envolvendo o aparecimento de ressonâncias estreitas e próximas em energia, não podiam ser explicadas pelo mecanismo de reação direta (FERNBACH *et al.*, 1949).

Buscando uma explicação para estas observações, Niels Bohr propôs o conceito de núcleo composto (BOHR, 1936). Este conceito sugere que a reação ocorra em dois estágios. No primeiro estágio o projétil incidente interage fortemente com o núcleo alvo dando origem a um sistema composto, como mostrado na figura 1.1. No segundo, o núcleo composto já formado, devido ao seu grau de excitação, se desintegra num processo de emissão de partículas.

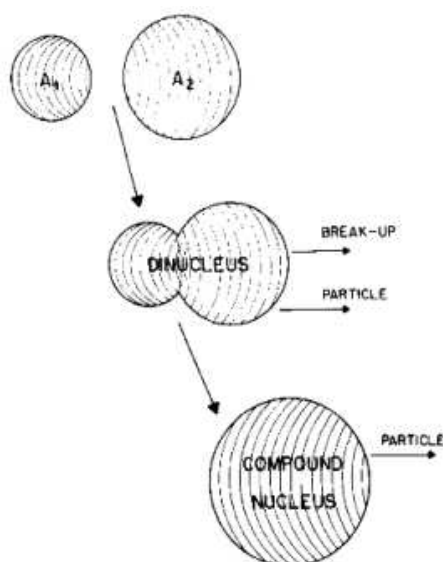


FIGURA 1.1 – Representação esquemática da formação de um núcleo composto.

Nessa ótica, o núcleo é caracterizado como um sistema de partículas, fortemente interagentes através de forças de curto alcance, de modo que, após a penetração do projétil no campo de ação destas forças, devido ao livre caminho médio da matéria nuclear ser menor que o raio nuclear (se a energia incidente for menor que 50 MeV) (BLATT; WEISSKOPF, 1952), sua energia é rapidamente distribuída por todo o sistema composto, o que, por conseguinte, produz uma excitação intrínseca do núcleo composto então estabelecido.

A distribuição contínua de energia, em decorrência deste grande número de colisões no interior do núcleo composto se desenvolve levando a uma configuração de equilíbrio que pode ser alcançada num tempo superior ao tempo de trânsito de um nucleon dentro do núcleo. Então, estabelecido o equilíbrio, o núcleo emitirá lentamente uma ou mais partículas, quando nelas se acumule uma energia maior que sua energia de ligação (BOHLEN, 1997; HOFMAN, 1975). O grande número de colisões ocorridas até atingir o equilíbrio, faz com que o estado do núcleo composto, antes da emissão de alguma partícula, não apresente vestígios da maneira pela qual a energia de excitação lhe foi fornecida. Este fato caracteriza o processo de desexcitação do núcleo composto como sendo independente do processo de formação, exceto pelas grandezas que devem ser conservadas. De acordo com a hipótese de Bohr (BOHR, 1936), o decaimento do núcleo composto através de diferentes canais, depende somente da carga, massa, energia de excitação, momento angular e paridade envolvidos na sua formação.

Tradicionalmente, a fase de decaimento do núcleo composto é calculada utilizando um modelo estatístico de emissão sequencial tal como Weisskopf-Ewing, que considera a conservação apenas da carga, da massa e da energia ou o modelo de Hauser-Feshbach que, além disso, considera a conservação do momento angular e da paridade. Nestes modelos, o decaimento do núcleo composto à um núcleo residual ocorre por uma sequência de emissões, uma de cada vez, até que a energia de excitação do núcleo residual não seja mais suficiente para a emissão de uma nova partícula. Um modelo também utilizado para descrever o decaimento estatístico é o método de Hauser-Feshbach Estendido (EHFM) que foi desenvolvido para reações leves de fusão de íons pesados a fim de proporcionar uma análise detalhada de todos os possíveis canais de decaimento incluindo explicitamente o espaço de fase fusão-fissão. O componente fissão de massa assimétrica é considerado como um decaimento binário de fragmento complexo que pode ser tratado da mesma maneira que a evaporação de partículas leves do núcleo composto em cálculos de modelos estatísticos. O método da integração do espaço de fase para o decaimento binário é uma extensão do formalismo usual de Hauser-Feshbach para ser aplicado a parte de fissão de massa simétrica. Os cálculos EHFM incluem energias de ligação do estado fundamental, níveis discretos em regiões de baixas energias de excitação e integrações do espaço de fase da emissão de fragmentos complexos (fissão). Nos cálculos iniciais, o EHFM foi aplicado ao primeiro evento de decaimento binário supondo que os seguintes eventos de decaimento são emissões de partículas leves. Quantidades calculadas tais como carga, massa, e distribuições de energia cinética são comparadas com dados experimentais. Outro modelo é o modelo de Ponto de Sela onde o processo de fusão de íons pesados seguido pelo núcleo composto é explorado no contexto de sistemas nucleares mais pesados. Nesse formalismo spin e energias de ponto de sela dependentes da massa assimétrica em geral, são calculados usando uma superfície difusa.

Nesta tese desenvolvemos uma extensão do modelo de multifragmentação estatística em que se torna um limite quase simultâneo do modelo de decaimento sequencial. Nessa extensão, as emissões dos fragmentos de massa intermediária são descritas por expressões quase idênticas às emissões de partículas leves. Além disso, de forma pioneira implementamos no potencial de São Paulo os efeitos da temperatura na barreira do potencial e analisamos os efeitos dessa dependência no decaimento do núcleo composto altamente excitado.

Iniciamos nos estudos com uma descrição de modelos de decaimento estatístico do núcleo composto no Cap.2. No Cap.3, discutimos o método Monte Carlo de emissão estatística e sua implementação no código GEMINI++. Também discutimos o potencial de São Paulo, sua implementação no GEMINI++ e propomos a interpretação do modelo de multifragmentação estatística como o limite de emissão quase simultânea de emissão sequencial, fazendo assim uma ponte entre os dois modelos. No Cap.4 analisamos as propriedades de núcleos quentes e os efeitos da temperatura nas barreiras de emissão

fornechas pelo potencial de São Paulo. Comparamos cálculos de emissão estatística do modelo de multifragmentação estatística e o modelo de emissão sequencial com e sem temperatura. Concluimos que o núcleo composto não existe à temperaturas acima de 6 MeV por nucleon, por decair antes de poder se formar.

2 Modelos Estatísticos do Núcleo

Este capítulo consiste em fundamentar as ideias básicas de diferentes modelos estatísticos do núcleo atômico. Serão discutidos aqui os principais aspectos dos modelos de multifragmentação estatística, modelo de decaimento sequencial estatístico, modelo de Hauser-Feshbach, apresentamos uma interessante descrição da conexão do modelo de Hauser-Feshbach para o modelo de emissão sequencial de Weisskopf-Ewing, além de uma extensão do modelo de Hauser-Feshbach e uma discussão sobre o modelo de ponto de sela.

2.1 Multifragmentação estatística.

2.1.1 Aspectos teórico-experimentais e justificativa do modelo.

O desenvolvimento da física de íons pesados à altas energias começou por volta de 1970. Feixes de energia de mais de 1 GeV/nucleon tornaram-se possíveis, e pela primeira vez se pode estudar no laboratório a matéria nuclear à altas densidades e temperaturas. Tais condições podem ser encontradas na natureza em objetos astrofísicos como supernovas, estrelas de nêutrons e no universo primordial, claro, em raros casos, em colisões causadas pela radiação cósmica de íons pesados. Mecanismos de reação de íons pesados à altas energias incluindo a busca por fases exóticas da matéria nuclear são agora objetos de muita investigação por físicos teóricos e experimentais. Por volta dos anos 80 percebeu-se que esses feixes de energias de cerca de 1 GeV/nucleon não eram capazes de produzir, por exemplo, a transição de fase num plasma de quark-gluon, mas levava à temperaturas muito altas o que dificultava observar efeitos de compressão. Além disso, neste cenário, a temperatura diminui para valores similares aos encontrados em colisões com íons pesados à energias por volta de 100 MeV/nucleon, o que torna esta região de energia particularmente interessante.

A atenção à colisões nucleares de cerca de 100 MeV/nucleon é também motivada por outras razões. Primeiro, é necessário preencher a lacuna de conhecimento entre mecanismos de fusão e reações profundamente elásticas à baixas energias e à altas energias, além de melhor compreender o cenário participante-espectador. Segundo e mais importante é

que em colisões de íons pesado à energias intermediárias é esperado essencialmente um novo fenômeno, chamado de transição de fase líquido-gás da matéria nuclear (MOSEL *et al.*, 1974). Esta transição de fase pode ser prevista para uma matéria nuclear infinita em equilíbrio térmico pela teoria da matéria nuclear, que mostra que a matéria apresenta as mesmas propriedades como um sistema van der Waals (MOSEL *et al.*, 1974; JAQAMAN *et al.*, 1983). A assinatura da formação da fase líquido-gás é a produção múltipla de gotículas nucleares ou fragmentos (multifragmentação) cuja massa, energia e distribuição angular levam a uma importante informação sobre as propriedades de sistemas nucleares altamente excitados bem como a dinâmica da própria reação. Este mecanismo de reação é muitas vezes chamado de explosão total. Por outro lado, colisões com íons pesados à altas energias, quando geralmente um componente gasoso quente é acompanhado por dois espectadores bastante frios, o cenário da explosão total é caracterizado por uma alta multiplicidade de fragmentos nucleares com um amplo espectro de massa.

Nas últimas décadas muitos artigos foram publicados descrevendo o problema da fragmentação nuclear. O aspecto fundamental da teoria da fragmentação e condensação foi discutido por Fisher (FISHER, 1967). A multifragmentação da matéria nuclear foi considerada uma aproximação estatística microscópica por muitos autores.

A aproximação foi primeiro discutida na ref. (BONDORF *et al.*, 1983) e mais detalhes foram reportados nas refs. (BONDORF, 1982; BONDORF, 1985a).

Os detalhes básicos do modelo da multifragmentação estão descritos na próxima seção.

Uma das questões fundamentais no estudo de reações com íons pesados à energias de feixe da ordem de 100A MeV é como o sistema nuclear intermediário altamente excitado se desfaz. Este processo é extremamente complicado o que torna a descrição teórica completa deste processo bastante difícil. É preciso então, procurar aproximações que reflitam alguns fatos físicos básicos.

Modelos com o sistema nuclear se separando e se desfazendo são tratados como sendo infinitos e onde as quantidades experimentais observáveis são calculadas aplicando conceitos de equilíbrio termodinâmico amplamente utilizados. À energias de colisão maiores, o uso de modelos termodinâmicos podem ser justificados, apesar do fato de reações com íons pesados ocorrerem num menor intervalo de tempo. Isto é porque neste caso, o sistema nuclear intermediário consiste de fragmentos muito pequenos no estágio em que está se desfazendo.

A situação muda drasticamente quando consideramos a dissolução de um núcleo excitado que teve uma temperatura inicial suficientemente alta. Nesta região de energia de excitação, novos fenômenos aparecem em conexão com a transição de fase líquido-gás em matéria nuclear. Isto é previsto por propriedades conhecidas de equações de estado que, para temperaturas abaixo da temperatura crítica, mostra um comportamento típico de van der Waals. A existência da transição de fase líquido-gás não é surpreendente uma vez que ocorre em sistemas com forças repulsivas de curto alcance e atrativas de longo

alcance. (A força repulsiva de Coulomb de longo alcance não afeta estas propriedades do sistema.) À temperaturas acima da temperatura crítica, a energia de superfície dos fragmentos quentes desaparecem e uma transição para a fase gasosa é inevitável (BONDORF, 1985a). Isto explica o porque à altas energias de feixe, apenas pequenos fragmentos são observados experimentalmente.

2.1.2 O modelo da multifragmentação estatística.

Consideraremos aqui apenas o estágio final da evolução dinâmica do sistema nuclear quente expandindo, isto é, quando atinge o volume de ruptura V_b e se desfaz em diferentes fragmentos. A suposição mais crucial que faremos agora é que todo o sistema está em equilíbrio termodinâmico quando atinge este estágio da fragmentação.

Consideramos que na desintegração do núcleo o sistema nuclear consiste de diferentes fragmentos caracterizados pelo seu número de massa A , carga Z , multiplicidade $N_{A,Z}$ e energia $E_{A,Z}$ que estão sujeitos às restrições

$$\sum_{A,Z} N_{A,Z} A = A_0, \quad (2.1)$$

$$\sum_{A,Z} N_{A,Z} Z = Z_0, \quad (2.2)$$

$$E_{tot} = \frac{3}{5} \frac{Z_0^2 e^2}{R_b} + \sum_{A,Z} N_{A,Z} E_{A,Z} = E_0^{ground} + E_0^*, \quad (2.3)$$

onde A_0 , Z_0 e E_0^* são respectivamente o número de massa, número de carga, energia do estado fundamental e energia de excitação do sistema inicial fragmentando. Por conveniência, a energia de Coulomb de uma esfera carregada homogeneamente com raio $R_b = (3V_b/4\pi)^{1/3}$ foi separada da energia total E_{tot} . Isto tem a vantagem que a energia de Coulomb remanescente torna-se uma quantidade aditiva (I), o que torna possível escrever a eq.(2.3) da maneira mostrada acima. Para o cálculo das diferentes contribuições para a energia dos fragmentos, nós consideramos uma receita de gota líquida generalizada para temperaturas finitas. A introdução de uma temperatura significa que a equipartição da energia entre todos os graus de liberdade disponíveis é assumida. Desde que a energia total do sistema seja conservada, a temperatura depende da configuração atual de uma partição, $\{N_{A,Z}\}$.

A fim de calcular os valores médios das quantidades físicas, o peso estatístico das diferentes partições tem de ser determinado. Estes pesos $W(\{N_{A,Z}\})$ são determinados pelo

valor de entropia associado por (BONDORF, 1982)

$$W(\{N_{A,Z}\}) = e^{S(\{N_{A,Z}, T, V_b\})}, \quad (2.4)$$

onde a entropia é representada pela soma

$$S(\{N_{A,Z}\}, T, V_b) = \sum_{A,Z} N_{A,Z} S_{A,Z}(T, V_b). \quad (2.5)$$

Vamos agora proceder ao cálculo da entropia de fragmentos individuais $S_{A,Z}$ no cenário do modelo da gota líquida generalizada. Deve ficar claro desde o início que a descrição da gota líquida só se justifica no caso de fragmentos bastante grandes. Não obstante sua parametrização nos permite descrever propriedades em massa até de núcleos leves. Aplicaremos portanto o cenário da gota líquida para fragmentos mais pesados que partículas α enquanto que os aglomerados mais leves serão caracterizados pelos seus valores experimentais.

A energia interna de um fragmento é parametrizada de forma análoga à expressão a $T = 0$ como

$$E_{A,Z}^{int} = \left(W_0 + \frac{T^2}{\varepsilon_0} \right) A + \left(\beta - T \frac{d\beta}{dT} \right) A^{2/3} + \gamma \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \frac{3 Z^2 e^2}{5 R_{A,Z}} \left(1 - \frac{R_{A,Z}}{R_{A,Z}^C} \right). \quad (2.6)$$

A energia do fragmento $E_{A,Z}$ que aparece na eq. 2.3 é então obtida pela adição da energia cinética à energia interna do fragmento,

$$E_{A,Z} = E_{A,Z}^{int} + \frac{3}{2} T. \quad (2.7)$$

A partir da restrição da conservação de energia (eq.2.3) a temperatura é determinada unicamente para cada partição $T \equiv T(\{N_{A,Z}\})$. Na eq.(2.6), $W_0 = -16$ MeV é o parâmetro usual de energia do aglomerado. A quantidade T^2/ε_0 leva em conta o efeito da excitação da energia do aglomerado. O parâmetro ε_0 é tomado geralmente como $\varepsilon_0 = 16$ MeV. Note que este não é o parâmetro empírico da densidade de níveis porque os efeitos de superfície são explicitamente levados em conta neste modelo. A energia livre de superfície foi parametrizada como (RAVENHALL *et al.*, 1983; LATTIMER *et al.*, 1985)

$$F_A^S(T) = \begin{cases} \beta(T) A^{2/3} = \beta_0 \left(\frac{T_c^2 - T^2}{T_c^2 + T^2} \right)^{5/4} A^{2/3}, & \beta_0 = 18 \text{ MeV}, \quad T < T_c, \\ 0, & T \geq T_c, \end{cases} \quad (2.8)$$

e a partir disso, a energia de superfície pode ser facilmente obtida usando a relação geral da termodinâmica $E^S(T) = F^S(T) - T(\partial F^S(T)/\partial T)_V$.

Apesar da eq.(2.8) ter sido derivada para uma temperatura próxima a crítica, está de acordo com os resultados à baixas temperaturas obtidos com cálculos Hartree-Fock (BRACK *et al.*, 1985):

$$\beta(T) A^{2/3} = \beta_0 (1 - \varepsilon_S T^2) A^{2/3}, \quad \varepsilon_S = 0.007 \text{ MeV}^{-2}. \quad (2.9)$$

O coeficiente de simetria tem o valor $\gamma = 25 \text{ MeV}$, e na expressão para a energia extra de Coulomb dos fragmentos, $R_{A,Z}, R_{A,Z}^C$ representam os raios dos fragmentos sem e com a energia extra de Coulomb, respectivamente. Os volumes associados V_0, V_b estão relacionados pela igualdade

$$V_b = (1 + \chi) V_0, \quad (2.10)$$

onde χV_0 é o volume livre no qual os fragmentos se movem. Isto depende da multiplicidade M dos fragmentos,

$$M = \sum_{A,Z} N_{A,Z} \quad (2.11)$$

Estimativas baseadas na suposição que o volume livre é expresso pela interface da superfície total dos fragmentos vezes uma largura de fenda $2d$ da ordem do alcance das forças nucleares, nos dá (BONDORF, 1982)

$$\chi = \left[1 + \frac{d}{R_0} (M^{1/3} - 1) \right]^3 - 1 \quad (2.12)$$

onde $R_0 = 1.17 A_0^{1/3}$. Para temperaturas muito altas, quando os fragmentos são em sua maioria nucleons, $2d$ é da ordem de 1.4 fm para densidades de quebra de cerca de $\frac{1}{3}\rho_0$ (0.05 fm^{-3}). À temperaturas ($T \approx 10 \text{ MeV}$) onde fragmentos maiores também são formados e a largura da fenda pode ser estimada como sendo a separação entre a superfície do núcleo esférico localizado à uma distância onde suas interações nuclear e de Coulomb compensam (barreira Coulombiana). Neste caso obtém-se $2d \approx 2.8 \text{ fm}$.

Para calcularmos $S_{A,Z}$ primeiro derivaremos a expressão para a energia livre $F_{A,Z}$ para um fragmento (A, Z) e depois calculamos a entropia através da relação geral da termodinâmica $S = -(\partial F/\partial T)_{V_b}$. Se assumirmos que não há interação entre os fragmentos, a função de partição total de um fragmento $Z_{A,Z}$ pode ser fatorada em seus componentes translacionais

e internos:

$$Z_{A,Z} = Z_{A,Z}^T Z_{A,Z}^{int}. \quad (2.13)$$

A função de partição de um subsistema composto de $N_{A,Z}$ fragmentos idênticos é (LANDAU; LIFSHITZ, 1980) $(Z_{A,Z})^{N_{A,Z}} / N_{A,Z}!$, onde $N_{A,Z}!$ representa o número de permutações de $N_{A,Z}$ fragmentos idênticos e impede a dupla contagem de configurações físicas.

A componente translacional da função de partição é dada por

$$Z_{A,Z}^T = g_{A,Z} \frac{V_f A^{3/2}}{\Lambda^3}, \quad \Lambda = \frac{2\pi\hbar^2}{mT}, \quad (2.14)$$

onde $g_{A,Z}$ é o fator de degenerescência que será explicitamente levado em conta para fragmentos leves e definido sendo igual a 1 para $A > 4$; $V_f = V_b - V_0 = \chi V_0$ é o já definido volume livre, e Λ é o comprimento de onda térmico do nucleon.

Desde que a energia livre esteja relacionada à função de partição através de $F = -T \ln Z$, nós podemos decompor a energia livre em suas componentes de excitação translacional e interna.

$$F_{A,Z} = F_{A,Z}^T + F_{A,Z}^{int}. \quad (2.15)$$

A contribuição translacional, $F_{A,Z}^T = -T \ln Z_{A,Z}^T$, pode ser imediatamente calculada a partir da eq.(2.14) e o termo restante pode ser obtido de maneira direta a partir de 2.6. A energia livre é então dada por

$$\begin{aligned} F_{A,Z}(T) &= -T \ln \left(g_{A,Z} \frac{\chi V_0 A^{3/2}}{\Lambda^3} \right) + \frac{T}{N_{A,Z}} \ln N_{A,Z}! + \left(W_0 - \frac{T^2}{\varepsilon_0} \right) A \\ &+ \beta(T) A^{2/3} + \gamma \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R_{A,Z}} \left(1 - \frac{1}{(1 + \chi)^{1/3}} \right), \quad A > 4, \end{aligned} \quad (2.16)$$

a partir da qual podemos calcular a contribuição na entropia de cada fragmento (A, Z):

$$\begin{aligned} S_{A,Z} &= - \left(\frac{\partial F_{A,Z}}{\partial T} \right)_{V_b} = \frac{3}{2} + \ln \left(g_{A,Z} \frac{\chi V_0 A^{3/2}}{\Lambda^3} \right) \\ &- \frac{1}{N_{A,Z}} \ln N_{A,Z}! + \frac{2T}{\varepsilon_0} A - \frac{d\beta}{dT} A^{2/3}, \quad A > 4. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Nesta descrição, fragmentos leves ($A \leq 4$) foram considerados como partículas ele-

mentares, (i.e. sem estados internos excitados) e conseqüentemente contribuem para a entropia (eq.2.17) apenas através dos seu movimento térmico. Estas partículas compõem o que nós definimos como a fase nuclear gasosa. Para usarmos posteriormente, também damos aqui a expressão para o calor específico que é:

$$C_V = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{V_b} = \sum_{A,Z} C_{V_{A,Z}}, \quad C_{V_{A,Z}} = \frac{3}{2} + \frac{2T}{\varepsilon_0} A - T \frac{d^2 \beta}{dT^2} A^{2/3}. \quad (2.18)$$

2.1.3 A distribuição de massa $N_{A,Z}$ e a probabilidade $W(\{N_{A,Z}\})$.

A probabilidade de encontrar o núcleo de número de massa A_0 , número atômico Z_0 e energia total E_0 na partição $\{N_{A,Z}\}$ pode ser calculada através das eqs. (2.4, 2.5 e 2.17). Os números de massa e carga dos fragmentos A , Z , e suas energias $E_{A,Z}$, devem satisfazer os requisitos de conservação das eqs. (2.1, 2.2 e 2.3). Uma vez que esta probabilidade $W(\{N_{A,Z}\})$ tenha sido determinada, o cálculo do valor esperado para qualquer quantidade física Q é direto, e é dado por

$$\bar{Q} = \sum_{\{N_{A,Z}\}} W(\{N_{A,Z}\}) Q(\{N_{A,Z}\}), \quad (2.19)$$

onde $Q(\{N_{A,Z}\})$ é o valor que a quantidade física Q toma para partição $\{N_{A,Z}\}$, e a soma é sobre todas as possíveis partições do núcleo original.

Uma avaliação direta da eq.(2.19) é na prática muito difícil para um núcleo relativamente grande devido ao grande número de suas possíveis diferentes partições. De fato, mesmo se não considerarmos os graus de liberdade de isospin, um núcleo de $A_0 = 100$ pode ser particionado em $\sim 2 \times 10^8$ diferentes formas. Esta dificuldade leva à diferentes formas de aproximação.

Uma abordagem amplamente usada é tratar o sistema de A_0 nucleons como se fosse um sistema infinito e depois calcular a partição mais provável $\{N_{A,Z}^*\}$. A massa, carga e energia total são então conservadas. Com isso, efeitos do tamanho do núcleo são desprezados, seja pela consideração de apenas a partição mais provável, e a ausência de flutuações resultantes, seja também pelo uso de aproximações que são válidas apenas para o caso de um sistema infinito. Um exemplo disto é a supressão das interações de Coulomb no modelo Randrup-Koonin (RANDRUP; KOONIN, 1981). Esta aproximação torna mais correto no caso de altas temperaturas quando o sistema se desfaz em pequenos fragmentos. À baixas temperaturas, entretanto, a interação Coulombiana desempenha um papel importante, especificamente quando se avalia a multiplicidade de fragmentos relativamente grandes. Os cálculos da ref. ?? demonstram a importância dos efeitos de Coulomb, mas introduz aproximações para avaliar o valor médio das quantidades físicas como na eq.(2.19) limitando severamente sua faixa de aplicabilidade. Como efeito, apenas partições tendo

um valor fixo e relativamente pequeno na multiplicidade total M tem sido consideradas, restringindo assim a validade dessa aproximação para a faixa de energia onde a multiplicidade encontrada experimentalmente está próxima deste valor escolhido.

Para se avaliar a eq.(2.19), em geral são utilizados métodos do tipo Monte Carlo. A viabilidade desta aproximação para sistemas finitos foi demonstrada em (BONDORF, 1985a) e permite uma consideração completa do tamanho finito do sistema sem invocar restrições artificiais sobre as possíveis formas em que o núcleo pode fragmentar.

O procedimento dos cálculos dão-se da seguinte forma:

- (a) Uma multiplicidade M é aleatoriamente escolhida, com função (BONDORF, 1985a) proporcional ao número de partições tendo esta multiplicidade no conjunto de todas as possíveis partições do núcleo A_0, Z_0 .
- (b) Uma partição aleatória é então construída colocando aleatoriamente inteiros localizados em uma linha de comprimento A_0 até ser dividido em M segmentos (BONDORF, 1985a). As cargas dos fragmentos são então selecionadas usando a parametrização da linha de estabilidade β .
- (c) A temperatura do sistema é calculada resolvendo a eq.(2.3). Então a entropia $S(\{N_{A,Z}\}, T, V_b)$ e conseqüentemente a probabilidade $W(\{N_{A,Z}\})$ são avaliadas.
- (d) O valor da quantidade Q , onde $Q = T, M, N_{A,Z}, S$, etc., é calculado para a partição e temperatura encontradas acima, e o termo correspondente é adicionado ao somatório na eq.(2.19). Este procedimento é então repetido um número de vezes suficiente até se encontrar uma boa convergência.

Uma observação óbvia é que não só os valores médios da grandeza física Q pode ser calculado neste procedimento, mas também desvios padrões $\overline{\delta Q^2} = \overline{Q^2} - \overline{Q}^2$ e momentos mais altos podem ser obtidos de forma direta.

2.2 Decaimento sequencial estatístico.

Quando a energia de excitação de um núcleo residual é maior que a energia de ligação de um nucleon, é altamente provável que uma partícula seja emitida, formando assim, um novo núcleo residual. Esta dinâmica deve se repetir continuamente, até que a energia de excitação do núcleo residual formado não seja suficiente para emitir uma nova partícula. Dessa forma, o núcleo residual que resulta da desexcitação do núcleo composto por emissão de uma partícula, geralmente, ainda possui uma energia de excitação (WEISSKOPF, 1938). Atingido o limiar para a emissão de partículas, a desexcitação do núcleo residual acontece pela emissão de radiação γ , cuja cascata leva-o até o estado fundamental.

Após cada etapa da evaporação, em função do esfriamento do núcleo residual, tanto a energia média quanto a energia mais provável de emissão das partículas decresce. Então, como a energia mais provável está relacionada com a região de energia de maior probabilidade

de emissão de partículas, o núcleo composto formado com alto grau de excitação tende a desintegrar-se gradualmente, emitindo partículas cujas energias encontram-se próximas do valor esperado termodinamicamente. Logo, nessas condições, também deve-se incluir o fato que a emissão de partículas carregadas sofre uma inibição adicional em relação à emissão de nêutrons, pelo simples motivo de precisarem superar a barreira coulombiana. Assim, se estabelece uma certa região em energia de excitação em que o núcleo composto deve ser populado para que sua desexcitação ocorra preferencialmente por um determinado conjunto de canais (FESHBACH *et al.*, 1954).

A energia de excitação é uma função da energia cinética relativa envolvida no início da reação ou emissão,

$$E^* = E_{cm} + Q, \quad (2.20)$$

onde E_{cm} é a energia do centro de massa e Q é a energia da reação ou valor Q , e para qualquer reação é definido como a diferença entre a massa total das partículas iniciais e a massa total dos produtos, ou seja, $Q = M + m - M' - m'$. Existem regiões bem definidas que caracterizam máximos nas seções de choque de cada canal, evidenciando uma preferência do núcleo composto em desexcitar-se por determinados canais ao ser formado naquela energia de bombardeio.

Historicamente, um dos primeiros modelos de evaporação foi proposto por Weisskopf (BLATT; WEISSKOPF, 1952; WEISSKOPF; EWING, 1940). No entanto, não levou em conta explicitamente a dependência do momento angular e a paridade. Considerou apenas a conservação de massa, a carga e a energia. Contudo, a teoria de Weisskopf (WEISSKOPF; EWING, 1940) ainda é usada no estudo de reações induzidas por partículas leves que levam à formação de um núcleo composto.

Não obstante, a teoria proposta por Hauser-Feshbach para descrever o processo de evaporação do núcleo composto foi baseada nos mesmos princípios que a teoria de Weisskopf-Ewing, porém incorporando explicitamente a conservação do momento angular e paridade, e introduzindo seções de choque baseadas no modelo óptico (THOMAS, 1969; KLAPDOR *et al.*, 1976).

A seção de choque de emissão do canal \mathbf{a} , pode ser expressa de acordo com a hipótese de Bohr da seguinte maneira:

$$\sigma_{ac} = \frac{\pi}{k_a^2} \xi_a \xi_c, \quad (2.21)$$

onde ξ_a e ξ_c são, respectivamente, fatores de entrada e saída.

A seção de choque total para a formação do núcleo composto é obtida através da solução

das seções de choque parciais provenientes dos canais de saída (CARLSON, 2002),

$$\begin{aligned}\sigma_{abs,a} &= \sum_c \sigma_{ac} = \sum_c \frac{\pi}{k_a^2} \xi_a \xi_c \\ &= \frac{\pi}{k_a^2} \xi_a \sum_c \xi_c \\ &= \frac{\pi}{k_a^2} Y_a\end{aligned}\tag{2.22}$$

onde definimos

$$Y_a = \frac{k_a^2}{\pi} \sigma_{abs,a}(E_a).\tag{2.23}$$

É importante notarmos que o fator de absorção Y_a , definido nas expressões (2.22) e (2.23), depende apenas do canal de entrada, sendo o mesmo proveniente da seção de choque de absorção (GREEN, 1955). Da eq.(2.22), a expressão do fator Y_a satisfaz a relação geral

$$Y_a = \xi_a \sum_b \xi_b,\tag{2.24}$$

que fornece-nos

$$\sum_a Y_a = \sum_a \xi_a \sum_b \xi_b = \left(\sum_b \xi_b \right)^2.\tag{2.25}$$

Obtemos o fator de entrada ξ_a sob a forma

$$\xi_a = \frac{Y_a}{\sum_b \xi_b} = \frac{Y_a}{(\sum_b Y_b)^{1/2}},\tag{2.26}$$

e, então, podemos reescrever a expressão da seção de choque do núcleo composto à forma

$$\sigma_{ac} = \frac{\pi}{k_a^2} \xi_a \xi_c = \frac{\pi}{k_a^2} Y_a \frac{Y_c}{\sum_b Y_b}.\tag{2.27}$$

A seção de choque nesta expressão, é escrita como o produto da seção de choque de formação e uma razão de ramificação, onde a independência de ambos os fatores de formação e decaimento, e a forma da relação de razão do fator de decaimento, são características de um processo estatístico de equilíbrio. Os modelos de emissões estatísticas de Weisskopf-Ewing e Hauser-Feshbach utilizam expressões deste tipo.

A seção de choque deve ser calculada em relação as médias das projeções de spin do projétil, como

$$\sigma_{ac} = \frac{1}{(2S_a + 1)(2S_A + 1)} \frac{\pi}{k_a^2} Y_a \frac{Y_c}{\sum_b Y_b},\tag{2.28}$$

onde $(2S_a + 1)(2S_A + 1)$ são fatores estatísticos relacionados aos spins da partícula e do núcleo no canal de entrada.

Devido à quantidade Y_c ser proporcional a seção de choque de absorção somada sobre as

projeções de spin do projétil e do núcleo alvo, este fator é definido como

$$Y_c = (2S_c + 1) (2S_C + 1) \frac{k_c^2}{\pi} \sigma_{abs} (E_c). \quad (2.29)$$

Aqui

$$k_c^2 = E_c \mu_c \frac{2}{\hbar^2}, \quad (2.30)$$

onde k_c é o número de onda do movimento relativo, E_c a energia relativa do centro de massa no canal c e μ_c é a massa reduzida no canal c (FESHBACH *et al.*, 1947). Então, recorreremos as expressões 2.29 e 2.30 e encontramos que o fator de absorção Y_c pode ser definido da seguinte forma

$$Y_c = (2S_c + 1) (2S_C + 1) \frac{2\mu_c}{\pi \hbar^2} E_c \sigma_{abs} (E_c). \quad (2.31)$$

Neste caso específico, o fator Y_c corresponde a um estado bem definido.

Com o aumento da energia de excitação, o número de canais abertos cresce rapidamente, em função do aumento rápido do número de estados excitados em cada canal, não sendo mais possível a partir de certo ponto tratá-los individualmente. Portanto, torna-se necessário introduzirmos o conceito estatístico de densidade de estados para descrevermos os estados dos núcleos residuais nestas regiões de energia de excitação (KRANE, 1988). A densidade de estados do núcleo residual $\rho_c(\epsilon_c)$ é um fator de grande importância, dada a sua grande variação com a energia de excitação (COLE *et al.*, 1994; MIZUSAKI *et al.*, 1991). O fator $\rho_c(\epsilon_c) d\epsilon_c$ nos fornece o número dos estados excitados no canal c entre a energia de excitação ϵ_c e $\epsilon_c + d\epsilon_c$. Desta forma, ao considerarmos a existência de muitos estados finais num intervalo de energia, o fator de absorção para o modelo de Weisskopf-Ewing torna-se equivalente à

$$Y_c \rightarrow (2S_c + 1) \frac{2\mu_c}{\pi \hbar^2} E_c \sigma_c (E_c) \rho_c(\epsilon_c) d\epsilon_c \quad (2.32)$$

em que a energia de excitação $\epsilon_c = E_{nc}^* - E_c - B_c$ é constituída pelos fatores, E_{nc}^* a energia de excitação do núcleo composto, ϵ_c a energia de excitação do núcleo residual no canal c , B_c a energia de separação da partícula emitida no canal c . A multiplicidade de spin do núcleo (alvo ou resíduo) $(2S_C + 1)$ agora está contido na densidade de estados.

Substituindo a Eq.(2.23) na equação da definição da seção de choque Eq.(2.28), obtemos

a expressão da seção de choque de Weisskopf-Ewing como

$$\begin{aligned}
 \sigma_{ac} &= \frac{1}{(2S_a + 1)(2S_A + 1)} \frac{\pi}{k_a^2} Y_a \frac{Y_c}{\sum_b Y_b} \\
 &= \frac{(2S_a + 1)(2S_A + 1)}{(2S_a + 1)(2S_A + 1)} \frac{\pi}{k_a^2} k_a^2 \sigma_{abs,a}(E_a) \frac{Y_c}{\sum_b Y_b} \\
 &= \sigma_{abs,a}(E_a) \frac{Y_c}{\sum_b Y_b},
 \end{aligned} \tag{2.33}$$

onde σ_{ac} é a seção de choque de emissão no canal c (canal de saída) do respectivo núcleo composto formado através da absorção no canal a (canal de entrada). Na Eq.(2.33), o primeiro termo é a seção de choque para a formação de um núcleo composto excitado C^* por meio do canal a , e o segundo termo é a probabilidade de que o núcleo composto C^* , uma vez formado, se desexcite através de emissão no canal c , deixando um determinado núcleo residual. O numerador da razão de ramificação é proporcional à largura parcial para o decaimento através do canal c , e o denominador é a soma das larguras parciais sobre todos os canais abertos ao decaimento do núcleo composto (WEISSKOPF, 1941).

As expressões (2.31) e (2.32) substituídas em (2.33), nos fornece a expressão padrão da seção de choque de Weisskopf-Ewing,

$$\frac{d\sigma_{ac}}{dE_c} = \sigma_{abs,a}(E_a) \frac{(2S_c + 1) \mu_c E_c \sigma_{abs,c}(E_c) \rho_c(\epsilon_c)}{\sum_b \int (2S_b + 1) \mu_b E_b \sigma_{abs,b}(E_b) \rho_b(\epsilon_b) dE_b}. \tag{2.34}$$

Percebemos então que a dinâmica do processo de decaimento está relacionada com a seção de choque de absorção a qual sofre influência dominante da penetrabilidade definida como a fração do fluxo de probabilidade inicial que penetra a barreira de potencial coulombiana. Para que uma reação ocorra, sabemos que as partículas precisam vencer a barreira coulombiana repulsiva entre elas (WEISSKOPF, 1937; BONDORF, 1985b) sendo esta

$$V(R) = \frac{Z_a Z_A e^2}{R}, \tag{2.35}$$

Neste ambiente, consideramos apenas a contribuição das partículas que passam acima da barreira. Por esse motivo, é frequentemente possível aproximar a seção de choque de absorção como

$$\sigma_{abs}(E_c) = \begin{cases} \pi R_a^2 (1 - V(R)/E_c), & \text{se } E_c \geq V(R) \\ 0, & \text{se } E_c < V(R) \end{cases}, \tag{2.36}$$

onde R_a é o raio do núcleo alvo (YOST *et al.*, 1936). Neste caso, σ_{abs} desaparece abaixo da energia da barreira e aumenta continuamente até o valor assintótico πR_a^2 (FESHBACH; WEISSKOPF, 1949). Nesta expressão, o raio do núcleo de massa atômica A pode ser

representado por

$$R \simeq r_0 A^{1/3} fm, \quad (2.37)$$

em que r_0 é um coeficiente empírico chamado de raio reduzido, cujo valor é aproximadamente 1,25 fm. No caso de uma reação $a + X$ teremos

$$R = r_0 \left[A_a^{1/3} + A_X^{1/3} \right], \quad (2.38)$$

sendo A_a a massa atômica da partícula incidente e A_X a massa atômica do núcleo alvo. Para a Eq.(2.34) notemos que podemos denominar a parte fracionária correspondente à razão de ramificação diferencial, como a probabilidade de decaimento, então, podemos reescrevê-la à forma

$$\sigma_{ac} = \sigma_{abs,a}(E_a) P_c \quad (2.39)$$

onde P_c é a probabilidade relativa do decaimento do núcleo composto de energia de excitação E_{nc}^* , através da emissão da partícula c de energia E_c (WEISSKOPF; EWING, 1940). Agora, consideremos a análise de um termo do denominador na Eq.(2.34) em função do espectro de emissão E_b .

$$\beta_b = (2S_b + 1) \mu_b \int_0^{E_{nc}^* - B_b} E_b \sigma_b(E_b) \rho_b(\epsilon_b) dE_b, \quad (2.40)$$

onde E_{nc}^* é a energia de excitação total do núcleo composto, B_b a energia de separação da partícula emitida no canal c , $\epsilon_b = E_{nc}^* - E_b - B_b$ a energia de excitação do núcleo residual e $\sigma_b(E_b)$ a seção de choque de absorção. O espectro de emissão é caracterizado por propriedades estatísticas, tais como a temperatura (BLATT; WEISSKOPF, 1952; COHEN, 1971).

Para encontrarmos uma expressão fechada para a Eq.(2.40), utilizaremos duas aproximações. A primeira é a seção de choque de absorção,

$$\sigma_b(E_b) \simeq \pi R_b^2 \left(1 - \frac{V_b}{E_b} \right) \theta(E_b - V_b), \quad (2.41)$$

em que V_b é a barreira de Coulomb e R_b é o raio efetivo do projétil com o alvo. A segunda aproximação refere-se a densidade de estados, onde supomos uma aproximação pela densidade de estados de um gás de Fermi,

$$\rho_b(\epsilon_b) \simeq \rho_{b0}(\epsilon_b) \exp[2\sqrt{a_b \epsilon_b}], \quad (2.42)$$

em que ρ_{b0} varia lentamente com a energia de excitação.

Além disso, se introduzirmos a expansão de Taylor no argumento da exponencial da

Eq.(2.42), obteremos a densidades de estados como,

$$\rho_b(\epsilon_b) \simeq \rho_{b0}(\epsilon_{b0}) \exp \left[2\sqrt{a_b \epsilon_{b0}} - \frac{1}{T_b} (E_b - V_b) \right] \quad (2.43)$$

em que o termo ϵ_{b0} é a energia de excitação na barreira, definida como $\epsilon_{b0} = E_{nc}^* - V_b - B_b$ e usamos a suposição que o logaritmo da densidade de estados ρ_{b0} varia suficientemente lento com a energia de excitação ϵ_b , de modo que podemos aproximá-lo com a sua expansão de Taylor de primeira ordem em $(E_b - V_b)$. O termo T_b representa a temperatura nuclear, e pode ser determinada pela expressão

$$\frac{1}{T_b} = \sqrt{\frac{a_b}{\epsilon_{b0}}} \quad (2.44)$$

Agora, utilizaremos Eqs(2.41) e (2.43), para aplicarmos na Eq.(2.40). Com isso teremos,

$$\begin{aligned} \beta_b = & (2S_b + 1) \mu_b \int_0^{E_{nc}^* - B_b} E_b \pi R_b^2 \left(1 - \frac{V_b}{E_b} \right) \theta(E_b - V_b) \rho_{b0}(\epsilon_{b0}) \\ & \times \exp \left[2(a_b \epsilon_{b0})^{1/2} \right] \exp \left[-\frac{1}{T_b} (E_b - V_b) \right] dE_b. \end{aligned} \quad (2.45)$$

Com isso, obtemos a expressão

$$\beta_b (2S_b + 1) \mu_b \pi R_b^2 \rho_b(\epsilon_{b0}) \int_{V_b}^{E_{nc}^* - B_b} (E_b - V_b) \exp \left[-\frac{1}{T_b} (E_b - V_b) \right] dE_b, \quad (2.46)$$

e temos portanto

$$\beta_b(E_{nc}^*) = (2S_b + 1) \mu_b \pi R_b^2 \rho_b(\epsilon_{b0}) T_b^2. \quad (2.47)$$

Conseqüentemente, encontramos apartir desse resultado, uma forma geral para a largura parcial β_a

$$\beta_a(E_{nc}^*) = (2S_a + 1) \mu_a \pi R_a^2 \rho_a(\epsilon_{a0}) T_a^2, \quad (2.48)$$

que possui parâmetros que caracterizam a taxa de decaimento do sistema composto (FESH-BACH; WEISSKOPF, 1949) no determinado canal.

Baseado nisso, o numerador da Eq.(2.34) referente a probabilidade de emissão fica

$$N_c(E_{nc}^*, E_c) = (2S_c + 1) \mu_c E_c \sigma_c(E_c) \rho_c(\epsilon_c). \quad (2.49)$$

Usamos aproximações análogas para a expressão correspondente ao numerador de Weisskopf-Ewing. Portanto

$$\rho_c(E_c) \rho_c(\epsilon_c) \simeq \pi R_c^2 \rho_c(\epsilon_{c0}) (E_c - V_c) \exp \left[-\frac{1}{T_c} (E_c - V_c) \right], \quad (2.50)$$

para obtermos

$$N_c(E_{nc}^*, E_c) = (2S_c + 1) \mu_c \pi R_c^2 \rho_c(\epsilon_{c0}) (E_c - V_c) \exp \left[-\frac{1}{T_c} (E_c - V_c) \right]. \quad (2.51)$$

Além disso, se levarmos em conta a definição geral de β_a na Eq.(2.48), obteremos para o numerador

$$\frac{\beta_c}{T_c^2} = (2S_c + 1) \mu_c \pi R_c^2 \rho_c(\epsilon_{c0}), \quad (2.52)$$

ao passo que a expressão correspondente ao numerador torna-se

$$N_c(E_{nc}^*, E_c) = \beta_c(E_{nc}^*) \frac{(E_c - V_c)}{T_c^2} \exp \left[-\frac{1}{T_c} (E_c - V_c) \right]. \quad (2.53)$$

Dessa forma, verificamos que a razão de ramificação do espectro de energia de uma emissão adquire a forma

$$P_c(E_{nc}^*, E_c) = \frac{\beta_c(E_{nc}^*)}{\sum_b \beta_b(E_{nc}^*)} \frac{(E_c - V_c)}{T_c^2} \exp \left[-\frac{1}{T_c} (E_c - V_c) \right]. \quad (2.54)$$

Aqui, o espectro de emissão é equivalente à

$$\frac{d\sigma_{ac}(E_c)}{dE_c} = \sigma_{abs,a}(E_a) \frac{\beta_c(E_{nc}^*)}{\sum_b \beta_b(E_{nc}^*)} \frac{(E_c - V_c)}{T_c^2} \exp \left[-\frac{1}{T_c} (E_c - V_c) \right], \quad (2.55)$$

de forma que, a integração referente à aproximação do espectro de energia tem a forma

$$R_c = \frac{\beta_c(E_{nc}^*)}{\sum_b \beta_b(E_{nc}^*)} \int_0^{\epsilon_c} \left(\frac{(E_c - V_c)}{T_c^2} \exp \left[-\frac{1}{T_c} (E_c - V_c) \right] dE_c \right) \quad (2.56)$$

$$= \frac{\beta_c(E_{nc}^*)}{\sum_b \beta_b(E_{nc}^*)}, \quad (2.57)$$

que é a razão de ramificação para a emissão da partícula c .

2.3 O modelo de Hauser-Feshbach

No modelo de Hauser-Feshbach (HAUSER; FESHBACH, 1952; FESHBACH, 1992), a fração de fluxo absorvido de cada onda parcial é determinado pelo coeficiente de transmissão T_l^j , definido como

$$T_l^j = 1 - |S_l^j|^2, \quad (2.58)$$

o qual descreve a probabilidade de penetração da barreira (medida a partir da transparência nuclear), e pode ser obtida considerando o modelo óptico no ajuste de distribuições angular de espalhamento elástico, onde o termo S_l^j é o elemento de matriz S.

Quando o elemento de matriz S é unitário, significa que nenhum fluxo é absorvido, e o coeficiente de transmissão é zero. Quando a absorção é completa, o coeficiente de transmissão é igual a um (GREEN, 1955). Essas quantidades são essenciais para cálculos estatísticos da seção de choque no modelo de H.F. A expressão da seção de choque de absorção em termos dos coeficientes de transmissão é

$$\sigma_{abs,a} = \frac{1}{(2S+1)} \frac{\pi}{K^2} \sum_{lj} (2j+1) T_a^{jl}, \quad (2.59)$$

O fator Y_c que descreve a formação/decaimento de um núcleo composto de momento angular total J e paridade π no modelo de Hauser-Feshbach, é dado por

$$Y_c(J, \pi, I_c, \pi_c, E_c) = \sum_{j=|J-I_c|}^{J+I_c} \sum_{l=|j-s_c|} f(l, \pi_c) T_c^{jl}(E_c) \quad (2.60)$$

onde o termo $f(l, \pi_c)$ seleciona os valores corretos da paridade da onda parcial. A seção de choque de Hauser-Feshbach é obtida através do somatório de todos os valores do momento angular total e paridade, e a média em relação aos spins iniciais,

$$\sigma_{ac}^{fl} = \frac{1}{(2S_a+1)(2I_a+1)} \frac{\pi}{k_a^2} \sum_{J,\pi} (2J+1) \frac{Y_c(J, \pi, I_a, \pi_a) Y_c(J, \pi, I_c, \pi_c)}{\sum_b Y_b(J, \pi, I_b, \pi_b)}, \quad (2.61)$$

onde I_a é o momento angular do núcleo. Quando os níveis individuais são representados por uma densidade de níveis, o fator de emissão Y_c para o modelo de Hauser-Feshbach é expresso como

$$Y_c(J, \pi, I_c, \pi_c, E_c) = \sum_{j=|J-I_c|}^{J+I_c} \sum_{l=|j-s_c|} f(l, \pi_c) T_c^{jl}(E_c) \rho_c(\epsilon_c, I_c, \pi_c) dE_c \quad (2.62)$$

onde $\rho_c(\epsilon_c, I_c, \pi_c)$ é a densidade de níveis do núcleo residual. As densidades de níveis variam rapidamente com a energia de excitação, sendo esta uma variação exponencial. Frequentemente, um núcleo composto pode emitir mais que uma partícula, e quando isso acontece, as emissões são consideradas sequenciais e independentes.

2.4 De Hauser-Feshbach para Weisskopf-Ewing

A hipótese padrão de Bohr, junto com a conservação de energia, momento angular e paridade, levam a uma seção de choque de Hauser-Feshbach da forma

$$\sigma_{ac}^{hf,ex} = \frac{1}{(2S_a+1)(2I_a+1)} \frac{\pi}{k_a^2} \sum_{J,\pi} (2J+1) Y_a(J, \pi, I_a, \pi_a, E_a) \times \frac{Y_c(J, \pi, I_c, \pi_c, E_c) \rho(\epsilon_c, I_c, \pi_c)}{\sum_{b, I_b, \pi_b} \int dE_b Y_b(J, \pi, I_b, \pi_b, E_b) \rho(\epsilon_b, I_b, \pi_b)}, \quad (2.63)$$

onde $\rho(\epsilon_b, I_b, \pi_b)$ é a densidade de estados do núcleo residual de spin I_c , paridade π_c , e energia de excitação $\epsilon_b = E_{nc}^* - E_c - B_c$, sendo E_{nc}^* a energia de excitação no núcleo composto inicial, B_c a energia de separação da partícula emitida no canal c e E_c a energia relativa do centro de massa no canal c .

O fator de transmissão $Y_c(J, \pi, I_c, \pi_c, E_c)$ pode ser escrito em termos do coeficiente de transmissão do modelo óptico esférico no canal c , $T_c^{jl}(E_c)$, como

$$Y_c(J, \pi, I_c, \pi_c, E_c) = \sum_{j=|J-I_c|}^{J+I_c} \sum_{l=|j-s_c|}^{j+s_c} \frac{(1 + (-1)^l \pi \pi_c)}{2} T_c^{jl}(E_c) \quad (2.64)$$

onde o fator entre parênteses garante que a paridade é conservada. Esta seção de choque é exclusiva no sentido que se refere a um spin I_c e paridade π_c bem definidos do núcleo composto residual.

A seção de choque de interesse normalmente é aquela obtida através da somatória em relação a todos os valores desses dois observáveis,

$$\sigma_{ac}^{hf} = \frac{1}{(2S_a+1)(2I_a+1)} \frac{\pi}{k_a^2} \sum_{J,\pi} (2J+1) Y_a(J, \pi, I_a, \pi_a, E_a) \times \frac{\sum_{I_c, \pi_c} Y_c(J, \pi, I_c, \pi_c, E_c) \rho(\epsilon_c, I_c, \pi_c)}{\sum_{b, I_b, \pi_b} \int dE_b Y_b(J, \pi, I_b, \pi_b, E_b) \rho(\epsilon_b, I_b, \pi_b)}, \quad (2.65)$$

o qual consideramos ser a seção de choque padrão de Hauser-Feshbach.

No caso de reações induzidas por nucleons, tanto em baixa energia como em relação a um alcance mais amplo desta energia, os estados populados em uma reação envolvem valores baixos de spins dos núcleos compostos e residuais. Além disso, a densidade de estados com paridades positiva são normalmente aproximadamente iguais. Podemos então aproximar a densidade de estados como

$$\rho(\epsilon_c, I_c, \pi_c) \approx \frac{1}{2} \rho(\epsilon_c, I_c) \approx \frac{1}{2} (2I_c + 1) \rho(\epsilon_c, 0), \quad (2.66)$$

onde $\rho(\epsilon_c, 0)$ é a densidade de estados do spin 0. Quando substituimos esta expressão no fator de transmissão, encontramos

$$\begin{aligned}
\sum_{I_c, \pi_c} Y_c(J, \pi, I_c, \pi_c, E_c) \rho(\epsilon_c, I_c, \pi_c) &= \frac{1}{2} \rho(\epsilon_c, 0) \sum_{I_c, \pi_c} (2I_c + 1) \sum_{j=|J-I_c|}^{J+I_c} \sum_{l=|j-s_c|}^{j+s_c} \\
&\times \frac{(1 + (-1)^l \pi \pi_c)}{2} T_c^{jl}(E_c) \\
&= \frac{1}{2} \rho(\epsilon_c, 0) \sum_j \sum_{I_c=|J-j|}^{J+j} (2I_c + 1) \sum_{l=|j-s_c|}^{j+s_c} T_c^{jl}(E_c) \\
&= \frac{1}{2} (2J + 1) \rho(\epsilon_c, 0) \sum_j (2j + 1) \sum_{l=|j-s_c|}^{j+s_c} T_c^{jl}(E_c),
\end{aligned}$$

desde que

$$\sum_{I_c=|J-j|}^{J+j} (2I_c + 1) = (2J + 1) (2j + 1). \quad (2.67)$$

A seção de choque de absorção no canal c , $\sigma_c(E_c)$, pode ser definida em termos dos coeficientes de transmissão como

$$\sigma_c(E_c) = \frac{1}{(2S_c + 1) k_c^2} \sum_j (2j + 1) \sum_{l=|j-s_c|}^{j+s_c} T_c^{jl}(E_c). \quad (2.68)$$

Usando este resultado e o fato que $k_c^2 = 2\mu_c E_c / \hbar^2$, podemos escrever este fator de transmissão como

$$\sum_{I_c, \pi_c} Y_c(J, \pi, I_c, \pi_c, E_c) \rho(\epsilon_c, I_c, \pi_c) = \frac{1}{2} (2J + 1) (2S_c + 1) \frac{2\mu_c \epsilon_c}{\pi \hbar^2} \sigma_c(E_c) \rho(\epsilon_c, 0). \quad (2.69)$$

Quando o substituimos na expressão na expressão para a seção de choque de Hauser-Feshbach, obtemos, depois de cancelarmos os fatores comuns ao numerador e denominador

$$\begin{aligned}
\sigma_{ac}^{hf} &= \frac{1}{(2S_a + 1)(2I_a + 1)} \frac{\pi}{k_a^2} \sum_{J, \pi} (2J + 1) Y_a(J, \pi, I_a, \pi_a, E_a) \\
&\times \frac{(2S_c + 1) \mu_c E_c \sigma_c(E_c) \rho(\epsilon_c, 0)}{\sum_b \int dE_b (2S_b + 1) \mu_b E_b \sigma_b(E_b) \rho(\epsilon_b, 0)}. \quad (2.70)
\end{aligned}$$

Agora, notamos que a soma em relação ao momento angular total J e paridade π aplica-se apenas para o fator restante de transmissão, $Y_a(J, \pi, I_a, \pi_a, E_a)$.

Temos

$$\begin{aligned}
\sum_{J,\pi} (2J+1) Y_a(J, \pi, I_a, \pi_a, E_a) &= \sum_{J,\pi} (2J+1) \sum_{j=|J-I_a|}^{J+I_a} \sum_{l=|j-s_a|}^{j+s_a} \frac{(1+(-1)^l \pi \pi_a)}{2} T_a^{jl}(E_a) \\
&= \sum_j \sum_{J=|j-I_a|}^{j+I_a} (2J+1) \sum_{l=|j-s_a|}^{j+s_a} T_a^{jl}(E_a) \\
&= (2I_a+1) \sum_j (2j+1) \sum_{l=|j-s_a|}^{j+s_a} T_a^{jl}(E_a), \tag{2.71}
\end{aligned}$$

desde que

$$\sum_{J=|j-I_a|}^{j+I_a} (2J+1) = (2I_a+1)(2j+1). \tag{2.72}$$

Em termos da seção de choque de absorção no canal a , $\sigma_a(E_a)$, a soma dos fatores de transmissão pode ser escrita como

$$\sum_{J,\pi} (2J+1) Y_a(J, \pi, I_a, \pi_a, E_a) = (2I_a+1)(2S_a+1) \frac{k_a^2}{\pi} \sigma_a(E_a). \tag{2.73}$$

Substituindo na expressão, a seção de choque de Hauser-Feshbach torna-se

$$\sigma_{ac}^{hf} = \sigma_a(E_a) \frac{(2S_c+1) \mu_c E_c \sigma_c(E_c) \rho(\epsilon_c, 0)}{\sum_b \int dE_b (2S_b+1) \mu_b E_b \sigma_b(E_b) \rho(\epsilon_b, 0)}, \tag{2.74}$$

que é justo a expressão de Weisskopf-Ewing, com exceção do fator constante $\frac{2}{(\pi \hbar^2)}$, que cancela-se ao numerador e denominador da fração. Assim, a única aproximação necessária para reduzir a seção de choque de Hauser-Feshbach para a de Weisskopf-Ewing é o uso da aproximação 2.66 sobre a densidade de estados e desprezar a contribuição dos estados discretos.

2.5 Hauser-Feshbach estendido para decaimento estatístico

Em reações nucleares de íons pesados induzidos tanto à baixas energias quanto à energias intermediárias, a emissão de fragmentos complexos (ou fragmentos de massa intermediária (IMF's)) tem sido utilizadas como um dos mais precisos testes para a investigação dos diversos mecanismos de reações envolvidos em fenômenos como fissão para uma grande faixa de massa de sistemas nucleares (SOBOTKA, 1984). Têm-se mostrado que para sistemas na região de massa leve $A_{CN} \leq 60$, o processo de fusão-fissão (FF)

desempenha um papel importante no decaimento do núcleo composto (SANDERS, 1986). Uma das dificuldades nessa região de massa leve é que o total amortecimento da maior parte do decaimento de produtos binários observados são misturados a aqueles quasielásticos bem como à processos profundamente inelásticos e portanto a sua distinção a partir da FF ainda é uma tarefa muito difícil para os experimentais (SANDERS, 1986).

Sistemas de massas mais leves, em que os núcleos estão orbitando devido a longa vida de um complexo molecular dinuclear, com decaimento binário subsequente, está entre os possíveis mecanismos de produção de fragmentos complexos para que o grau de liberdade energia esteja totalmente relaxado (SHIVAKUMAR *et al.*, 1988). Entretanto os dados experimentais para as reações $^{16}\text{O}+^{40}\text{Ca}$ (SANDERS, 1986), $^{42}\text{S}+^{24}\text{Mg}$ (SANDERS, 1987), $^{35}\text{Cl}+^{12}\text{C}$ (BECK, 1993), $^{31}\text{P}+^{16}\text{O}$ (RAY, 1991), e $^{23}\text{Na}+^{24}\text{Mg}$ (BECK, 1996) tem se mostrado consistente com uma formação de CN equilibrada de decaimentos binários subsequentes com a emissão de fragmentos complexos, i.e., um processo FF.

A ocorrência de FF em vez de órbita nestes sistema tem sido objeto de muita discussão. Isto levou à conclusão que os processos FF tem que ser levados em conta quando se explorar as limitações do processo fusão completa à grandes momentos angulares e à altas energias de excitação (SANDERS, 1991; BECK, 1993).

O método de Hauser-Feshbach estendido (EHFM), assume que a probabilidade de fissão é considerada como sendo proporcional ao espaço de fase disponível no ponto de cisão. O EHFM essencialmente correspondente à uma extensão do formalismo de Hauser-Feshbach (HAUSER; FESHBACH, 1952) que trata decaimento por raios gama, evaporação de partículas leves e emissão de fragmentos complexos (ou FF) como um possível canal de decaimento numa maneira equivalente. Essa é uma alternativa aproximada para o modelo de transição de estados (SANDERS, 1991) usando o espaço de fase no ponto de sela que tem fornecido boas previsões dos dados experimentais disponíveis (SANDERS, 1986; SANDERS, 1987; SANDERS, 1991; FARRAR, 1996). Uma vez que há boas indicações para a validade desta hipótese a forma do ponto de sela quase coincide com a configuração no ponto de cisão na região de massa leve.

2.5.1 Hauser-Feshbach estendido.

A fim de esclarecer os pontos de vista essenciais dos cálculos EFHM, as fórmulas relevantes utilizadas no bem conhecido tratamento de modelo estatístico que são baseadas no formalismo de Hauser-Feshbach (HAUSER; FESHBACH, 1952) para descrever a evaporação de partículas leves do núcleo composto são apresentadas nas próximas subseções. Dado que o modelo estatístico (STOKSTAD, 1984), que decorre da pressuposição de equilíbrio, repousa na premissa que todos os canais abertos de decaimento estão, na média, com a mesma probabilidade de serem populados, era natural estender seu formalismo. Embora

o tratamento da emissão de partículas leves e FF seja, a princípio, inconsistente para sistemas nucleares mais pesados, o processo de fissão assimétrica pode ser assimilado para a emissão de fragmentos grandes (MORETTO, 1975) que são também conhecidos como fragmentos complexos (ou IMF's). A evaporação de partículas leves e FF, que são os dois modos de decaimento do CN observados geralmente, parecem ser apenas extremos de um modo de decaimento binário mais geral envolvendo toda a faixa de massa assimétrica (MORETTO, 1975).

Grande parte dos códigos de modelo estatístico comumente usados, tais como CASCATA, PACE ou LILITA, que tem proporcionado boas previsões de resultado para a evaporação de resíduos, produz estimativas para um grande número de reações de fusão-evaporação, e que são baseadas no método proposto por Hauser e Feshbach (HAUSER; FESHACH, 1952).

2.5.2 Extensão do formalismo de Hauser-Feshbach para decaimentos binários

O objetivo do EHF_M é estender o formalismo de Hauser-Feshbach (HAUSER; FESHACH, 1952), que descrevemos anteriormente, para incluir decaimentos binários de fragmentos complexos (ou a largura de decaimento de fissão) a partir do núcleo composto. Dada uma energia de excitação ϵ_L e um momento angular I_L , a integração da energia de excitação e o somatório do momento angular dos fragmentos leves são realizados como segue:

$$Y_J^c = \sum_{(I_L, I_H)I} \sum_{(L, I)J} \int \int \int \rho_{I_L}(\epsilon_L) \rho_{I_H}(\epsilon_H) T_L(E) \times \delta(\epsilon_L + \epsilon_H + E + Q - E_x) d\epsilon_L d\epsilon_H dE, \quad (2.75)$$

onde $\rho_{I_L}(\epsilon_L)$ é a densidade de nível do gás de Fermi do fragmento leve. As densidades podem conter termos discretos e contínuos $\rho(\epsilon) = \sum_{i=1}^N g \delta(\epsilon - \epsilon_i) + \rho(\epsilon) \theta(\epsilon - \epsilon_i)$. Aqui, g denota a multiplicidade de spins da partícula evaporada. No trabalho original de EHF_M (MATSUSE *et al.*, 1997) os estados discretos foram incluídos levando a melhores resultados apenas à baixas energias de excitação

Não obstante, é necessário um longo tempo computacional para somar sobre todos os estados do espaço de fase. Isto é, entretanto, a parte mais essencial do EHF_M.

Como no caso da emissão de partículas leves, no EHF_M as densidades de níveis são calculados usando o momento de inércia de um núcleo esférico; assim os efeitos de deformação são introduzidos nas densidades de níveis tanto de fragmentos mais leves quanto de fragmentos mais pesados no decaimento binário.

Da mesma forma que para a evaporação de partículas leves, E é a energia do movimento

relativo entre o fragmento mais leve e o parceiro binário mais pesado, e $T_L(E)$ é o coeficiente de transmissão do movimento relativo com um dado momento angular L . Como a tentativa é de estender o método de Hauser-Feshbach da emissão de partículas leves ao caso da emissão de fragmentos complexos, é razoável introduzir os coeficientes de transmissão obtidos no cálculo OM.

No cálculo feito em (BOHR; MOTTELSON, 1969), a fim de evitar qualquer possibilidade de contas excessivas, a integração na energia contínua para as densidades de níveis na Eq. (2.75) foi realizada na região em que a energia é a mais alta que a maior energia de excitação dos níveis discretos de energia. Como mencionado anteriormente, os níveis discretos disponíveis à baixa energia foram considerados. Para a avaliação do valor Q nesses cálculos, as energias de ligação do estado fundamental observadas (WAPSTRA *et al.*, 1985) foram usadas para manter a condição de conservação de energia.

2.6 Ponto de sela

Os estudos sobre fissão nuclear tem se concentrado em sistemas relativamente pesados, com massa do núcleo composto $A_{CN} > 100$, ignorando a possibilidade da fissão de núcleos leves. Foi mostrado que a fissão do núcleo composto também pode desempenhar um papel importante nas reações de íons pesados formando sistemas tão leves quanto $A_{CN} \sim 45 - 60$ (SANDERS, 1987; RAY, 1991). Em contraste a fissão de sistemas pesados, a dependência macroscópica da energia potencial de superfície na deformação nuclear e a forma assimétrica favorece a quebra dos sistemas mais leves em dois fragmentos com massas desiguais. Esse comportamento enfatiza a progressão a partir da evaporação de partículas leves à fragmentos pesados e à quebra binária do núcleo composto (MORETTO, 1975). Outra característica da fissão de núcleos leves é a importância relativamente maior da energia rotacional em determinar se um dado sistema será fissionado. Para esses sistemas são apenas os estados de spin mais alto do núcleo composto que podem fissionar competindo favoravelmente com a emissão de partículas leves (p -, n -, e partículas α). Com valores de spins mais baixos, a possibilidade da emissão de fragmentos pesados é reduzida de forma significativa devido ao rápido aumento na barreira de fissão em canais de rompimentos mais simétricos (SANDERS, 1987). Uma gama limitada de valores de spin levam a sugerir, para a fissão, a possibilidade de usar este processo para se saber mais sobre a estrutura do núcleo de altos spins.

Para sistemas mais pesados o modelo de transição de estados (VANDENBOSCH; HUIZENGA, 1973), onde a probabilidade de fissão está relacionada com o espaço de fase disponível no ponto de sela, tem sido bem sucedida ao descrever as características gerais do processo de rompimento. A aplicação padrão deste modelo assume uma configuração simétrica no ponto de sela, entretanto, é inapropriada para sistemas mais leves. É possível generalizar

esses cálculos para incluir a possibilidade de fissão para diferentes massas de fragmentos, como foi feito para o sistema ^{56}Ni (SANDERS, 1987). Mas isso requer cálculos da energia do ponto de sela da massa assimétrica - um processo demorado uma vez que é essencial na descrição da fissão de núcleos leves para incluir superfície difusa e uma série de efeitos nucleares finitos (SIERK, 1986) no cálculo dessas energias. Estimativas da energia da barreira de fissão baseadas no modelo da gota líquida levaram à barreiras que eram grandes demais para permitir uma competição significativa da fissão com a emissão de partículas leves. Cálculos realísticos do processo de fissão em sistemas leves exigem a inclusão de superfícies difusas e por uma série de correções nucleares finitas.

2.6.1 Panorama da sistemática experimental

A evidência para a fissão de núcleos leves decorre da observação de emissão próxima à barreira de produtos binários em reações de íons pesados. Esses produtos são caracterizados pela constante de distribuição angular $d\sigma/d\theta$, sugerindo um decaimento a partir de uma rotação complexa de tempo de vida comparável à, ou maior que, o período rotacional. A energia cinética total de fragmentos de saída são independentes do ângulo e podem ser explicadas a partir de um simples modelo que considere a cisão de um sistema binário rotacionando sem movimento relativo inicial na direção radial. As energias cinéticas finais são então dadas pela soma das energias de Coulomb, rotacional e potencial nuclear nessa configuração. Essas duas características levaram à observações de resultados que foram caracterizados como produtos resultantes de um dinúcleo "orbitando" ou um mecanismo de fissão.

Poucos dos experimentos que mostram evidências do processo tipo fissão em sistemas leves são suficientemente completos para estabelecer o canal de saída isotópico de distribuições ou inclusive a seção de choque da fissão. Há um certo número de razões para isso. Em canais perto do canal de entrada, pode haver produtos quasielásticos significantes, que requerem grandes medições de ângulo cobrindo um grande número de ângulos para decifrar a energia totalmente amortecida dos produtos daqueles processos mais rápidos. A emissão secundária de partículas leves a partir dos fragmentos de fissão podem também representar uma série de desafios para comparações detalhadas de dependência da assimetria da massa de fissão da seção de choque teórica e experimental. Uma forma de obter uma medida experimental do grau de emissão secundária é detectar ambos os fragmentos de fissão em coincidência, como foi feito para o sistema ^{56}Ni (SANDERS, 1987). No entanto, em geral, é necessário modelar os efeitos da evaporação de partículas leves secundárias e comparar os cálculos com o experimento.

Outro problema que surge na tentativa de comparar cálculos de seção de choque de fissão para valores experimentais é a necessidade de conhecer a distribuição de ondas parciais de fusão. Essas distribuições são usualmente deduzidas a partir de medições da seção de cho-

que da fusão total assumindo um corte difuso dos coeficientes de transmissão para fusão. Infelizmente há relativamente poucos casos onde ambos resíduos de evaporação e seção de choque de fissão são medidos simultaneamente e analisados numa forma consistente. Diferenças relativamente pequenas na evaporação de resíduos da seção de choque usadas para deduzir a seção de choque da fusão total podem levar à diferenças significativas nos cálculos de competição da fissão. Além disso, o favorecimento de canais de massa assimétrica pelo processo de fissão pode resultar num canal de evaporação de resíduos contendo produtos significativos da fissão.

3 O GEMINI++ e o Potencial de SP

3.1 GEMINI++: Um código para simular o decaimento de um núcleo composto por uma série de decaimentos binários

O modelo estatístico do código GEMINI foi escrito em 1986 para simular a emissão de fragmentos intermediários em reações de fusão. Difere-se da maioria dos outros códigos de modelo estatístico pelo fato que permite não apenas a evaporação de partículas leves e fissão simétrica, mas todos os modos possíveis de decaimentos binários. Logo após a descoberta da fissão, Bohr e Wheeler tomaram emprestado o formalismo unidimensional da transição de estado para o estudo de taxas de reações químicas e aplicou-a a fissão simétrica (BOHR; WHEELER, 1939). Moretto (MORETTO, 1975) generalizou o formalismo adicionando uma dimensão extra associada a massa assimétrica, permitindo assim tratar os decaimentos binários de massa intermediária assimétrica. Esse formalismo, em conjunto com barreiras calculadas para fissão assimétrica por A. Sierk (SIERK, 1985), foi incorporada ao GEMINI. Com esses ingredientes, o GEMINI produz um bom acordo com fragmentos complexos ou dados de fissão assimétrica obtidos com núcleos compostos leves. O GEMINI é um código Monte Carlo que segue o decaimento do núcleo composto por uma série de decaimentos binários sequenciais até que esses decaimentos sejam impossíveis devido à conservação de energia ou improváveis devido à concorrência com raios gama. Para esse último, apenas a emissão estatística dos raios gama de multiplicidade 1 e 2 são consideradas, mas são importantes apenas para as mais baixas energias térmicas quando a largura de decaimento da partícula se aproxima de zero.

Como o GEMINI foi escrito para comparar os dados de reações induzidas de fusão de íons pesados, os efeitos de altos momentos angulares foram tratados. Por essa razão a dicotomia entre evaporação de partículas leves e decaimentos binários ainda estava mantida. A melhor maneira de tratar a evaporação de partículas leves a altos momentos angulares é via o formalismo de Hauser-Feshbach (HAUSER; FESHBACH, 1952). À luz disso, o

GEMINI difere da maioria de outros códigos de modelos estatísticos usados para modelar reações estatísticas de altas energias em que se usa esse formalismo e não o formalismo Weisskopf-Ewing (WEISSKOPF; EWING, 1940). O custo desse melhor tratamento do momento angular leva a um maior tempo de CPU. A utilidade desse aspecto do GEMINI em modelar reações de alta energia depende portanto do grau em que os resíduos com altos spins são produzidos na fase inicial da reação. Os efeitos de momento angular incluem distribuição anisotrópica angular, embora essas distribuições compreendam a simetria para $\theta_{cm} = 90^\circ$. Para modelar isso corretamente, o input para o GEMINI também deve incluir a orientação do eixo de spin do resíduo excitado.

Para sistemas pesados, o modelo de Moretto superestima a largura da massa de fissão e distribuições de carga. Embora isso possa ser uma falha da barreira de fissão assimétrica usada nos cálculos, provavelmente signifique um fracasso do modelo. O formalismo de Moretto prevê as distribuições de massa assimétrica ao longo da cadeia de pontos de sela condicionais. Entretanto, a massa final dos fragmentos de fissão não é congelada até que o ponto de cisão seja atingido. Para núcleos leves, os pontos de sela e cisão são quase degenerados e uma modificação tão substancial durante o movimento de sela à cisão é esperada ser pequena. Por outro lado, para sistemas pesados, as configurações de sela e cisão são bastante diferentes. Especificamente para sistemas muito pesados, o ponto de sela pode não mais ser dado pela separação de dois fragmentos conectados por um pescoço. O pescoço desaparece e o ponto de sela é uma deformação mononuclear e assim não se pode até mesmo definir assimetria como um grau de liberdade. Em tais casos, a massa assimétrica se desenvolve durante a descida da sela à cisão.

Devido à essas deficiências do código original para núcleos pesados, um novo código GEMINI++ foi escrito para resolver esses problemas. O novo código também vem com uma mudança de linguagem. A versão original foi escrita em Fortran77 e posteriormente alterada para Fortran90. A nova versão, GEMINI++, está escrito na linguagem C++. Além disso, uma mudança filosófica foi feita. O GEMINI original foi escrito com muitas opções para explorar mudanças nos decaimentos característicos induzidos pela inclusão de uma física diferente. Nenhum esforço foi feito para sistematizar parâmetros para obter um bom acordo global com dados de uma grande variedade de massas de núcleos compostos. No GEMINI++, extensas comparações com dados de fusão induzida de íons pesados tem sido usadas para otimizar os parâmetros padrões do modelo. Tais dados são úteis para restringir códigos de modelos estatísticos, além de que, a energia de excitação e distribuições de spin do núcleo composto podem ser bem definidas. Entretanto, essa otimização é apenas para as regiões de spin e energia de excitação populadas por reações de fusão de íons pesados que pode não coincidir com aquelas produzidas no spallation.

3.1.1 Evaporação de Partículas Leves.

No formalismo de Hauser-Feshbach (HAUSER; FESHBACH, 1952), a largura parcial de decaimento do núcleo composto de energia de excitação E^* e spin S_{CN} para a evaporação de partículas i é:

$$\Gamma_i^{HF} = \frac{1}{2\pi\rho(E^*, S_{CN})} \int d\varepsilon \sum_{S_d=0}^{\infty} \sum_{J=|S_{CN}-S_d|}^{S_{CN}+S_d} \sum_{\ell=|J-S_i|}^{J+S_i} T_\ell(\varepsilon) \rho(E^* - B_i - \varepsilon, S_d), \quad (3.1)$$

onde S_d é o spin do núcleo filho, S_i , J e ℓ são os spins totais e momento angular das partículas evaporadas, ε e B_i são as energias cinética e energia de separação, T_ℓ é o seu coeficiente de transmissão ou o fator barreira de penetração, e ρ e ρ_{CN} são as densidades de níveis núcleo filho e do núcleo composto, respectivamente. Os somatórios incluem todos os momentos angulares acoplados entre os estados inicial e final que são computacionalmente extensos. Canais de evaporação incluem fragmentos n , p , d , t , ${}^3\text{He}$, α , ${}^6\text{He}$ e ${}^6\text{-}^8\text{Li}$.

Correções das energias de separação B_i , massas nucleares, camadas δW e emparelhamento δP são obtidas a partir das tabulações de Möller *et al.* (MOLLER *et al.*, 1995). Quando disponíveis, as massas experimentais são usadas.

Os coeficientes de transmissão tem sido tradicionalmente obtidos a partir da reação inversa usando os parâmetros do modelo óptico obtidos a partir de modelos ópticos globais ajustados para dados experimentais elásticos. Alexander *et al.* (ALEXANDER *et al.*, 1990) tem apontado que esse coeficiente de transmissão contém efeitos de transparência na reação inversa que não é apropriada na evaporação. Tem-se portanto mantido potenciais de modelos ópticos reais, mas para garantir total absorção, usa-se o modelo de condições de contorno de entrada de onda (IWBC) (RAWITSCHER, 1966) para calcular T_ℓ . Os coeficientes de transmissão definem a forma das regiões de baixas energias ou "sub barreiras" do espectro de evaporação. Para partículas α e mais pesadas, os coeficientes de transmissão IWBC sistematicamente subestimam a produção de partículas á baixas energias (CARALLEY *et al.*, 2000). Ao ajustar os parâmetros do modelo óptico para reduzir a barreira de Coulomb pode-se reproduzir alguns dados das partículas α , e o espectro de Li e Be mostram claramente a necessidade de uma distribuição de barreiras de Coulomb (CHARITY, 2001b). A origem dessa distribuição pode ter contribuído para flutuações térmicas na forma do núcleo composto (CHARITY, 2000; CHARITY, 2001a) e/ou flutuações na dispersividade da superfície nuclear. Se as flutuações são termicamente induzidas, então esperamos que sua variância seja proporcional à temperatura. No GEMINI++, um esquema simplista foi implementado para incorporar os efeitos das barreiras de distribuição. Os coeficientes de transmissão foram calculados como

$$T_\ell(\varepsilon) = \frac{T_\ell^{R_0-\delta r}(\varepsilon) + T_\ell^{R_0}(\varepsilon) + T_\ell^{R_0+\delta r}(\varepsilon)}{3}, \quad (3.2)$$

que é a média dos três coeficientes de transmissão IWBC calculados com três diferentes raios para o potencial nuclear. O raio R_0 é ajustado ao modelo óptico e $\Delta r = w\sqrt{T}$ é consistente com flutuações térmicas. O valor do parâmetro $w = 0.9$ fm foi obtido a partir de ajustes dos dados experimentais.

As densidades de níveis nucleares foram considerados como um gás de Fermi, i.e.

$$\rho(E^*, J) \propto (2J + 1) e^{2\sqrt{a(U, J)U}} \quad (3.3)$$

onde a é o parâmetro densidade de nível e a energia de excitação $U = E^* - E_{rot}(J) + \delta P$ é deslocado pela correção de emparelhamento δP e a energia rotacional da configuração do estado fundamental $E_{rot}(J)$. Esse último é feito a partir do modelo de Sierk (SIERK, 1986). Após os trabalhos de Ignatyuk *et al.* (IGNATYUK *et al.*, 1975; IGNATYUK *et al.*, 1979), houve um desaparecimento gradual do efeito de camadas e foi incluído no parâmetro densidade de nível como

$$a(U) = \tilde{a}(U) \left[1 + h(U) \frac{\delta W}{U} \right] \quad (3.4)$$

onde a função especificando a taxa de desaparecimento é:

$$h(U) = 1 - e^{-mU}. \quad (3.5)$$

O parâmetro de desaparecimento foi definido como $1/\eta_1 = 18.5$ MeV (IGNATYUK *et al.*, 1975; IGNATYUK *et al.*, 1979). A partir da contagem de ressonância de nêutrons, verifica-se que à baixas energias de excitação $\tilde{a} \cong \frac{A}{7.3} \text{ MeV}$ (IGNATYUK *et al.*, 1975). As altas energias de excitação provadas por reações de fusão, valores menores são necessários para reproduzir o espectro de energia cinética das partículas evaporadas. Assim \tilde{a} deve ser dependente da energia de excitação. Uma série de estudos (CARALEY *et al.*, 2000; FINEMAN, 1994; CHARITY, 2003) tem assumido a forma:

$$\tilde{a}(U) = \frac{A}{k + \kappa \frac{U}{A}} \quad (3.6)$$

onde k e κ tem sido obtidos para ajustar dados e o termo κ pode ser pensado como uma correção de primeira ordem para um valor constante de k . Para o núcleo composto Yb onde o espectro evaporado de n , p e α foi ajustado, valores de $k=7$ MeV e $\kappa=1,3$ MeV foram obtidos (CHARITY, 2003). Para sistemas mais pesados, onde apenas p , e α foram espectros avaliados, valores não únicos de k e κ eram obtidos a partir de ajustes, mas se $k \approx 8$ MeV é assumido, então o valor κ de 3 MeV para os núcleos compostos ^{193}Tl (FINEMAN, 1994), 2-3 MeV para ^{200}Pb , 4.3 MeV para ^{213}Fr (FINEMAN, 1994), e 8.5 MeV

para ^{224}Th (FINEMAN, 1994) eram deduzidos. Além disso, para o núcleo composto ^{106}Cd os espectros de evaporação foram bem reproduzidos até altas energias de excitação com uma constante $\tilde{a} = A/7.5$ MeV, i.e. $\kappa = 0$. Estes resultados sugerem que κ aumenta rapidamente com A . Para sistematizar este efeito no GEMINI++, estes dados e outros espectros de evaporação foram ajustados para ter um melhor comportamento assintótico,

$$\tilde{a}(U) = \frac{A}{k_\infty - (k_\infty - k_0) \exp\left(-\frac{\kappa}{k_\infty - k_0} \frac{U}{A}\right)} \quad (3.7)$$

Em $U=0$, $\tilde{a} = A/K_0$ onde $k_0 = 7.3$ MeV para contagem de ressonância de nêutrons. Para baixos valores de U/A , esta forma reduz-se à forma anterior da Eq. 3.6. Acredita-se que a evolução do parâmetro densidade de nível com a energia de excitação é associado ao desaparecimento de correlações de longo alcance associadas com o acoplamento entre os graus de liberdade dos nucleons e superfícies vibracionais. No estado fundamental, essas correlações de longo alcance fazem com que as densidades de níveis de partículas únicas $g(\varepsilon)$ sejam reforçados perto da energia de Fermi ε_F (MAHAUX; SARTOR, 1991). Desde que $\tilde{a} \propto g(\varepsilon_F)$, o desaparecimento destas correlações reduzam esses valores. O parâmetro densidade de nível deve portanto aproximar o valor sem correlações que foi tomado como $\tilde{a} = A/K_{infty}$ ($k_\infty = 12\text{MeV}$). Os dados experimentais da evaporação podem ser reproduzidos com $\kappa = 0.00493 \exp(0.0332A)$. Essa forte dependência da massa tem uma consequência significativa para a fissão de sistemas mais pesados.

A distribuição angular dos fragmentos evaporados pode ser determinado a partir dos números quânticos ℓ e m das partículas evaporadas. Deve-se fornecer a projeção inicial dos spin do núcleo composto e então usar os coeficientes de Clebsch-Gordan e os valores previstos de J , ℓ , e S_d para determinar as distribuições m dos fragmentos emitidos. Embora essa abordagem seja implementada no GEMINI apenas para evaporação, torna-se muito complicado para calcular a distribuição de fragmentos de fissão. Um procedimento mais simples é usar a aproximação quasi-clássica que é a única opção implementada no GEMINI++. A partir dos valores de J , ℓ , e S_d previstos pelo formalismo de Hauser-Feshbach e o alinhamento do spin inicial do núcleo parente, um vetor clássico associado com ℓ é determinado. A distribuição angular da partícula evaporada sobre este vetor é então escolhida a partir da distribuição $\frac{dN}{d\Omega} = |P_\ell^\ell(\cos\theta)|^2$.

3.1.2 Fissão e Decaimento de Fragmentos Complexos.

O estado de transição Bohr-Wheeler da largura de decaimento para a fissão assimétrica (MORETTO, 1975) é

$$\Gamma_{BW} = \frac{1}{2\pi\rho_{CN}(E^*, S_{CN})} \int d\varepsilon \rho_{sela}[E^* - B_f(S_{CN}) - \varepsilon] \quad (3.8)$$

onde ρ_{sela} é a densidade de nível no ponto de sela, $B_f(S_{CN})$ é a dependência do spin da energia do ponto de sela (barreira de fissão + energia rotacional do estado fundamental) e ε é a energia cinética do grau de liberdade na fissão. A extensão em 2-dimensões disso, por Moretto é

$$\Gamma(y) dy = \frac{1}{2\pi\rho_{CN}(E^*, S_{CN})} \int \int \frac{dy dp_y}{h} d\varepsilon \rho_{sela} \left[E^* - B(y, S_{CN}) - \frac{p_y^2}{2m_y} \varepsilon \right] \quad (3.9)$$

onde y é a massa assimétrica, p_y é o seu momento conjugado, m_y é a inércia associada com o movimento na coordenada y , e $B(y, S_{CN})$ são as condições da energia do ponto de sela. As barreiras são condicionais no sentido que elas representam uma configuração do ponto de sela quando a massa assimétrica especificada é imposta. Na energia potencial de superfície, essas condições do ponto de sela representam um cume que deve ser atravessado a fim de chegar à configuração de cisão.

Uma simplificação para essa equação pode ser feita a partir da expansão

$$\rho(E^* - x) \cong \rho(E^*) \exp\left(-\frac{x}{T}\right) \quad (3.10)$$

onde a temperatura nuclear é determinada como

$$\frac{1}{T} = \frac{d \ln \rho(E^*)}{dE^*} \quad (3.11)$$

com esta expansão, a equação acima pode ser reduzida à

$$\Gamma(y) dy = \frac{1}{2\pi\rho_{CN}(E^*, S_{CN})} \frac{\sqrt{2\pi T m_y}}{h} \int d\varepsilon \rho_{sela} [E^* - B(y, S_{CN}) - \varepsilon]. \quad (3.12)$$

Com este formalismo, além das barreiras condicionais, também requer o conhecimento do momento de inércia m_y . Mais tarde Moretto sugere um novo formalismo (MORETTO; WOZNIAK, 1988)

$$\Gamma_Z = \frac{1}{2\pi\rho_{CN}(E^*, S_{CN})} \int d\varepsilon \rho_{sela} [E^* - B_Z(S_{CN}) - \varepsilon] \quad (3.13)$$

onde aqui Z é o número de prótons de um dos fragmentos nascentes. Basicamente o termo $\frac{\sqrt{2\pi T m_y}}{h}$ foi eliminado e o problema foi discretizado. No GEMINI isso foi estendido para permitir diferentes massas e distribuição de cargas:

$$\Gamma_{Z,A} = \frac{1}{2\pi\rho_{CN}(E^*, S_{CN})} \int d\varepsilon \rho_{sela} [E^* - B_{Z,A}(S_{CN}) - \varepsilon]. \quad (3.14)$$

As barreiras condicionais agora tem tanto a massa quanto cargas e são estimadas como

$$B_{Z,A}(S_{CN}) = B_A^{Sierk}(S_{CN}) + \Delta M + \Delta E_{Coul} - \delta W - \delta P \quad (3.15)$$

onde δW e δP são a camada do estado fundamental e correções de emparelhamento para a barreira da gota líquida. Os efeitos de camada e emparelhamento nos pontos de sela condicionais são assumidos pequenos. A quantidade B_A^{Sierk} é a barreira de Sierk interpolada para a massa assimétrica especificada. No cálculo de Sierk, os dois fragmentos nascentes tem a mesma razão Z/A . A correção ΔM agora conta para os diferentes valores Z/A dos dois fragmentos, i.e.

$$\Delta M = M(Z, A) + M(Z_{CN} - Z, A_{CN} - A) - M\left(Z_{CN} \frac{A}{A_{CN}}, A\right) - M\left(Z_{CN} \frac{A_{CN} - A}{A_{CN}}\right) \quad (3.16)$$

onde $M(Z, A)$ é a massa esférica. Além disso, há a correção de Coulomb

$$\Delta E_{Coul} = E_{Coul}(Z, A, Z_{CN} - Z, A_{CN} - A) - E_{Coul}\left(Z_{CN} \frac{A}{A_{CN}}, A, Z_{CN} \frac{A_{CN} - A}{A_{CN}}, A_{CN} - A\right) \quad (3.17)$$

onde $E_{Coul}(Z_1, A_1, Z_2, A_2)$ é a energia de Coulomb entre os dois fragmentos (Z_1, A_1) e (Z_2, A_2) estimados como duas esferas separadas por 2 fm com um parâmetro de raio de 1.225 fm.

A largura total requer somatórios tanto sobre os valores Z e A dos fragmentos mais leves. O formalismo foi implementado com barreiras condicionais dependentes do spin $B_A^{Sierk}(S_{CN})$ interpoladas a partir de modelos de séries de Sierk finita completa calculados para ^{110}In (CARJAN; ALEXANDER, 1988), ^{149}Tb (CARJAN; ALEXANDER, 1988), e ^{194}Hg e, para sistemas mais leves, de cálculos de série de Sierk finita usando uma forma de parametrização de dois esferóides mais simplista. Nesse último caso, todas as barreiras foram escaladas tal que a barreira simétrica seja consistente com todos os valores do modelo de série finita. Para sistemas que são mais físseis que o ^{194}Hg , as barreiras do ^{194}Hg são usadas. Este esquema funciona bem para sistemas leves que tem um mínimo na distribuição de massa de produtos decaídos por divisão simétrica. Nesse caso o ponto de sela e cisão são degenerados. Para núcleos compostos mais pesados, pontos de sela e cisão são também esperados serem aproximadamente degenerados por divisão assimétrica (THOMAS *et al.*, 1985). Portanto no GEMINI++, tanto para sistemas leves quanto para divisões assimétricas de sistemas pesados, o formalismo de Moretto é mantido. Todas as divisões binárias que tenham assimetrias maiores que o valor em que a barreira condicional é um mínimo são incluídas.

Para divisões mais simétricas em núcleos pesados, o formalismo Bohr-Wheeler é usado para prever o produto da fissão simétrica total no GEMINI++. A barreira de fissão é tomada a partir dos valores do modelo de Sierk após correção do estado fundamental de camada e correções de emparelhamento, i.e.,

$$B_f(S) = B_f^{Sierk}(S) - \delta W - \delta P. \quad (3.18)$$

Com a energia de excitação parametrizada dependente dos parâmetros densidades de níveis, encontra-se excelentes acordos com as seções de choque de fissão experimental se a largura Bohr-Wheeler é ajustada pelo fator 2.4 e a relação dos parâmetros densidades de níveis a_f/a_n para a configuração de sela e estado fundamental é tomado como unidade. Pode-se obter um acordo semelhante se as barreiras de fissão de Sierk são reduzidas ou se a_f/a_n é aumentada. O formalismo de densidade de nível usado no GEMINI++, prevê grande aumento nos resíduos das seções choque produzidos em muitos núcleos pesados onde a fissão é o modo de decaimento dominante. Com um parâmetro densidade de nível constante, resíduos de seções choque são esperados serem menores no tal núcleo. Com a energia de excitação dependente dos parâmetros de densidade de níveis, a fissão é ainda dominante, mas as seções de choque, embora ainda pequena, são bastante melhorados. Tais melhorias são observadas experimentalmente e foram anteriormente explicadas por atrasos de dissipação e fissão. As parametrizações no GEMINI++ sugerem um papel muito menor para a dependência da probabilidade de fissão nestes efeitos dissipativos e assim eles não estão inclusos no modo padrão do GEMINI++.

Entretanto, a fricção não foi esquecida. Uma vez que o ponto de sela é cruzado, o sistema perde energia de excitação devido à evaporação de partículas leves durante o lento movimento de sela à cisão. Para estimar a magnitude desse efeito, o tempo requerido para este movimento foi assumido sendo $t = \eta (B_{\text{sela}} - B_{\text{cisão}})$ onde B_{sela} e $B_{\text{cisão}}$ são as energias dos pontos de sela e cisão simétricos e η é a fricção. A energia do ponto de cisão é determinada como $B_{\text{cisão}} = Ek^{\text{tot}} - Q_f$ onde Ek^{tot} é a energia cinética total liberada na fissão a partir da Ref.(RUSANOV *et al.*, 1997) e Q_f é o valor da fissão Q . Na descida da sela à cisão, a energia de excitação é aumentada devido à dissipação e ao mesmo tempo é perdida devido à evaporação. Um tempo significativo de CPU seria necessário para modelar totalmente este processo, então ao invés disso, um formalismo simples foi adotado. Como o número total de nêutrons emitidos é bem determinado a partir do tempo de vida estatístico da última partícula emitida, considera-se apenas a evaporação a partir da configuração do ponto de cisão. A mudança total no potencial entre sela e cisão $B_{\text{sela}} - B_{\text{cisão}}$ é assumida ser dissipativa na energia de excitação no ponto de cisão. Como $B_{\text{cisão}}$ é o spin independente, o formalismo Weisskopf-Ewing é usado para evaporação nesta etapa para calcular as larguras de decaimento, i.e.,

$$\Gamma_i^{WE} = \frac{2S_i + 1}{2\pi\rho_{\text{cisão}}^0(E^*)} \int \frac{2\mu\varepsilon\sigma_{\text{inv}}(\varepsilon)}{\pi\hbar^2} \rho_{\text{ciso}}(E^* - \varepsilon) d\varepsilon \quad (3.19)$$

onde μ é a massa reduzida, σ_{inv} é a seção de choque inversa, e

$$\frac{2\mu\varepsilon\sigma_{\text{inv}}(\varepsilon)}{\pi\hbar^2} = \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) T_{\ell}(\varepsilon). \quad (3.20)$$

Os coeficientes de transmissão da Eq.(3.2) são usados, embora, em princípio, como trata-se da evaporação de um sistema deformado, nas barreiras de Coulomb para emissões de partículas carregadas que deveriam ser baixas. Entretanto como as multiplicidades das partículas carregadas são esperadas serem pequenas, isto não é um grande problema. As quantidades $\rho_{\text{cisão}}^0$ e $\rho_{\text{cisão}}$ são as densidades de níveis de spin dependentes do pai e filho;

$$\rho_{\text{cisão}}(E^*) \propto e^{[2\sqrt{a(E^* - B_{\text{cisão}})}]} \quad (3.21)$$

onde um parâmetro densidade de nível $a = A/8$ MeV foi assumido. A partir de ajustes sistemáticos de multiplicidades de pré fissão de nêutrons (HILSCHER; ROSSNER, 1992) obtém-se $\eta = 2$ zs/MeV.

Finalmente, a sistemática das distribuições de massa compiladas por Rusanov *et al.* (RUSANOV *et al.*, 1997) são usadas para escolher a divisão de massa a partir da temperatura de cisão final. Uma vez que uma divisão binária foi selecionada, isso é importante para encontrar o ângulo de emissão e os fragmentos de spin. Estes são selecionados a partir de tratamentos estatísticos dos modos normais de rotação momento angular tais como flexão, contorção, inclinação e torção desenvolvidos por Moretto (MORETTO; SCHMITT, 1980) e subsequentemente estendido para divisão de massa assimétrica por Schmitt e Pacheco (SCHMITT, 1982). Flutuações térmicas são consideradas na subdivisão de energias de excitação térmicas totais U_{tot} entre os dois fragmentos, i.e., a probabilidade é

$$P(U_1) \propto \exp\left(2\sqrt{a_1 U_1}\right) \exp\left[2\sqrt{a_2 (U_{\text{tot}} - U_1)}\right] \quad (3.22)$$

onde U_1 é a energia de excitação térmica de um fragmento e a_1 e a_2 são os parâmetros densidade de níveis de cada fragmento.

Em resumo, o modelo estatístico GEMINI segue o decaimento de um núcleo composto por uma série de emissões e divisões binárias. As larguras de decaimentos parciais são tomadas a partir do formalismo de Hauser-Feshbach para evaporação de partículas leves e a partir do formalismo de Moretto de transição de estado generalizado para divisões mais simétricas. Esta receita fornece uma descrição adequada do processo de decaimento para núcleos compostos leves. Para sistemas pesados, as distribuições de massas previstas são muito grande. O novo código GEMINI++, foi escrito para superar estes problemas. Para sistemas pesados, o formalismo Bohr-Wheeler é agora usado para fissão simétrica e a largura das distribuições de massa dos fragmentos é interpolada a partir das sistemáticas.

3.2 Potencial de São Paulo SPpot

O Potencial de São Paulo (SPpot) desenvolvido por Chamon *et al* (CHAMON *et al.*, 2002), é um modelo teórico para a interação nuclear de íons pesados. O SPpot tem sido bem sucedido em descrever espalhamentos e reações de canais periféricos para um grande número de sistemas de íons pesados numa região de energia muito ampla, de sub Coulomb à 200 MeV/nucleon. Além disso, descreve seções de choque de fusão para centenas de sistemas. Dentro deste modelo, a interação nuclear é conectada com o potencial folding através de

$$V_N(R, E) = V_F(R) \exp^{-4V^2/c^2}, \quad (3.23)$$

onde c é a velocidade da luz, V é a velocidade relativa local entre os dois núcleos,

$$V^2(R, E) = \frac{2}{\mu} [E - V_C(R) - V_N(R, E)], \quad (3.24)$$

e V_C é o potencial de Coulomb. A dependência na velocidade do potencial surge a partir dos efeitos de Pauli não locais. O SPpot é obtido numericamente resolvendo as Eqs. 3.23 e 3.24 por um processo iterativo. O potencial folding depende das densidades de matéria do núcleo envolvidas na colisão:

$$V_{SP}(R) = \int \rho_1(\vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2) V_0 \delta(\vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2) e^{-4V^2/c^2} d\vec{V}_1 d\vec{V}_2, \quad (3.25)$$

com $V_0 = -456 \text{ MeV fm}^3$. O uso das densidades de matéria e funções delta na Eq. 3.25 corresponde a aproximação de alcance nulo para o potencial folding, que é equivalente ao procedimento mais usual usando uma interação nucleon-nucleon efetiva com as densidades de matéria em vez das densidades dos nucleons do núcleo. Além disso, o termo e^{-4V^2/c^2} é não local.

Dentro do contexto das sistemáticas para as densidades, o SPpot não tem nenhum parâmetro ajustável. Assim, resultados correspondentes para seções de choque representam previsões em vez de fits aos dados. Isto é uma importante característica desse modelo. O modelo também foi generalizado para núcleos deformados (CARLSON *et al.*, 2004).

3.2.1 EHFm com momento angular clássico

O modelo de Hauser-Feshbach leva em conta a conservação da energia e momento angular em sua descrição de evaporação de partículas leves. O modelo de Hauser-Feshbach estendido aplica esta descrição para a emissão de fragmentos de massa intermediária levando em conta as densidades de níveis dos dois fragmentos. Os modelos são formulados em termos do momento angular quantizado e são, portanto, conceitualmente parecidos. Entretanto, a soma sobre todos os momentos angulares na expressão para larguras de

decaimento, especialmente no caso da emissão de fragmentos de massa intermediária, pode ser pesada e computacionalmente demorada. Aqui desenvolvemos um modelo alternativo em termos do momento angular clássico, formulado inicialmente por Ericson e Strutintsky (ERICSON; STRUTINTSKY, 1958a; ERICSON; STRUTINTSKY, 1958b; ERICSON, 1960), que permite estimativas mais simples das larguras de decaimento.

3.2.1.1 Volume de espaço de fase clássico

A posição e orientação de um corpo rígido pode ser expressa em termos das três coordenadas do seu centro de massa \vec{r} , e os três ângulos de Euler, ϕ , θ , ψ , que definem uma rotação a partir de uma orientação fixa. As variáveis conjugadas podem ser tomadas com os três componentes do momentum linear \vec{p} , e do momentum angular \vec{J} . Portanto, podemos escrever o elemento do volume de espaço de fase de um corpo rígido como

$$\frac{1}{(2\pi\hbar)^6} d^3r d^3p d\phi d\cos\theta d\psi d^3J. \quad (3.26)$$

Por enquanto, desprezamos os efeitos de orientação do corpo rígido e simplesmente integramos sobre estes ($d\phi d\cos\theta d\psi \rightarrow 2\pi \cdot 2 \cdot 2\pi = 8\pi^2$). Queremos incluir os termos restantes, $8\pi^2 d^3J / (2\pi\hbar)^3 = d^3J / (\pi\hbar^3)$, na integral do espaço de fase. Nós mostramos que tal procedimento é razoável, demonstrando que isso fornece expressões similares às da mecânica quântica. Começamos com o usual ansatz de Bethe para a distribuição de spin - supomos que a densidade de estados com energia ε e número quântico de projeção de spin m possa ser aproximada como

$$\omega(\varepsilon, m) = \omega(\varepsilon) \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp[-m^2/2\sigma^2], \quad (3.27)$$

onde σ é um fator de corte no spin dependente da energia. Podemos então determinar a densidade de níveis de números quânticos de spin total j como

$$\tilde{\rho}(\varepsilon, j) = \omega(\varepsilon, m = j) - \omega(\varepsilon, m = j + 1) \approx (2j + 1) \omega(\varepsilon) \frac{\exp[-(j + 1/2)^2/2\sigma^2]}{\sqrt{\pi} (2\sigma^2)^{3/2}}. \quad (3.28)$$

Encontramos para a densidade total de estados

$$\omega(\varepsilon) = \sum_{j=0}^{j_{max}} (2j + 1) \tilde{\rho}(\varepsilon, j) \approx \sum_{j=0}^{j_{max}} (2j + 1)^2 \omega(\varepsilon) \frac{\exp[-j(j + 1)/2\sigma^2]}{\sqrt{\pi} (2\sigma^2)^{3/2}}, \quad (3.29)$$

que implica que a densidade total de níveis é

$$\tilde{\rho}(\varepsilon) = \sum_{j=0}^{j_{max}} \tilde{\rho}(\varepsilon, j) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \omega(\varepsilon). \quad (3.30)$$

No caso de uma típica densidade de gás de Fermi, temos

$$\omega(\varepsilon) = \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{a\varepsilon})}{12 a^{1/4} \varepsilon^{5/4}}, \quad (3.31)$$

onde o parâmetro densidade de níveis é $a = cA$, com A o número de massa do núcleo e $c \approx 1/7 - 1/8 \text{ MeV}^{-1}$.

Se nós considerarmos uma densidade clássica na forma,

$$\rho(\varepsilon, \vec{J}) = \omega(\varepsilon) \frac{\exp[-\vec{J}^2 / (2\sigma^2 \hbar^2)]}{(2\pi\sigma^2 \hbar^2)^{3/2}}, \quad (3.32)$$

que nós chamaremos aqui de densidade de níveis, nós obtemos um resultado similar quando calculamos

$$\begin{aligned} \omega(\varepsilon) &= \int \rho(\varepsilon, \vec{J}) d^3 J \\ &= \frac{1}{\hbar^3} \int (2J)^2 \omega(\varepsilon) \frac{\exp[-\vec{J}^2 / (2\sigma^2 \hbar^2)]}{\sqrt{\pi} (2\sigma^2)^{3/2}} dJ \\ &= \int (2j)^2 \omega(\varepsilon) \frac{\exp[-j^2 / 2\sigma^2]}{\sqrt{\pi} (2\sigma^2)^{3/2}} dj \end{aligned} \quad (3.33)$$

onde associamos o número quântico de spin j à magnitude do spin J através de $J = j\hbar$. Notamos que, tecnicamente, a densidade de níveis é $(2j + 1)$ vezes a quantidade dada na Eq. (3.32), mas continuaremos a usar o termo para descrever a densidade desta equação. Para uma partícula de multiplicidade de spin g mas nenhum estado excitado, nós temos

$$\rho(\varepsilon, \vec{J}) = \frac{1}{\pi \hbar^2 g} \delta(J - g\hbar/2) \delta(\varepsilon), \quad (3.34)$$

onde $g = 2s + 1$ é a multiplicidade de spin, de modo que

$$\int \rho(\varepsilon, \vec{J}) d^3 J = g \delta(\varepsilon) = \omega(\varepsilon). \quad (3.35)$$

Prosseguindo, decompomos o momento angular em componentes radiais e angulares,

$$p_r = \vec{p} \cdot \hat{r} \quad \text{and} \quad \vec{p}_\theta = \vec{p} - p_r \hat{r}, \quad (3.36)$$

e reescrevemos o último em termos do momento angular orbital,

$$\vec{r} \times \vec{p} = r \times \vec{p}_\theta = \vec{L}. \quad (3.37)$$

Uma vez que a componente angular do momento, bem como os dois componentes do correspondente momento angular são perpendiculares às coordenadas radiais, nós podemos reescrever o diferencial como

$$d^3p d^3r = dp_r d^2p_\theta r^2 dr d\Omega = dp_r d^2L dr d\Omega. \quad (3.38)$$

Como seu ângulo sólido conjugado Ω , o momentum angular orbital é uma quantidade bidimensional em vez de tridimensional. Nós podemos estender esta última à uma quantidade tridimensional e fazermos sua ortogonalidade ao movimento radial explícito introduzindo uma função δ de espaço de fase diferencial,

$$dp_r d^2L dr d\Omega = \delta(\hat{r} \cdot \vec{L}) dp_r d^3L dr d\Omega, \quad (3.39)$$

como foi feito por Ericson e Strutinsky na descrição semiclássica do decaimento do núcleo composto.

3.2.1.2 Taxas de decaimento e larguras parciais

Consideramos o decaimento de um núcleo composto de carga Z_0 , número de massa A_0 , energia de excitação ε_0 e momento angular (clássico) \vec{J}_0 nos fragmentos 1 e 2 de carga Z_1 e Z_2 e número de massa A_1 e A_2 . A taxa em que este decaimento ocorre é proporcional à taxa que o núcleo composto separa-se em dois fragmentos, que por sua vez é proporcional à

$$\frac{p_r}{\mu} \theta(p_r) \delta(r - R_B) \rho_1(\varepsilon_1, \vec{J}_1) \rho_2(\varepsilon_2, \vec{J}_2), \quad (3.40)$$

onde o primeiro fator é a velocidade positiva com que os dois fragmentos passam ao raio R_B e os últimos dois termos são as densidades de níveis dos fragmentos emitidos, ε_1 e ε_2 sendo a sua energia de excitação e \vec{J}_1 e \vec{J}_2 o seu momento angular. É razoável escolher o valor do raio de separação R_B como o valor em que a barreira entre os dois fragmentos é máxima, além deste raio não existe, em princípio, nenhum impedimento para sua separação. Obtemos as larguras parciais para este processo, $\Gamma(\varepsilon_0, \vec{J}_0; Z_1 A_1, Z_2 A_2)$, somando sobre todas as configurações possíveis, levando em conta a conservação da energia

e momento angular e inserindo os fatores de espaço de fase apropriado. Nós temos

$$\begin{aligned}
2\pi\Gamma(\varepsilon_0, \vec{J}_0; Z_1A_1, Z_2A_2)\rho_0(\varepsilon_0, \vec{J}_0) &= \frac{1}{(2\pi\hbar)^2} \int \frac{p_r}{\mu} \theta(p_r) \delta(r - R_B) \delta(\hat{r} \cdot \vec{L}) dp_r d^3L dr d\Omega \\
&\times \prod_{j=1}^2 \left(\rho_j(\varepsilon_j, \vec{J}_j) d\varepsilon_j d^3J_j \right) \delta(\vec{J}_0 - \vec{L} - \vec{J}_1 - \vec{J}_2) \\
&\times \delta \left(\varepsilon_0 - B_0 - \frac{p_r^2}{2\mu} - \frac{L^2}{2\mu R_B^2} - V_B - \sum_{j=1}^2 (\varepsilon_j - B_j) \right) \quad (3.41)
\end{aligned}$$

onde $\rho_0(\varepsilon_0, \vec{J}_0)$ é a densidade de níveis do núcleo composto, B_0 , B_1 and B_2 são as energias de ligação do núcleo composto e dos dois fragmentos e V_B é a altura da barreira no raio R_B . Combinamos as energias de ligação no Q da reação como

$$Q = B_0 - B_1 - B_2 \quad (3.42)$$

e notamos que os termos de momento radial podem ser reescritos em termos da energia radial, e_r ,

$$\frac{p_r}{\mu} \theta(p_r) dp_r \rightarrow \frac{1}{2} de_r. \quad (3.43)$$

Depois de realizar a integral sobre as coordenadas radiais, podemos reescrever a expressão para a largura parcial como

$$\begin{aligned}
2\pi\Gamma(\varepsilon_0, \vec{J}_0; Z_1A_1, Z_2A_2)\rho_0(\varepsilon_0, \vec{J}_0) &= \frac{1}{2(2\pi\hbar)^2} \int \delta(\hat{r} \cdot \vec{L}) d^3L d\Omega de_r \\
&\times \prod_{j=1}^2 \left(\rho_j(\varepsilon_j, \vec{J}_j) d\varepsilon_j d^3J_j \right) \delta(\vec{J}_0 - \vec{L} - \vec{J}_1 - \vec{J}_2) \\
&\times \delta \left(\varepsilon_0 - Q - e_r - \frac{L^2}{2\mu R_B^2} - V_B - \varepsilon_1 - \varepsilon_2 \right). \quad (3.44)
\end{aligned}$$

Quando um dos fragmentos é uma partícula (para os quais nós desprezamos quaisquer estados excitados), também desprezamos sua contribuição para a conservação do momento angular e realizamos as integrais sobre suas energias de excitação e momento angular (veja Eqs. (3.34) e (3.35)) para obter

$$\begin{aligned}
2\pi\Gamma(\varepsilon_0, \vec{J}_0; Z_1A_1, Z_2A_2)\rho_0(\varepsilon_0, \vec{J}_0) &= \frac{1}{2(2\pi\hbar)^2} g \int \delta(\hat{r} \cdot \vec{L}) d^3L d\Omega de_r \\
&\times \rho_2(\varepsilon_2, \vec{J}_2) d\varepsilon_2 d^3J_2 \delta(\vec{J}_0 - \vec{L} - \vec{J}_2) \\
&\times \delta \left(\varepsilon_0 - Q - e_r - \frac{L^2}{2\mu R_B^2} - V_B - \varepsilon_2 \right). \quad (3.45)
\end{aligned}$$

Se nós reescrevemos isto em termos da energia cinética assintótica

$$e = e_r + \frac{L^2}{2\mu R_B^2} + V_B \quad (3.46)$$

e realizamos a integral angular, temos

$$\begin{aligned} 2\pi\Gamma(\varepsilon_0, \vec{J}_0; Z_1A_1, Z_2A_2)\rho_0(\varepsilon_0, \vec{J}_0) &= \frac{1}{2(2\pi\hbar)^2}g \int 2L dL de \theta \left(e - \frac{L^2}{2\mu R_B^2} - V_B \right) \\ &\quad \times \rho_2(\varepsilon_2, \vec{J}_2) d\varepsilon_2 d^3 J_2 \delta(\vec{J}_0 - \vec{L} - \vec{J}_2) \\ &\quad \times \delta(\varepsilon_0 - Q - e - \varepsilon_2) . \end{aligned} \quad (3.47)$$

Se reescrevemos a função de passo Heaviside como um coeficiente de transmissão,

$$\theta \left(e - \frac{L^2}{2\mu R_B^2} - V_B \right) \rightarrow T_L(e) \approx \left(1 + \exp \left[\left(e - \frac{L^2}{2\mu R_B^2} - V_B \right) / \hbar\omega \right] \right)^{-1} , \quad (3.48)$$

obtemos a expressão dada por Ericson e Strutinsky,

$$\begin{aligned} 2\pi\Gamma(\varepsilon_0, \vec{J}_0; Z_1A_1, Z_2A_2)\rho_0(\varepsilon_0, \vec{J}_0) &= \frac{1}{4\pi\hbar^2}g \int L dL d\Omega_L de T_L(e) \\ &\quad \times \rho_2(\varepsilon_2, \vec{J}_2) d\varepsilon_2 d^3 J_2 \delta(\vec{J}_0 - \vec{L} - \vec{J}_2) \\ &\quad \times \delta(\varepsilon_0 - Q - e - \varepsilon_2) , \end{aligned} \quad (3.49)$$

até um fator de 1/2.

Se fazemos a suposição que a dependência em \vec{J}_2 da densidade de níveis $\rho_2(\varepsilon_2, \vec{J}_2)$ é tão pequeno no intervalo de valores relevantes que pode ser desprezado, (que só faz sentido se a mesma aproximação se aplicar a \vec{J}_0), podemos considerar

$$\rho_2(\varepsilon_2, \vec{J}_2) \rightarrow \rho_2(\varepsilon_2, 0) \quad \text{e} \quad \rho_0(\varepsilon_0, \vec{J}_0) \rightarrow \rho_0(\varepsilon_0, 0) \quad (3.50)$$

e avaliar as integrais sobre Ω_L , \vec{J}_2 e ε_2 para obter

$$2\pi\Gamma(\varepsilon_0, \vec{J}_0; Z_1A_1, Z_2A_2)\rho_0(\varepsilon_0, 0) = \frac{1}{\hbar^2}g \int L dL T_L(e) \rho_2(\varepsilon_0 - Q - e, 0) de . \quad (3.51)$$

A integral sobre L fornece

$$\frac{1}{\hbar^2} \int L dL T_L(e) = \frac{\mu e}{\pi\hbar^2} \sigma_{inv}(e) , \quad (3.52)$$

onde $\sigma_{inv}(e)$ é a seção de choque para a formação do núcleo composto do núcleo residual e da partícula emitida. Substituindo na expressão anterior, obtemos a aproximação

Weisskopf para a largura parcial,

$$2\pi\Gamma(\varepsilon_0, \vec{J}_0; Z_1A_1, Z_2A_2)\rho_0(\varepsilon_0, 0) = \frac{g\mu}{\pi\hbar^2} \int e \sigma_{inv}(e) \rho_2(\varepsilon_0 - Q - e, 0) de, \quad (3.53)$$

novamente até um fator de 1/2. Como neste fator entra em todas as larguras parciais, ele se cancela quando as razões de ramificação são consideradas.

3.2.1.3 Larguras de emissão de fragmentos de massa intermediária

Aqui, desejamos obter uma expressão aproximada para a largura de emissão de fragmentos de massa intermediária da Eq. (3.44), que repetimos aqui,

$$\begin{aligned} 2\pi\Gamma(\varepsilon_0, \vec{J}_0; Z_1A_1, Z_2A_2)\rho_0(\varepsilon_0, \vec{J}_0) &= \frac{1}{2(2\pi\hbar)^2} \int \delta(\hat{r} \cdot \vec{L}) d^3L d\Omega de_r \\ &\times \prod_{j=1}^2 \left(\rho_j(\varepsilon_j, \vec{J}_j) d\varepsilon_j d^3J_j \right) \delta(\vec{J}_0 - \vec{L} - \vec{J}_1 - \vec{J}_2) \\ &\times \delta\left(\varepsilon_0 - Q - e_r - \frac{L^2}{2\mu R_B^2} - V_B - \varepsilon_1 - \varepsilon_2\right). \end{aligned}$$

Para avaliar esta expressão, nós usamos uma forma das densidades de níveis do gás de Fermi aproximado, tomando

$$\omega_j(\varepsilon_j) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{cA_j}{(\sqrt{cA_j\varepsilon_j} + 2)^{5/2}} \exp\left[2\sqrt{cA_j\varepsilon_j}\right], \quad (3.54)$$

e

$$\rho_j(\varepsilon_j, \vec{J}_j) = \frac{1}{(2\pi I_j T_j)^{3/2}} \omega_j(\varepsilon_j), \quad (3.55)$$

onde nós escolhemos ε_j para ser a energia de excitação térmica, dada pela diferença entre a energia de excitação total e sua componente rotacional coletiva,

$$\varepsilon_j = \varepsilon_j - \frac{J^2}{2I_j}, \quad (3.56)$$

onde I_j é o momento de inércia, cA_j é o parâmetro densidade de nível, com $c \approx 1/7-1/8$ Mev⁻¹ e T_j a temperatura efetiva, dada por

$$\frac{1}{T_j} = \frac{1}{\rho_j(\varepsilon_j, \vec{J}_j)} \frac{\partial \rho_j(\varepsilon_j, \vec{J}_j)}{\partial \varepsilon_j} = \frac{cA_j}{\sqrt{cA_j\varepsilon_j} + 2}. \quad (3.57)$$

O fator $cA_j/(\sqrt{cA_j\varepsilon_j} + 2)^{5/2}$ é usado aqui no lugar do fator esperado $cA_j/(cA_j\varepsilon_j)^{5/4}$ para garantir o comportamento correto da densidade à baixas e altas energias de excitação.

Aproximamos esta integral expandindo em torno de seu máximo, dado pela condição de equilíbrio térmico, que aproximamos como,

$$\begin{aligned}\epsilon_{10} &= \frac{A_1}{A_0}\epsilon_0, \\ \epsilon_{20} &= \frac{A_2}{A_0}\epsilon_0,\end{aligned}\tag{3.58}$$

correspondendo a uma temperatura comum de

$$T_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{cA_0}} + \frac{2}{cA_0}.\tag{3.59}$$

bem como a condição de "sticking",

$$\begin{aligned}\vec{L}_0 &= \frac{\mu R_B^2}{I_T}\vec{J}_0, \\ \vec{J}_{10} &= \frac{I_1}{I_T}\vec{J}_0, \\ \vec{J}_{20} &= \frac{I_2}{I_T}\vec{J}_0,\end{aligned}\tag{3.60}$$

onde I_T é o momento de inércia total na barreira (ponto de cisão),

$$I_T = \mu R_B^2 + I_1 + I_2,\tag{3.61}$$

e

$$\epsilon_0 = \epsilon_{10} + \epsilon_{20} = \varepsilon_0 - Q - V_B - \frac{J_0^2}{2I_T}.\tag{3.62}$$

Estas condições são consistentes com o cenário da cisão de dois fragmentos em equilíbrio térmico que estão rodando com relação ao sistema de coordenadas de um ponto de cisão fixo.

Nós aproximamos a integral radial angular como

$$\int \delta(\hat{r} \cdot \vec{L}) d\Omega = 2\pi \frac{1}{L} \rightarrow 2\pi \frac{1}{L_0} \rightarrow 2\pi \frac{I_T}{\mu R_B^2} \frac{2}{2J_0 + \hbar}.\tag{3.63}$$

As integrais no momento angular então produzem

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{(2\pi T_0)^3 (I_1 I_2)^{3/2}} \int \exp \left[-\frac{L^2}{2T_0 \mu R_B^2} - \frac{J_1^2}{2T_0 I_1} - \frac{J_2^2}{2T_0 I_2} \right] \delta \left(\vec{J}_0 - \vec{L} - \vec{J}_1 - \vec{J}_2 \right) d^3 L d^3 J_1 d^3 J_2 \\
& \rightarrow \frac{1}{(2\pi T_0)^3 (I_1 I_2)^{3/2}} \int \exp \left[-\frac{\left(\delta \vec{L}, \delta \vec{J}_1 \right)}{2T_0} \begin{pmatrix} \frac{1}{\mu R_B^2} + \frac{1}{I_2} & \frac{1}{I_2} \\ \frac{1}{I_2} & \frac{1}{I_1} + \frac{1}{I_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta \vec{L} \\ \delta \vec{J}_1 \end{pmatrix} \right] d^3 \delta L d^3 \delta J_1 \\
& = \frac{1}{(I_1 I_2)^{3/2}} \det \left| \begin{array}{cc} \frac{1}{\mu R_B^2} + \frac{1}{I_2} & \frac{1}{I_2} \\ \frac{1}{I_2} & \frac{1}{I_1} + \frac{1}{I_2} \end{array} \right|^{-3/2} = \left(\frac{\mu R_B^2}{I_T} \right)^{3/2}, \tag{3.64}
\end{aligned}$$

onde $\delta \vec{L} = \vec{L} - \vec{L}_0$ e $\delta \vec{J}_1 = \vec{J}_1 - \vec{J}_{10}$, de modo que

$$\begin{aligned}
2\pi \Gamma(\varepsilon_0, \vec{J}_0; Z_1 A_1, Z_2 A_2) \rho_0 \left(\varepsilon_0, \vec{J}_0 \right) &= \frac{1}{2\pi \hbar^2} \left(\frac{\mu R_B^2}{I_T} \right)^{1/2} \frac{1}{2J_0 + \hbar} \tag{3.65} \\
&\times \int \omega_1(\varepsilon_1) \omega_2(\varepsilon_0 - \varepsilon_1 - e_r) d\varepsilon_1 de_r.
\end{aligned}$$

A integral da energia de excitação sobre o valor máximo do integrando fornece

$$\begin{aligned}
\int \omega_1(\varepsilon_1) \omega_2(\varepsilon_0 - \varepsilon_1 - e_r) d\varepsilon_1 &\rightarrow \omega_1 \left(\varepsilon_{10} - \frac{A_1}{A_0} e_r \right) \omega_2 \left(\varepsilon_{20} - \frac{A_2}{A_0} e_r \right) \tag{3.66} \\
&\times \int \exp \left[\left(\frac{dT_1^{-1}}{d\varepsilon_1} + \frac{dT_2^{-1}}{d\varepsilon_2} \right) \frac{\left(\varepsilon_1 - \varepsilon_{10} + \frac{A_1}{A_0} e_r \right)^2}{2} \right] d\varepsilon_1 \\
&\approx \left(4\pi \frac{A_1 A_2}{A_0} c T_0^3 \right)^{1/2} \omega_1 \left(\varepsilon_{10} - \frac{A_1}{A_0} e_r \right) \omega_2 \left(\varepsilon_{20} - \frac{A_2}{A_0} e_r \right),
\end{aligned}$$

no limite de alta energia, em que $T_j \rightarrow \sqrt{\varepsilon_j / c A_j}$, de modo que

$$\begin{aligned}
2\pi \Gamma(\varepsilon_0, \vec{J}_0; Z_1 A_1, Z_2 A_2) \rho_0 \left(\varepsilon_0, \vec{J}_0 \right) &= \frac{1}{2\pi \hbar^2} \left(\frac{\mu R_B^2}{I_T} \right)^{1/2} \frac{1}{2J_0 + \hbar} \left(4\pi \frac{A_1 A_2}{A_0} c T_0^3 \right)^{1/2} \tag{3.67} \\
&\times \int \omega_1 \left(\varepsilon_{10} - \frac{A_1}{A_0} e_r \right) \omega_2 \left(\varepsilon_{20} - \frac{A_2}{A_0} e_r \right) de_r.
\end{aligned}$$

Finalmente, aproximamos a integral sobre a energia relativa de escape como

$$\begin{aligned}
2\pi \Gamma(\varepsilon_0, \vec{J}_0; Z_1 A_1, Z_2 A_2) \rho_0 \left(\varepsilon_0, \vec{J}_0 \right) &= \frac{1}{2\pi \hbar^2} \left(4\pi \frac{A_1 A_2}{A_0} \frac{\mu R_B^2}{I_T} c T_0 \right)^{1/2} \frac{T_0}{2J_0 + \hbar} \tag{3.68} \\
&\times \omega_1(\varepsilon_{10}) \omega_2(\varepsilon_{20}) \int \exp(-e_r / T_0) de_r, \\
&= \frac{1}{2\pi \hbar^2} \left(4\pi \frac{A_1 A_2}{A_0} \frac{\mu R_B^2}{I_T} c T_0 \right)^{1/2} \frac{T_0^2}{2J_0 + \hbar} \omega_1(\varepsilon_{10}) \omega_2(\varepsilon_{20}).
\end{aligned}$$

O código GEMINI++ calcula esta integral numérica. Isso é feito expressando o produto das densidades em termos da densidade de estados de cisão,

$$\rho_{sc}(\epsilon_0 - e_r, \vec{J}_0) = \frac{1}{(2\pi I_T T_0)^{3/2}} \omega_0(\epsilon_0 - e_r). \quad (3.69)$$

Nós aproximamos isso usando os limites de altas energias de densidade, que fornece

$$\omega_1\left(\epsilon_{10} - \frac{A_1}{A_0}e_r\right)\omega_2\left(\epsilon_{20} - \frac{A_2}{A_0}e_r\right) \approx \left(\frac{A_0^2}{A_1 A_2 c A_0} \frac{1}{T_0}\right)^{3/2} \frac{1}{T_0^{5/2}} \omega_0(\epsilon_0 - e_r), \quad (3.70)$$

de modo que

$$2\pi\Gamma(\epsilon_0, \vec{J}_0; Z_1 A_1, Z_2 A_2)\rho_0(\epsilon_0, \vec{J}_0) = \frac{2\pi}{2j_0 + 1} \left(2\frac{\mu R_B^2}{I_T} c A_0 T_0\right)^{1/2} \frac{A_0^2}{A_1 A_2} \times \left(\frac{I_T}{\hbar^2 c A_0}\right)^{3/2} \int \rho_{sc}(\epsilon_0 - e_r, \vec{J}_0) de_r, \quad (3.71)$$

onde $j_0 = J_0/\hbar$ é o número quântico correspondente ao valor do momento angular total. A integral pode ser bem bem aproximada de forma semelhante à Eq. (3.68), produzindo

$$2\pi\Gamma(\epsilon_0, \vec{J}_0; Z_1 A_1, Z_2 A_2)\rho_0(\epsilon_0, \vec{J}_0) = \frac{2\pi}{2j_0 + 1} \left(2\frac{\mu R_B^2}{I_T} c A_0 T_0\right)^{1/2} \frac{A_0^2}{A_1 A_2} \times T_0 \left(\frac{I_T}{\hbar^2 c A_0}\right)^{3/2} \rho_{sc}(\epsilon_0, \vec{J}_0). \quad (3.72)$$

3.2.2 Multifragmentação estatística revisitada

A probabilidade de fragmentação em n fragmentos do modelo de multifragmentação estatística é proporcional ao volume do espaço de fase pela densidade de estados dos n fragmentos excitados não interagentes. Carga, número de massa, momento e energia são conservados.

$$\omega_{fn}(\epsilon_0) = \prod_{l=1}^k \frac{1}{N_l!} \left(\frac{V}{(2\pi\hbar)^3}\right)^{n-1} \int \prod_{j=1}^n d^3 p_j \delta\left(\sum_{j=1}^n \vec{p}_j\right) \times \int \prod_{j=1}^n (\omega_{bj}(\epsilon_j) d\epsilon_j) \delta\left(\epsilon_0 - B_0 - E_{c0} - \sum_{j=1}^n \left(\frac{p_j^2}{2m_j} + \epsilon_j - B_j - E_{cj}\right)\right). \quad (3.73)$$

Para evitar dupla contagem, a densidade de estados dos fragmentos devem incluir apenas estados ligados. Estados não ligados pertencem a outras partições que contenham mais fragmentos. A densidade de estados total do núcleo fragmentando é a soma sobre todas

as partições e todos os números de fragmentos das densidades de partição,

$$\omega_{tot}(\varepsilon_0, Z_{tot}, A_{tot}) = \omega_{b1}(\varepsilon_0) + \sum_f \omega_{f2}(\varepsilon_0) + \sum_f \omega_{f3}(\varepsilon_0) + \dots \quad (3.74)$$

Quando o modelo de multifragmentação estatística é estendido para incluir os cálculos das larguras parciais, isto pode ser interpretado como o limite de decaimento quase simultâneo de um modelo de emissão sequencial. Para obter tal modelo, considera-se que a primeira multifragmentação de um núcleo inicial Z_0, A_0 seja apenas aproximadamente simultânea. Após organizar os fragmentos em dois fragmentos que são os primeiros a se separar, pode-se somar sobre todas as partições que se separam nos mesmos primeiros dois fragmentos Z_1, A_1 e Z_2, A_2 . A taxa à qual isto acontece é apenas a taxa em que os dois fragmentos se separam para além do seu raio de interação nuclear. Isto pode ser escrito como

$$\begin{aligned} -\frac{d}{dt}\omega_{tot}(\varepsilon_0, Z_0, A_0)_{\rightarrow Z_1 A_1, Z_2 A_2} &= \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int d^3p d^3r \frac{\hat{r} \cdot \vec{p}}{\mu} \theta(\hat{r} \cdot \vec{p}) \delta(r - R) \quad (3.75) \\ &\times \int \omega_{tot}(\varepsilon_1, Z_1, A_1) \omega_{tot}(\varepsilon_2, Z_2, A_2) d\varepsilon_1 d\varepsilon_2 \delta\left(\varepsilon_0 - Q - V_B - \frac{p^2}{2\mu} - \sum_{j=1}^2 \varepsilon_j\right), \end{aligned}$$

onde $\omega_{tot}(\varepsilon, Z, A)$ é a densidade de estados total do núcleo Z, A à energia de excitação ε , Q é o valor Q da reação e V_B é a barreira do potencial efetivo. Como vimos, esta expressão pode ser simplificada como

$$\begin{aligned} 2\pi \Gamma_{Z_0 A_0 \rightarrow Z_1 A_1, Z_2 A_2} \omega_{tot}(\varepsilon_0, Z_0, A_0) &= \int de \frac{2\mu e}{\pi\hbar^2} \sigma_{abs, Z_1 A_1 + Z_2 A_2}(e) \quad (3.76) \\ &\times \int \omega_{tot}(\varepsilon_1, Z_1, A_1) \omega_{tot}(\varepsilon_2, Z_2, A_2) d\varepsilon_1 d\varepsilon_2 \delta(\varepsilon_0 - Q - e - \varepsilon_1 - \varepsilon_2), \end{aligned}$$

onde derivada temporal do lado esquerdo foi reescrita em termos das larguras parciais de decaimento.

Para a emissão de fragmentos de massa intermediária o modelo de estado de transição aproxima a largura de emissão em termos da densidade de estados na barreira do ponto de sela usando a energia de excitação térmica obtida subtraindo a energia rotacional coletiva no limite para o corte. Contudo não leva em conta efeitos adicionais do momento angular dos fragmentos nem dos seus movimentos relativos. Para estimar a largura de emissão do modelo de cisão da emissão de fragmentos de massa intermediária, estendemos a expressão acima para levar em conta todos os efeitos do momento angular (clássico) bem

como conservação de energia. Assim escrevemos

$$\begin{aligned}
2\pi\Gamma(\varepsilon_0, \vec{J}_0; Z_1A_1, Z_2A_2)\rho_0(\varepsilon_0, \vec{J}_0) &= \frac{1}{2(2\pi\hbar)^2} \int \delta(\hat{r} \cdot \vec{L}) d^3L d\Omega de_r \quad (3.77) \\
&\times \prod_{j=1}^2 \left(\rho_j(\varepsilon_j, \vec{J}_j) d\varepsilon_j d^3J_j \right) \delta(\vec{J}_0 - \vec{L} - \vec{J}_1 - \vec{J}_2) \\
&\times \delta\left(\varepsilon_0 - Q - e_r - \frac{L^2}{2\mu R_B^2} - V_B - \varepsilon_1 - \varepsilon_2\right).
\end{aligned}$$

Para avaliar esta expressão, usamos métodos de ponto de sela para avaliar a maioria das integrais, que também fornece o limite de corte do movimento rotacional no ponto de cisão, e em seguida usa o limite de altas energias da densidade de níveis de um gás de Fermi para escrever o produto restante da densidade de níveis em termos da densidade de níveis do ponto de sela e cisão que o código GEMINI++ prevê.

4 Resultados e Discussões

4.1 Núcleo Composto

Niels Bohr, como sabemos, introduziu o conceito de núcleo composto a fim de explicar reações onde uma partícula saída de um núcleo tivesse perdido todas as informações do estado de entrada (exceto quantidades conservadas). (BOHR, 1936) Isto pode ser entendido como um processo em que a partícula incidente é absorvida pelo núcleo alvo para eventualmente formar um sistema equilibrado e de vida longa em que todos os nucleons estão ligados - o núcleo composto. O sistema decai quando, através de interações mútuas, é dada energia suficiente a uma das partículas permitindo que ela escape.

Os produtos de decaimento do núcleo composto tem sido experimentalmente observados ao longo de quase toda gama de combinações de projétil e alvo, bem como de energia. Foram desenvolvidos modelos sofisticados que descrevem bem o decaimento em baixa excitação. Entretanto, á energias de excitação extremamente altas, o decaimento do núcleo composto produz um grande número de fragmentos cuja formação e escape não são totalmente compreendidos. Aqui analisamos as características que esperamos de núcleos compostos em tais energias de excitação de um ponto de vista teórico.

4.1.1 As Propriedades do Núcleo Quente

A densidade de estados quase ligados de um núcleo é a densidade de estados em que todos os neutrons estão no estado ligado de partícula única e todos os prótons estão ou ligados ou com tempo de vida bem abaixo da barreira Coulombiana. Estes parecem ser os estados que se associariam com os estados de tempo de vida da concepção de Bohr para um núcleo composto. A dependência na energia de excitação da densidade de estados foi primeiramente estimada por Bethe (BETHE, 1937) e tem sido o centro de um grande esforço teórico e experimental (BETHE, 1954; BLOCH PUBLISHER = Les Houches Lectures, ; BOHR; MOTTELSON, 1969). Todos estes cálculos de densidade de estados quase ligados começam com um conjunto estático de estados de partículas únicas e analisam sua ocupação como

uma função da temperatura. A energia livre de Helmholtz determinada desta maneira, $F^*(T)$ está relacionada com a densidade de estados $\omega(E^*)$ pela transformada de Laplace,

$$e^{-F^*(T)/T} = \int_0^\infty e^{-E^*/T} \omega(E^*) dE^*. \quad (4.1)$$

Como o núcleo está aquecido, ele expande e torna-se menos ligado. À temperaturas suficientemente altas, é de se esperar que o núcleo evapore completamente.

4.1.2 Discussão Formal

Os efeitos do aquecimento não são levados em conta quando o conjunto estático de níveis de partículas únicas são usados para calcular a densidade, mas podem ser estimados de cálculos autoconsistentes. Nós consideramos duas aproximações para cada cálculo. No mais simples, nós realizamos cálculos de campo médio autoconsistente dependentes da temperatura e restritos aos estados que são quase ligados à dadas temperaturas. Cálculos semelhantes foram realizados a muito tempo atrás por Brack e Quentin (BQ). (BRACK; QUENTIN, 1974b; BRACK; QUENTIN, 1974a) Como a temperatura aumenta, o núcleo expande e a densidade diminui, como seria de se esperar. Entretanto, à altas temperaturas, a limitação para os estados quase ocupados produzem probabilidades de ocupação truncadas e caudas anômalas na densidade nuclear.

Outra abordagem, desenvolvida por Bonche, Levit e Vautherin, (BLV) (BONCHE *et al.*, 1984; BONCHE *et al.*, 1985) leva em conta todos os estados de partícula única de um núcleo aquecido na autoconsistência dos cálculos. Estes incluem todos os estados ressonantes bem como os ligados. Entretanto, em primeira instância, eles também incluem os estados no contínuo que descrevem nucleons livres e não os do núcleo.

Para ver como podemos eliminar os estados do contínuo, considere o espalhamento a partir de um potencial $V(x)$ em uma dimensão $[-R, R]$ em uma caixa com a condição que a função de onda seja zero nas bordas da caixa. Para estados contínuos de energia positiva,

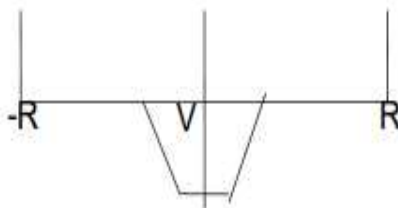


FIGURA 4.1 – Potencial 1-D

isto implica que

$$2kR + \delta(E) = n\pi \quad (4.2)$$

onde $\delta(E)$ é a mudança de fase devido ao espalhamento a partir do potencial.

A densidade de estados contínuos de partículas únicas é

$$\rho(E) = \frac{dn}{dE} = \frac{2R}{\pi} \frac{dk}{dE} + \frac{1}{\pi} \frac{d\delta}{dE} \quad (4.3)$$

de modo que o potencial termodinâmico pode ser escrito como a soma de três contribuições

$$\begin{aligned} \Omega &= T \sum_i \ln(1 - n_i) \\ &\rightarrow T \sum_{ieb} \ln(1 - n_i) + \frac{T}{\pi} \int_0^\infty \ln(1 - n(E)) \frac{d\delta}{dE} dE \\ &\quad + 2R \frac{T}{\pi} \int_0^\infty \ln(1 - n(E)) \frac{dk}{dE} dE \end{aligned} \quad (4.4)$$

O primeiro termo no potencial termodinâmico é a contribuição dos estados ligados. O segundo termo pode ser escrito de forma semelhante e desde que próximo a uma ressonância, temos,

$$\frac{d\delta}{dE} \approx \frac{\Gamma/2}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \approx \pi \delta(E - E_R). \quad (4.5)$$

O último termo é o do contínuo e aparece mesmo quando não tem potencial, em $V = 0$. Podemos extrair as contribuições finitas devido ao potencial por subtrair o último termo, escrevendo,

$$\Delta\Omega(T, \mu) = \Omega(T, \mu, V) - \Omega(T, \mu, V = 0) \quad (4.6)$$

Em 3 dimensões, incluindo a interação Coulombiana, isto se torna

$$\Delta\Omega(T, \mu) = \Omega(T, \mu, V + V_C) - \Omega(T, \mu, V = V_C) \quad (4.7)$$

As equações de Hartree-Fock são não lineares e tem duas soluções, uma correspondendo ao núcleo + gás, com densidade de nucleons ρ_{NG} , e outra correspondendo ao gás, com densidade de nucleons ρ_G .

Para obtermos a contribuição apenas dos estados ligados e ressonantes, a contribuição do gás de nucleons nos estados do contínuo devem ser subtraída. Isto é feito realizando dois cálculos autoconsistentes - um do núcleo mais gas e outro apenas do gas (mas com energias de Fermi idênticas) e subtraindo as quantidades extensivas (entropia, energia de excitação, densidade bariônica) obtido este último a partir do primeiro. Resultados típicos destes tipos de cálculo são mostrados nas Figs 4.2a e 4.2b e 4.3. A densidade do

gás é zero à temperatura zero e aumenta com a temperatura até o núcleo desaparecer completamente, tipicamente à temperaturas entre 9 e 11 MeV.

Cálculos foram realizados usando ambas as prescrições BQ e o BLV na aproximação de Hartree auto consistente relativística, usando ambos conjuntos de parâmetros, não lineares NL3 (LALAZISSIS *et al.*, 1997) e dependente da densidade DDME1 (NIKSIĆ *et al.*, 2002). Ao nosso conhecimento, este conjunto fornece um excelente acordo com o estado fundamental das massas nucleares obtidas usando a aproximação de Hartree relativística. Também foram realizados cálculos usando as interações Skyrme na aproximação de Thomas-Fermi para a prescrição BLV não relativística BSk14(GORIELY *et al.*, 2007) e NRAPR(STEINER *et al.*, 2005). Os resultados BLV são bastante similares em todos os casos, como pode ser visto nas Figs. 4.2a e 4.2b.

4.1.3 Quantidades Termodinâmicas

As quantidades extensivas que podem ser obtidas dos cálculos auto consistentes são a entropia, a energia de excitação, a densidade de bárions e de carga e outras quantidades de densidade relacionadas, tais como deformações e raios quadráticos médios. A deformação e o emparelhamento desaparecem à temperaturas razoavelmente baixas. Emparelhamento isovetorial geralmente desaparece à temperaturas abaixo de 1 MeV e quase todos os cálculos produzem núcleos que são esféricos à 2 MeV.(LISBOA *et al.*, 2007) Efeitos de camadas fechadas são pequenos mas ainda observáveis à 2 MeV.

A entropia e a energia de excitação estão relacionadas à energia livre de Helmholtz através de

$$S^* = -\frac{\partial F^*}{\partial T}, \quad (4.8)$$

e

$$E^* = F^* - T \frac{\partial F^*}{\partial T}. \quad (4.9)$$

A entropia $S^*(T)$ pode ser determinada diretamente dos cálculos, enquanto que a energia de excitação é obtida como a diferença entre a energia de ligação $E_{bnd}(T)$ à temperatura T e à temperatura zero,

$$E^*(T) = E_{bnd}(T) - E_{bnd}(0). \quad (4.10)$$

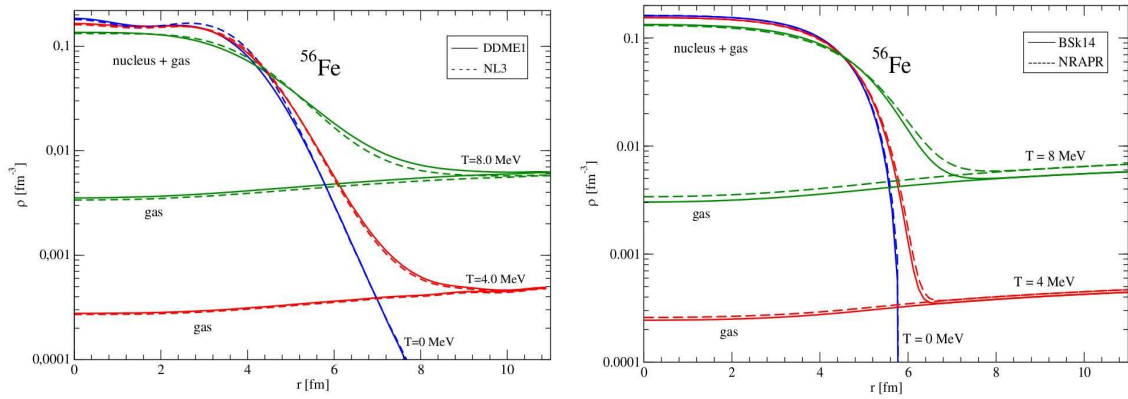


FIGURA 4.2 – Densidade de Nucleons usando a prescrição BLV com parametrizações (a) NL3 e DDME1 da aproximação de Hartree relativística e (b) Skyrme BSk14 e NRAPR da aproximação de Thomas-Fermi

Na figura 4.3 podemos ver como a densidade de prótons e nêutros varia em função do raio para o ^{214}Pb .

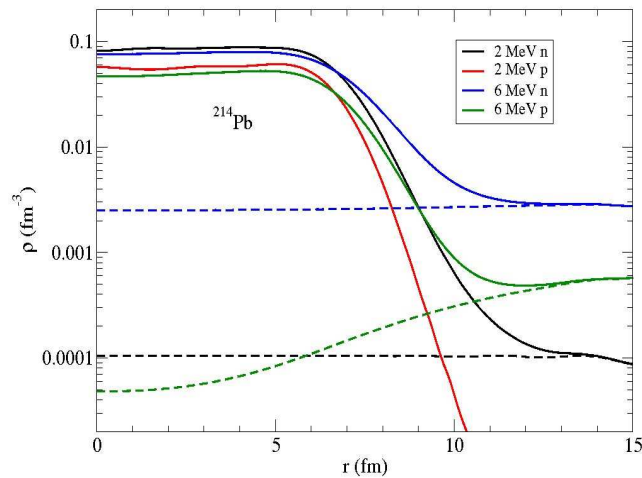


FIGURA 4.3 – Densidade de prótons e nêutros em função do raio para o ^{214}Pb .

Descontando pequenos efeitos abaixo da temperatura de 1 MeV devido ao emparelhamento, a entropia em todos os casos cresce linearmente e a excitação quadraticamente com a temperatura, até uma temperatura entre 4 e 6 MeV. Este é o comportamento esperado da densidade de estados de um gas de Fermi. Acima desta temperatura, as quantidades BQ começam a saturar devido ao número limitado de estados de partícula única e caem abaixo dos valores BLV. A entropia e a energia de excitação dos cálculos BLV mantêm o comportamento esperado de um gás de Fermi e permanecem em boa concordância entre si até a temperatura de cerca de 8 MeV.

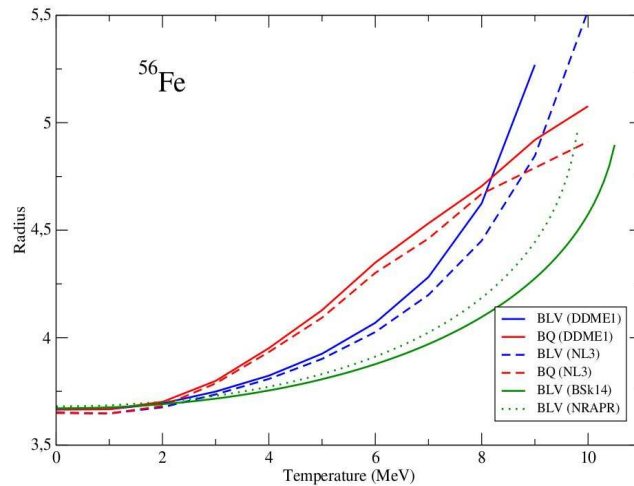


FIGURA 4.4 – Raio rms como uma função da temperatura.

Apesar do comportamento muito similar da entropia e da energia de excitação dos três conjuntos de cálculos abaixo de 6 MeV, vemos na Fig. 4.4 que seus raios rms são muito diferentes. O raio rms aumenta quase linearmente nos cálculos incluindo apenas estados ligados de partículas únicas enquanto que nos casos em que o núcleo está em equilíbrio com o gás em torno, o raio aumenta quadraticamente e tende a permanecer menor.

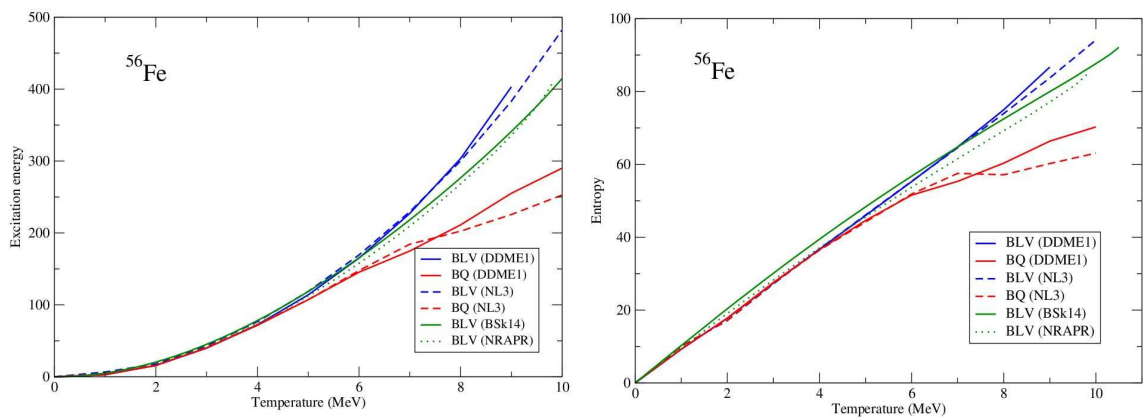


FIGURA 4.5 – Energia de excitação e entropia como uma função da temperatura.

A figura 4.5 nos mostra que a energia de excitação parece variar quadraticamente e a entropia linearmente com a temperatura, em todos os casos, até cerca de 5 MeV o que é um típico comportamento de gás de Fermi. Acima de 5 MeV, os cálculos incluindo apenas o estado fundamental começam a mostrar efeito de saturação.

Interpretamos o menor raio dos cálculos com a prescrição BLV como um efeito da pressão exercida pelo gás no núcleo quente. Os raios ainda menores obtidos usando interações Skyrme podem ser um produto da aproximação Thomas-Fermi, em que não há funções de onda e nos quais a cauda não decai exponencialmente. Além disso, podemos notar que

os raios incluindo apenas estados ligados aumentam rapidamente mas saturam. Raios Thomas-Fermi aumentam mais lentamente enquanto raios BLV divergem entre 9 e 11 MeV, dependendo da interação. Sem a interação Coulombiana, os raios BLV divergem em torno de 12 MeV.

Os raios BLV são bem descritos em $T < 6$ por

$$\langle r_m^2 \rangle = r_{m0}^2 A^{2/3} (1 + c_m T^2), \quad (4.11)$$

onde

$$r_{m0} = 0.95 \pm 0.05 \text{ fm} \quad \text{e} \quad c_m = 0.005 \pm 0.001 \text{ MeV}^{-2}. \quad (4.12)$$

O volume nuclear é portanto cerca de 25% maior do que no estado fundamental, á uma temperatura de 6 MeV.

Um ajuste global da dependência em massa A , carga Z e temperatura T da energia foi feito. Esta é uma extensão da temperatura finita da fórmula de massa de Weisskopf. A expressão utilizada é

$$E = c_1 A + c_2 A^{2/3} + c_4 A d^2 + c_5 A^{1/3} + c_6 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} + (c_7 A + c_8 A^{2/3} + c_9 A d^2) T^2 \quad (4.13)$$

onde

$$d = \frac{1}{(1 + c_3 A^{-1/3})} \frac{N - Z}{A} \quad (4.14)$$

Energias de ligação de 180 núcleos com $8 \leq Z \leq 82$ e $12 \leq A \leq 250$, com $2 \text{ MeV} \leq T \leq 6 \text{ MeV}$, foram incluídas nos ajustes. Os ajustes estão apresentados na figura 4.6.

Modelos	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5	c_6	c_7	c_8	c_9	χ^2/N
Bsk14	-14.71	11.73	0.655	27.29	6.94	0.664	0.064	0.077	-0.091	3.5
NRAPR	-14.35	9.98	0.718	28.24	9.17	0.649	0.057	0.087	-0.095	3.6
DD-ME1	-15.83	21.16	1.042	32.79	-7.79	0.675	0.062	0.093	-0.112	7.0
NL3	-15.27	17.68	1.145	32.47	-1.88	0.650	0.059	0.090	-0.085	6.6
G.S.	-15.8	18.3	0.0	23.7	0.0	0.714	0.0625	0.139	0.0	--

FIGURA 4.6 – Fits para 180 núcleos com $8 \leq Z \leq 82$ e $12 \leq A \leq 250$, com $2 \text{ MeV} \leq T \leq 6 \text{ MeV}$.

Para a energia de simetria temos

$$E_{sym} \approx Ad^2 (30 - 0.1T^2) \text{ MeV} \quad (4.15)$$

que está cerca de 10 % abaixo do seu valor no estado fundamental ($T = 0$) na temperatura de 6 MeV. A principal causa desta redução é que com

$$\langle r_m^2 \rangle \approx r_{m0}^2 A^{2/3} (1 + c_m T^2) \quad (4.16)$$

temos

$$E_{sym} \approx E_{sym,0} - c_m \tilde{L} T^2 / 2 \quad (4.17)$$

onde \tilde{L} é o coeficiente

$$\tilde{L} = 3\rho_0 \frac{dE_{sym}}{d\rho} \Big|_{\rho_0} \approx 40 \text{ MeV} \quad (4.18)$$

4.1.4 Geometria - Raios, Parâmetros de Difusividade e Barreiras

Por modificar a geometria da distribuição de nucleons, a temperatura também modifica as barreiras (do Potencial de São Paulo). Para obtermos uma representação simples destes efeitos, fizemos ajustes globais da influência da temperatura nos raios e difusividades nucleares.

Os ajustes globais foram feitos à temperaturas de 2 a 5 MeV utilizando densidades tipo Woods-Saxon.

Com

$$\rho(r) = \frac{\rho_0(T)}{1 + \exp[(r - R(T))/a(T)]}, \quad (4.19)$$

$$R(T) = R_0 + dRT^2 \quad \text{e} \quad (4.20)$$

$$a(T) = a_0 + daT^2. \quad (4.21)$$

Para os ajustes do raio, obtemos $R_0 = 1.31A^{1/3} - 0.84$ fm e $dR = 0.0033A^{1/3} - 0.014$ fm/MeV². Notemos que $R(T) \approx R_0 (1 + c_m T^2/2)$, onde c_m é o parâmetro que descreve a dependência em temperatura do raio quadrático médio na Eq.(4.11). A parametrização de R_0 é o mesmo do potencial de SP a $T = 0$.

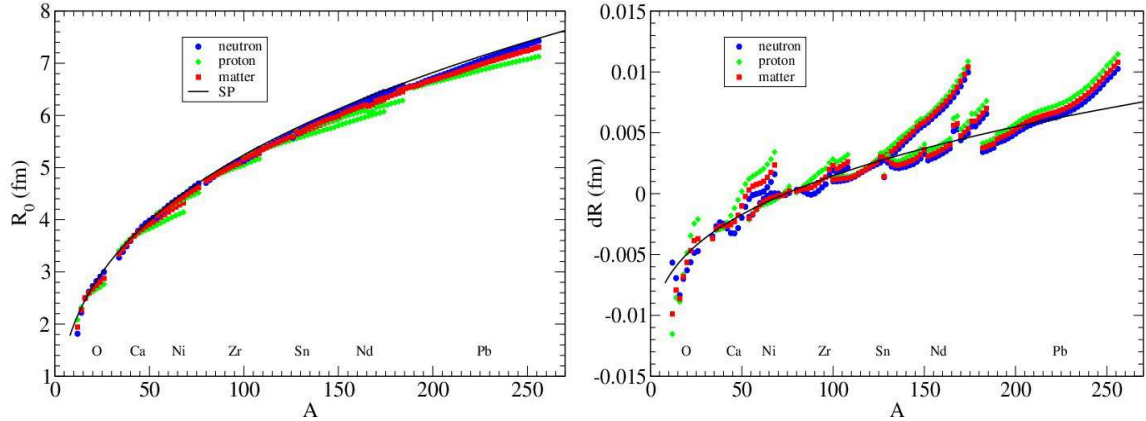


FIGURA 4.7 – Ajustes globais para o raio nuclear em função da massa para nêutron, próton e matéria e um fit com o potencial de São Paulo.

Para os ajustes globais da difusividade utilizamos $a_0 = 0.56$ fm e $da = 0.005$ fm/MeV². O valor de a_0 é o mesmo valor do potencial de SP em $T = 0$. Aqui $da/a_0 \approx 4c_m$ e $\langle r^2 \rangle \approx \frac{3}{5}R^2 + \frac{7}{5}\pi^2 a^2$. Porém, a contribuição de R domina o raio rms que dilui o efeito do aumento mais rápido da difusividade com a temperatura.

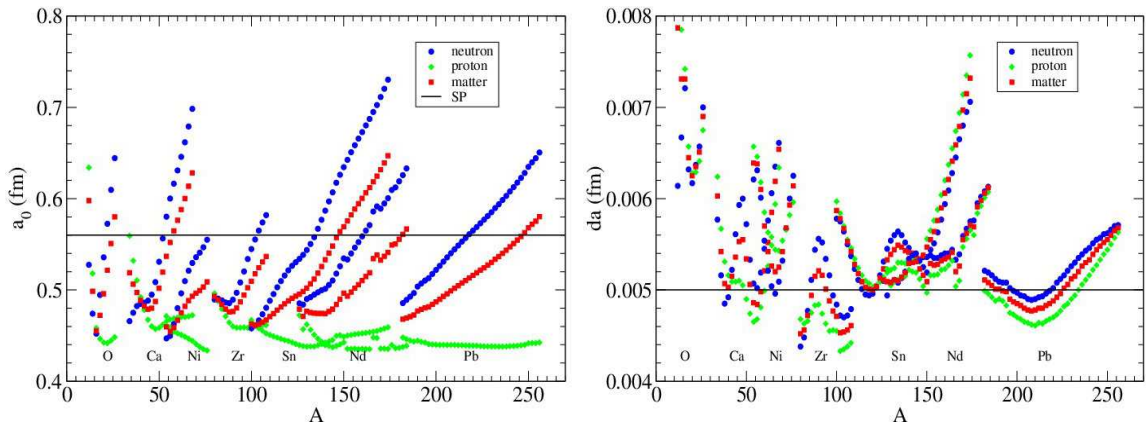


FIGURA 4.8 – Ajustes globais para a difusividade nuclear em função da massa para nêutron, próton e matéria e um fit com o potencial de São Paulo.

Para obtermos expressões simples para as barreiras, o potencial de São Paulo foi calculado com densidades dependentes da temperatura e o máximo do potencial nuclear + Coulomb foi determinado para cerca de 5000 pares de núcleos de C-C a Sn-Sn. As barreiras, por sua vez foram parametrizadas com uma precisão melhor que 1% a $T=0$ por

$$V_B(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = Z_1 Z_2 e^2 / R_B(Z_1, A_1, Z_2, A_2) \quad (4.22)$$

com

$$R_B(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = 1.486 \left(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right) - 0.996 \left(A_1^{-1/3} + A_2^{-1/3} \right) + 1.617 + \\ -0.515 \left(Z_1^{1/3} + Z_2^{1/3} \right) + 2.784 \left(Z_1^{-1/3} + Z_2^{-1/3} \right) \text{ fm.} \quad (4.23)$$

Quando o ajuste foi estendido para incluir 5 termos dependentes da temperatura do mesmo tipo, encontramos, com uma precisão melhor que 2%, para $T < 5$ MeV.

$$R_B(Z_1, A_1, Z_2, A_2, T) \approx R_B(Z_1, A_1, Z_2, A_2) (1 + c_V T^2) \quad c_V = 0.0031 \text{ MeV}^{-2}. \quad (4.24)$$

Concluimos que, as energias da barreira variam em torno de 20% a mais do que os raios de densidade da matéria nuclear ($c_m/2 = 0.0025 \text{ MeV}^{-2}$), assim, é esperado que as barreiras diminuam em torno de 11% de $T=0$ à $T=6$ MeV.

4.1.5 Decaimento do Núcleo Composto

À baixas energias de excitação, o núcleo composto decai através da emissão sequencial de partículas leves a partir de um sistema equilibrado. Desde que o sistema esteja no equilíbrio, a seção de choque de decaimento para um canal c é dada pelo produto da seção de choque de formação do núcleo composto $\sigma_{abs,a}$ vezes a fração do espaço de fase correspondente ao canal de saída c ,

$$\sigma_{ac} = \sigma_{abs,a} \frac{Y_c}{\sum_b Y_b}. \quad (4.25)$$

Na aproximação Weisskopf-Ewing, (WEISSKOPF, 1937; WEISSKOPF; EWING, 1940) o volume de espaço de fase é proporcional ao fator Y_c ,

$$Y_c = (2s_c + 1) \frac{k_c^2}{\pi} \sigma_{abs}(e_c) = (2s_c + 1) \frac{2\mu_c}{\pi \hbar^2} e_c \sigma_{abs}(e_c). \quad (4.26)$$

À altas energias de excitação, isto é normalmente expressado em termos de uma integral sobre um fator diferencial,

$$Y_c \rightarrow \frac{dY_c}{de_c} = (2s_c + 1) \frac{2\mu_c}{\pi \hbar^2} e_c \sigma_{abs}(e_c) \omega_c(E_c), \quad (4.27)$$

que está escrito em termos da densidade de estados finais $\omega_c(E_c)$. A aproximação Weisskopf-Ewing leva em conta a conservação da energia mas não a conservação do momento angular. Ambas as leis de conservação são satisfeitas quando os fatores Y_c de Hauser-Feshbach são

utilizados (HAUSER; FESHBACH, 1952). Um formalismo alternativo em que o momento angular clássico é conservado, foi desenvolvido por Ericson e Strutinsky (ERICSON; STRUTINTSKY, 1958a; ERICSON; STRUTINTSKY, 1958b) e foi discutido no capítulo anterior. Em todo caso, a seção de choque para canais individuais podem ser escritas em termos da fração e do volume de espaço de fase apropriado como na Eq. 4.25.

Um exemplo típico do decaimento do núcleo composto à baixas energias pode ser visto na figura 4.9a e b, onde as seções de choque para vários canais de emissão de duas reações induzidas por nêutron em ^{56}Fe e ^{208}Pb são mostradas.

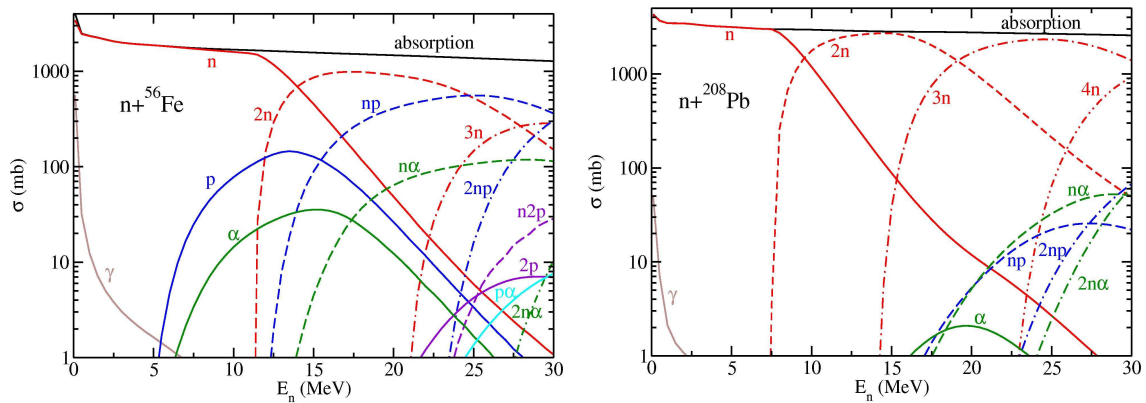


FIGURA 4.9 – Seções de choque de emissão de duas reações com ^{56}Fe e ^{208}Pb induzidas por nêutron.

Vemos que as seções de choque de emissões múltiplas já dominam acima de cerca de 15 MeV e cresce em complexidade com o aumento da energia de excitação. Alternativamente, podemos ver a produção das seções de choque de várias partículas e núcleos emitidos de um núcleo composto, como mostram as reações $n+^{56}\text{Fe}$ e $^{12}\text{C}+^{48}\text{Ca}$ na figura 4.10 a e b.

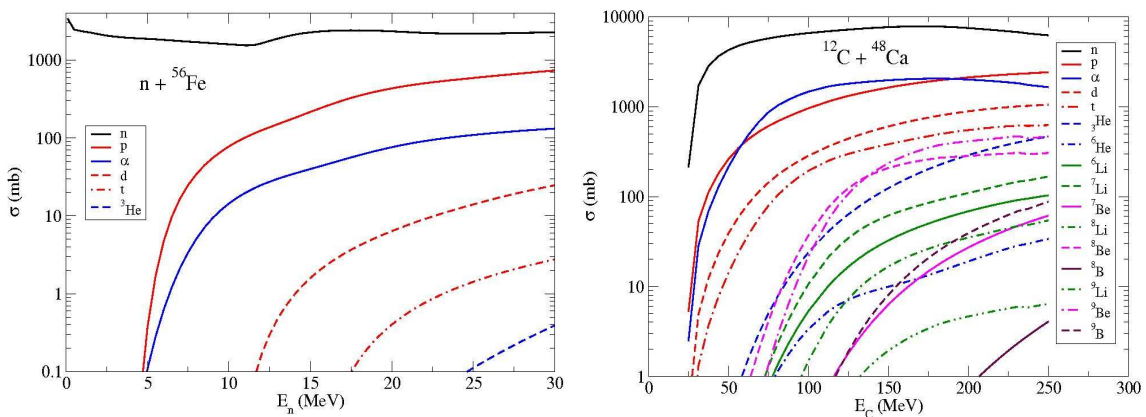


FIGURA 4.10 – Seções de choque de produção para as reações $n+^{56}\text{Fe}$ e $^{12}\text{C}+^{48}\text{Ca}$.

À baixas energias de excitação, na reação $n(30\text{MeV}) + ^{56}\text{Fe} \rightarrow ^{57}\text{Fe}^*(37.12\text{MeV})$, por exemplo, apenas partículas leves são emitidas. À uma energia de excitação, como na

reação, $^{12}\text{C} (100\text{MeV}) + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{60}\text{Fe}^* (97.19\text{MeV})$, a emissão de fragmentos de massa intermediária torna-se importante. O fator Y_c , neste caso, deve ser generalizado para levar em conta a excitação de ambos os fragmentos,

$$\frac{dY_c}{de_c} = (2s_c + 1) \frac{2\mu_c}{\pi\hbar^2} e_c \sigma_{abs}(e_c) \times \int \omega_{c1}(E_{c1}) \omega_{c2}(E_c - E_{c1}) dE_{c1}. \quad (4.28)$$

As taxas de decaimento são proporcionais ao espaço de fase. Apenas partículas leves são emitidas em energias incidentes de cerca de 60 MeV, na reação $^{12}\text{C} + ^{48}\text{Ca}$, correspondendo a temperatura de cerca de 3 MeV. Quando a energia aumenta acima deste valor, a probabilidade de emissão de fragmentos mais pesados aumenta até que, em energias suficientemente altas, vários fragmentos complexos pesados possam ser emitidos durante o decaimento.

A energia incidente do carbono de 250 MeV, mostrada na figura 4.10, corresponde a uma temperatura de cerca de 6 MeV. Em tais temperaturas altas, o decaimento do núcleo composto é muitas vezes descrito como uma fragmentação simultânea em fragmentos de massa intermediária e partículas leves.

Uma importante diferença entre a formulação usual da evaporação do núcleo composto e um modelo geral de emissão sequencial é que, neste último, as seções de choque de emissão já não podem ser calculadas em termos dos volumes de espaço de fase, como na Eq. 4.25, que pressupõe que um tempo muito longo decorrido entre as emissões. Em vez disso, deve ser calculado dinamicamente, levando em conta a competição entre todos os modos de decaimento e os efeitos de partículas e fragmentos previamente emitidos que ainda estão perto do núcleo composto em decomposição. Códigos de Monte Carlo para decaimento, nos quais cada emissão é gerada aleatoriamente de acordo com a competição entre os possíveis modos de decaimento, são apropriados para simular tal sistema.

O GEMINI++ é um exemplo de código Monte Carlo para decaimento. Ele descreve a emissão de partículas leves usando larguras parciais de Hauser-Feshbach e calcula a emissão de fragmentos de massa intermediária e as larguras parciais de fissão com uma aproximação efetiva de Weisskopf em que a energia rotacional é descontada da energia de excitação. Modificamos o código para incluir um tratamento mais completo dos efeitos de acoplamento de momento angular e emissão de fragmentos de massa intermediária. O código GEMINI++ realiza cálculos de decaimento sequencial com as barreiras de Sierk e o formalismo de Moretto. Implementamos ao código um cálculo mais completo de larguras de decaimento, usando o potencial de São Paulo para determinar a sistemática da barreira e uma generalização da expressão da conservação do momento angular clássico para reduzir as larguras parciais para uma forma efetivamente calculável.

Uma das diferenças básicas entre cálculos de ponto de sela e ponto de cisão apresentados aqui são as barreiras, que em ambos os casos insere a densidade de estados que determina as larguras parciais de emissão. Como a deformação de um núcleo aumenta, eventual-

mente atinge a forma em que a tensão superficial pode não mais neutralizar a repulsão Coulombiana. Isto é o ponto de sela. Para maiores deformações, o núcleo irá se separar em dois fragmentos, que ocorre no ponto de cisão. O ponto de sela possui uma estabilidade especial para deformações em certas direções, para a qual a energia passa por um mínimo. A geometria do ponto de sela, incluindo o papel da deformação dos fragmentos, é totalmente determinada por cálculos macroscópicos da energia.

As deformações nos pontos de sela e cisão são muito similares para núcleos leves. Então, a deformação necessária para a instabilidade é quase a mesma que a necessária para dividir o núcleo em dois fragmentos. Como a massa e a carga do núcleo aumenta, a diferença na deformação nos dois pontos também aumenta. Isto ocorre devido ao fato que a repulsão Coulombiana é de longo alcance, enquanto a tensão superficial atrativa é devido a força nuclear de curto alcance. Assim, a instabilidade que leva à fissão de núcleos pesados ocorre a uma deformação muito menor do que do que aquela em que os fragmentos efetivamente se separam. Seria de se esperar portanto que as barreiras do ponto de sela e do ponto de cisão de núcleos leves fossem similares, enquanto as barreiras do ponto de sela de núcleos mais pesados deveriam ser muito maiores que as barreiras do ponto de cisão.

O modo padrão do Gemini++ usa as barreiras de Sierk no ponto de sela e o formalismo da transição da densidade de estados de Moretto (MORETTO, 1975) prever as seções de choque de choque de fragmentos complexos, que são apropriadas para sistemas mais pesados. O desenvolvimento do modelo de transição de estados por Sanders (SANDERS, 1991) é especificamente adaptado para a região de pequenas massas e é muito bem sucedido em descrever a fragmentação assimétrica nesta região. Usando as configurações de ponto de sela como o estado de transição, este modelo difere do método estendido de Hauser-Feshbach (MATSUSE *et al.*, 1997), que trata a emissão de partículas leves e emissão de fragmentos pesados de maneira similar, com a probabilidade de fissão tomada como sendo proporcional ao espaço de fase disponível no ponto de cisão.

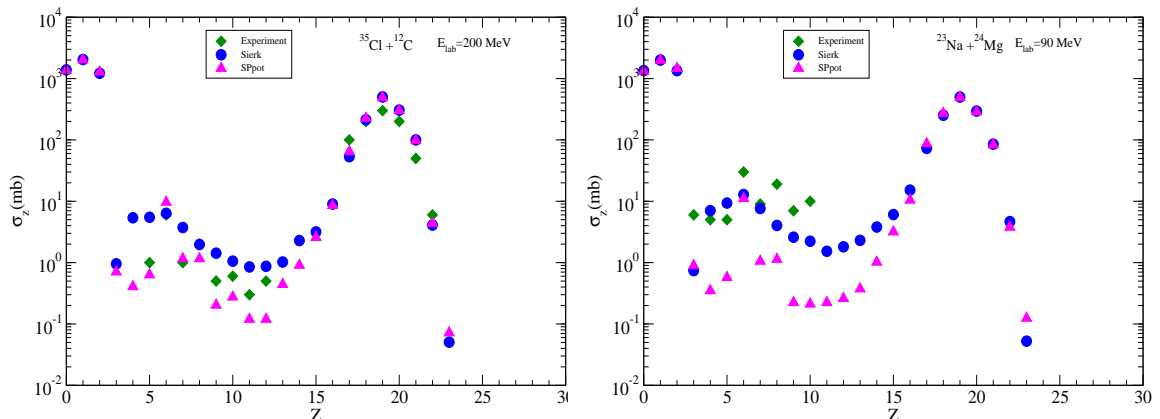


FIGURA 4.11 – Seções de choque para as reações $^{35}\text{Cl}+^{12}\text{C}$ e $^{23}\text{Na}+^{24}\text{Mg}$.

Na figura 4.11, comparamos os cálculos usando o GEMINI++, dos fragmentos de massa

intermediária produzidos com dados experimentais de (MATSUSE *et al.*, 1997; SANDERS, 1991) para as reações $^{35}\text{Cl}+^{12}\text{C}$ e $^{23}\text{Na}+^{24}\text{Mg}$ a $E_{\text{lab}} = 200\text{MeV}$ e $E_{\text{lab}} = 90\text{MeV}$ respectivamente. Os dois sistemas tem massas assimétricas diferentes, mas ambos populam o núcleo composto ^{47}V . Os cálculos apresentados pelos círculos azuis foram realizados com os parâmetros padrões do código, usando barreiras de Sierk para o ponto de sela e o formalismo da transição de densidade de Moretto. Os triângulos rosas mostram os resultados do GEMINI++ com as barreiras obridas usando o potencial de São Paulo do raio de cisão. Os diamantes verdes são dados experimentais (MATSUSE *et al.*, 1997; SANDERS, 1991). As barreiras de fissão assimétrica são calculadas seguindo o procedimento esboçado por Sierk (SIERK, 1985) no caso de cálculos de ponto de sela e usando o potencial de São Paulo no caso dos cálculos com barreiras de cisão.

Observamos que os cálculos tendem a subestimar os fragmentos de massa intermediária produzidos em energias de excitação baixa de 1.25 MeV por nucleon, mas estão em melhor acordo à energias mais altas de 1.79 MeV por nucleon. Ambos os valores da energia de excitação estão bem abaixo da faixa de cerca de 3-4 MeV por nucleon da qual a multi-fragmentação torna-se importante.

Os cálculos usando o GEMINI++ não apresentaram uma boa concordância com os dados experimentais na região de massas intermediárias a baixos valores da energia do centro de massa, mas melhora a medida que a energia aumenta. Parte dessa discrepância é devido ao fato que o espéctro de excitação dos fragmentos está representado por uma densidade de estados no contínuo. Estados não discretos são incluídos nos cálculos, mas estes estados são extremamente importantes a baixas energias, onde pouca energia está disponível para excitar os fragmentos. Nestes cálculos usando a densidades de estados de transição, o forte efeito da energia de ligação é levado em conta adicionando o termo de energia de Wigner para a energia da gota líquida. Uma maneira alternativa para incluir esta forte variação seria incorporar efeitos de camadas na densidade de níveis.

A emissão de fragmentos mais pesados parece ser determinada pela densidade de transição no ponto de sela mais do que no ponto de cisão (MATSUSE *et al.*, 1997; MORETTO, 1975; SANDERS, 1991). O modelo de ponto de sela é essencialmente idêntico ao modelo de transição de estados desenvolvido para descrever a fissão de sistemas mais pesados. No entanto, não esperamos uma diferença significativa da energia entre os pontos de sela e cisão em sistemas mais leves. Isto sugere que as previsões do modelo de ponto de sela e Hauser-Feshbach estendido tipo cisão devem ser similares neste caso. Nós comparamos as barreiras e as larguras de decaimento destas diferentes formulações da emissão de fragmentos de massa intermediária.

Nas figuras 4.12 e 4.13 nós comparamos as barreiras de Sierk no ponto de sela (triângulos azuis) com as barreiras do potencial de São Paulo no ponto de cisão (triângulos vermelhos) para as reações $^{35}\text{Cl}+^{12}\text{C}$ e $^{23}\text{Na}+^{24}\text{Mg}$, como uma função da carga e massa dos fragmentos de menores cargas. Embora os resultados para ambas as barreiras siga

tendências muito semelhantes em função da massa, encontramos as barreiras de cisão do potencial de São Paulo sendo maiores que as barreiras do ponto de sela, em vez de menor, como seria esperado.

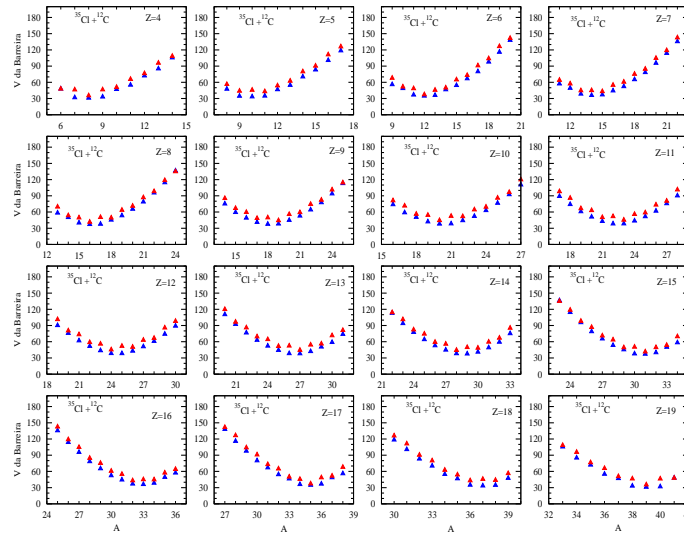


FIGURA 4.12 – Comparação entre as barreiras de Sierk no ponto de sela (triângulos azuis) e barreiras de cisão do potencial de São Paulo (triângulos vermelhos) para a reação $^{35}\text{Cl}+^{12}\text{C}$, como uma função da carga e massa dos fragmentos de menores cargas.

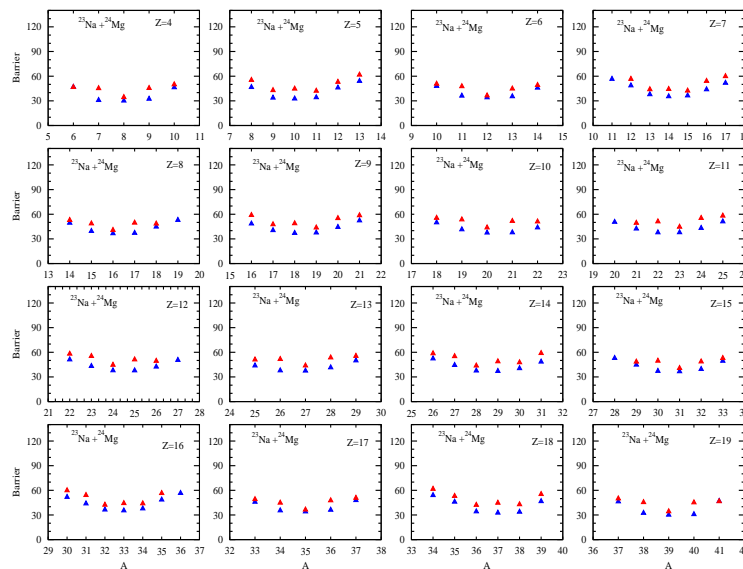


FIGURA 4.13 – Comparação entre as barreiras de Sierk no ponto de sela (triângulos azuis) e barreiras de cisão do potencial de São Paulo (triângulos vermelhos) para a reação $^{23}\text{Na}+^{24}\text{Mg}$, como uma função da carga e massa dos fragmentos de menores cargas.

Isto é em parte devido ao fato que a deformação dos fragmentos estão inclusas na definição da geometria do ponto de sela, que é baseado em um cálculo completo da energia, enquanto os fragmentos de cisão nos cálculos são assumidos serem esféricos. Entretanto, irregularidades nas diferenças entre as duas barreiras sugerem que as barreiras do ponto de sela podem ainda conter contribuições da energia dos fragmentos.

O modelo da multifragmentação estatística (SMM), um modelo de emissão simultânea de fragmentos, usa as configurações de um ensemble estatístico em equilíbrio para determinar a distribuição de fragmentos primários de um núcleo composto. Os fragmentos primários são então assumidos a decaírem por emissão sequencial ou Fermi breakup (FBM). Como um primeiro passo em direção a um modelo mais unificado deste processo, tem-se demonstrado a equivalência de um FBM generalizado, em que as densidades dos estados excitados são levadas em conta, para a versão microcanônica do SMM (CARLSON *et al.*, 2012). Uma desvantagem dos modelos FBM/SMM é que a distribuição de fragmentos é expressa em termos das probabilidades que estão contidas nas configurações de um sistema em vez de em termos de suas taxas de emissão. Um pressuposto subjacente ao modelo é que cada estado de cada configuração decai com a mesma taxa. Para ir além disso, no capítulo anterior, estimamos a taxa de decaimento de uma configuração como a taxa de tempo de variação da densidade dentro de um dado volume de normalização. Ao fazê-lo, utilizamos a equação de continuidade para relacionar a taxa de tempo de variação da densidade de probabilidade para o fluxo através da superfície que define o volume (FRIEDMAN; LYNCH, 1983). Desta maneira, estabelecemos um link entre o unificado FBM/SMM e os bem conhecidos modelos de evaporação de núcleos compostos que permitem considerar emissões simultâneas como o limite de um cada vez mais rápido processo de emissão (CARLSON *et al.*, 2012).

Para comparar cálculos de emissão sequencial com multifragmentação, fizemos cálculos para a reação $^{50}\text{Ti} + ^{50}\text{Ti}$ para formar um núcleo composto com 150, 450 ou 750 MeV de excitação usando os códigos GEMINI++ e SMM. Os cálculos de multifragmentação (SMM) produzem apenas distribuições primárias e precisam de uma rodada subsequente do GEMINI para calcular as distribuições secundárias, que são as que comparamos com os cálculos GEMINI. Dois conjuntos de condições iniciais foram realizados. No primeiro caso, o momento angular foi restrito com a condição de Bass de formação de um núcleo composto de dois íons pesados. No segundo caso, apenas momentos angulares abaixo de 10 foram utilizadas para simular reações induzidas por um próton. Um total de 500 mil eventos foram calculados nas rodadas com GEMINI. O código SMM foi rodado com 1 milhão de eventos.

A figura 4.14 produzida a partir de cálculos SMM, nos fornece a distribuição primária de fragmentos quentes da multifragmentação. Vemos que há um deslocamento da distribuição de massas para regiões de massas mais leves a medida que a energia aumenta.

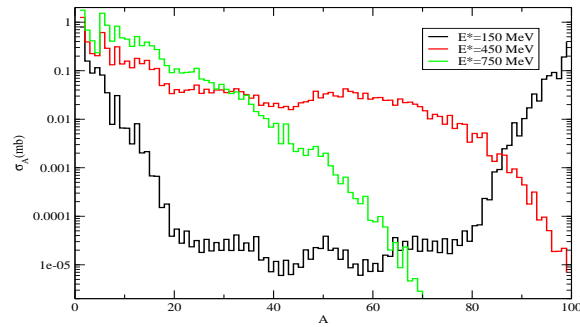


FIGURA 4.14 – Distribuições primárias de massa, resultante da multifragmentação no código SMM.

Nas figuras 4.15, 4.16 e 4.17, apresentamos o primeiro caso, onde vemos uma típica sequência de cálculos para a distribuição de massa dos produtos de decaimento do ^{100}Ru à energias de excitação de 1.5, 4.5, e 7.5 MeV/nucleon.

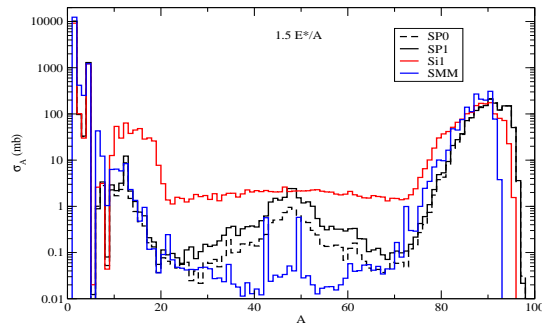


FIGURA 4.15 – Produtos do decaimento de um núcleo ^{100}Ru à 150 MeV de energia de excitação no modelo de decaimento padrão Sierk com IMF (Si 1), com as barreiras do potencial de SP em $T=0$ (SP 0), com as barreiras do potencial de SP dependentes da temperatura (SP 1) e com modelo de multifragmentação estatística (SMM).

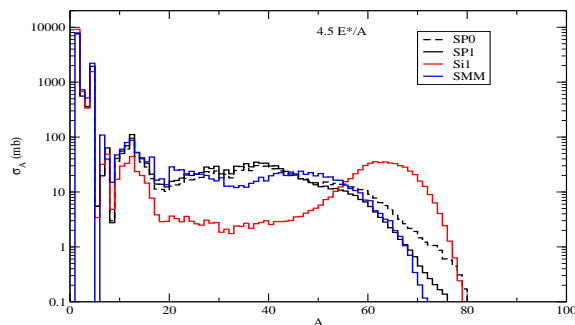


FIGURA 4.16 – Produtos do decaimento de um núcleo ^{100}Ru à 450 MeV de energia de excitação em função do número de massa.

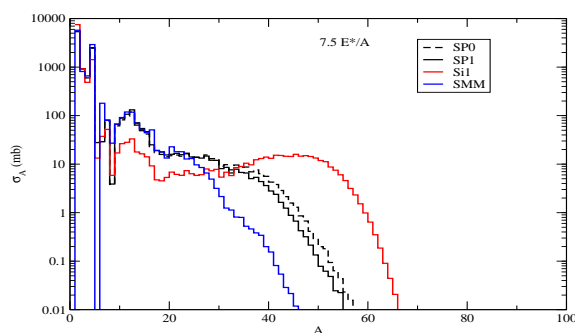


FIGURA 4.17 – Produtos do decaimento de um núcleo ^{100}Ru à 750 MeV de energia de excitação em função do número de massa.

À baixas energias, a multifragmentação é altamente improvável e o número médio de fragmentos de massa intermediária é próximo de um. O decaimento ocorre através da emissão de partículas leves, com massa e carga abaixo das α , e para emissão α . À 4.5 MeV/nucleon, a multifragmentação já é importante, com a multiplicidade média primária dos cálculos SMM sendo 6.2 ± 1.4 e a multiplicidade média dos cálculos de decaimento sequencial sendo cerca de 21.4 ± 2.4 . O decaimento é profundo no regime de multifragmentação à 7.5 MeV/nucleon, com o cálculo SMM fornecendo a multiplicidade primária de 11.2 ± 1.7 e os cálculos GEMINI++ uma multiplicidade de 31.5 ± 3.6 . Note que os cálculos usando as barreiras de Sierk, que não levam em conta o espaço de fase completo do decaimento sequencial, estão em desacordo com os outros cálculos. Os cálculos com o potencial de São Paulo, que levam isto em conta, estão geralmente em bom acordo com o SMM.

No segundo caso, apenas momentos angulares abaixo de 10 foram utilizadas para simular reações induzidas por um próton, com resultados apresentados nas figuras 4.18, 4.19 e 4.20.

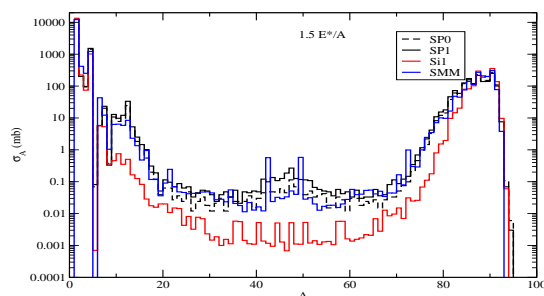


FIGURA 4.18 – Produtos do decaimento de um núcleo ^{100}Ru à 150 MeV de energia de excitação em função do número de massa.

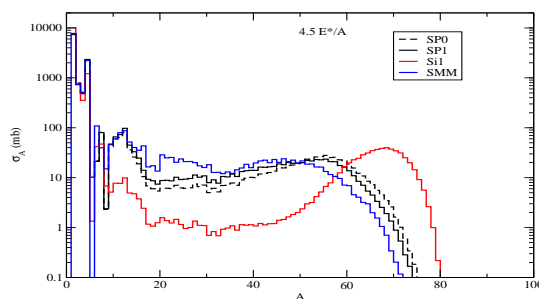


FIGURA 4.19 – Produtos do decaimento de um núcleo ^{100}Ru à 450 MeV de energia de excitação em função do número de massa.

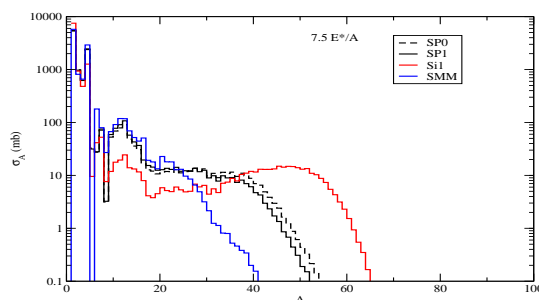


FIGURA 4.20 – Produtos do decaimento de um núcleo ^{100}Ru à 750 MeV de energia de excitação em função do número de massa.

Podemos notar que o código GEMINI++ com as barreiras de Sierk tem pouca emissão de fragmentos de massa intermediária em energias altas e intermediárias (vermelho) embora descrevam experimentos de spallation muito bem. Isto é devido ao desprezo dos efeitos de momento angular na emissão de fragmentos de massa intermediária, levados em conta usando o formalismo clássico de Ericson-Strutinsky e as barreiras do potencial de São Paulo (preto). O SMM usa um volume 2-3 vezes maior que o volume do estado fundamental mas descreve dados de íons pesados muito bem. O volume nuclear maior (2 a 3 vezes o volume dos estado fundamental) e as barreiras reduzidas do modelo de multifragmentação estatística deixam mais energia para excitar os fragmentos e resultam em fragmentos menores e uma distribuição de massa restrita à pequenas massas. Verificamos que o modelo com barreiras do potencial de SP dependentes da temperatura possui um volume maior de expansão, como do modelo de multifragmentação estatística, e assim barreiras de emissão mais baixas. Porém, a variação no volume e barreiras é muito menor do que no SMM e o efeito na distribuição de fragmentos também é menor.

4.2 Formação do Núcleo Composto

A formação do núcleo composto está limitada pela energia e pelo momento angular. À baixas energias, as barreiras de transmissão determinam a taxa de formação. À altas energias, as barreiras de momento angular começam a limitar a fusão como podemos ver na figura 4.21. Em sistemas pesados, outros processos, tais como a quase-fissão inibe a fusão a momentos angulares mais altos.

Sistemas nucleares leves que chegam a uma separação pequena o suficiente para interagir fortemente, invariavelmente se fundem para formar o núcleo composto. Quando a energia aumenta, as barreiras de momento angular proíbem esta aproximação e assim limitam a formação do núcleo composto. Em sistemas suficientemente pesados, um sistema dinuclear equilibrado em carga e energia pode ser considerado o primeiro estágio de um núcleo composto. Dependendo da assimetria do sistema, o dinúcleo pode evoluir rapidamente para um núcleo composto esférico ou evoluir mais lentamente para um sistema dinuclear simétrico, durante o qual pode decair em um processo conhecido como quase-fissão. Dado o equilíbrio local em energia deste sistema, podemos considerar isto sendo um núcleo composto altamente deformado.

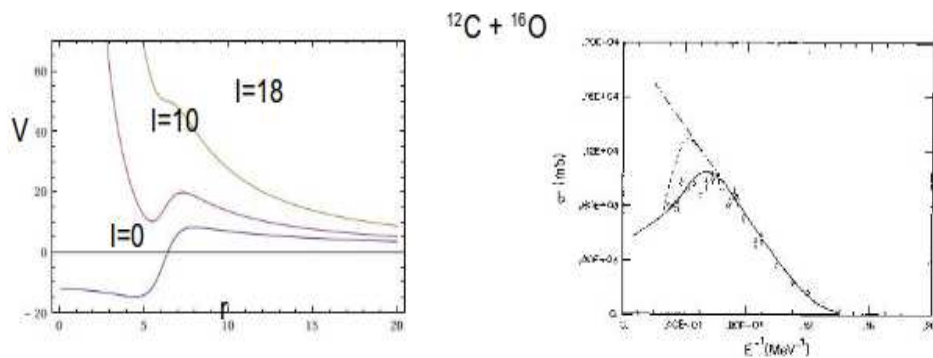


FIGURA 4.21 – (a) Barreiras de transmissão como uma função do raio e do momento angular e (b) Seção de choque como uma função da energia.

Entretanto, outro principal ponto de interesse é determinar o limite na energia excitação para a formação do núcleo composto. Uma forma de abordar esse problema é argumentar que um núcleo composto não pode começar o processo de decaimento antes de ser formado. Uma vez que esperamos que um núcleo composto é um sistema equilibrado, podemos tomar o tempo para o equilíbrio na energia como um limite inferior para o tempo de formação. O tempo de equilíbrio, por outro lado, pode ser estimado em termos da largura de um típico estado nuclear. Esta largura foi investigada em grandes detalhes e tem um valor de cerca de $\hbar/\tau_{eq} = \Gamma_{eq} \approx 20$ MeV nas camadas nucleares s-d (FRAZIER *et*

al., 1996). Isto corresponde a um tempo de cerca de 10 fm/c. Grosseiramente este é o tempo que a luz levaria para atravessar de um lado do núcleo a outro.

Propomos então comparar a largura de equilíbrio $\Gamma_{eq} = 20$ MeV com as larguras parciais obtidas do modelo de decaimento para obtermos um limite na formação do núcleo composto. Notamos que o formalismo BLV também fornece uma estimativa das larguras parciais de prótons e nêutrons em termos do fluxo do gás incidente no núcleo. Então a largura de decaimento de um núcleo pode ser estimada tanto em termos do fluxo de gás incidente $n(e)$ (BLV), quanto em termos das larguras de decaimento Weisskopf.

$$\Gamma_{BLV} \approx \hbar \langle \sigma_{vn} \rangle = \frac{g\mu}{\pi^2 \hbar^2} \int e\sigma(e) n(e) de \quad (4.29)$$

$$\Gamma_W = \frac{g\mu}{\pi^2 \hbar^2} \int e\sigma_{inv}(e) \frac{\rho_f(\varepsilon_0 - Q - e, 0)}{\rho_{cn}(\varepsilon_0, 0)} de. \quad (4.30)$$

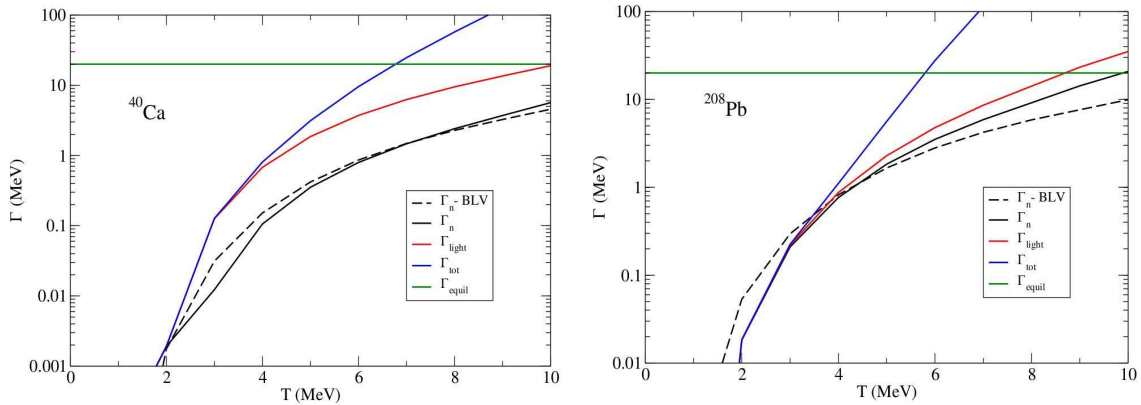


FIGURA 4.22 – (a) Larguras parciais para o decaimento de um núcleo composto ^{40}Ca . As curvas são explicadas em detalhes no texto. (b) Larguras parciais para o decaimento de um núcleo composto ^{208}Pb .

Na figura 4.22, vemos que as larguras parciais dos nêutrons BLV estão em muito bom acordo com as larguras parciais de decaimento do nêutron na aproximação Weisskopf, dando peso à interpretação do modelo como um núcleo composto em equilíbrio com seus produtos de decaimento. Na figura, também incluímos a contribuição de partículas leves carregadas para a largura de decaimento (Γ_{leve}), bem como a contribuição da emissão dos fragmentos de massa intermediária, para obtermos a largura total (Γ_{total}). Nós vemos que a emissão de fragmentos de massa intermediária torna-se importante à temperaturas de cerca de 4 MeV em ambos os núcleos leves e pesados e dominam a largura total à altas energias. Numa temperatura de 5 MeV, a emissão de fragmentos de massa intermediária

constitui cerca de 50% da largura de decaimento do ^{40}Ca e cerca de 80% da largura de decaimento do ^{208}Pb . Usando as larguras de equilíbrio como um critério para a formação do núcleo composto, concluímos que um núcleo composto leve como o ^{40}Ca não pode se formar a temperaturas acima de cerca de 6.5 MeV enquanto um sistema pesado tipo ^{208}Pb não pode formar um núcleo composto a temperaturas acima de cerca de 5.5 MeV.

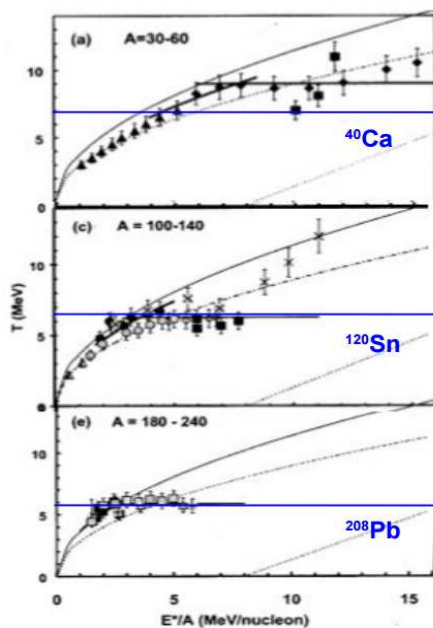


FIGURA 4.23 – Curva calórica.

A relação entre a temperatura efetiva das partículas emitidas e a energia depositada no sistema composto nos fornece a curva calórica. Esta curva é reconstruída a partir de medições das partículas emitidas. Observamos na figura 4.23 que para regiões de massas mais leves, a saturação é consistente com a temperatura limite para o equilíbrio, que é o limite para a formação do núcleo composto. Aqui podemos nos questionar se são então reações de não equilíbrio.

5 Conclusão

Analisamos as propriedades de um núcleo composto quente, seus modos de decaimento e os limites para sua formação. Observamos que, entre temperaturas T de cerca de 1 MeV e 8 à 9 MeV, um núcleo quente tem propriedades estatísticas que são bem aproximadas por um gás de Fermi. Porém o volume aumenta com T^2 e já alcança um volume 25% maior do que o estado fundamental em $T = 6\text{MeV}$.

Notamos também que a emissão de partículas leves é o principal modo de decaimento a baixas energias de excitação (excluindo a fissão de núcleos muito pesados) mas a emissão de fragmentos de massa intermediária cresce rapidamente acima de temperaturas de cerca de 3 MeV e torna-se o modo de decaimento dominante acima de 4 a 5 MeV. Verificamos, vimos que o modelo de emissão sequencial e o modelo de multifragmentação simultânea podem ser colocados sobre uma base comum e fornecem distribuição de massas residuais similares. Seções de choque experimentais de spallation são bem descritas por um processo de emissão rápido mas sequencial e que envolve pouco momento angular. Também pode-se mostrar que um modelo dinâmico de decaimento sequencial pode produzir as correlações fragmento-fragmento esperadas da multifragmentação simultânea. Neste caso, o decaimento de um núcleo composto quente e equilibrado torna-se um processo de emissão sequencial tão rápido que é quase simultâneo. Este é apenas o limite natural de um processo de decaimento mais devagar que ocorre à baixas energias de excitação.

Por outro lado, vimos que a inclusão de efeitos de momento angular é muito importante para a descrição de reações induzidas por íons pesados.

Tomando uma típica energia da largura de emparelhamento de estados em camadas nucleares s-d como a medida do tempo para o equilíbrio na energia, propusemos que isto pode também servir como um limite para a formação de um núcleo composto, por comparação com o tempo de decaimento correspondente. Concluimos desta comparação que um núcleo composto equilibrado não pode ser formado a temperaturas acima de cerca de 6 MeV, uma vez que irá decair antes que sua formação esteja completa. Curiosamente, esta temperatura limite está de acordo com a típica temperatura limite encontrada em curvas calóricas experimentais, onde é interpretada como uma indicação de uma transição de fase na matéria nuclear. É frequentemente usada também como uma justificativa para a descrição da multifragmentação do decaimento de um núcleo composto. Aqui, podemos

interpretar o decaimento por multifragmentação, como um processo de não equilíbrio ao invés do resultado de uma transição de fase de equilíbrio.

Muitos dos resultados desse estudo podem ser encontrados nas publicações (SANTOS; CARLSON, 2013; SANTOS; CARLSON, 2014b; CARLSON *et al.*, 2014; SANTOS; CARLSON, 2014a). Muito trabalho é necessário, entretanto, para melhor entendermos a transição do equilíbrio ao não equilíbrio que é esperado em energias suficientemente altas.

Referências

- AICHELIN, J.; BERTSCH, G. F. Numerical simulation of medium energy heavy ion reactions. **Phys. Rev. C**, v. 31, p. 1730–1738, 1985.
- AICHELIN, J.; HüFNER, J.; IBARRA, R. Cold breakup of spectator residues in nucleus-nucleus collisions at high energy. **Phys. Rev. C**, v. 30, p. 107–118, 1984.
- AICHELIN, J. et al. Quantum molecular dynamics approach to heavy ion collisions: description of the model, comparison with fragmentation data, and the mechanism of fragment formation. **Phys. Rev. C**, v. 37, p. 2451–2468, 1988.
- ALARD, J. P. et al. Midrapidity source of intermediate-mass fragments in highly central collisions of au+au at 150a mev. **Phys. Rev. Lett.**, v. 69, p. 889–892, 1992.
- ALEXANDER, J. M.; MAGDA, M. T.; LANDOWNE, S. Inverse reactions and the statistical evaporation model: Ingoing-wave boundary-condition and optical models. **Phys. Rev. C**, v. 42, p. 1092–1098, 1990.
- ANASTASIO, M. R.; CELENZA, L. S.; PONG, W. S.; SHAKIN, C. M. Relativistic nuclear structure physics. **Phys. Reports**, v. 100, p. 327, 1983.
- ARNOLD, L. G.; CLARK, B. C.; MERCER, R. L. Relativistic optical model analysis of medium energy p-4he elastic scattering experiments. **Phys. Rev. C**, v. 19, p. 917, 1979.
- AVDEICHIKOV, V. V. et al. **Sov. J. Nucl. Phys.** 48. [S.l.]: Sov. J. Nucl. Phys., 1988.
- BARZ, H. W.; BONDORF, J. P.; DONANGELO, R.; MISHUSTIN, I. N.; SCHULZ, H. Statistical multifragmentation of nuclei: (iii). decay of the fragments. **Nucl. Phys. A**, v. 448, p. 763, 1986.
- BECK, C. et al. Asymmetric fission of ^{47}V induced by the $^{23}\text{Na} + ^{24}\text{Mg}$ reaction. **Phys. Rev. C**, v. 47, p. 2093–2098, 1993.
- BECK, C. et al. $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ asymmetrical fission excitation functions. **Phys. Rev. C**, v. 54, p. 227–236, 1996.
- BENDER, M.; HEENEN, P.-H.; REINHARD, P.-G. Self-consistent mean-field models for nuclear structure. **Rev. Mod. Phys.**, v. 75, p. 121–180, 2003.
- BETHE, H. A. Nuclear dynamics, theoretical. **Rev. Mod. Phys.**, v. 9, p. 69–244, 1937.
- BETHE, H. A. Theory of nuclear level density. **Phys. Rev.**, v. 93, p. 1094, 1954.

- BETHE, H. A. Nuclear many-body problem. **Phys. Rev.**, v. 103, p. 1353, 1956.
- BETHE, H. A. Theory of nuclear matter. **Ann. Rev. Nucl. Sci.**, v. 21, p. 93–244, 1971.
- BHALLA, K. B. et al. **Proceedings of the Symposium on relativistic heavy ion research**. [S.l.]: Proceedings of the Symposium on relativistic heavy ion research, GSI, Darmstadt, 1978.
- BIRO, T. S.; KNOLL, J.; RICHERT, J. Percolation in finite space: a picture of nuclear fragmentation? **Nucl. Phys. A**, v. 459, p. 692, 1986.
- BLATT, J. M.; WEISSKOPF, V. F. **Theoretical nuclear physics**. [S.l.]: New York: Jonh Wiley & Sons, 1952.
- BLOCH PUBLISHER = Les Houches Lectures, y. . . p. . . C. **Statistical Nuclear Theory**. [S.l.: s.n.].
- BOHLEN, H. G. et al. Study of weakly bound and unbound states of exotic nuclei with binary reactions. **Nuclear Physics A**, v. 616, p. 254–261, 1997.
- BOHR, A.; MOTTELSON, B. R. **Nuclear Structure**. [S.l.]: Benjamim New York, 1969.
- BOHR, N. Neutron capture and nuclear constitution. **Nature**, v. 137, p. 344–348, 1936.
- BOHR, N.; WHEELER, J. A. The mechanism of nuclear fission. **Phys. Rev.**, v. 56, p. 426–450, 1939.
- BONCHE, P.; LEVIT, S.; VAUTHERIN, D. Properties of highly excited nuclei. **Nucl. Phys. A**, v. 427, p. 278, 1984.
- BONCHE, P.; LEVIT, S.; VAUTHERIN, D. Statistical properties and stability of hot nuclei. **Nucl. Phys. A**, v. 436, p. 265, 1985.
- BONDORF, J. **Proceedings of the Nuclear Physics Workshop**. [S.l.]: Proceedings of the Nuclear Physics Workshop, ICTP, Triste, Italy, 1981.
- BONDORF, J.; MISHUSTIN, I. N.; PETHICK, C. **Voprosy atom. nauki i tehniki**. [S.l.]: Ser.: obschya i yad. fizika, 4, 13, 1983.
- BONDORF, J. P. Heavy ion reactions between 30 and a few hundred mev/nucleon. **Jornal de Physique**, v. 37, p. C5–195, 1976.
- BONDORF, J. P. Chaotic fragmentation of nuclei. **Nucl. Phys. A**, v. 387, p. 25–35, 1982.
- BONDORF, J. P.; DONANGELO, R.; MISHUSTIN, I. N. Multifragmentation of nuclei at excitation energies approximately 10-mev/nucleon. **Sov.J.Nucl.Phys.**, v. 42, p. 712–718, 1985.
- BONDORF, J. P.; DONANGELO, R.; MISHUSTIN, I. N.; SCHULZ, H. Statistical multifragmentation of nuclei: (ii). application of the model to finite nuclei disassembly. **Nucl. Phys. A**, v. 444, p. 460, 1985.

- BONDORF, J. P. et al. Sampling in statistical multifragmentation of nuclei. **Phys. Lett. B**, v. 150, p. 57–61, 1985.
- BONDORF, J. P. et al. Statistical multifragmentation of nuclei. **Nuclear Physics**, v. 443, p. 321–347, 1985.
- BOTVINA, A. S.; ILJINOV, A. S.; MISHUSTIN, I. N. Multifragment break-up of nuclei by intermediate-energy protons. **Nucl. Phys. A**, v. 507, p. 649, 1990.
- BRACK, M.; DAMGAARD, J.; JENSEN, A. S.; PAULI, H. C.; STRUTINSKY, V. M.; WONG, C. Y. The shell-correction approach to nuclear shell effects and its applications to the fission process. **Rev. Mod. Phys**, v. 44, p. 320–405, 1972.
- BRACK, M.; GUET, C.; HACKANSSON, H. B. Selfconsistent semiclassical description of average nuclear properties—a link between microscopic and macroscopic models. **Physics Reports**, v. 123, p. 245–364, 1985.
- BRACK, M.; QUENTIN, P. Disappearance of shell effects at high excitation. self-consistent calculations at finite temperatures. **Physica Scripta A**, v. 10, p. 163, 1974.
- BRACK, M.; QUENTIN, P. Selfconsistent calculations of highly excited nuclei. **Phys. Lett. B**, v. 52, p. 159, 1974.
- BROCKMANN, R.; MACHLEIDT, R. Nuclear saturation in a relativistic brueckner-hartree-fock approach. **Phys. Lett. B**, v. 149, p. 283, 1984.
- BROCKMANN, R.; MACHLEIDT, R. Relativistic nuclear structure. i. nuclear matter. **Phys. Rev. C**, v. 42, p. 1965, 1990.
- BROCKMANN, R.; WEISE, W. Relativistic single particle motion and spin-orbit coupling in nuclei and hypernuclei. **Nucl. Phys.**, A355, p. 365, 1981.
- BRUECKNER, K. A.; LEVINSON, C. A.; MAHMOUD, H. M. Two-body forces and nuclear saturation. i. central forces. **Phys. Rev.**, v. 95, p. 217, 1954.
- CARALEY, A. L.; HENRY, B. P.; LESTONE, J. P.; VANDENBOSCH, R. Investigation of the level density parameter using evaporative α -particle spectra from the $^{19}\text{F}+^{181}\text{Ta}$ reaction. **Phys. Rev. C**, v. 62, p. 054612, 2000.
- CARJAN, N.; ALEXANDER, J. M. Prediction of the macroscopic model of nuclei: barriers to fusion and to light fragment emission. **Phys. Rev. C**, v. 38, p. 1692–1967, 1988.
- CARLSON, B. V. **The statistical model. In: Workshop on Nuclear Data for Science and Technology: Accelerator Driven Waste and Incineration, Trieste: Abdus Salam ICTP.** [S.l.]: ICTP Lecture Notes, 12, 2002. 208-213 p.
- CARLSON, B. V.; CHAMON, L. C.; GASQUES, L. R. Accurate approximation for the Coulomb potential between deformed nuclei. **Phys. Rev. C**, v. 70, p. 0577602, 2004.
- CARLSON, B. V.; DALMOLIN, F. T.; DUTRA, M.; DONANGELO, R.; SOUZA, S. R.; TONELI, D. A. Proceedings of the 13th international conference on nuclear reaction mechanisms. **CERN Proceedings**, p. 285, 2012.

- CARLSON, B. V.; DALMOLIN, F. T.; DUTRA, M.; SANTOS, T. J.; SOUZA, S. R.; DONANGELO, R. Formation and decay of a hot compound nucleus. **EPJ Web of Conferences**, v. 69, p. 12, 2014.
- CARLSON, B. V.; DONANGELO, R.; SOUZA, S. R.; LYNCH, W. G.; STEINER, A. W.; TSANG, M. B. Fermi breakup and the statistical multifragmentation model. **Nuclear Physics A**, v. 876, p. 77, 2012.
- CAURIER, E.; MARTINEZ-PINEDO, G.; NOWACKI, F.; POVES, A.; ZUKER, A. P. The shell model as a unified view of nuclear structure. **Rev. Mod. Phys.**, v. 77, p. 427-488, 2005.
- CELENZA, L. S.; SHAKIN, C. M. Relativistic nuclear physics: theories of structure and scattering. **Lecture Notes in Physics vol. 2 (World Scientific, Singapore)**, 1986.
- CHAMON, L. C.; CARLSON, B. V.; GASQUES, L. R.; PEREIRA, D.; CONTI, C. D.; ALVAREZ, M. A. G.; HUSSEIN, M. S. Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction. **Physical Review C**, v. 66, p. 014610, 2002.
- CHARITY, R. J. Distribution of compound-nucleus shapes and its influence on evaporation. **Phys. Rev. C**, v. 61, p. 054614, 2000.
- CHARITY, R. J. Ellipsoidal shape fluctuations of the compound nucleus. **Phys. Rev. C**, v. 64, p. 064610, 2001.
- CHARITY, R. J. et al. Emission of unstable clusters from hot Yb compound nuclei. **Phys. Rev. C**, v. 63, p. 024611, 2001.
- CHARITY, R. J. et al. Temperature and $n - p$ asymmetry dependencies of the level-density parameter in Ni+Mo fusion reactions. **Phys. Rev. C**, v. 67, p. 044611, 2003.
- COESTER, F.; COHEN, S.; DAY, B. D.; VINCENT, C. M. Variation in nuclear-matter binding energies with phase-shift-equivalent two-body potentials. **Phys. Rev. C**, v. 1, p. 769, 1970.
- COHEN, B. L. **Concepts of nuclear physics**. [S.l.]: New York: McGraw-Hill Company, 1971. 435 p.
- COLE, B. J.; DAVIDSON, N. J.; MILLER, H. G. Determination of nuclear level densities from experimental information. **Physical Review**, v. 50, p. 1913-1916, 1994.
- COLONNA, M.; CHOMAZ, P.; RANDRUP, J. Linear response in stochastic mean-field theories and the onset of instabilities. **Phys. Rev. A**, v. 567, p. 637-654, 1994.
- CURTIN, M. W.; TOKI, H.; SCOTT, D. K. Liquid-gas phase instabilities in nuclear systems. **Phys. Lett. B**, v. 123, p. 289, 1983.
- DAY, B. D. Elements of the brueckner-goldstone theory of nuclear matter. **Rev. Mod. Phys.**, v. 39, p. 719, 1967.
- DAY, B. D.; WIRINGA, R. B. Brueckner-bethe and variational calculations of nuclear matter. **Phys. Rev. C**, v. 32, p. 1057, 1985.

- DEAN, D. J.; ENGELAND, T.; HJORTH-JENSEN, M.; KARTAMYSHEV, M. P.; OSNES, E. Effective interactions and the nuclear shell-model. **Prog. Part. Nucl. Phys.**, v. 53, p. 419–500, 2004.
- DESEQUELLES, P. et al. Identification of a percolationlike critical region in the decay of excited calcium nuclei. **Phys. Rev. C**, v. 48, p. 1898, 1993.
- ERICSON, T. The statistical model and nuclear level densities. **Adv. in Phys.**, v. 9, p. 425–511, 1960.
- ERICSON, T.; STRUTINTSKY, V. **Nucl. Phys.** [S.l.: s.n.], 1958. 284 p.
- ERICSON, T.; STRUTINTSKY, V. **Nucl. Phys.** [S.l.: s.n.], 1958. 689 p.
- EULER, H. **Z. Physik**, v. 105, p. 553, 1937.
- FAI, G.; RANDRUP, J. Explosion-evaporation model for fragment production in medium-energy nuclear collisions. **Nucl. Phys. A**, v. 381, p. 557, 1982.
- FAI, G.; RANDRUP, J. Statistical simulation of complete events in energetic nuclear collisions. **Nucl. Phys. A**, v. 404, p. 551–577, 1983.
- FARRAR, K. A. Fission decay of ^{48}Cr at $E_{\text{cn}^*} \cong 60$ mev. **Phys. Rev. C**, v. 54, p. 1249–1261, 1996.
- FERMI, E. High energy nuclear events. **Progr. Theor. Phys.**, v. 5, p. 570, 1950.
- FERNBACH, S.; SERBER, R.; TAYLOR, T. B. The scattering of high energy neutrons by nuclei. **Phys. Rev.**, v. 75, p. 1352–1355, 1949.
- FESHBACH, H. **Theoretical nuclear physics**. [S.l.]: New York: Jonh Wiley & Sons, 1992.
- FESHBACH, H.; PEASLEE, D. C.; WEISSKOPF, V. F. On the scattering and absorption of particles by atomic nuclei. **Physical Review**, v. 71, p. 145–158, 1947.
- FESHBACH, H.; PORTER, C. E.; WEISSKOPF, V. F. Model for nuclear reactions neutrons. **Physical Review**, v. 96, p. 448–464, 1954.
- FESHBACH, H.; WEISSKOPF, V. F. A schematic theory of nuclear cross sections. **Physical Review**, v. 76, p. 1550–1560, 1949.
- FINEMAN, B. J. et al. "preresidue"light charged particles from $^{28}\text{Si} + ^{165}\text{Ho}$, $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$, and $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ fusion. **Phys. Rev. C**, v. 50, p. 1991–1999, 1994.
- FISHER, M. E. **Physics**. [S.l.]: Physics., 1967.
- FONG, P. Asymmetric fission. **Phys. Rev.**, v. 89, p. 332, 1953.
- FRAZIER, N.; BROWN, B. A.; ZELEVINSKY, V. Strength functions and spreading widths of simple shell model configurations. **Phys. Rev. C**, v. 54, p. 165, 1996.
- FRIEDMAN, B.; PANDHARIPANDE, V. R. Hot and cold, nuclear and neutron matter. **Nucl. Phys. A**, v. 361, p. 502, 1981.

- FRIEDMAN, W. A.; LYNCH, W. G. Statistical formalism for particle emission. **Phys. Rev. C**, v. 28, p. 16, 1983.
- GAGARIN, Y. F. et al. Sov. j. nucl. phys. **Sov. J. Nucl. Phys.**, v. 11, p. 698, 1970.
- GOLDSTONE, J. Derivation of the brueckner many-body theory. **Proc. Roy. Soc. (London)**, A239, p. 267, 1957.
- GOODMAN, A. I.; KAPUSTA, J. I.; MEKJIAN, A. Z. Liquid-gas phase instabilities and droplet formation in nuclear reactions. **Phys. Rev.**, v. 30, p. 851, 1984.
- GORIELY, S.; SAMYN, M.; PEARSON, J. Further explorations of skyrme-hartree-fock-bogoliubov mass formulas. vii. simultaneous fits to masses and fission barriers. **Nucl. Phys. C**, v. 75, p. 064312, 2007.
- GREEN, A. E. S. **Nuclear Physics**. [S.l.]: New York: McGraw-Hill Book, 1955. 535 p.
- GROSS, D. H. E. Nuclear physics with heavy ions - many body systems with specific flavour. **Nucl. Phys. A**, v. 428, p. 313–325, 1984.
- GROSS, D. H. E. Multifragmentation. **Nucl. Phys. A**, v. 553, p. 175–190, 1993.
- GROSS, D. H. E.; SATPATHY, L.; TA-CHUNG, M.; SATPATHY, M. Mass yield distribution in proton and heavy ion induced target fragmentation processes. **Z. Phys. A**, v. 309, p. 41, 1982.
- HAAR, B. ter; MALFLIET, R. Nucleons, mesons and deltas in nuclear matter. a relativistic dirac-bruckner approach. **Phys. Reports**, v. 149, p. 207, 1987.
- HAFTEL, M. I.; TABAKIN, F. Nuclear saturation and the smoothness of nucleon-nucleon potentials. **Nucl. Phys.**, A158, p. 1–42, 1970.
- HAHN, D.; STÖCKER, H. The quantum statistical model of fragment formation: Entropy and temperature extraction in heavy ion collisions. **Nucl. Phys. A**, v. 476, p. 718–772, 1988.
- HAUSER, W.; FESHACH, H. The inelastic scattering of neutrons. **Physical Review**, v. 87, p. 366–373, 1952.
- HECKMAN, H. H. et al. **Proceedings of the 14th international cosmic rays conference**. [S.l.]: Proceedings of the 14th international cosmic rays conference, Munich, 1975.
- HILSCHER, D.; ROSSNER, H. **Ann. Phys. (Paris)**. [S.l.: s.n.], 1992. 471 p.
- HODGSON, P. E. **Nuclear reactions and nuclear structure**. [S.l.]: Oxford: Clarendon, 1971.
- HOFMAN, H. M. et al. Direct reactions and Hauser-Feshbach theory. **Annals of Physics**, v. 90, p. 403–437, 1975.
- HOROWITZ, C. J.; SEROT, B. D. Self-consistent hartree description of finite nuclei in a relativistic quantum field theory. **Nucl. Phys.**, A368, p. 503, 1981.

- HOROWITZ, C. J.; SEROT, B. D. Two-nucleon correlations in a relativistic theory of nuclear matter. **Phys. Lett. B**, v. 137, p. 287, 1984.
- HOROWITZ, C. J.; SEROT, B. D. The relativistic two-nucleon problem in nuclear matter. **Nucl. Phys. A**, v. 464, p. 613, 1987.
- HUBELE, J.; KREUTZ, P.; ADLOFF, J. C. et al. Fragmentation of gold projectiles: from evaporation to total disassembly. **Z. Phys. A**, v. 340, p. 263, 1991.
- IGNATYUK, A. V.; ISTEKOV, K. K.; SMIRENKIN, G. N. The role of collective effects in the systematics of nuclear level densities. **Nuclear Physics**, v. 29, p. 450, 1979.
- IGNATYUK, A. V.; SMIRENKIN, G. N.; TISHIN, A. S. Phenomenological description of the energy dependence of the level density parameter. **Nuclear Physics**, v. 21, p. 255, 1975.
- JAKOBSSON, B. et al. The disintegration of nuclei in violent heavy ion interactions at 55a mev-110a mev. **Z. Phys. A**, v. 307, p. 293–304, 1982.
- JAQAMAN, H. R.; MEKJIAN, A. Z.; ZAMICK, L. Nuclear condensation. **Phys. Rev. C**, v. 27, p. 1782, 1983.
- JASTROW, R. Many-body problem with strong forces. **Phys. Rev.**, v. 98, p. 1479, 1955.
- KLAPDOR, H. V.; REIS, H.; ROSNER, G. Determination of critical angular momenta and spectroscopy of high-spin states by heavy ion compound reactions. **Nuclear Physics**, v. 262, p. 157–188, 1976.
- KOONIN, S. E.; DEAN, D. J.; LANGANKE, K. Shell model monte carlo methods. **Phys. Rep.**, v. 278, p. 1–77, 1997.
- KRANE, K. S. **Introduction nuclear physics**. [S.l.]: New York: Jonh Wiley & Sons, 1988. 835 p.
- KUMMEL, H.; LUHRMANN, K. H.; ZABOLITZKY, J. G. Many-fermion theory in exps-(or coupled cluster) form. **Phys. Rep.**, v. 36, p. 1â63, 1978.
- KÜPPER, W. A.; WEGMANN, G.; HILF, E. R. Thermostatic properties of symetric nuclear matter. **Ann. of Phys.**, v. 88, p. 454, 1974.
- LALAZISSIS, G. A.; KÖNIG; RING, P. New parametrization for the lagrangian density of relativistic mean field theory. **Nucl. Phys. C**, v. 55, p. 540, 1997.
- LANDAU, L. D. On the multiparticle production in high-energy collisions. **Izv.Akad.Nauk Ser.Fiz.**, v. 17, p. 51–64, 1953.
- LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M. **Statistical physics, pt 1, 3rd ed.** [S.l.: s.n.], 1980.
- LATTIMER, J. M.; PETHICK, C. J.; RAVENHALL, D. J.; LAMB, D. Q. Physical properties of hot, dense matter: The general case. **Nucl. Phys. A**, v. 432, p. 646â742, 1985.

- LIPS, V. et al. Multifragmentation induced by relativistic α projectiles. **Phys. Rev. Lett.**, v. 72, p. 1604–1607, 1994.
- LISBOA, R.; MALHEIRO, M.; CARLSON, B. V. The effect of temperature in spherical and deformed nuclei in the dhb approximation. **International Journal of Modern Physics E**, v. 16, p. 3032–3036, 2007.
- LOPEZ, J. A.; RANDRUP, J. Theory of nuclear multifragmentation : (i) transition-state treatment of the breakup process. **Nucl. Phys. A**, v. 503, p. 183, 1989.
- MACHLEIDT, R. The meson theory of nuclear forces and nuclear structure. **Adv. Nucl. Phys.**, v. 19, p. 189, 1989.
- MACHLEIDT, R.; BROCKMANN, R. **Proc. Los Alamos Workshop on Dirac Approaches in Nuclear Physics**, p. 328, 1985.
- MAHAUX, C.; SARTOR, R. **Advanced Nuclear Physics**. [S.l.: s.n.], 1991.
- MATSUSE, T.; BECK, C.; NOUICER, R.; MAHBOUB, D. Extended Hauser-Feshbach method for statistical binary decay of high-mass systems. **Phys. Rev. C**, v. 55, p. 1380–1393, 1997.
- MEKIJAN, A. Z. Explosive nucleosynthesis, equilibrium thermodynamics, and relativistic heavy-ion collisions. **Phys. Rev. C**, v. 17, p. 1051, 1978.
- MENG, J.; TOKI, H.; ZHOU, S. G.; ZHANG, S. Q.; LONG, W. H.; GENG, L. S. Relativistic continuum hartree bogoliubov theory for ground-state properties of exotic nuclei. **Prog. Part. Nucl. Phys.**, v. 57, p. 470–563, 2006.
- MILLER, L. D.; GREEN, A. E. S. Relativistic self-consistent meson field theory of spherical nuclei. **Phys. Rev. C**, v. 5, p. 241, 1972.
- MIZUSAKI, T.; OTSUKA, T.; SUGITA, M. $M1$ excitation in S_n isotopes and the proton-neutron interaction boson model. **Physical Review C**, v. 50, p. R1277–R1280, 1991.
- MOLLER, P.; NIX, J. R.; MYERS, W. D.; SWIATECKI, W. J. Nuclear ground-state masses and deformations. **Atomic Data and Nuclear Data Tables**, v. 59, p. 185–381, 1995.
- MORETTO, L. G. Statistical emission of large fragments: A general theoretical approach. **Nucl. Phys. A**, v. 247, p. 211–230, 1975.
- MORETTO, L. G.; SCHMITT, R. P. Equilibrium statistical treatment of angular momenta associated with collective modes in fission and heavy-ion reactions. **Phys. Rev. C**, v. 21, p. 204–216, 1980.
- MORETTO, L. G.; WOZNIAK, G. J. **Prog. In Part. and Nucl. Phys.** [S.l.: s.n.], 1988. 401 p.
- MOSEL, U.; ZINT, P. G.; PASSLER, K. H. Self-consistent calculations for highly excited compound nuclei. **Nucl. Phys. A**, v. 236, p. 252, 1974.

- NIKSIĆ, T.; VRETENAR, D.; FINELLI, P.; RING, P. Relativistic hartree-bogoliubov model with density-dependent meson-nucleon couplings. **Nucl. Phys. C**, v. 66, p. 024306, 2002.
- PEILERT, G.; STÖCKER, H.; GREINER, W.; ROSENHAUER, A. Multifragmentation, fragment flow, and the nuclear equation of state. **Phys. Rev. C**, v. 39, p. 1402, 1989.
- PERFILOV, N. A.; LOZHKIN, O. V.; OSTROUMOV, V. **Nuclear reactions induced by high-energy particles**. [S.l.]: Moscow, 1962.
- PLAGNOL, E. **Nouv. Ganil 44**. [S.l.]: Nouv. Ganil, 1993.
- RANDRUP, J.; KOONIN, S. E. The disassembly of nuclear matter. **Nucl. Phys. A**, v. 356, p. 223, 1981.
- RAVENHALL, D. G.; PETHICK, C. J.; LATTIMER, J. M. Nuclear interface energy at finite temperatures. **Nucl. Phys. A**, v. 407, p. 571, 1983.
- RAWITSCHER, G. H. Ingoing wave boundary condition analysis of alpha and deuteron elastic scattering cross sections. **Nuclear Physics**, v. 85, p. 337–364, 1966.
- RAY, A. et al. Compound nucleus origin of back-angle yields in the $^{31}\text{P} + ^{16}\text{O}$ and $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ reactions. **Phys. Rev. C**, v. 44, p. 514–517, 1991.
- RÖPKE, G.; MÜNCHOV, L.; SCHULZ, H. Particle clustering and mott transitions in nuclear matter at finite temperature: (i). method and general aspects. **Nucl. Phys. A**, v. 379, p. 536–552, 1982.
- RUSANOV, A. Y.; ITKIS, M. G.; OKOLOVICH, V. N. **Phys. At. Nucl.** [S.l.: s.n.], 1997. 683 p.
- SANDERS, S. J. Fusion-fission in nuclear systems with $40 \leq A_{\text{cn}} \leq 80$. **Phys. Rev. C**, v. 44, p. 2676–2693, 1991.
- SANDERS, S. J. et al. Fission-like yields in $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$, ^{44}Ca reactions. **Phys. Rev. C**, v. 34, p. 1746–1756, 1986.
- SANDERS, S. J. et al. Asymmetric fission of ^{56}Ni . **Phys. Rev. Lett.**, v. 59, p. 2856–2859, 1987.
- SANTOS, T. J.; CARLSON, B. V. Emission of intermediate mass fragments at high excitation energy. **AIP Conference Proceedings**, v. 1529, p. 284, 2013.
- SANTOS, T. J.; CARLSON, B. V. Comparison between cross sections, saddle point and scission point barriers for the $^{32}\text{s} + ^{24}\text{mg}$ reaction. **EPJ Web of Conferences**, v. 69, p. 23, 2014.
- SANTOS, T. J.; CARLSON, B. V. Compound nucleus decay: Comparison between saddle point and scission point barriers. **AIP Conference Proceedings**, v. 1625, p. 200, 2014.
- SAUER, G.; CHANDRA, H.; MOSEL, U. Thermal properties of nuclei. **Nucl. Phys. A**, v. 264, p. 221, 1976.

- SCHMITT, R. P. **Nucl. Phys.** [S.l.: s.n.], 1982. 313 p.
- SEROT, B. D.; WALECKA, J. D. The relativistic nuclear many-body problem. **Adv. Nucl. Phys.**, v. 16, p. 1–327, 1986.
- SHIVAKUMAR, B.; AYIK, S.; HARMON, B. A.; SHAPIRA, D. Transport description for capture processes in nuclear collisions. **Phys. Rev. C**, v. 38, p. 2610–2620, 1988.
- SIEMENS, P. J. Liquid-gas phase transition in nuclear matter. **Nature**, v. 305, p. 410, 1983.
- SIERK, A. J. Mass-asymmetric fission of light nuclei. **Phys. Rev. Lett.**, v. 55, p. 582–583, 1985.
- SIERK, A. J. Macroscopic model of rotating nuclei. **Phys. Rev. C**, v. 33, p. 2039–2053, 1986.
- SITENKO, A. G. **Theory of nuclear reactions**. [S.l.]: Singapore: World Scientific, 1990.
- SOBICZEWSKI, A.; GYURKOVICH, A.; BRACK, M. An asymptotic form of the smooth part of the total single-particle energy. **Nuclear Physics A**, v. 289, p. 346–364, 1977.
- SOBOTKA, L. G. et al. Compound-nucleus decay along the mass-asymmetry coordinate and the role of the Businaro-Gallone point. **Phys. Rev. Lett.**, v. 56, p. 2004–2007, 1984.
- SOUZA, R. T. et al. Multifragment emission in the reaction $^{36}\text{Ar}+^{197}$ at $e/a = 35, 50, 80$ and 110 mev. **Phys. Lett. B**, v. 268, p. 6–11, 1991.
- SPRUNG, D. W. L. **Adv. Nucl. Phys.**, v. 5, p. 225, 1972.
- STEINER, A. W.; PRAKASH, M.; LATTIMER, J. M.; ELLIS, P. J. Isospin asymmetry in nuclei and neutron stars. **Phys. Rep.**, v. 411, p. 325–375, 2005.
- STOCKER, W.; BURZLAFF, J. Liquid-drop description of the nuclear excitation energy. **Nucl. Phys. A**, v. 202, p. 265, 1973.
- STOKSTAD, R. G. **Treatise on Heavy Ion Science**. [S.l.]: Plenum, New York, 1984.
- STONE, J. R.; REINHARD, P.-G. The skyrme interaction in finite nuclei and nuclear matter. **Prog. Part. Nucl. Phys.**, v. 58, p. 587–657, 2007.
- SURAUD, E. Semi-classical calculations of hot nuclei. **Nucl. Phys. A**, v. 462, p. 109, 1987.
- THOMAS, K.; DAVIES, R.; SIERK, A. J. Conditional saddle-point configurations. **Phys. Rev. C**, v. 31, p. 915–922, 1985.
- THOMAS, T. D. Compound nuclear reactions induced by heavy ions. **Annual Review of Nuclear and Particle Science**, p. 343–406, 1969.
- TOLSTOV, K. D. **Inelastic interactions of hadrons and nuclei at high energies**. [S.l.]: Alma-Ata, 1984.

- VANDENBOSCH, R.; HUIZENGA, J. R. **Nuclear Fission (Academic, New York)**. [S.l.: s.n.], 1973.
- VAUTHERIN, D.; TREINER, J.; VENERONI, M. Evolution of hot compressed nuclei in the time-dependent hartree-fock approximation. **Phys. Lett. B**, v. 191, p. 6–10, 1987.
- VICENTINI, V.; JACUCCI, G.; PANDHARIPANDE, V. R. Fragmentation of hot classical drops. **Phys. Rev. C**, v. 31, p. 1783, 1985.
- WALECKA, J. D. A theory of highly condensed matter. **Ann. Phys. (N. Y.)**, v. 83, p. 491, 1974.
- WALLACE, S. J. Relativistic equation for nucleon-nucleus scattering. **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.**, v. 37, p. 267, 1987.
- WAPSTRA, A. H.; AUDI, G.; HOEKSTRA, R. The 1983 atomic mass evaluation: (IV). evaluation of input values, adjustment procedures. **Nucl. Phys. C**, v. 432, p. 185 – 362, 1985.
- WEISSKOPF, V. Statistics and nuclear reactions. **Physical Review**, v. 52, p. 259–303, 1937.
- WEISSKOPF, V. F. Excitation of nuclei by bombardment with charged particles. **Physical Review**, v. 53, p. 1018–1021, 1938.
- WEISSKOPF, V. F. On the radiation properties of heavy nuclei. **Physical Review**, v. 59, p. 318–319, 1941.
- WEISSKOPF, V. F.; EWING, D. H. On the yield of nuclear reactions with heavy elements. **Physical Review**, v. 57, p. 472–485, 1940.
- YOST, F. L.; WHEELER, J. A.; BREIT, G. Coulomb wave functions in repulsive fields. **Physical Review**, v. 49, p. 174–189, 1936.

Apêndice A - Matéria Nuclear com Aproximação DBHF

Matéria Nuclear é um estado teórico da matéria, com matéria uniforme de prótons e nêutrons consistindo em um gás degenerado de Fermi.

Em condições de equilíbrio termodinâmico, aglomerados macroscópicos de matéria nuclear tendem a ser eletricamente neutros, contendo nêutrons e alguns prótons além de elétrons. Estrelas de nêutrons são um exemplo de sistemas gravitacionalmente limitados com matéria nuclear eletricamente neutra, onde pressão vai a zero (na superfície) e possui um valor desconhecido no centro. Uma idealização comum é a matéria nuclear simétrica, que consiste basicamente de igual número de prótons e nêutrons, sem elétrons presentes. Núcleos atômicos são aglomerados que apresentam uma aproximada simetria nuclear, cuja coesão é garantida pela força nuclear forte (residual) à pressão zero.

Neste apêndice abordamos através de teoria quântica de campos uma aproximação Dirac-Brueckner-Hartree-Fock para a matéria nuclear. Os resultados apresentados neste e nos apêndices seguintes fazem parte de uma investigação em andamento sobre as propriedades de saturação da matéria nuclear.

A.0.1 Motivação

Núcleos atômicos são descritos por estruturas nucleares teóricas à diferentes níveis de refinamento, a partir de métodos fenomenológicos, como por exemplo o modelo Microscópico-Macroscópico (Mic-Mac) (BRACK *et al.*, 1972; SOBICZEWSKI *et al.*, 1977; MOLLER *et al.*, 1995), através de cálculos de modelos de camadas (SM) (KOONIN *et al.*, 1997; DEAN *et al.*, 2004; CAURIER *et al.*, 2005), aproximações de campos médios autoconsistentes (SCMF) (BENDER *et al.*, 2003; MENG *et al.*, 2006; STONE; REINHARD, 2007) até várias técnicas *ab initio* (KUMMEL *et al.*, 1978) empregando uma determinada interação nucleon-nucleon.

O modelo Mic-Mac, em que a energia é calculada com uma fórmula de massa empírica com efeitos quânticos adicionados com correções, foi por um longo tempo aplicado com sucesso ao problema da energia de ligação nuclear ou fissão. Neste método, calcula-se

a energia das partículas individuais em um dado potencial que é fenomenologicamente ajustado à dados nucleares. Este método despreza, no entanto, os efeitos autoconsistentes: partículas criam o potencial em que estão ligadas e o potencial influencia de volta seu movimento. Este efeito é esperado ser cada vez mais importante conforme se esteja considerando sistemas longe da estabilidade.

Modelos do tipo SM truncados utilizando uma interação de configuração (CI) efetiva foram estendidos para núcleos semi pesados. Este modelo constrói um tipo de espaço modelo em que partículas de valência interagem através de uma interação efetiva (elementos de matriz de 2 corpos). Apesar do último ser muitas vezes realizado a partir de cálculos da G-matriz usando forças microscópicas realísticas, certas combinações destes elementos de matriz são parcialmente refitados em dados experimentais em um dado espaço de configurações para cada região de massa. Procedendo desta forma, propriedades espectroscópicas num espaço de configurações favorável são descritas com uma excelente precisão (DEAN *et al.*, 2004; CAURIER *et al.*, 2005). Mesmo que o tamanho do espaço modelo cresça rapidamente conforme núcleos fiquem mais pesados, a aplicação de tal método é ainda limitada na região de massas médias.

As técnicas mais fundamentais mantêm tanto quanto possível uma ligação com interações nuas de dois e três corpos que reproduzem as defasagens de espalhamento nucleon-nucleon em espaço livre. Até agora um esforço considerável tem sido dedicado à cálculos ab-initio. Entretanto, devido à complexidade numérica aumentando com o tamanho do sistema, aproximações levam à modelos que gradualmente perdem a ligação com a força nua. Por exemplo, no caso de núcleos muito leves, a Função de Green Monte-Carlo (GFMC), pode descrever o problema de poucos corpos totalmente correlacionados a partir de forças realísticas de dois e três corpos utilizando o operador evolução exato, mas está restrito a potenciais locais. A teoria de aglomerados acoplados (CC), que constrói o estado correlacionado a partir de um produto de estados, utilizando um conjunto de expansões de operador de muitos corpos, truncado para um operador de poucos corpos, torna possíveis os cálculos até $A \sim 50$ nas imediações de (sub)camadas fechadas. O mesmo é verdadeiro para o método de função de Green autoconsistente que está sendo atualmente estendido para núcleos de camadas abertas. Observa-se que todos esses métodos, embora dando resultados essencialmente exatos, ainda se utilizam de um truncamento, embora preservando uma conexão explícita com a interação no vácuo. Assim, métodos totalmente microscópicos não são atualmente utilizados para cálculos da estrutura nuclear à grandes escalas nem para descrever a crosta de estrelas de nêutrons.

A teoria do funcional de densidade (DFT), muitas vezes referida como método de campo médio autoconsistente (SCMF) (BENDER *et al.*, 2003), é o único método microscópico no momento que pode ser aplicado ao longo de toda a paisagem nuclear, exceto para núcleos muito leves e para descrever propriedades da matéria densa (matéria uniforme e não uniforme em estrelas de nêutrons e supernovas). É importante ressaltar que a DFT para a

estrutura nuclear, representa uma implementação aproximada do conceito geral proposto por Kohn e Sham em física molecular e física da matéria condensada. O ingrediente chave da DFT é o funcional de densidade da energia que muitas vezes resulta de uma interação efetiva média. No entanto, a forma exata do funcional é difícil de determinar. O funcional de densidade de energia universal para sistemas nucleares de muitos corpos é então ajustado fenomenologicamente aos dados experimentais para núcleos finitos e correlações de muitos corpos são somados novamente por meio do uso de um potencial efetivo. Nas últimas décadas, DFTs (covariantes) relativísticas e não relativísticas tem sido desenvolvidas e aplicadas com sucesso na descrição de uma ampla variedade de fenômenos nucleares, de elemento leves a elementos pesados, do vale de estabilidade β às linhas de gotejamento e de estados fundamentais à estados excitados com grande sucesso.

Teoria do Funcional de Densidade Covariante

O funcional de densidade covariante (CDF) é geralmente formulada em termos de uma lagrangiana hadrônica. À baixas energias, é assumido que os nucleons interagem através da troca de mésons com spin J e isospin T . Tal suposição é consistente com potenciais de troca de um bóson ajustados ao espalhamento nucleon-nucleon à baixas energias. Entretanto, a troca de mésons pesados é apenas uma representação conveniente da interação nuclear efetiva. Além disso, um tratamento quantitativo da matéria nuclear e núcleos finitos precisam de uma dependência média de interações efetivas, que podem ser introduzidos através da inclusão de termos de autointeração de mésons não lineares na Lagrangiana ou assumindo explicitamente a dependência da densidade do acoplamento méson-nucleon. Os CDFs são de particular interesse em física nuclear. Podemos ilustrar algumas de suas vantagens: (1) Eles exploram propriedades básicas da QCD à baixas energias, em particular, simetrias e separação de escalas; (2) Fornecem um tratamento consistente dos graus de liberdade de spin e dependência de isospin, e incluem uma interação complexa entre as contribuições de Lorentz escalares e vetoriais induzidas no nível de QCD por uma mudança média dos condensados de quarks escalares e vetoriais; (3) Além disso, estes funcionais incluem magnetismo nuclear, isto é, uma descrição consistente de correntes e campos médios, induzidos pela parte espacial dos vetores de autoenergia; (4) Ainda mais, a força tensor, que ganhou um novo interesse recentemente, pode ser incluída se o diagrama de Fock é considerado.

Núcleos superpesados

Uma das motivações mais importantes por trás da pesquisa sobre elementos superpesados, é explorar os limites da estabilidade nuclear em termos de massa e carga, além da

limitação do número de elementos químicos. O limite da estabilidade em núcleos superpesados é essencial não só para a compreensão das propriedades nucleares, mas também da estrutura das estrelas e da evolução do universo.

Há uma atividade considerável no estudo de núcleos superpesados. Estes estudos, no entanto, são caracterizados por um enorme número de desafios críticos. Do lado experimental, estes desafios estão relacionados à produção de seções de choque muito baixas (poucos átomos por semana) e à detecção e análise destes poucos eventos com meia-vida da ordem de milisegundos. A carga do elemento mais pesado já registrado até agora é $Z=118$. Os canais de decaimento observados até agora para núcleos superpesados, sugerem a existência de uma região de maior estabilidade, induzidas por efeitos de camadas. Estes resultados experimentais não podem, entretanto, confirmar ou rejeitar as previsões teóricas para os próximos números mágicos possíveis de próton/neutron. Estes estados são levados em consideração, por exemplo, no GSI, no grupo de DUBNA e outros.

Do ponto de vista teórico, os desafios que se tem que enfrentar, são as previsões da posição dos núcleos superpesados na ilha de estabilidade. Camadas fechadas e a interação do termo spin-órbita desempenham um papel importante na estabilidade de núcleos superpesados. Como mencionado anteriormente, as previsões são atualmente realizadas por métodos Mic-Mac e SCMF. Estes modelos são utilizados, por exemplo, para confirmar os dados experimentais e fazer previsões de informações valiosas de interesse, por exemplo, energias de ligação, modos de decaimento, regiões de maior estabilidade. A abordagem Mic-Mac apesar de seu grande sucesso na previsão de energias de ligação nucleares para núcleos exóticos, dificilmente pode ser extrapolada para muitas novas regiões onde os dados experimentais são extremamente escassos. A estabilidade dos núcleos é na maiorias das vezes dirigida por efeitos de camadas e, portanto, métodos SCMF são portanto, a melhor ferramenta conceitual para explorar a região superpesada.

Núcleos exóticos

Com o desenvolvimento nos feixes de íons radioativos (RIB), os núcleos longe da estabilidade (núcleos exóticos), tornaram-se uma das vanguardas das ciências nucleares, e tem intensamente desafiado nossa compreensão sobre a natureza dos núcleos atômicos. Experimentos com RIB, tem revelado uma riqueza de fenômenos na estrutura de núcleos exóticos. Além disso, perto da linha de gotejamento de nêutrons, os nêutrons ultraperiféricos começam a se dispersarem, levando à formação de um halo numa pele de nêutrons.

A.0.2 Overview histórico

Um dos desafios mais fundamentais que permeiam a física nuclear teórica desde a metade do século passado é compreender as propriedades dos núcleos em termos das interações entre seus constituintes. Historicamente a primeira tentativa foi feita por um estudante de Heisenberg, H. Euler, que calculou as propriedades da matéria nuclear com teoria de perturbação de segunda ordem (EULER, 1937) supondo nucleons interagindo através de um potencial de dois corpos de formato Gaussiano. Quando a natureza singular deste potencial foi realizada em distâncias curtas ‘hard core’, tornou-se evidente que a teoria de perturbação convencional era inadequada. Métodos especiais de muitos corpos tiveram que ser desenvolvidos. Brueckner e coautores (BRUECKNER *et al.*, 1954) iniciaram um método que foi desenvolvido por Bethe (BETHE, 1956) e Goldstone (GOLDSTONE, 1957). Alternativamente, Jastrow (JASTROW, 1955) sugeriu tomar uma aproximação variacional para o problema nuclear de muitos corpos.

Nos anos 1960, avanços substanciais no entendimento físico da teoria de Brueckner foram feitos devido ao trabalho de Bethe e coautores (veja o review por Day (DAY, 1967)). Cálculos sistemáticos das propriedades da matéria nuclear aplicando a teoria de Brueckner começaram no final da década de 1960 e continuaram através da década de 1970 (HAFTEL; TABAKIN, 1970; BETHE, 1971; SPRUNG, 1972) (veja Ref.(MACHLEIDT, 1989)).

Várias fontes semi-empíricas sugerem que a saturação da matéria nuclear ocorre na energia por nucleon de $\epsilon/A = -16 \pm 1$ MeV e uma densidade que é equivalente ao momento de Fermi de $k_F = 1.35 \pm 0.05 \text{fm}^{-1}$ (BETHE, 1971; SPRUNG, 1972). Os resultados obtidos usando uma variedade de potenciais nucleon-nucleon (NN) mostram um comportamento em que as predições para a saturação da matéria nuclear estão localizadas ao longo de uma faixa que não encontra uma área empírica. Este fenômeno é chamado de "banda Coester" (COESTER *et al.*, 1970). O parâmetro essencial da banda Coester é a força da força tensora medida pela probabilidade predita do D-estado do dêuteron ou expressa em termos da integral de corte na matéria nuclear (MACHLEIDT, 1989).

Até este ponto, as aproximações foram baseadas no modelo mais simples para o núcleo atômico: nucleons obedecendo a equação de Schrödinger interagindo através de um potencial de dois corpos que ajusta os dados do espalhamento NN à baixas energias e as propriedades do dêuteron. A falha deste modelo para explicar a saturação nuclear indica que nós temos que estender o modelo. Uma possibilidade é incluir outros graus de liberdade para o nucleon. A teoria dos mésons da força nuclear sugere considerar, particularmente, mésons e graus de liberdade de isóbaros. Caracteristicamente, esses graus de liberdade levaram à efeitos médios da força nuclear quando inseridos tanto no problema de muitos corpos, quanto na contribuição de força de muitos nucleons (MACHLEIDT, 1989). Em geral, os efeitos médios são repulsivos as contribuições de força de muitos nucleons são atrativas. Assim, há grandes cancelamentos e o resultado líquido é muito pequeno. A

dependência da densidade desses efeitos/contribuições é tal que as propriedades de saturação da matéria nuclear não são melhoradas (DAY; WIRINGA, 1985).

Notamos que a discussão dos efeitos da força de muitos corpos aplica-se à abordagem em que forças de dois e muitos corpos são tratados em pé de igualdade, isto é, ambas as categorias de forças são baseadas nas mesmas interações méson-bárion e são tratados consistentemente. A situação é diferente se é introduzida uma força de três corpos numa base *ad hoc* com a finalidade de ajustar a saturação da matéria nuclear empírica (FRIEDMAN; PANDHARIPANDE, 1981). Tal potencial de três corpos pode ser grande, particularmente se a força de dois corpos usada diminui substancialmente a ligação da matéria nuclear. Por construção, tal força de três corpos melhora tanto a equação de estado da matéria nuclear bem como a descrição de núcleos leves.

Ainda nos anos 1970, uma aproximação relativística para a estrutura nuclear foi desenvolvida por Miller e Green (MILLER; GREEN, 1972). Eles estudaram um modelo Dirac-Hartree para o estado fundamental do núcleo que foi capaz de reproduzir as energias de ligação, a raiz quadrática média do raio, e níveis de partículas únicas, em particular as separações spin-órbita. Seu potencial consistia de uma força escalar (atrativa) e em componente vetorial (repulsivo). O modelo Dirac-Hartree-Fock foi mais desenvolvido por Brockmann (BROCKMANN; WEISE, 1981) e por Horowitz e Serot (HOROWITZ; SEROT, 1981; SEROT; WALECKA, 1986). Mais ou menos na mesma época, Clark e coautores aplicaram a equação de Dirac contendo o campo escalar e vetorial para o espalhamento próton-núcleo (ARNOLD *et al.*, 1979). O mais significativo resultado desta fenomenologia de Dirac é o ajuste quantitativo de observáveis de spin que foram apenas pobremente descritos pela equação de Schrödinger (WALLACE, 1987). Este sucesso e a teoria de Walecka sobre matéria altamente condensada (WALECKA, 1974) fizeram abordagens relativísticas muito populares. Inspirados por essas conquistas, uma extensão relativística da teoria de Brueckner foi sugerida por Shakin e colaboradores (ANASTASIO *et al.*, 1983; CELENZA; SHAKIN, 1986), conhecida como aproximação Dirac-Brueckner. A vantagem da teoria de Brueckner é que a interação livre NN é usada; assim, não há parâmetros na força que são ajustados no problema de muitos corpos. O ponto essencial da aproximação Dirac-Brueckner é usar a equação de Dirac para uma partícula única se movendo na matéria nuclear. No trabalho feito pelo grupo de Brooklyn, o efeito relativístico é calculado em teoria de perturbação de primeira ordem. Esta aproximação é evitada e uma autoconsistência total da energia relativística de uma partícula única e funções de onda foi realizada posteriormente em trabalhos feitos por Brockmann e Machleidt (BROCKMANN; MACHLEIDT, 1984; MACHLEIDT; BROCKMANN, 1985; BROCKMANN; MACHLEIDT, 1990), e por ter Haar e Malfliet (HAAR; MALFLIET, 1987). Aspectos formais envolvidos na derivação da G-matriz relativística, foi discutida em detalhes por Horowitz e Serot (HOROWITZ; SEROT, 1984; HOROWITZ; SEROT, 1987).

A característica comum de todos os resultados Dirac-Brueckner é que o efeito relativís-

tico de muitos corpos (repulsivo) é fortemente dependente da densidade, de modo que a saturação empírica da matéria nuclear pode ser explicada. Na maioria dos cálculos um potencial de troca de bóson (OBE) é usado para a força nuclear. Na ref.(MACHLEIDT; BROCKMANN, 1985) uma abordagem mais realística para a interação NN é tomada aplicando um modelo explícito para a troca 2π que envolve isóbaros Δ , assim, evitando bósons σ fictícios tipicamente usados nos modelos OBE para fornecer atração de alcance intermediário. É encontrado na ref.(MACHLEIDT; BROCKMANN, 1985) que o efeito relativístico para o modelo mais realístico é quase exatamente o mesmo que o obtido para potenciais OBE. Esta constatação parece justificar o uso do modelo OBE.

A.0.3 A aproximação Dirac-Brueckner-Hartree-Fock

A equação de Dirac para um nucleon de momento k na matéria nuclear pode ser escrita como

$$(\gamma^\mu k_\mu - M - \Sigma(k)) u(k, s) = 0 \quad ,$$

onde a auto energia de campo médio $\Sigma(k)$ representa a interação média com os outros nucleons do meio. Exigindo invariância translacional e rotacional, conservação de carga e paridade e invariância de tempo reverso, a estrutura de Dirac das auto energias dos nêutrons e prótons na matéria nuclear restante pode ser reduzida à forma

$$\Sigma_t(k) = \Sigma_t^s(k) I - \Sigma_t^0(k) \gamma^0 + \Sigma_t^v(k) \vec{\gamma} \cdot \vec{k} \quad t = n, p.$$

Para nucleons na camada de massa, os componentes da auto energia $\Sigma_t^s(k)$, $\Sigma_t^0(k)$ e $\Sigma_t^v(k)$ não dependem da magnitude do momento tridimensional $k = |\vec{k}|$, devido à invariância rotacional. Densidades de partículas de prótons e nêutrons são dadas por

$$\rho_n = \frac{1}{3\pi^2} k_{F_n}^3 \quad \text{e} \quad \rho_p = \frac{1}{3\pi^2} k_{F_p}^3.$$

Introduzindo a massa efetiva, o momento e a energia (nós suprimimos o índice t de isospin, bem como a dependência da densidade, quando possível),

$$M^*(k) = M + \Sigma^s(k) \quad , \quad \vec{k}^* = \vec{k} (1 + \Sigma^v(k)) \quad \text{e} \quad E^*(k) = E + \Sigma^0(k) \quad ,$$

as soluções de energia positiva para a equação de Dirac são dadas por

$$u(\vec{k}, s) = N(k) \left(\frac{I}{\vec{\sigma} \cdot \vec{k}^*} \right) \chi_s \quad ,$$

com normalização covariante,

$$N(k) = \sqrt{\frac{E^*(k) + M^*(k)}{2M^*(k)}} \quad , \text{ para o qual } \quad \bar{u}u = 1 \quad \text{e} \quad u^\dagger u = \frac{E^*(k)}{M^*(k)} \quad ,$$

ou normalização no referencial do repouso,

$$N(k) = \sqrt{\frac{E^*(k) + M^*(k)}{2M^*(k)}} \quad , \text{ para o qual } \quad \bar{u}u = \frac{M^*(k)}{E^*(k)} \quad \text{e} \quad u^\dagger u = 1 \quad .$$

A energia da camada aberta é dada por

$$E^{*2}(k) = M^{*2}(k) + k^{*2} \quad .$$

Na aproximação Dirac-Brueckner, as auto energias de prótons e nêutrons são determinadas em termos da interação efetiva de duas partículas antisimetrizada no meio nuclear, a G-matriz Γ de Brueckner, através da relação

$$\begin{aligned} \Sigma_n(k) &= -i \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \text{Tr} [\Gamma_{nn,nn}(k, p; k, p) G_n(p)] - i \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \text{Tr} [\Gamma_{np,np}(k, p; k, p) G_p(p)] \\ \Sigma_p(k) &= -i \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \text{Tr} [\Gamma_{pn,pn}(k, p; k, p) G_n(p)] - i \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \text{Tr} [\Gamma_{pp,pp}(k, p; k, p) G_p(p)] \quad , \end{aligned}$$

onde a propagador de partícula única $G_t(k)$ depende da auto energia através da equação de Dyson,

$$G_t(k) = G_0(k) + G_0(k) \Sigma_t(k) G_t(k) \quad .$$

A auto energia é, em geral, uma quantidade complexa. Na aproximação Dirac-Brueckner, nós usamos a aproximação de quase-partícula e desprezamos a parte imaginária da auto energia. Nós podemos então escrever os propagadores de prótons e nêutrons na matéria nuclear no repouso como

$$G(k) = (\gamma^\mu k_\mu^* + M^*) \left[\frac{1}{k^{*2} - M^{*2} + i\eta} + \frac{i\pi}{E^*(k)} \delta(k^0 - E(k)) \theta(k_F - |\vec{k}|) \right] .$$

A matriz G de Brueckner é usualmente cancelada usando a aproximação escada para a equação de Bethe-Salpeter,

$$\Gamma(p'_1 p'_2; p_1, p_2) = V(p'_1 p'_2; p_1, p_2) + \frac{i}{2} \int \frac{d^4 p''_1}{(2\pi)^4} \frac{d^4 p''_2}{(2\pi)^4} V(p'_1 p'_2; p''_1, p''_2) G_1(p''_1) G_2(p''_2) \Gamma(p''_1, p''_2; p_1, p_2) ,$$

onde V é a interação nucleon-nucleon nua antisimetrizada e a propagação intermediária fora da camada de massa é contabilizada pelo propagador de duas partículas iGG . O fator de $1/2$ evita dupla contagem devido à interação antisimetrizada nua. A conservação do quadrimomento total permite que uma das integrais seja realizada imediatamente, resultando em

$$\Gamma(q', q|P) = V(q', q) + \frac{i}{2} \int \frac{d^4 q''}{(2\pi)^4} V(q', q'') G_1\left(\frac{P}{2} + q''\right) G_2\left(\frac{P}{2} + q''\right) \Gamma(q'', q|P) ,$$

onde

$$P = p_1 + p_2 = p'_1 + p'_2 , \quad q = \frac{p_1 - p_2}{2} , \quad p_1 = \frac{P}{2} + q , \quad p_2 = \frac{P}{2} - q , \quad \text{etc.}$$

e nós usamos o fato que a interação nua nucleon-nucleon é covariante para escrever isto como $V(q, q')$.

A equação integral quadridimensional é difícil de resolver e é usualmente reduzida à uma equação tridimensional de maneira que preserve a unitariedade de dois corpos para a energias positivas de estados de duas partículas (veja Horowitz e Serot, Nucl. Phys. **A464** (1987) 613 para um excelente sumário da técnica). A equação pode ser expressa como

$$\Gamma(p'_1 p'_2; p_1, p_2) = V(q', q) + \frac{1}{2} \int \frac{d^3 q''}{(2\pi)^3} V(q', q'') \Lambda_1^+ \left(\frac{\vec{P}}{2} + \vec{q}'' \right) \Lambda_2^+ \left(\frac{\vec{P}}{2} - \vec{q}'' \right) \times \\ \times Q(q''|P) g(q''|P) \Gamma(q'', q|P) ,$$

onde

$$\Lambda_i^+ = \sum_{\lambda} u_i(\vec{q}, \lambda) \bar{u}_i(\vec{q}, \lambda)$$

é o operador de projeção do estado das partículas de energia positiva normalizados de momento \vec{k} covariante, $g(k|P)$ é o propagador de dois corpos reduzido e $Q(k|P)$ é o fator de Pauli blocking que impede espalhamentos através dos estados intermediários ocupados. O fator de Pauli blocking é discutido em mais detalhes no apêndice A. Tendo restringido a propagação para estados de energias positivas, nós podemos completar a redução das equações de Bethe-Salpeter projetando sobre estados de energia positiva iniciais e finais normalizados covariantemente. Nós definimos

$$\begin{aligned} \langle \lambda'_1 \lambda'_2 | v(\vec{q}', \vec{q} | \vec{P}) | \lambda_1 \lambda_2 \rangle &= \bar{u}_1 \left(\frac{\vec{P}}{2} + \vec{q}', \lambda'_1 \right) \bar{u}_2 \left(\frac{\vec{P}}{2} - \vec{q}', \lambda'_2 \right) V(q', q) \\ &\quad \times u_1 \left(\frac{\vec{P}}{2} + \vec{q}, \lambda_1 \right) u_2 \left(\frac{\vec{P}}{2} - \vec{q}, \lambda_2 \right) \end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned} \langle \lambda'_1 \lambda'_2 | \gamma(\vec{q}', \vec{q} | \vec{P}) | \lambda_1 \lambda_2 \rangle &= \bar{u}_1 \left(\frac{\vec{P}}{2} + \vec{q}', \lambda'_1 \right) \bar{u}_2 \left(\frac{\vec{P}}{2} - \vec{q}', \lambda'_2 \right) \Gamma(q', q | P) \\ &\quad \times u_1 \left(\frac{\vec{P}}{2} + \vec{q}, \lambda_1 \right) u_2 \left(\frac{\vec{P}}{2} - \vec{q}, \lambda_2 \right). \end{aligned}$$

Suprimindo os índices de spin, a equação de Bethe-Salpeter pode ser escrita como

$$\gamma(\vec{q}', \vec{q} | \vec{P}) = v(\vec{q}', \vec{q} | \vec{P}) + \frac{1}{2} \int \frac{d^3 q''}{(2\pi)^3} v(\vec{q}', \vec{q}'' | \vec{P}) Q(q'' | P) g(q'' | P) \gamma(\vec{q}'', \vec{q} | \vec{P}).$$

Essa equação é mais facilmente resolvida no referencial de repouso de espalhamento das partículas. Nessa situação, tomamos o propagador como tendo a forma

$$g(\vec{q} | P) = \begin{cases} 2 \frac{M_1^* M_2^*}{E_1^*(q) E_2^*(q)} \frac{E_1^*(q) + E_2^*(q)}{s^* - (E_1^*(q) + E_2^*(q))^2 + i\eta} & \text{BBS, EH} \\ \frac{M_1^* M_2^*}{E_1^*(q) E_2^*(q)} \frac{1}{\sqrt{s^* - E_1^*(q) - E_2^*(q) + i\eta}} & \text{TH, SCH} \end{cases}$$

onde

$$E_i^*(q) = \sqrt{q^2 + M_i^{*2}}$$

e s^* é a massa invariante quadrada do par de partículas iniciais,

$$s^* = P^{*2} = \left(\sqrt{p_1^{*2} + M_1^{*2}} + \sqrt{p_2^{*2} + M_2^{*2}} \right)^2 - (\vec{p}_1^* + \vec{p}_2^*)^2.$$

Note que nós não levamos em conta a dependência de momento das auto energias no propagador, usando ao invés a massa efetiva do par de partículas iniciais para todos os valores do momento,

$$M_1^* = M_1^*(\vec{p}_1) \quad \text{e} \quad M_2^* = M_2^*(\vec{p}_2).$$

Usamos aqui a nomenclatura de Horowitz e Serot para as diferentes formas do propagador: BBS - Blanckenbecler-Sugar, EH - Erkelenz-Holinde, TH - Thompson e SCH - Schierholz. As formas BBS e TH da equação desprezam efeitos de retardo na interação enquanto as formas EH e SCH os inclui. Nós notamos que Horowitz e Serot escrevem a forma EH e SCH do propagador como $(E_1^*(q) + E_2^*(q)) / \sqrt{s^*}$ vezes a forma dada aqui.

Na matéria nuclear assimétrica, os efeitos da interação de espalhamento neutron-neutron e próton-próton são distintas, satisfazendo as equações

$$\begin{aligned} \gamma_{nn,nn}(\vec{q}', \vec{q}) &= v_{nn,nn}(\vec{q}', \vec{q}) + \frac{1}{2} \int \frac{d^3 q''}{(2\pi)^3} v_{nn,nn}(\vec{q}', \vec{q}'') Q_{nn}(q'') g_{nn}(q'') \gamma_{nn,nn}(\vec{q}'', \vec{q}) \\ \gamma_{pp,pp}(\vec{q}', \vec{q}) &= v_{pp,pp}(\vec{q}', \vec{q}) + \frac{1}{2} \int \frac{d^3 q''}{(2\pi)^3} v_{pp,pp}(\vec{q}', \vec{q}'') Q_{pp}(q'') g_{pp}(q'') \gamma_{pp,pp}(\vec{q}'', \vec{q}) \end{aligned}$$

onde nós temos suprimido o momento do centro de massa conservado em todos os termos. Na matéria nuclear simétrica, $\gamma_{nn,nn} = \gamma_{pp,pp}$.

O efeito da interação neutron-proton é mais convenientemente escrito na forma da matriz,

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \gamma_{np,np}(\vec{q}', \vec{q}) & \gamma_{np,pn}(\vec{q}', \vec{q}) \\ \gamma_{pn,np}(\vec{q}', \vec{q}) & \gamma_{pn,pn}(\vec{q}', \vec{q}) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} v_{np,np}(\vec{q}', \vec{q}) & v_{np,pn}(\vec{q}', \vec{q}) \\ v_{pn,np}(\vec{q}', \vec{q}) & v_{pn,pn}(\vec{q}', \vec{q}) \end{pmatrix} + \int \frac{d^3 q''}{(2\pi)^3} \begin{pmatrix} v_{np,np}(\vec{q}', \vec{q}'') & v_{np,pn}(\vec{q}', \vec{q}'') \\ v_{pn,np}(\vec{q}', \vec{q}'') & v_{pn,pn}(\vec{q}', \vec{q}'') \end{pmatrix} \\ &\times Q_{pn}(q'') g_{pn}(q'') \begin{pmatrix} \gamma_{np,np}(\vec{q}'', \vec{q}) & \gamma_{np,pn}(\vec{q}'', \vec{q}) \\ \gamma_{pn,np}(\vec{q}'', \vec{q}) & \gamma_{pn,pn}(\vec{q}'', \vec{q}) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Na representação de helicidade, os propagadores G e operadores de blocking Q são diagonais. A interação efetiva γ e a interação nua v podem ambas serem expandidas em termos das helicidades de autovalores de $\pm 1/2$, que nós escrevemos como \pm . A equação de Brueckner é então

$$\begin{aligned} \langle \lambda'_1 \lambda'_2 | \gamma(\vec{q}', \vec{q}) | \lambda_1 \lambda_2 \rangle &= \langle \lambda'_1 \lambda'_2 | v(\vec{q}', \vec{q}) | \lambda_1 \lambda_2 \rangle + \sum_{\lambda''_1 \lambda''_2} \int \frac{d^3 q''}{(2\pi)^3} \langle \lambda'_1 \lambda'_2 | v(\vec{q}', \vec{q}'') | \lambda''_1 \lambda''_2 \rangle \times \\ &\times Q(q'') g(q'') \langle \lambda''_1 \lambda''_2 | \gamma(\vec{q}'', \vec{q}) | \lambda_1 \lambda_2 \rangle. \end{aligned}$$

Ambas as interações e os elementos da G-matriz matrix podem ser decompostos em ondas parciais como,

$$\langle \lambda'_1 \lambda'_2 | \gamma(\vec{q}', \vec{q} | P) | \lambda_1 \lambda_2 \rangle = \frac{1}{4\pi} \sum_j (2+1) d_{\lambda\lambda'}^j(\theta) \langle \lambda'_1 \lambda'_2 | \gamma^j(q', q | P) | \lambda_1 \lambda_2 \rangle,$$

onde θ é o ângulo de espalhamento entre \vec{q} e \vec{q}' , $\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ e $\lambda' = \lambda'_1 - \lambda'_2$. A equação de Brueckner também se decompõe em equações para cada onda parcial,

$$\begin{aligned} \langle \lambda'_1 \lambda'_2 | \gamma^j(q', q) | \lambda_1 \lambda_2 \rangle &= \langle \lambda'_1 \lambda'_2 | v^j(q', q) | \lambda_1 \lambda_2 \rangle + \sum_{\lambda''_1 \lambda''_2} \int \frac{q''^2 dq''}{(2\pi)^3} \langle \lambda'_1 \lambda'_2 | v^j(q', q'') | \lambda''_1 \lambda''_2 \rangle \times \\ &\times Q(q'') g(q'') \langle \lambda''_1 \lambda''_2 | \gamma^j(q'', q) | \lambda_1 \lambda_2 \rangle. \end{aligned}$$

Usando a conservação da paridade, que implica que

$$\langle \lambda'_1 \lambda'_2 | v^j(q', q) | \lambda_1 \lambda_2 \rangle = \langle -\lambda'_1 - \lambda'_2 | v^j(q', q) | -\lambda_1 - \lambda_2 \rangle$$

nós podemos reduzir o número de elementos de matriz independentes de v e γ para 8. Nós definimos (suprimindo a dependência no momento e seguindo Erkelenz (K. Erkelenz, Phys. Rep. 13 (1974) 191) tanto quanto possível)

$$\begin{aligned} v_1^j &= \langle ++ | v^j | ++ \rangle = \langle -- | v^j | -- \rangle \\ v_2^j &= \langle ++ | v^j | -- \rangle = \langle -- | v^j | ++ \rangle \\ v_3^j &= \langle +- | v^j | +- \rangle = \langle -+ | v^j | -+ \rangle \\ v_4^j &= \langle +- | v^j | -+ \rangle = \langle -+ | v^j | +- \rangle \\ v_5^j &= \langle ++ | v^j | +- \rangle = \langle -- | v^j | -+ \rangle \\ v_6^j &= \langle +- | v^j | ++ \rangle = \langle -+ | v^j | -- \rangle \\ v_7^j &= \langle ++ | v^j | -+ \rangle = \langle -- | v^j | +- \rangle \\ v_8^j &= \langle +- | v^j | -- \rangle = \langle -+ | v^j | ++ \rangle, \end{aligned}$$

com os elementos de matriz de γ^j definidos de maneira semelhante. Note que ambos v^j e γ^j ainda podem ser matrizes sem termos dos estados de neutrons, protons e suas antipartículas (ou estados de energia negativa). Eles estão simplesmente organizados aqui de acordo com o operador helicidade de estados. Suprimindo a integral de momento e os operadores diagonais do propagador/blocking, a equação de Brueckner pode ser escrita

como

$$\begin{pmatrix} \gamma_1^j & \gamma_5^j & \gamma_7^j & \gamma_2^j \\ \gamma_6^j & \gamma_3^j & \gamma_4^j & \gamma_8^j \\ \gamma_8^j & \gamma_4^j & \gamma_3^j & \gamma_6^j \\ \gamma_2^j & \gamma_7^j & \gamma_5^j & \gamma_1^j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_1^j & v_5^j & v_7^j & v_2^j \\ v_6^j & v_3^j & v_4^j & v_8^j \\ v_8^j & v_4^j & v_3^j & v_6^j \\ v_2^j & v_7^j & v_5^j & v_1^j \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} v_1^j & v_5^j & v_7^j & v_2^j \\ v_6^j & v_3^j & v_4^j & v_8^j \\ v_8^j & v_4^j & v_3^j & v_6^j \\ v_2^j & v_7^j & v_5^j & v_1^j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \gamma_1^j & \gamma_5^j & \gamma_7^j & \gamma_2^j \\ \gamma_6^j & \gamma_3^j & \gamma_4^j & \gamma_8^j \\ \gamma_8^j & \gamma_4^j & \gamma_3^j & \gamma_6^j \\ \gamma_2^j & \gamma_7^j & \gamma_5^j & \gamma_1^j \end{pmatrix}.$$

Multiplicando na esquerda por

$$A = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

e na direita por

$$A^{-1} = A^T = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

estes podem ser reduzidos à dois conjuntos de equações,

$$\begin{pmatrix} \gamma_{1-2}^j & \gamma_{5-7}^j \\ \gamma_{6-8}^j & \gamma_{3-4}^j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_{1-2}^j & v_{5-7}^j \\ v_{6-8}^j & v_{3-4}^j \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} v_{1-2}^j & v_{5-7}^j \\ v_{6-8}^j & v_{3-4}^j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \gamma_{1-2}^j & \gamma_{5-7}^j \\ \gamma_{6-8}^j & \gamma_{3-4}^j \end{pmatrix}$$

e

$$\begin{pmatrix} \gamma_{1+2}^j & \gamma_{5+7}^j \\ \gamma_{6+8}^j & \gamma_{3+4}^j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_{1+2}^j & v_{5+7}^j \\ v_{6+8}^j & v_{3+4}^j \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} v_{1+2}^j & v_{5+7}^j \\ v_{6+8}^j & v_{3+4}^j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \gamma_{1+2}^j & \gamma_{5+7}^j \\ \gamma_{6+8}^j & \gamma_{3+4}^j \end{pmatrix},$$

onde

$$v_{i\pm k}^j = v_i^j \pm v_k^j \quad \text{e} \quad \gamma_{i\pm k}^j = \gamma_i^j \pm \gamma_k^j.$$

Este se reduz às equações de Erkelenz se

$$v_5^j = v_7^j \quad \text{e} \quad v_6^j = v_8^j.$$

No vácuo, quando a diferença de massa proton-neutron é desprezada, o princípio de Pauli junto com a conservação da isospin resulta na equação,

$$\langle \lambda'_1 \lambda'_2 | v^j | \lambda_1 \lambda_2 \rangle = \langle \lambda'_2 \lambda'_1 | v^j | \lambda_2 \lambda_1 \rangle,$$

que fornece as igualdades requeridas. Então temos

$$\gamma_5^j = \gamma_7^j \quad \text{e} \quad \gamma_6^j = \gamma_8^j$$

e as equações para γ_{1-2} e γ_{3-4} separam-se,

$$\begin{aligned}\gamma_{1-2}^j &= v_{1-2}^j + v_{1-2}^j \gamma_{1-2}^j \\ \gamma_{3-4}^j &= v_{3-4}^j + v_{3-4}^j \gamma_{3-4}^j.\end{aligned}$$

Entretanto, isto não é o caso geral, nem para espalhamento neutron-proton nem mesmo para o espalhamento neutron-neutron ou proton-proton na matéria nuclear, onde a massa efetiva do nucleon depende deste momento. Em geral, nós temos 8 amplitudes distintas para cada componente da interação efetiva.

A invariância sob inversão temporal de amplitudes na camada de massa fornece

$$v_5^j(q, q') = v_6^j(q', q) \quad \text{e} \quad v_7^j(q, q') = v_8^j(q', q)$$

e

$$\gamma_5^j(q, q') = \gamma_6^j(q', q) \quad \text{e} \quad \gamma_7^j(q, q') = \gamma_8^j(q', q),$$

de modo que existem apenas 6 amplitudes independentes na camada de massa.

Para cada onda parcial, deve-se resolver dois conjuntos de quatro equações acopladas para as amplitudes. As equações de ondas parciais são primeiro reduzidas à equações para a parte principal da integral (ver Erkelenz), que pode ser escrita como

$$r(q, q') = V(q, q') - PP \int dq'' V(q, q'') Q(q'') g_{00}(q'') r(q'', q'),$$

onde $Q(q)$ contém os fatores de Pauli blocking de espaço de fase e $g_{00}(q)$ é o propagador. Para calcular o campo médio e o espalhamento, nós apenas precisamos do valor na camada de massa de $r(p, p)$, com p sendo o valor do momento na camada de massa. Assim podemos restringir o cálculo da matriz r apenas para o caso da meia camada,

$$r(q, p) = V(q, p) - PP \int dq'' V(q, q'') Q(q'') g_{00}(q'') r(q'', p).$$

A equação da matriz r da meia camada é então resolvida usando a técnica desenvolvida por Haftel e Tabakin (M. Haftel e F. Tabakin, Nucl. Phys. A158 (1970) 1). É discretizada para $N + 1$ pontos, q_j , $j = 1, \dots, N$ e $q_{N+1} = p$ como

$$r(q_i, p) = V(q_i, p) - \sum_{j=1}^N V(q_i, q_j) g_0(q_j) r(q_j, p) + V(q_i, p) s_0 r(p, p),$$

onde os q_j são um conjunto apropriado de N pontos de integração, com pesos correspon-

dentos, w_j ,

$$g_0(q_j) = w_j Q(q_j) g_{00}(q_j) \quad \text{e} \quad s_0 = Q(p) \sum_{j=1}^N w_j g_{00}(q_j) .$$

As matrizes à serem construídas nos casos pp ou nn são

$$V_{11}(q_1, q_2) = \begin{pmatrix} \delta_{q_1 q_2} + v_{1\pm}(q_1, q_2)g_0(q_2) & -v_{1\pm}(q_1, p)s_0 & v_{5\pm}(q_1, q_2)g_0(q_2) & -v_{5\pm}(q_1, p)s_0 \\ v_{1\pm}(p, q_2)g_0(q_2) & 1 - v_{1\pm}(p, p)s_0 & v_{5\pm}(p, q_2)g_0(q_2) & -v_{5\pm}(p, p)s_0 \\ v_{6\pm}(q_1, q_2)g_0(q_2) & -v_{6\pm}(q_1, p)s_0 & \delta_{q_1 q_2} + v_{3\pm}(q_1, q_2)g_0(q_2) & -v_{3\pm}(q_1, p)s_0 \\ v_{6\pm}(p, q_2)g_0(q_2) & -v_{6\pm}(p, p)s_0 & v_{3\pm}(p, q_2)g_0(q_2) & 1 - v_{3\pm}(p, p)s_0 \end{pmatrix}$$

onde o \pm refere-se aos pares de integração somados e subtraídos. A solução é obtida de

$$\vec{r}_1 = V_{11}^{-1} \vec{w}_1 ,$$

onde

$$\vec{r}_1 = \begin{pmatrix} r_{1\pm}(q_i, p) & r_{5\pm}(q_i, p) \\ r_{1\pm}(p, p) & r_{5\pm}(p, p) \\ r_{6\pm}(q_i, p) & r_{3\pm}(q_i, p) \\ r_{6\pm}(p, p) & r_{3\pm}(p, p) \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad \vec{w}_1 = \begin{pmatrix} v_{1\pm}(q_i, p) & v_{5\pm}(q_i, p) \\ v_{1\pm}(p, p) & v_{5\pm}(p, p) \\ v_{6\pm}(q_i, p) & v_{3\pm}(q_i, p) \\ v_{6\pm}(p, p) & v_{3\pm}(p, p) \end{pmatrix}$$

Nos casos np ou pn , nós temos

$$V = \begin{pmatrix} V_{11} & V_{12} \\ V_{21} & V_{22} \end{pmatrix}$$

onde V_{11} é acima e V_{12} é obtido dos elementos de matriz da interação com a troca de carga,

$$V_{12} = \begin{pmatrix} u_{1\pm}(q_1, q_2)g_0(q_2) & -u_{1\pm}(q_1, p)s_0 & u_{5\pm}(q_1, q_2)g_0(q_2) & -u_{5\pm}(q_1, p)s_0 \\ u_{1\pm}(p, q_2)g_0(q_2) & -u_{1\pm}(p, p)s_0 & u_{5\pm}(p, q_2)g_0(q_2) & -u_{5\pm}(p, p)s_0 \\ u_{6\pm}(q_1, q_2)g_0(q_2) & -u_{6\pm}(q_1, p)s_0 & u_{3\pm}(q_1, q_2)g_0(q_2) & -u_{3\pm}(q_1, p)s_0 \\ u_{6\pm}(p, q_2)g_0(q_2) & -u_{6\pm}(p, p)s_0 & u_{3\pm}(p, q_2)g_0(q_2) & -u_{3\pm}(p, p)s_0 \end{pmatrix} .$$

As outras duas submatrizes podem ser obtidas a partir das matrizes $j\tilde{A}_i$ calculadas através da troca completa das partículas 1 e 2.

Nós assim temos

$$V_{21} = \begin{pmatrix} u_{1\pm}(q_1, q_2)g_0(q_2) & -u_{1\pm}(q_1, p)s_0 & u_{5\pm}(q_1, q_2)g_0(q_2) & -u_{5\pm}(q_1, p)s_0 \\ u_{1\pm}(p, q_2)g_0(q_2) & -u_{1\pm}(p, p)s_0 & u_{5\pm}(p, q_2)g_0(q_2) & -u_{5\pm}(p, p)s_0 \\ u_{6\pm}(q_1, q_2)g_0(q_2) & -u_{6\pm}(q_1, p)s_0 & u_{3\pm}(q_1, q_2)g_0(q_2) & -u_{3\pm}(q_1, p)s_0 \\ u_{6\pm}(p, q_2)g_0(q_2) & -u_{6\pm}(p, p)s_0 & u_{3\pm}(p, q_2)g_0(q_2) & -u_{3\pm}(p, p)s_0 \end{pmatrix}$$

e

$$V_{22} = \begin{pmatrix} \delta_{q_1 q_2} + v_{1\pm}(q_1, q_2)g_0(q_2) & -v_{1\pm}(q_1, p)s_0 & v_{5\pm}(q_1, q_2)g_0(q_2) & -v_{5\pm}(q_1, p)s_0 \\ v_{1\pm}(p, q_2)g_0(q_2) & 1 - v_{1\pm}(p, p)s_0 & v_{5\pm}(p, q_2)g_0(q_2) & -v_{5\pm}(p, p)s_0 \\ v_{6\pm}(q_1, q_2)g_0(q_2) & -v_{6\pm}(q_1, p)s_0 & \delta_{q_1 q_2} + v_{3\pm}(q_1, q_2)g_0(q_2) & -v_{3\pm}(q_1, p)s_0 \\ v_{6\pm}(p, q_2)g_0(q_2) & -v_{6\pm}(p, p)s_0 & v_{3\pm}(p, q_2)g_0(q_2) & 1 - v_{3\pm}(p, p)s_0 \end{pmatrix}.$$

Neste caso, a solução é obtida de

$$\begin{pmatrix} \vec{r}_1 \\ \vec{r}_2 \end{pmatrix} = V^{-1} \begin{pmatrix} \vec{w}_1 \\ \vec{w}_2 \end{pmatrix},$$

onde \vec{r}_1 e \vec{w}_1 são como descritos acima e

$$\vec{r}_2 = \begin{pmatrix} \bar{r}_{1\pm}(q_i, p) & \bar{r}_{5\pm}(q_i, p) \\ \bar{r}_{1\pm}(p, p) & \bar{r}_{5\pm}(p, p) \\ \bar{r}_{6\pm}(q_i, p) & \bar{r}_{3\pm}(q_i, p) \\ \bar{r}_{6\pm}(p, p) & \bar{r}_{3\pm}(p, p) \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad \vec{w}_2 = \begin{pmatrix} u_{1\pm}(q_i, p) & u_{5\pm}(q_i, p) \\ u_{1\pm}(p, p) & u_{5\pm}(p, p) \\ u_{6\pm}(q_i, p) & u_{3\pm}(q_i, p) \\ u_{6\pm}(p, p) & u_{3\pm}(p, p) \end{pmatrix}.$$

A amplitudes de helicidade completas das ondas parciais podem então ser calculadas algebricamente em termos de suas partes principais como

$$\gamma(p, p) = \frac{r(p, p)}{1 + i\phi r(p, p)},$$

onde ϕ é a o fator espaço de fase que é zero se o momento na camada de massa é Pauli blocked. As amplitudes são então construídas a partir de somatórios de ondas parciais.

Para calcular as auto energias, nós necessitamos da forma de Dirac completa da interação efetiva da matéria nuclear no referencial de repouso. Entretanto, nós calculamos a projeção da interação efetiva nos estados de energia positivas na situação de repouso de duas partículas. Para fazer o contato entre as duas, nós seguimos Horowitz e Serot e representamos a interação efetiva como um produto direto covariante de matrizes de

Dirac de duas partículas. Isto é, nós escrevemos

$$\begin{aligned}\Gamma(q', q|P) &= \sum_m \Gamma^m(q', q|P) \kappa_m^{(1)} \cdot \kappa_m^{(2)} \\ &= \Gamma^S(q', q|P) I^{(1)} I^{(2)} + \Gamma^V(q', q|P) \gamma_\mu^{(1)} \gamma^{(2)\mu} + \Gamma^T(q', q|P) \sigma_{\mu\nu}^{(1)} \sigma^{(2)\mu\nu} \\ &\quad + \Gamma^A(q', q|P) \gamma_5^{(1)} \gamma_\mu^{(1)} \gamma_5^{(2)} \gamma^{(2)\mu} + \Gamma^P(q', q|P) \gamma_5^{(1)} \gamma_5^{(2)},\end{aligned}$$

onde as funções $\Gamma^m(q', q|P)$ são escalares de Lorentz.

Para calcular a auto energia, a interação efetiva na camada de massa é necessária na direção a frente, $\theta \rightarrow 0$, onde $\cos \theta = \hat{q} \cdot \hat{q}'$. Seguindo Horowitz e Serot, mostramos que no referencial de repouso de duas partículas,

$$\begin{aligned}\lim_{\theta \rightarrow 0} \gamma_1(q', q|P) &= \sum_j \frac{2j+1}{4\pi} \gamma_1^j(q|P) \equiv \gamma_1^{(0)}(q|P) \\ \lim_{\theta \rightarrow 0} \gamma_2(q', q|P) &= \sum_j \frac{2j+1}{4\pi} \gamma_2^j(q|P) \equiv \gamma_2^{(0)}(q|P) \\ \lim_{\theta \rightarrow 0} \gamma_3(q', q|P) &= \sum_j \frac{2j+1}{4\pi} \gamma_3^j(q|P) \equiv \gamma_3^{(0)}(q|P) \\ \lim_{\theta \rightarrow 0} \gamma_4(q', q|P) &= \frac{\theta^2}{4} \sum_j \frac{2j+1}{4\pi} \frac{j(j+1)}{2} \gamma_4^j(q|P) \equiv \frac{\theta^2}{4} \gamma_4^{(0)}(q|P) \\ \lim_{\theta \rightarrow 0} \gamma_5(q', q|P) &= -\frac{\theta}{2} \sum_j \frac{2j+1}{4\pi} \sqrt{j(j+1)} \gamma_5^j(q|P) \equiv -\frac{\theta}{2} \gamma_5^{(0)}(q|P) \\ \lim_{\theta \rightarrow 0} \gamma_7(q', q|P) &= \frac{\theta}{2} \sum_j \frac{2j+1}{4\pi} \sqrt{j(j+1)} \gamma_7^j(q|P) \equiv \frac{\theta}{2} \gamma_7^{(0)}(q|P).\end{aligned}$$

Os dois elementos restantes da matriz, γ_6 e γ_8 , são redundantes para a camada de massa desde que sejam iguais à γ_5 e γ_7 , respectivamente. Nós podemos também calcular as expressões limitantes para os elementos de matriz como

$$\begin{aligned}\lim_{\theta \rightarrow 0} \langle s'_1 s'_2 | \gamma(q', q|P) | s_1 s_2 \rangle &= \sum_m \Gamma^m(q, q|P) \lim_{\theta \rightarrow 0} \bar{u}_1 \left(\frac{\vec{P}}{2} + \vec{q}', s'_1 \right) \bar{u}_2 \left(\frac{\vec{P}}{2} - \vec{q}', s'_2 \right) \\ &\quad \times \kappa_m^{(1)} \cdot \kappa_m^{(2)} u_1 \left(\frac{\vec{P}}{2} + \vec{q}, s_1 \right) u_2 \left(\frac{\vec{P}}{2} - \vec{q}, s_2 \right).\end{aligned}$$

Estes últimos produzem a mesma dependência angular que as expressões acima. Fatorando esta dependência para que o limite $\theta \rightarrow 0$ forneça expressões finitas mas não nulas, podemos escrever

$$\gamma_i^{(0)}(q|P) = \sum_m C_{im} \Gamma^m(q, \theta = 0|P), \quad i = 1, 2, 3, 4, 5, 7$$

onde

$$C_{im} = \frac{1}{M_1^* M_2^*} \begin{pmatrix} M_1^* M_2^* & E_1^* E_2^* + p^{*2} & -M_1^* M_2^* & E_1^* E_2^* + p^{*2} & 0 \\ 0 & 0 & 2(E_1^* E_2^* + p^{*2}) & -2M_1^* M_2^* & 0 \\ M_1^* M_2^* & E_1^* E_2^* + p^{*2} & M_1^* M_2^* & -E_1^* E_2^* - p^{*2} & 0 \\ E_1^* E_2^* & M_1^* M_2^* & E_1^* E_2^* - p^{*2} & -M_1^* M_2^* & -p^{*2} \\ -E_2^* M_1^*/2 & -E_1^* M_2^*/2 & -E_2^* M_1^*/2 & E_1^* M_2^*/2 & 0 \\ -E_1^* M_2^*/2 & -E_2^* M_1^*/2 & -E_1^* M_2^*/2 & E_2^* M_1^*/2 & 0 \end{pmatrix},$$

com $E_i^* = \sqrt{p^{*2} + M_i^{*2}}$. Note que os termos tensoriais nesta matriz (terceira coluna) diferem daqueles em Horowitz e Serot por um fator de 2 devido ao fato que eles somam sobre os 6 distintos $\sigma_{\mu\nu}$ duas vezes (como $\sigma_{\mu\nu}$ e $\sigma_{\nu\mu}$). Como a matriz C_{im} não é maior que 5×5 , não é possível inverter para obter os escalares de Lorentz. Em vez disso, como estão agora sobre determinados, o melhor que nós podemos fazer é obter os valores ótimos minimizando uma soma de quadrados. Para isto, nós definimos f como

$$f[\Gamma^m] = \sum_i \left(\gamma_i^{(0)} - \sum_m C_{im} \Gamma^m \right)^2 = \left(\vec{\gamma}^T - \vec{\Gamma}^T C^T \right) \cdot \left(\vec{\gamma} - C \vec{\Gamma} \right).$$

O mínimo com respeito às variações de Γ^m é dado por

$$\vec{\Gamma} = (C^T C)^{-1} C^T \vec{\gamma}.$$

Se C for a matriz original 5×5 C_0 e $\vec{\gamma}_0$ os primeiros 5 componentes da interação efetiva, isto deveria reduzir à $\vec{\Gamma} = C_0^{-1} \vec{\gamma}_0$. Para vermos este efeito de limitação extra, nós escrevemos

$$C = \begin{pmatrix} C_0 \\ \vec{c}_7^T \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} \vec{\gamma}_0 \\ \gamma_7 \end{pmatrix}.$$

Nós então temos

$$\begin{aligned} \vec{\Gamma} &= \left[\begin{pmatrix} C_0^T & \vec{c}_7 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_0 \\ \vec{c}_7^T \end{pmatrix} \right]^{-1} \begin{pmatrix} C_0^T & \vec{c}_7 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{\gamma}_0 \\ \gamma_7 \end{pmatrix} \\ &= [C_0^T C_0 + \vec{c}_7 \vec{c}_7^T]^{-1} (C_0^T \vec{\gamma}_0 + \gamma_7 \vec{c}_7) \\ &= \left(C_0^{-1} C_0^{T-1} - \frac{C_0^{-1} C_0^{T-1} \vec{c}_7 \vec{c}_7^T C_0^{-1} C_0^{T-1}}{1 + \vec{c}_7^T C_0^{-1} C_0^{T-1} \vec{c}_7} \right) (C_0^T \vec{\gamma}_0 + \gamma_7 \vec{c}_7) \\ &= C_0^{-1} \vec{\gamma}_0 + \frac{C_0^{-1} C_0^{T-1} \vec{c}_7}{1 + \vec{c}_7^T C_0^{-1} C_0^{T-1} \vec{c}_7} (\gamma_7 - \vec{c}_7^T C_0^{-1} \vec{\gamma}_0). \end{aligned}$$

A expressão em parênteses na última linha é a expressão para a limitação adicional em termos dos invariantes de Lorentz obtidos resolvendo as 5 primeiras equações. Assim, se a limitação adicional é consistente com a solução das 5 primeiras equações, isto deixará a solução não modificada. Como esperamos $\gamma_5^j \approx \gamma_7^j$, podemos isolar melhor a nova limitação

da transformação usando as combinações lineares de γ_5^j e γ_7^j que aparecem nas equações de Brueckner. Nós tomamos

$$\begin{aligned}\lim_{\theta \rightarrow 0} (\gamma_5(q', q|P) - \gamma_7(q', q|P)) &= -\frac{\theta}{2} \sum_j \frac{2j+1}{4\pi} \sqrt{j(j+1)} \gamma_{5+7}^j(q|P) \equiv -\frac{\theta}{2} \gamma_{5+}^{(0)}(q|P) \\ \lim_{\theta \rightarrow 0} (\gamma_5(q', q|P) + \gamma_7(q', q|P)) &= -\frac{\theta}{2} \sum_j \frac{2j+1}{4\pi} \sqrt{j(j+1)} \gamma_{5-7}^j(q|P) \equiv -\frac{\theta}{2} \gamma_{5-}^{(0)}(q|P),\end{aligned}$$

que fornece

$$\gamma_i^{(0)}(q|P) = \sum_m \tilde{C}_{im}^{(0)} \Gamma^m(q, \theta = 0|P), \quad i = 1, 2, 3, 4, 5+, 5-,$$

com

$$\tilde{C}_{im}^{(0)} = \frac{1}{M_1^* M_2^*} \begin{pmatrix} M_1^* M_2^* & E_1^* E_2^* + p^{*2} \\ 0 & 0 \\ M_1^* M_2^* & E_1^* E_2^* + p^{*2} \\ E_1^* E_2^* & M_1^* M_2^* \\ -(E_2^* M_1^* + E_1^* M_2^*)/2 & -(E_2^* M_1^* + E_1^* M_2^*)/2 \\ (E_1^* M_2^* - E_2^* M_1^*)/2 & -(E_1^* M_2^* - E_2^* M_1^*)/2 \\ -M_1^* M_2^* & E_1^* E_2^* + p^{*2} & 0 \\ 2(E_1^* E_2^* + p^{*2}) & -2M_1^* M_2^* & 0 \\ M_1^* M_2^* & -E_1^* E_2^* - p^{*2} & 0 \\ E_1^* E_2^* - p^{*2} & -M_1^* M_2^* & -p^{*2} \\ -(E_2^* M_1^* + E_1^* M_2^*)/2 & (E_2^* M_1^* + E_1^* M_2^*)/2 & 0 \\ (E_1^* M_2^* - E_2^* M_1^*)/2 & (E_1^* M_2^* - E_2^* M_1^*)/2 & 0 \end{pmatrix}.$$

Desde que nós temos a interação antisimetrizada, o termo direto é suficiente para o cálculo das contribuições nn e pp para o campo médio. A interação pn e as interações efetivas tem termos de troca irredutíveis, $\langle np | v | pn \rangle$ e $\langle np | \gamma | pn \rangle$, por exemplo, que devem ser incluídos como tal. Oodemos reduzir explicitamente estes elementos de matriz como um termo de troca,

$$\begin{aligned}\lim_{\theta \rightarrow \pi} \langle s'_1 s'_2 | \gamma(q', q|P) | s_1 s_2 \rangle &= \sum_m \Gamma^m(q, q|P) \lim_{\theta \rightarrow \pi} \bar{u}_1 \left(\frac{\vec{P}}{2} + \vec{q}', s'_1 \right) \bar{u}_2 \left(\frac{\vec{P}}{2} - \vec{q}', s'_2 \right) \\ &\quad \times \kappa_m^{(1)} \cdot \kappa_m^{(2)} u_2 \left(\frac{\vec{P}}{2} - \vec{q}, s_2 \right) u_1 \left(\frac{\vec{P}}{2} + \vec{q}, s_1 \right).\end{aligned}$$

Calculamos o limite da interação de troca efetiva como

$$\begin{aligned}
 \lim_{\theta \rightarrow \pi} \gamma_1(q', q|P) &= \sum_j \frac{2j+1}{4\pi} (-1)^j \gamma_1^j(q|P) \equiv \gamma_1^{(\pi)}(q|P) \\
 \lim_{\theta \rightarrow \pi} \gamma_2(q', q|P) &= \sum_j \frac{2j+1}{4\pi} (-1)^j \gamma_2^j(q|P) \equiv \gamma_2^{(\pi)}(q|P) \\
 \lim_{\theta \rightarrow \pi} \gamma_3(q', q|P) &= \frac{(\pi-\theta)^2}{4} \sum_j \frac{2j+1}{4\pi} (-1)^j \frac{j(j+1)}{2} \gamma_3^j(q|P) \equiv \frac{(\pi-\theta)^2}{4} \gamma_3^{(\pi)}(q|P) \\
 \lim_{\theta \rightarrow \pi} \gamma_4(q', q|P) &= \sum_j \frac{2j+1}{4\pi} (-1)^j \gamma_4^j(q|P) \equiv \gamma_4^{(0)}(q|P) \\
 \lim_{\theta \rightarrow \pi} (\gamma_5(q', q|P) - \gamma_7(q', q|P)) &= -\frac{(\pi-\theta)}{2} \sum_j \frac{2j+1}{4\pi} (-1)^j \sqrt{j(j+1)} \gamma_{5+7}^j(q|P) \\
 &\equiv -\frac{(\pi-\theta)}{2} \gamma_{5+}^{(\pi)}(q|P) \\
 \lim_{\theta \rightarrow \pi} (\gamma_5(q', q|P) + \gamma_7(q', q|P)) &= -\frac{(\pi-\theta)}{2} \sum_j \frac{2j+1}{4\pi} (-1)^j \sqrt{j(j+1)} \gamma_{5-7}^j(q|P) \\
 &\equiv -\frac{(\pi-\theta)}{2} \gamma_{5-}^{(\pi)}(q|P),
 \end{aligned}$$

para o qual temos

$$\gamma_i^{(\pi)}(q|P) = \sum_m \tilde{C}_{im}^{(\pi)} \Gamma^m(q, \theta = \pi|P), \quad i = 1, 2, 3, 4, 5+, 5-,$$

com

$$\tilde{C}_{im}^{(\pi)} = \frac{1}{M_1^* M_2^*} \begin{pmatrix}
 -(E_1^* E_2^* - p^{*2} + M_1^* M_2^*)/2 & -E_1^* E_2^* - p^{*2} & M_1^* M_2^* \\
 0 & -E_1^* E_2^* + p^{*2} + M_1^* M_2^* & -2(E_1^* E_2^* + p^{*2}) \\
 (E_1^* E_2^* + p^{*2} + M_1^* M_2^*)/2 & M_1^* M_2^* & M_1^* M_2^* \\
 (E_1^* E_2^* - p^{*2} + M_1^* M_2^*)/2 & E_1^* E_2^* + p^{*2} & E_1^* E_2^* - p^{*2} \\
 -(E_2^* M_1^* + E_1^* M_2^*)/2 & -(E_2^* M_1^* + E_1^* M_2^*)/2 & -(E_2^* M_1^* + E_1^* M_2^*)/2 \\
 0 & (E_1^* M_2^* - E_2^* M_1^*)/2 & (E_1^* M_2^* - E_2^* M_1^*)/2 \\
 -E_1^* E_2^* - p^{*2} & (E_1^* E_2^* - p^{*2} - M_1^* M_2^*)/2 & \\
 E_1^* E_2^* - p^{*2} + M_1^* M_2^* & 0 & \\
 -M_1^* M_2^* & -(E_1^* E_2^* + p^{*2} - M_1^* M_2^*)/2 & \\
 -E_1^* E_2^* - p^{*2} & (E_1^* E_2^* - p^{*2} - M_1^* M_2^*)/2 & \\
 (E_2^* M_1^* + E_1^* M_2^*)/2 & 0 & \\
 -(E_1^* M_2^* - E_2^* M_1^*)/2 & (E_1^* M_2^* - E_2^* M_1^*)/2 &
 \end{pmatrix}.$$

Tendo obtido as amplitudes Γ^m , nós calculamos as auto energias. Tomando a auto

energia como um exemplo, temos

$$\begin{aligned}\Sigma_{n,\alpha\beta}(\vec{k}) &= \frac{1}{2} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left(\sum_{t=p,n} \Gamma_{n\alpha t\sigma, n\beta t\tau}(\vec{k}, \vec{p}; \vec{k}, \vec{p}) g_{t,\tau\sigma}(\vec{p}) - \Gamma_{n\alpha p\sigma, p\tau n\beta}(\vec{k}, \vec{p}; \vec{p}, \vec{k}) g_{p,\tau\sigma}(\vec{p}) \right) \\ &= \frac{1}{2} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left(\sum_{t=p,n} \sum_m \Gamma_{nt,nt}^m(q, \theta = 0|P) \kappa_{m,\alpha\beta}^{(1)} \cdot \kappa_{m,\sigma\tau}^{(2)} g_{t,\tau\sigma}(\vec{p}) \right. \\ &\quad \left. - \sum_m \Gamma_{np,pn}^m(q, \theta = \pi|P) \kappa_{m,\alpha\tau}^{(1)} \cdot \kappa_{m,\sigma\beta}^{(2)} g_{p,\tau\sigma}(\vec{p}) \right)\end{aligned}$$

onde

$$q = \frac{1}{2} |\vec{k} - \vec{p}| \quad \text{e} \quad P = |\vec{k} + \vec{p}|$$

e o propagador na camada de massa é dado por

$$g_t(\vec{p}) = \frac{E_t^*(p) \gamma^0 + \vec{\gamma} \cdot \vec{p}^* + M_t^*(p)}{E_t^*(p)} \theta(k_{Ft} - |\vec{p}|).$$

Podemos reescrever isto em forma de matriz como

$$\begin{aligned}\Sigma_n(\vec{k}) &= \frac{1}{2} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \\ &\times \left(\sum_{t=p,n} \sum_m \Gamma_{nt,nt}^m(q, \theta = 0|P) \kappa_m \text{Tr}[\kappa_m g_t(\vec{p})] \sum_m \Gamma_{np,pn}^m(q, \theta = \pi|P) \kappa_m g_p(\vec{p}) \kappa_m \right)\end{aligned}$$

com o campo médio do próton assumindo a forma análoga à

$$\begin{aligned}\Sigma_p(\vec{k}) &= \frac{1}{2} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \\ &\times \left(\sum_{t=p,n} \sum_m \Gamma_{pt,pt}^m(q, \theta = 0|P) \kappa_m \text{Tr}[\kappa_m g_t(\vec{p})] - \sum_m \Gamma_{pn,np}^m(q, \theta = \pi|P) \kappa_m g_n(\vec{p}) \kappa_m \right).\end{aligned}$$

Apenas amplitudes Γ^S e Γ^V são necessárias já que já reduzimos o termo de troca.

Reduzindo as equações para aquelas a partir dos componentes de campo médio, temos

$$\begin{aligned}
 \Sigma_n^s(k) &= 2 \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \Gamma_{nn,nn}^S(q, \theta = 0|P) \frac{M_n^*(p)}{E_n^*(p)} \theta(k_{Fn} - |\vec{p}|) \\
 &\quad + 2 \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} (\Gamma_{np,np}^S(q, \theta = 0|P) - \Gamma_{np,pn}^S(q, \theta = \pi|P)) \frac{M_p^*(p)}{E_p^*(p)} \theta(k_{Fp} - |\vec{p}|) \\
 \Sigma_n^0(k) &= -2 \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \Gamma_{nn,nn}^V(q, \theta = 0|P) \theta(k_{Fn} - |\vec{p}|) \\
 &\quad - 2 \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} (\Gamma_{np,np}^V(q, \theta = 0|P) - \Gamma_{np,pn}^V(q, \theta = \pi|P)) \theta(k_{Fp} - |\vec{p}|) \\
 \Sigma_n^v(k) &= -2 \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \Gamma_{nn,nn}^V(q, \theta = 0|P) \frac{\vec{k} \cdot \vec{p}^*}{E_n^*(p)} \theta(k_{Fn} - |\vec{p}|) \\
 &\quad - 2 \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} (\Gamma_{np,np}^V(q, \theta = 0|P) - \Gamma_{np,pn}^V(q, \theta = \pi|P)) \frac{\vec{k} \cdot \vec{p}^*}{E_p^*(p)} \theta(k_{Fp} - |\vec{p}|)
 \end{aligned}$$

com as expressões para as componentes do campo médio do próton análogo àqueles mostrados.

Trocas de píons e etas pseudo escalares são normalmente descritos usando um vértice pseudo escalar, devido ao forte acoplamento de vértices pseudo escalares aos estados de energia negativa. O acoplamento pseudo vetorial é usualmente definido de modo a produzir a mesma interação entre os estados de energia positivas como o pseudo escalar. Perdemos a distinção entre os dois aqui, pela redução da equação de Bethe-Salpeter para uma equação de apenas amplitudes de energias positivas. Nem podemos recuperar a distinção usando um termo pseudo vetorial ao invés do pseudo escalar da expansão em matrizes covariantes, desde que os dois produzem as mesmas amplitudes na camada de massa por construção. Schiller e Müther tem argumentado que a contribuição pseudo vetorial dominante para a troca do pión e eta vem do termo inomogêneo V da equação de Bethe-Salpeter. Eles sugerem (E. Schiller e H. Müther, Eur. Phys. J. A 11 (2001) 15) definir

$$\Gamma(q', q|P) = V(q', q) + \Delta\Gamma(q', q|P)$$

onde a interação efetiva residual é determinada por

$$\gamma_i^{(0)}(q|P) - v_i^{(0)}(q) = \sum_m C_{im} \Delta\Gamma^m(q, q|P), \quad i = 1, 2, 3, 4, 5.$$

A interação efetiva é então tratada como um termo Hartree-Fock de primeira ordem, V , que pode ser calculado explicitamente, e uma correção $\Delta\Gamma$ correspondendo aos efeitos de múltiplas trocas de mésons.

Aqui, nós escrevemos as densidades de partículas de nêutrons e prótons em termos da

assimetria α e do momento efetivo de Fermi k_F ,

$$\alpha = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho} \quad \text{e} \quad \rho = \frac{\rho_n + \rho_p}{2} = \frac{1}{3\pi^2} k_F^3,$$

as

$$\rho_n = (1 + \alpha) \rho, \quad \rho_p = (1 - \alpha) \rho.$$

O momento efetivo de Fermi k_F é igual ao momento de Fermi de nêutrons e prótons em matéria nuclear simétrica.

A.0.4 Resultados para defasagem e saturação da matéria nuclear

O ponto essencial da aproximação Dirac-Brueckner é a utilização da equação de Dirac para o movimento de uma partícula única na matéria nuclear (eq. A.0.3).

Nós aplicamos potenciais do tipo Bonn A, B e C para matéria nuclear. Tais potenciais utilizam para o πNN o acoplamento de derivadas do tipo pseudovetor. Isto é importante porque o acoplamento pseudoescalar πNN leva a um irrealístico efeito atrativo do meio (??).

A principal diferença entre esses três potenciais é a força do tensor força refletida no previsto D-estado de probabilidade do deuteron, P_D . Com $P_D = 4.5\%$, o Potencial A teve o tensor de força mais fraco. Os Potenciais B e C preveem 5.1% e 5.5%, respectivamente. É bem conhecido que a força do tensor força determina a localização do ponto de saturação da matéria nuclear na banda de Coester (COESTER *et al.*, 1970). Para descobrir a estrutura da banda Coester, são necessárias mais que previsões do potencial.

Aqui, todos os resultados apresentados foram obtidos usando a aproximação Dirac-Brueckner-Hartree-Fock (DBHF). Utilizamos diferentes estratégias para fitar as defasagens e suas consequências nas equações de estado da matéria nuclear simétrica com propriedades de saturação definidas. No fite do potencial NN, usamos uma estratégia em que tentamos um grande número (10000 ou mais) de condições iniciais aleatórias para as constantes de acoplamento na faixa de busca escolhida. Quando analisamos os resultados, nós selecionamos os que tem $2.224 < E_d$ (MeV) < 2.225 (energia de ligação do deuteron), $-26 < a_s$ (fm) < -21 (comprimento de espalhamento do singleto), $5.2 < a_t$ (fm) < 5.6 (comprimento de espalhamento do tripleto). Os resultados apresentados são as 10 melhores soluções para os 10 menores χ^2 . Submetemos um grande número de processos para o servidor e temos decidido usualmente valores para as quantidades seguindo o input:

1. massa σ (m_σ)
2. constante de acoplamento de mesons (g_i)

3. Procura o alcance para as constantes de acoplamento de $(p0i_i)$ e (ip_i) . Estes alcances procurados são os alcances em torno da constante de acoplamento definida no item 2 acima, onde nós supomos amostras iniciais aleatórias para as constantes de acoplamento.
4. massa de corte dos mesons (Λ_i)
5. Remove ou mantém os termos de contato para o pion e o ρ tensor
6. Observáveis para o fite (normalmente não mudamos estes valores)
7. Definimos χ^2

Estes são todos os parâmetros que podemos fixar, e então analisamos os resultados para cada conjunto fixado. Talvez possamos chamar um conjunto dessas quantidades como um tipo de condição inicial e rotularmos como S . $S = 1$ significa um tipo desse conjunto, $S = 2$ outro tipo desse conjunto e assim por diante. Em cada conjunto S , nós usamos $N = 1$ para os primeiros 10000 resultados, $N = 2$ para os segundos 10000 resultados e assim sucessivamente. Aqui apenas $N = 1$ foi feito, uma vez que já apresenta bons resultados em muitos dos casos. Aumentando N pode-se levar a melhores resultados.

Observemos aqui que Machleidt conhece a instabilidade na onda parcial 1P_1 . Ele discute brevemente isto no último parágrafo do apêndice C do artigo PRC 42, página 42 (BROCKMANN; MACHLEIDT, 1990). No entanto muitos poucos detalhes foram dados para se entender realmente o que foi feito por ele. Apresentamos aqui nosso melhor resultado para um dado conjunto de condições iniciais que foi o caso **S=8 e N=1**. Todos os outros casos estão apresentados nos Apêndices de E a Q.

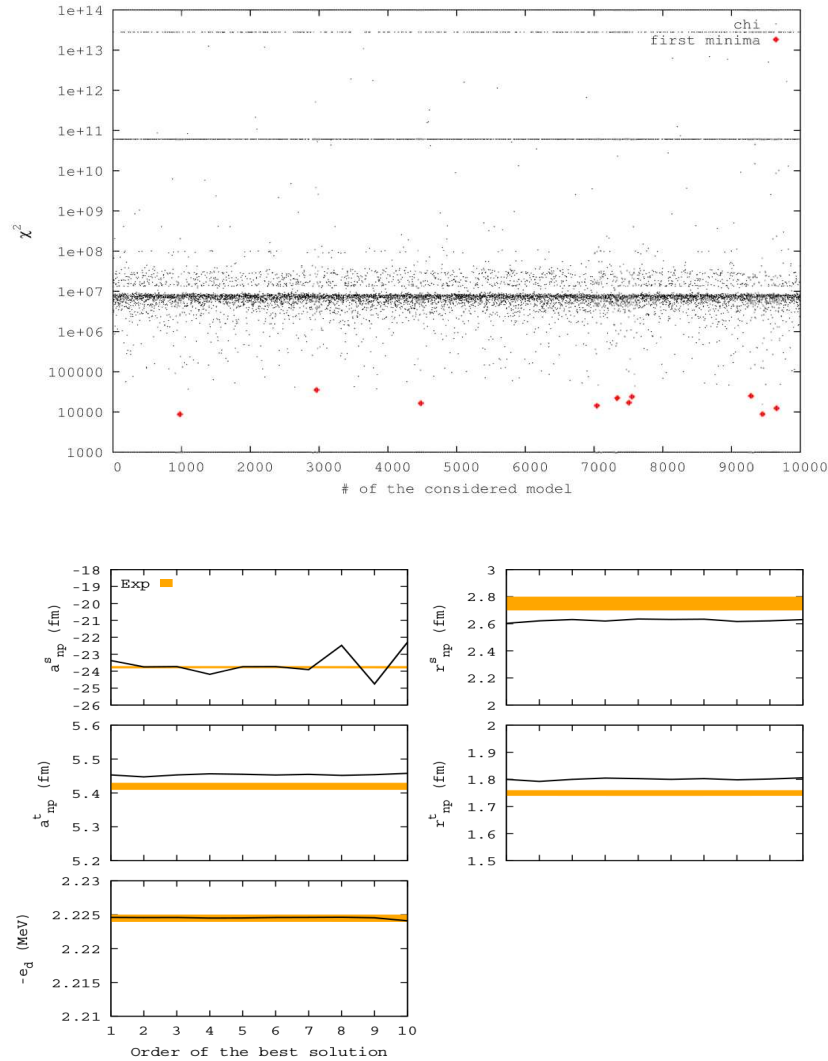
1 S=8 e N=1

Este grupo de dados usa Bonn A como condição inicial de input setando todos os $p0 = 1$ e os observáveis (espalhamento à baixas energias e defasagem) são os resultados de Bonn A. Assim ele começa a partir de Bonn A e quer ajustar os resultados calculados de Bonn A (as barras de erros são dos dados experimentais).

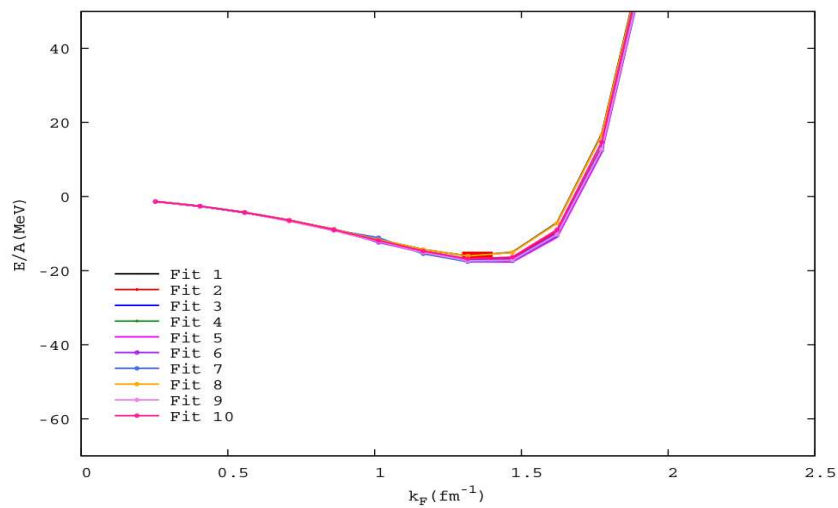
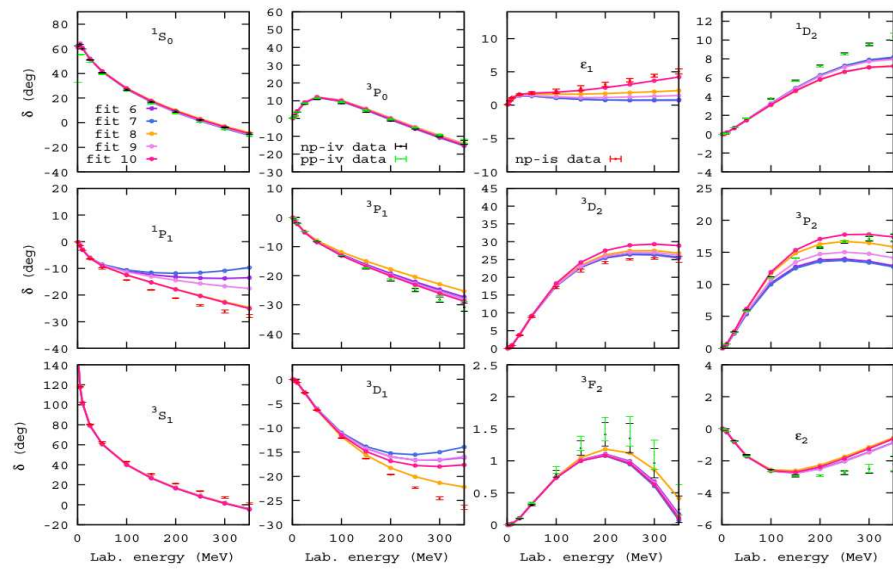
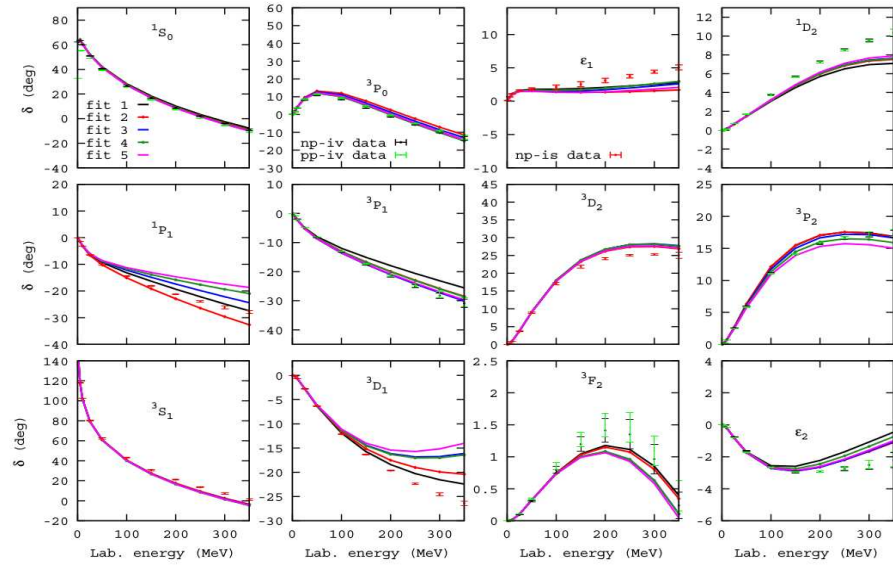
A condição deste grupo de dados é a mesma como no caso ($S = 3$ e $N = 1$) (ver Apêndice H) exceto pelo fato que é matido o termo de contato.

1. Bonn A ($m_\sigma = 550\text{MeV}$)
2. Bonn A ($g_\sigma = 10.2215, g_\delta = 3.1125, g_\omega = 15.8533, g_\rho = 3.2490, g_\eta = 5.3789, g_\pi = 13.1016, k_\rho = 4.1$)
3. $p0i_\sigma = \pm 3, p0i_\delta = \pm 3, p0i_\omega = \pm 0, p0i_\rho = \pm 2, p0i_\eta = \pm 5, p0i_\pi = \pm 0, p0i_{\rho T} = \pm 3$
4. Bonn A ($\Lambda_\sigma = 2.0, \Lambda_\delta = 2.0, \Lambda_\omega = 1.5, \Lambda_\rho = 1.3, \Lambda_\eta = 1.5, \Lambda_\pi = 1.2\text{GeV}$)
5. Bonn A (mantido o termo de contato)
6. Observáveis: dados experimentais
7. χ^2 é uma normal cobrindo toda a região de energia de 1 a 350 MeV mas sem peso à espalhamentos de baixa energia (100 MeV).

Há uma boa convergência entre os diferentes ajustes a partir das propriedades empíricas.



Baseado nesses últimos resultados e nos apresentados nos Apêndices de E a Q, podemos concluir que talvez as 10000 submissões para as constantes de acoplamento sejam suficientes. Em alguns casos parece que podemos estar muito próximo do limite (o mínimo real), como nos casos $S = 1$ e $S = 2$. Embora não estamos no mínimo real, estamos provavelmente muito próximo dele. Contudo, em trabalhos futuros incluiremos mais configurações iniciais. Como vimos, com boas condições iniciais podemos chegar a resultados mais apropriados. Outro fator é que normalmente removemos os termos de contato dos potenciais antes. No entanto baseado em nossos resultados parece que será mais fácil para nós tomar propriedades de saturação da matéria nuclear apropriadas, se os termos não são removidos ($S = 1, 2, 8, 9, 10, 11, 12$). Porém em trabalhos futuros temos que verificar se removendo os termos de contato podemos reproduzir bem as propriedades de saturação.



Apêndice B - Pauli blocking

B.1 Pauli blocking

Uma distribuição de Fermi pode ser definida covariantemente por

$$\begin{aligned}n(\vec{k}) &= \theta(E_F^2 - (k^\mu u_\mu)^2) \\ &= \theta((E_F - k^\mu u_\mu)(E_F + k^\mu u_\mu)) \\ &= \theta(E_F - k^\mu u_\mu) \\ &= \theta\left(E_F - \gamma\left(E(k) - \vec{\beta} \cdot \vec{k}\right)\right)\end{aligned}$$

onde u_μ é a quadri-velocidade,

$$u^\mu = \gamma(1, \vec{\beta})$$

e a terceira linha segue a partir do fato que $E_F + k^\mu u_\mu$ é sempre positivo desde que E_F e o produto escalar seja $k^\mu u_\mu$.

Os pontos na esfera de Fermi satisfazem

$$\gamma\left(E(k) - \vec{\beta} \cdot \vec{k}\right) = E_F.$$

Para determina-los, note que a componente do momento perpendicular para a direção do impulso permanece inalterada enquanto os pontos limites da esfera de Fermi paralela ao impulso transforma-se para

$$\pm k_F \hat{\beta} \rightarrow \pm k_\pm \hat{\beta} = \gamma(\pm k_F - \beta E_F) \hat{\beta}.$$

Os pontos da esfera de Fermi podem assim serem parametrizados como

$$\begin{aligned}k_x &= k_F \sin \theta \cos \phi \\ k_y &= k_F \sin \theta \sin \phi \\ k_z &= k_F \cos \theta - \beta E_F.\end{aligned}$$

Eles definem um elipsóide satisfazendo

$$k_x^2 + k_y^2 + \frac{(k_z + \beta E_F)^2}{\gamma^2} = k_F^2.$$

Nos cálculos de Brueckner, as funções de blocking das $Q_p(k)$ -partículas médias e $Q_h(k)$ -buracos são definidas em termos de duas contribuições (que são idênticas quando as duas partículas espalhadas são idênticas) e um momento \vec{k} na situação local como

$$Q_p(k) = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_k \theta \left(\gamma \left(E_1(k) - \vec{\beta} \cdot \vec{k} \right) - E_{F1} \right) \theta \left(\gamma \left(E_2(k) + \vec{\beta} \cdot \vec{k} \right) - E_{F2} \right).$$

e

$$Q_h(k) = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_k \theta \left(E_{F1} - \gamma \left(E_1(k) - \vec{\beta} \cdot \vec{k} \right) \right) \theta \left(E_{F2} - \gamma \left(E_2(k) + \vec{\beta} \cdot \vec{k} \right) \right).$$

Nós distinguimos entre as energias $E_1(k)$ e $E_2(k)$ para levar em conta a possibilidade de diferentes campos médios (massa efetiva) e distinguir as energias de Fermi E_{F1} e E_{F2} levar em conta a possibilidade de diferentes momentos de Fermi k_{F1} bem como k_{F2} . As duas funções de blocking são simultaneamente zero no momento k_{min} para o qual

$$\begin{aligned} k_{min}^2 \sin^2 \theta + \frac{(k_{min} \cos \theta + \beta E_{F1})^2}{\gamma^2} &= k_{F1}^2 \\ k_{min}^2 \sin^2 \theta + \frac{(k_{min} \cos \theta - \beta E_{F2})^2}{\gamma^2} &= k_{F2}^2, \end{aligned}$$

para o mesmo valor de θ . A subtrai-se um destes a partir dos outros produtos na equação linear em $k_{min} \cos \theta$. Substituindo de volta da solução para eliminar θ fornece

$$k_{min}^2 = \frac{1}{4s_F} \left((s_F - M_1^2 - M_2^2)^2 - 4M_1^2 M_2^2 \right)$$

onde

$$s_F = \left(\frac{E_{F1} + E_{F2}}{\gamma} \right)^2.$$

Para completar a determinação das funções de blocking média, $P_p(k)$ e $P_h(k)$, nós primeiro notamos que a integral ϕ em suas definições é trivial. Ficamos assim com uma integral sobre $x = \cos \theta$.

Para a função de blocking média das partículas, $Q_p(k)$, o integrando é não nulo quando

$$\gamma \left(E_1(k) - \beta k x \right) - E_{F1} > 0 \quad \text{and} \quad \gamma \left(E_2(k) + \beta k x \right) - E_{F2} > 0.$$

Estes são ambos satisfeitos quando

$$-\min\left(\frac{E_2(k) - E_{F2}/\gamma}{\beta k}, 1\right) < x < \min\left(\frac{E_1(k) - E_{F1}/\gamma}{\beta k}, 1\right).$$

Encontramos assim

$$Q_p(k) = \begin{cases} 0 & k \leq k_{min} \\ \frac{1}{2} \min\left(\frac{E_1(k) - E_{F1}/\gamma}{\beta k}, 1\right) + \frac{1}{2} \min\left(\frac{E_2(k) - E_{F2}/\gamma}{\beta k}, 1\right) & k > k_{min} \end{cases}$$

Para a função de blocking média do buracos, $Q_h(k)$, o integrando é não nulo quando

$$E_{F1} - \gamma(E_1(k) - \beta k x) > 0 \quad \text{and} \quad E_{F2} - \gamma(E_2(k) + \beta k x) > 0.$$

Estes são ambos satisfeitos quando

$$-\min\left(\frac{E_{F1}/\gamma - E_1(k)}{\beta k}, 1\right) < x < \min\left(\frac{E_{F2}/\gamma - E_2(k)}{\beta k}, 1\right).$$

E então encontramos

$$Q_h(k) = \begin{cases} \frac{1}{2} \min\left(\frac{E_{F1}/\gamma - E_1(k)}{\beta k}, 1\right) + \frac{1}{2} \min\left(\frac{E_{F2}/\gamma - E_2(k)}{\beta k}, 1\right) & k < k_{min} \\ 0 & k \geq k_{min} \end{cases}$$

Quando a função de blocking média dos buracos é incluída na equação de Brueckner, ela aparece em conjunto com a função de blocking média das partículas como $Q_p(k) - Q_h(k)$.

A contribuição das duas podem ser combinadas para produzir

$$Q_p(k) - Q_h(k) = \frac{1}{2} \min\left(\max\left(\frac{E_1(k) - E_{F1}/\gamma}{\beta k}, -1\right), 1\right) + \frac{1}{2} \min\left(\max\left(\frac{E_2(k) - E_{F2}/\gamma}{\beta k}, -1\right), 1\right).$$

Note que as duas contribuições serão ambas positivas (partícula-blocking) ou ambas negativas (buraco-blocking), desde que sejam simultaneamente zero at $k = k_{min}$.

Apêndice C - Prótons, nêutrons e isospin

C.1 Prótons, nêutrons e isospin

As elementaridades dos elementos de matriz nêutron-próton isospin são

$$\begin{aligned}\langle pp|1_\tau|pp\rangle &= \langle nn|1_\tau|nn\rangle = 1 \\ \langle pn|1_\tau|pn\rangle &= \langle np|1_\tau|np\rangle = 1 \\ \langle pn|1_\tau|np\rangle &= \langle np|1_\tau|pn\rangle = 1\end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned}\langle pp|\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2|pp\rangle &= \langle nn|\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2|nn\rangle = 1 \\ \langle pn|\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2|pn\rangle &= \langle np|\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2|np\rangle = -1 \\ \langle pn|\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2|np\rangle &= \langle np|\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2|pn\rangle = 2.\end{aligned}$$

Se nós agora considerarmos uma interação antisimetrizada com elementos de matriz da forma,

$$\langle ab|V|cd\rangle = V_d^0 \langle ab|1_\tau|cd\rangle - V_x^0 \langle ba|1_\tau|cd\rangle - V_x^0 \langle ba|1_\tau|cd\rangle + V_d^1 \langle ab|\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2|cd\rangle - V_x^1 \langle ba|\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2|cd\rangle,$$

nós encontramos

$$\begin{aligned}
 \langle pp|V|pp\rangle &= \langle nn|V|nn\rangle = V_d^0 - V_x^0 + V_d^1 - V_x^1 \\
 \langle pn|V|pn\rangle &= \langle np|V|np\rangle = V_d^0 - V_d^1 - 2V_x^1 \\
 \langle pn|V|np\rangle &= \langle np|V|pn\rangle = -V_x^0 + 2V_d^1 + V_x^1.
 \end{aligned}$$

As equações de Brueckner para dois prótons e dois nêutrons são desacopladas,

$$\begin{aligned}
 R_{pp,pp} &= V_{pp,pp} + V_{pp,pp}G_{p1}G_{p2}R_{pp,pp} \\
 R_{nn,nn} &= V_{nn,nn} + V_{nn,nn}G_{n1}G_{n2}R_{nn,nn}
 \end{aligned}$$

com R escrito convenientemente, para simplificar a notação.

As equações para um par próton-nêutron são acopladas. Nós temos

$$\begin{pmatrix} R_{pn,pn} & R_{pn,np} \\ R_{np,pn} & R_{np,np} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{pn,pn} & V_{pn,np} \\ V_{np,pn} & V_{np,np} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} V_{np,pn} & V_{pn,np} \\ V_{np,pn} & V_{np,np} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_{p1}G_{n2} & 0 \\ 0 & G_{n1}G_{p2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_{pn,pn} & R_{pn,np} \\ R_{np,pn} & R_{np,np} \end{pmatrix}.$$

onde $V_{pn\pm np,pn} = V_{pn,np} \pm V_{np,pn}$ e $R_{pn\pm np,pn} = R_{pn,np} \pm R_{np,pn}$.

Temos

$$\begin{aligned}
 V_{pn+np,pn} &= V_d^0 - V_x^0 + V_d^1 - V_x^1 \\
 V_{pn-np,pn} &= V_d^0 + V_x^0 - 3(V_d^1 + V_x^1).
 \end{aligned}$$

Assim, embora as G-matrizes de isospin 1 e multipletos $pp, pn + np$ e nn não sejam as mesmas, devido ao Pauli blocking, suas equações permanecem as mesmas que as no vácuo, assim como a do elemento de isospin 0.

Apêndice D - Ondas parciais

D.1 Ondas Parciais

As ondas parciais correspondentes a cada caso dos conjuntos de equações de isospin são

J	R_{1-2}	R_{3-4}	R_{i+j}
0	1S_0	3P_0	—
1	1P_1	3P_1	$^3S - D_1$
2	1D_2	3D_2	$^3P - F_2$
3	1F_3	3F_3	$^3D - G_3$
4	1G_4	3G_4	$^3F - H_4$

Quando isospin e antisimetria são levados em conta, estes dividem-se em dois conjuntos,

	J	R_{1-2}	R_{3-4}	R_{i+j}
	0	—	—	—
$T = 0 :$	1	1P_1	—	$^3S - D_1$
	2	—	3D_2	—
	3	1F_3	—	$^3D - G_3$
	4	—	3G_4	—

e

	J	R_{1-2}	R_{3-4}	R_{i+j}
	0	1S_0	3P_0	—
$T = 1 :$	1	—	3P_1	—
	2	1D_2	—	${}^3P - F_2$
	3	—	3F_3	—
	4	1G_4	—	${}^3F - H_4$

Apêndice E - Equações de estado

Os apêndices que seguem, contém alguns dos resultados que foram obtidos usando a aproximação Dirac-Brueckner-Hartree-Fock (DBHF). Utilizamos diferentes estratégias para fitar as defasagens e suas consequências nas equações de estado (EoS) da matéria nuclear simétrica com propriedades de saturação definidas. No fite do potencial NN, usamos uma estratégia em que tentamos um grande número (10000 ou mais) de condições iniciais aleatórias para as constantes de acoplamento na faixa de busca escolhida. Quando analisamos os resultados, nós selecionamos os que tem $2.224 < E_d \text{ (MeV)} < 2.225$ (energia de ligação do deuteron), $-26 < a_s \text{ (fm)} < -21$ (comprimento de espalhamento do singleto), $5.2 < a_t \text{ (fm)} < 5.6$ (comprimento de espalhamento do tripleto). Os resultados apresentados são as 10 melhores soluções para os 10 menores χ^2 .

Submetemos um grande número de processos para o servidor e temos decidido usualmente valores para as quantidades seguindo o input:

1. massa σ (m_σ)
2. constante de acoplamento de mesons (g_i)
3. Procura o alcance para as constantes de acoplamento de ($p0i_i$) e (ip_i). Estes alcances procurados são os alcances em torno da constante de acoplamento definida no item 2 acima, onde nós supomos amostras iniciais aleatórias para as constantes de acoplamento.
4. massa de corte dos mesons (Λ_i)
5. Remove ou mantém os termos de contato para o pion e o ρ tensor
6. Observáveis para o fite (normalmente não mudamos estes valores)
7. Definimos χ^2

Estes são todos os parâmetros que podemos fixar, e então analisamos os resultados para cada conjunto fixado. Talvez possamos chamar um conjunto dessas quantidades como um tipo de condição inicial e rotularmos como S . $S = 1$ significa um tipo desse conjunto, $S = 2$ outro tipo desse conjunto e assim por diante. Em cada conjunto S , nós usamos $N = 1$ para os primeiros 10000 resultados, $N = 2$ para os segundos 10000 resultados e assim sucessivamente. Aqui apenas $N = 1$ foi feito, uma vez que já apresenta bons resultados em muitos dos casos. Aumentando N pode-se levar a melhores resultados.

Observemos aqui que Machleidt conhece a instabilidade na onda parcial 1P_1 . Ele discute brevemente isto no último parágrafo do apêndice C do artigo PRC 42, página 42 (BROCKMANN; MACHLEIDT, 1990) . No entanto muitos poucos detalhes foram dados para se entender realmente o que foi feito por ele.

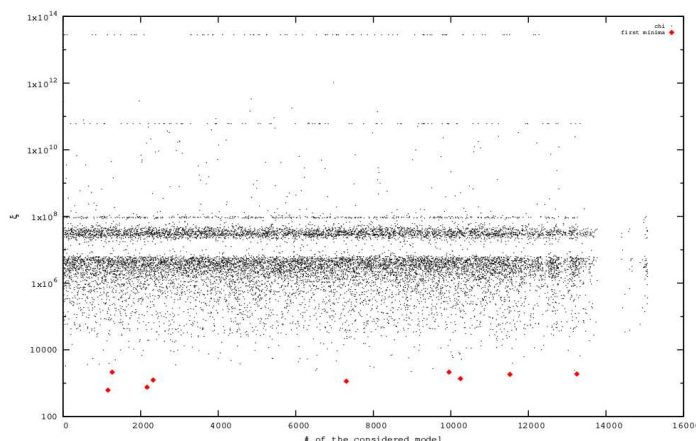
Apêndice F - S=1 e N=1

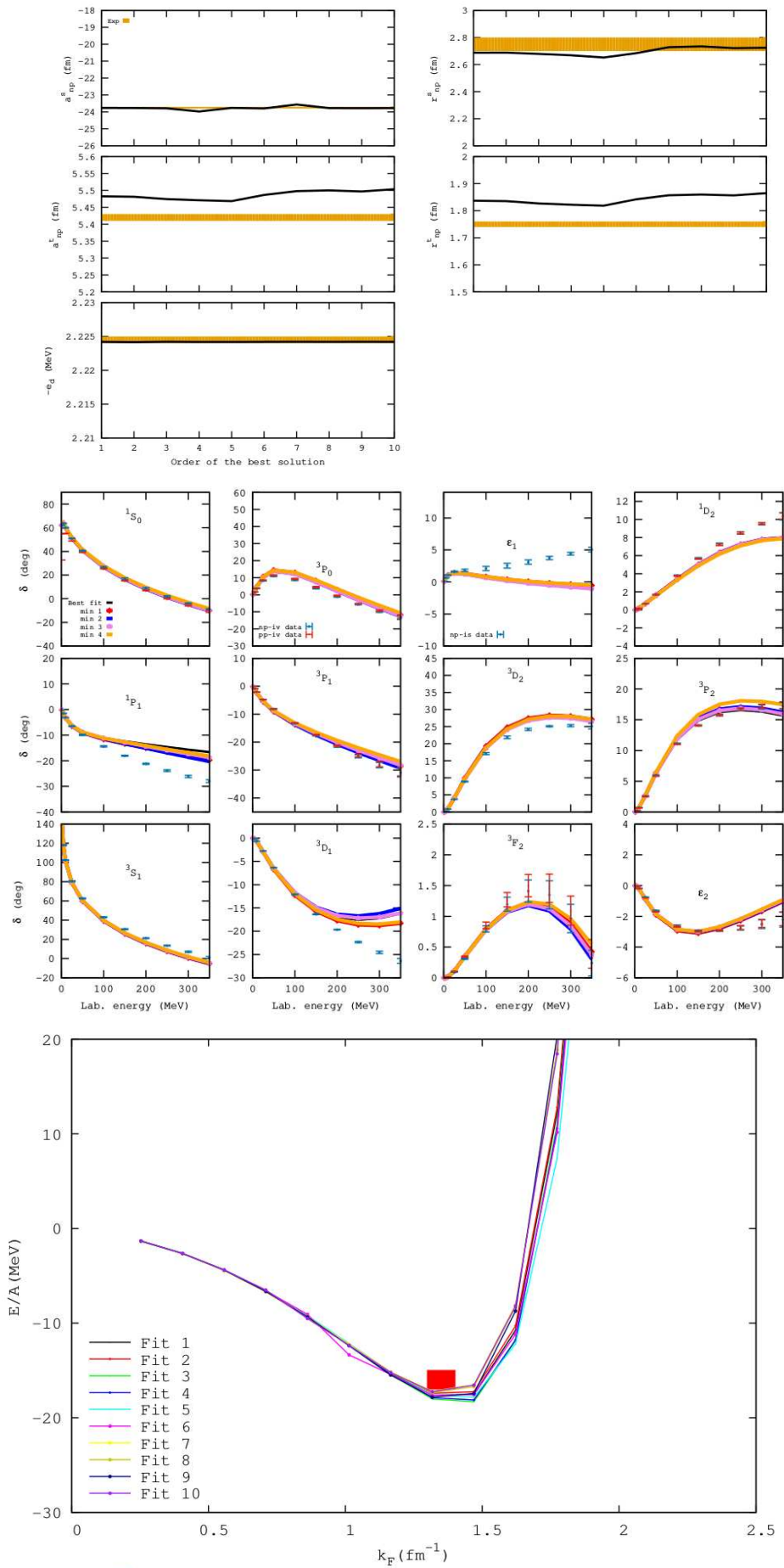
Este grupo de dados usa Bonn A como condição inicial de input setando todos os $p0 = 1$ e os observáveis (espalhamento à baixas energias e defasagem) são os resultados de Bonn A. Assim ele começa a partir de Bonn A e quer ajustar os resultados calculados de Bonn A (as barras de erros são dos dados experimentais).

A condição inicial $S = 1$ está listada abaixo.

1. Bonn A ($m_\sigma = 550\text{MeV}$)
2. Bonn A ($g_\sigma = 10.2215, g_\delta = 3.1125, g_\omega = 15.8533, g_\rho = 3.5271, g_\eta = 9.3789, g_\pi = 13.6835, k_\rho = 6.1$)
3. $p0i_\sigma = \pm 1, p0i_\delta = \pm 1, p0i_\omega = \pm 1, p0i_\rho = \pm 1, p0i_\eta = \pm 1, p0i_\pi = \pm 1, p0i_{\rho T} = \pm 1$
 $ip_\sigma = 1, ip_\delta = 1, ip_\omega = 1, ip_\rho = 1, ip_\eta = 1, ip_\pi = 1, ip_{\rho T} = 1$
4. Bonn A ($\Lambda_\sigma = 2.0, \Lambda_\delta = 2.0, \Lambda_\omega = 1.5, \Lambda_\rho = 1.3, \Lambda_\eta = 1.5, \Lambda_\pi = 1.05\text{GeV}$)
5. Bonn A (mantido o termo de contato)
6. Observáveis: Bonn A (Baixas energias de espalhamento, energia de ligação do deuteron e as defasagens, calculadas com Bonn A)
7. χ^2 é uma normal cobrindo toda a região de energia de 1 a 350 MeV com pesos apenas nas barras de erro experimental.

As 10 melhores soluções são bastante próximas e suas previsões para a saturação da matéria nuclear são também bastante agrupadas.





Apêndice G - S=2 e N=1

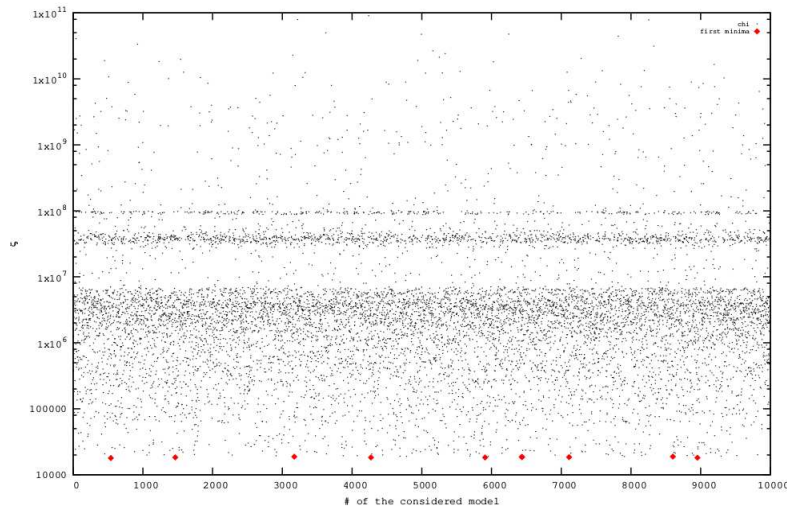
S=2 e N=1

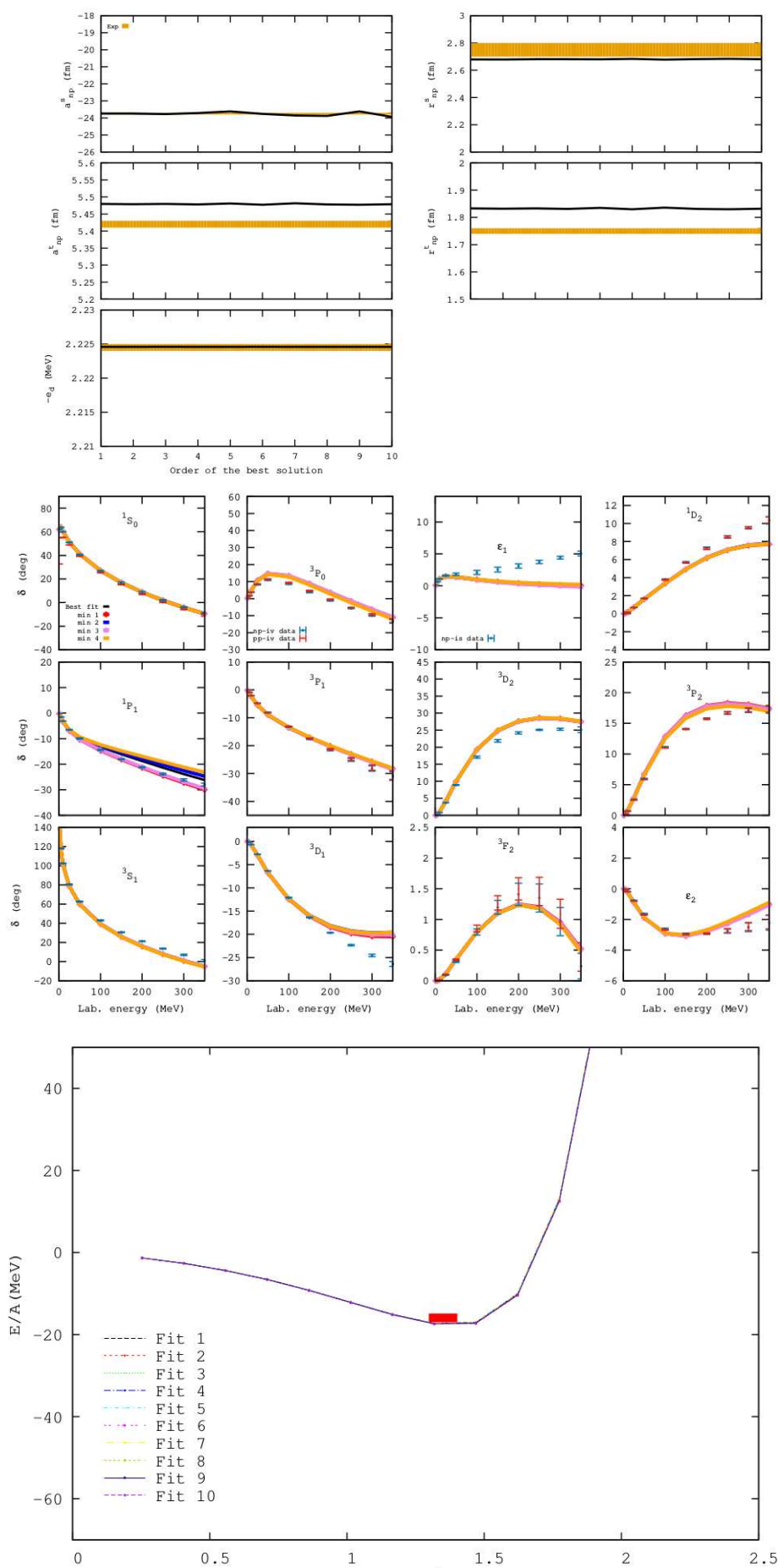
Este grupo de dados usa Bonn A como condição inicial de input, mas ajustando aos dados experimentais em vez das defasagens de Bonn A como $S = 1$. defasagem) são os resultados de Bonn A.

A condição inicial $S = 2$ está listada abaixo.

1. Bonn A ($m_\sigma = 550\text{MeV}$)
2. Bonn A ($g_\sigma = 10.2215, g_\delta = 3.1125, g_\omega = 15.8533, g_\rho = 3.5271, g_\eta = 9.3789, g_\pi = 13.6835, k_\rho = 6.1$)
3. $p0i_\sigma = \pm 1, p0i_\delta = \pm 1, p0i_\omega = \pm 0, p0i_\rho = \pm 1, p0i_\eta = \pm 1, p0i_\pi = \pm 0, p0i_{\rho_T} = \pm 0$
 $ip_\sigma = 1, ip_\delta = 1, ip_\omega = 0, ip_\rho = 1, ip_\eta = 1, ip_\pi = 0, ip_{\rho_T} = 0$
4. Bonn A ($\Lambda_\sigma = 2.0, \Lambda_\delta = 2.0, \Lambda_\omega = 1.5, \Lambda_\rho = 1.3, \Lambda_\eta = 1.5, \Lambda_\pi = 1.05\text{GeV}$)
5. Bonn A (mantido o termo de contato)
6. Observáveis: dados experimentais
7. χ^2 é uma normal cobrindo toda a região de energia de 1 a 350 MeV com pesos apenas nas barras de erro experimental.

Os resultados são extremamente fechados. Muitos dos diferentes potenciais são quase indiferentes nos plots.

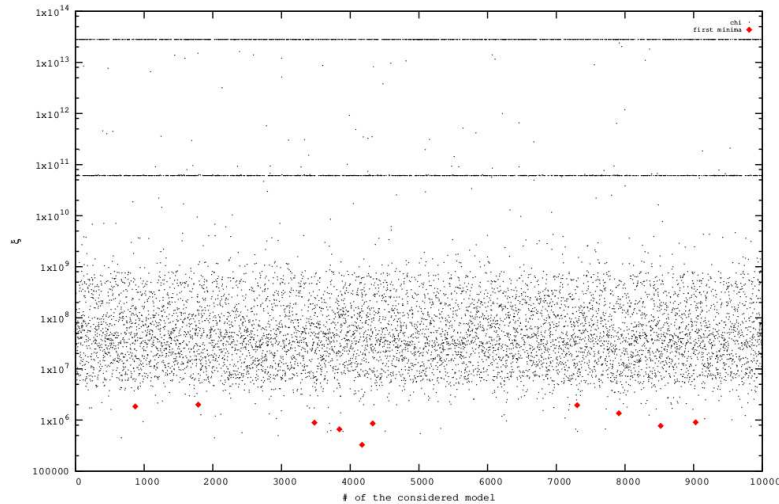


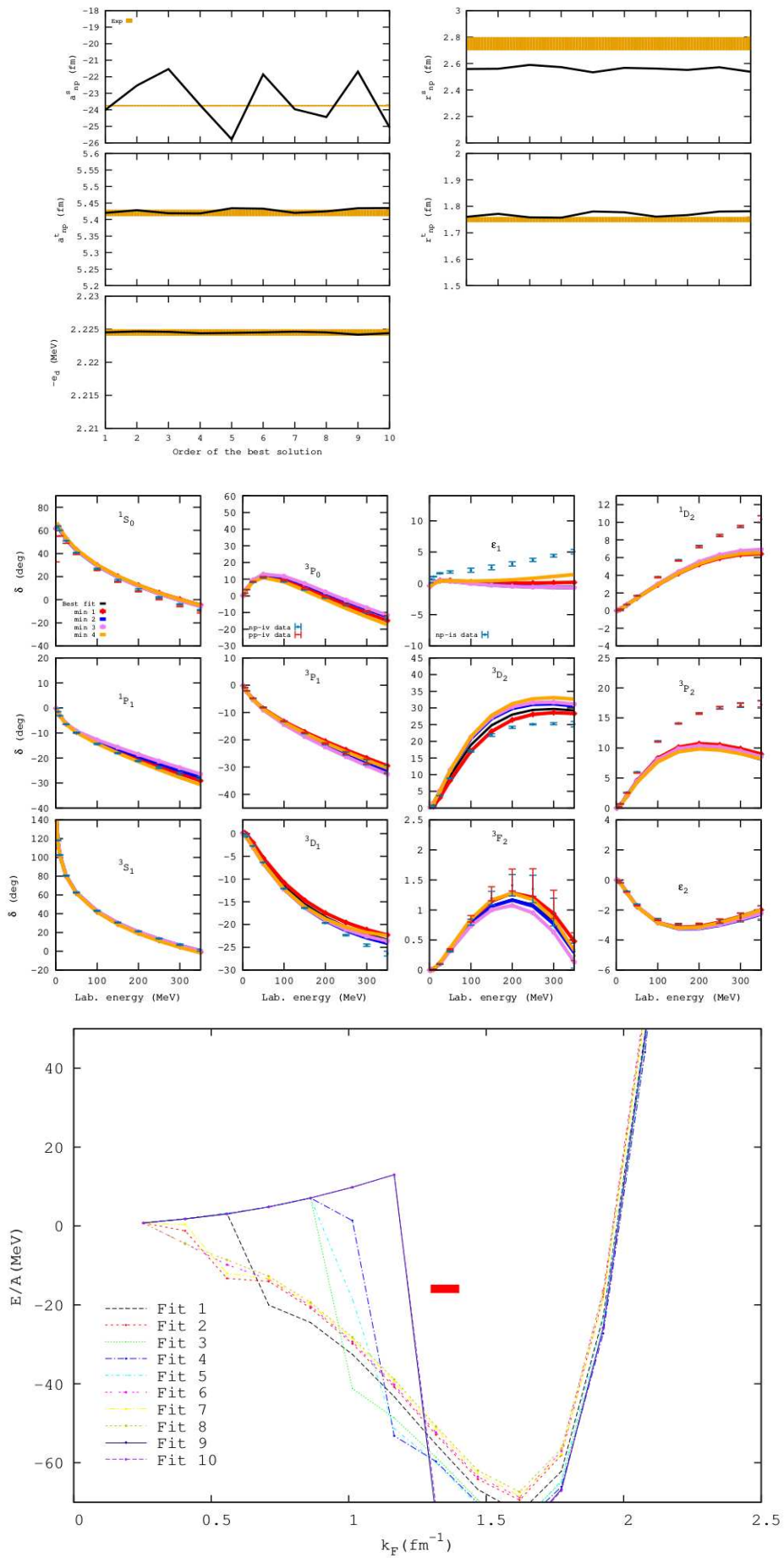


Apêndice H - S=3 e N=1

S=3 e N=1 Este grupo de dados considera a remoção dos termos de contato para o pión e ρ -tensorial. Está começando portanto a partir de um conjunto de parâmetros iniciais ligeiramente diferentes dos anteriores, aumentando o tamanho do domínio de investigação em torno, bem como modificando o corte para o pión. Daqui em diante, decidimos ajustar apenas os dados experimentais. A condição inicial $S = 3$ está listada abaixo.

1. Bonn A ($m_\sigma = 550\text{MeV}$)
2. Bonn A ($g_\sigma = 10.2215, g_\delta = 3.1125, g_\omega = 15.8533, g_\rho = 3.2490, g_\eta = 5.3789, g_\pi = 13.1066, k_\rho = 4.1$)
3. $p0i_\sigma = \pm 3, p0i_\delta = \pm 3, p0i_\omega = \pm 0, p0i_\rho = \pm 2, p0i_\eta = \pm 5, p0i_\pi = \pm 0, p0i_{\rho T} = \pm 3$
 $ip_\sigma = 1, ip_\delta = 1, ip_\omega = 0, ip_\rho = 1, ip_\eta = 1, ip_\pi = 0, ip_{\rho T} = 1$
4. Bonn A ($\Lambda_\sigma = 2.0, \Lambda_\delta = 2.0, \Lambda_\omega = 1.5, \Lambda_\rho = 1.3, \Lambda_\eta = 1.5, \Lambda_\pi = 1.2\text{GeV}$)
5. Termo de contato removido
6. Observáveis: dados experimentais
7. χ^2 é uma normal cobrindo toda a região de energia de 1 a 350 MeV com pesos apenas nas barras de erro experimental. Removendo o termo de contato, observamos que não podemos reproduzir o canal 3P_2 acima de 100 MeV. Isto parece ser uma afirmação bastante geral (mas não provada). O impacto da remoção dos termos de contato na densidade de saturação é muito forte: a energia de ligação é também baixa, o que nos mostra que o o potencial NN é bastante atrativo.





Apêndice I - S=4 e N=1

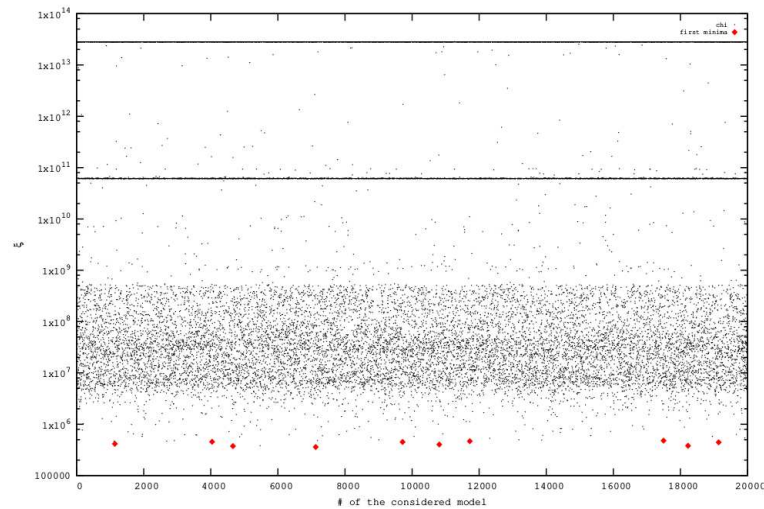
S=4 e N=1

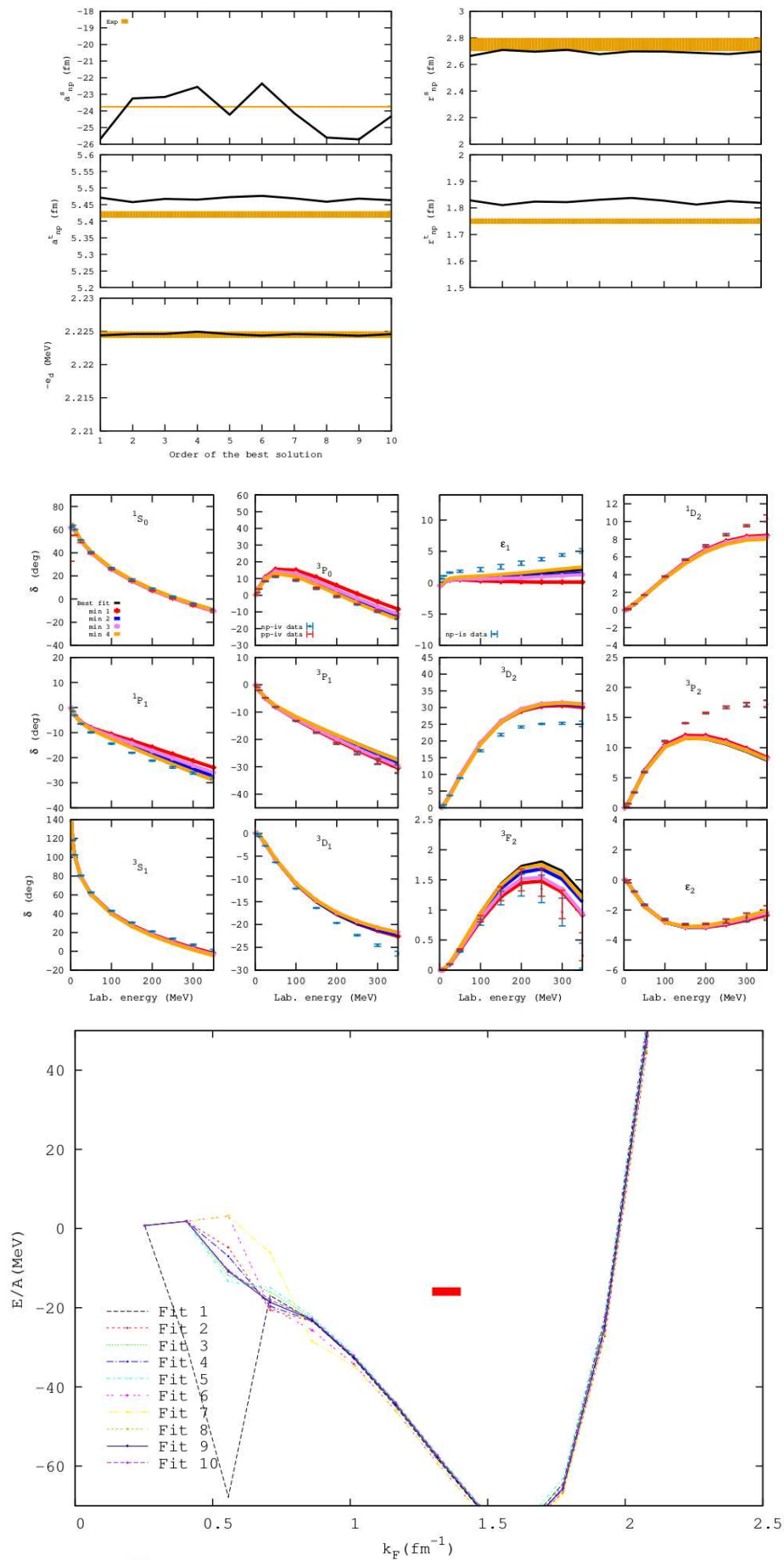
A condição inicial deste grupo de dados é a mesma que no caso ($S = 3$ e $N = 1$ exceto que $m_\sigma = 480$ MeV.

A condição inicial $S = 4$ está listada abaixo.

1. Bonn A ($m_\sigma = 480$ MeV)
2. Bonn A ($g_\sigma = 10.2215, g_\delta = 3.1125, g_\omega = 15.8533, g_\rho = 3.2490, g_\eta = 5.3789, g_\pi = 13.1066, k_\rho = 4.1$)
3. $p0i_\sigma = \pm 3, p0i_\delta = \pm 3, p0i_\omega = \pm 0, p0i_\rho = \pm 2, p0i_\eta = \pm 5, p0i_\pi = \pm 0, p0i_{\rho_T} = \pm 3$
 $ip_\sigma = 1, ip_\delta = 1, ip_\omega = 0, ip_\rho = 1, ip_\eta = 1, ip_\pi = 0, ip_{\rho_T} = 1$
4. Bonn A ($\Lambda_\sigma = 2.0, \Lambda_\delta = 2.0, \Lambda_\omega = 1.5, \Lambda_\rho = 1.3, \Lambda_\eta = 1.5, \Lambda_\pi = 1.2$ GeV)
5. Termo de contato removido
6. Observáveis: dados experimentais
7. χ^2 é uma normal cobrindo toda a região de energia de 1 a 350 MeV com pesos apenas nas barras de erro experimental.

Reduzindo m_σ ajuda o ajuste das defasagens. Há agora 10 melhores soluções que prevêm energias de ligação muito fechadas.





Apêndice J - S=5 e N=1

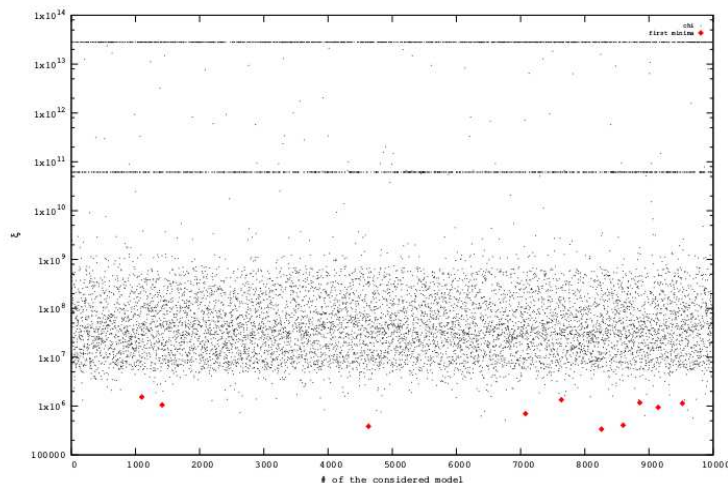
1 S=5 e N=1

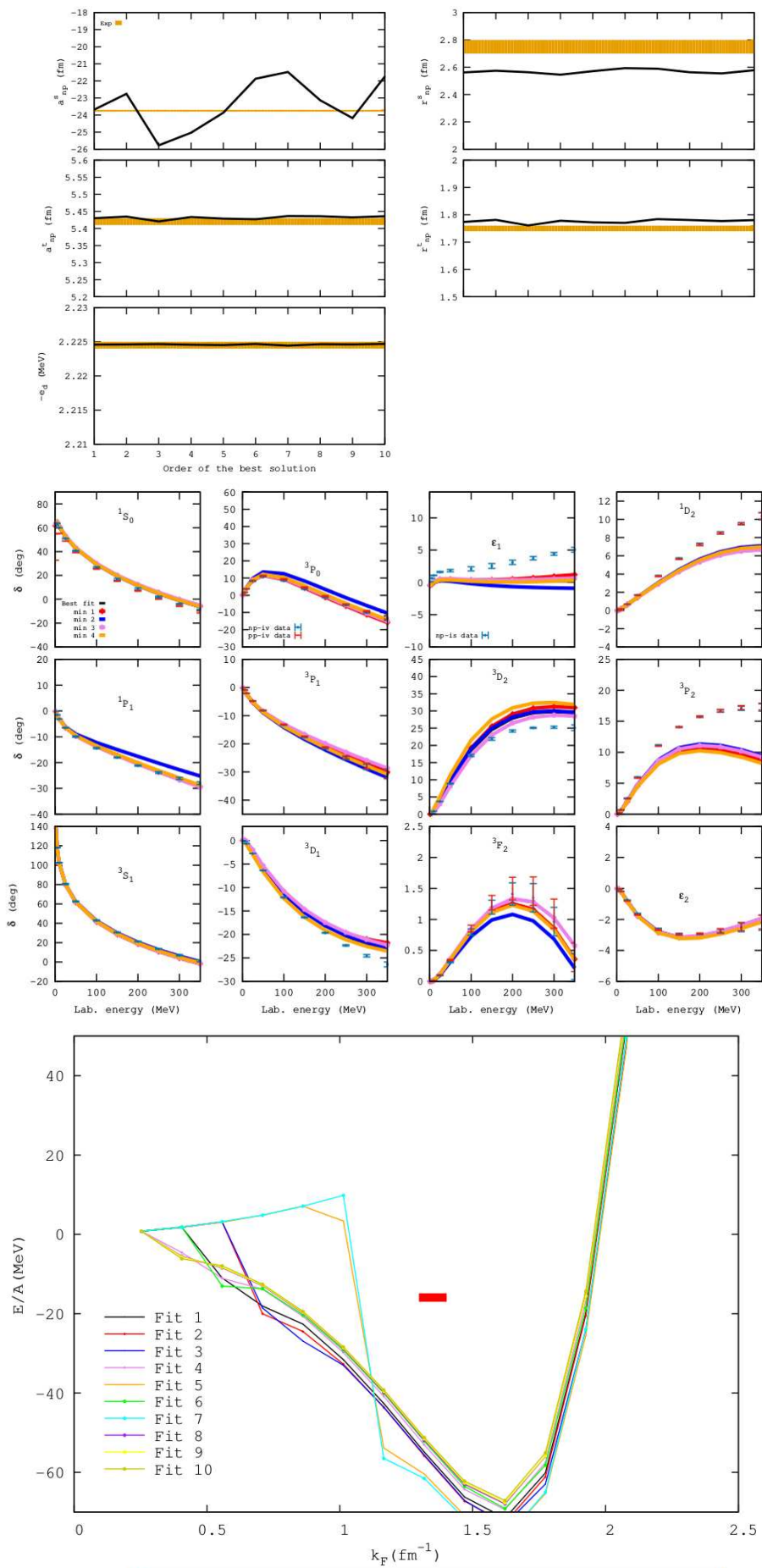
A condição inicial deste de dados é a mesma que caso ($S = 3$ e $N = 1$ exceto os cortes $\Lambda_\sigma = 1.8$ GeV e $\Lambda_\delta = 1.8$).

A condição inicial $S = 5$ está listada abaixo.

1. Bonn A ($m_\sigma = 550\text{MeV}$)
2. Bonn A ($g_\sigma = 10.2215, g_\delta = 3.1125, g_\omega = 15.8533, g_\rho = 3.2490, g_\eta = 5.3789, g_\pi = 13.1066, k_\rho = 4.1$)
3. $p0i_\sigma = \pm 3, p0i_\delta = \pm 3, p0i_\omega = \pm 0, p0i_\rho = \pm 2, p0i_\eta = \pm 5, p0i_\pi = \pm 0, p0i_{\rho_T} = \pm 3$
 $ip_\sigma = 1, ip_\delta = 1, ip_\omega = 0, ip_\rho = 1, ip_\eta = 1, ip_\pi = 0, ip_{\rho_T} = 1$
4. Bonn A ($\Lambda_\sigma = 1.8, \Lambda_\delta = 1.8, \Lambda_\omega = 1.5, \Lambda_\rho = 1.3, \Lambda_\eta = 1.5, \Lambda_\pi = 1.2\text{GeV}$)
5. Termos de contato removidos
6. Observáveis: dados experimentais
7. χ^2 é uma normal cobrindo toda a região de energia de 1 a 350 MeV e sem peso em espalhamentos à baixas energias (100 MeV).

Mudando os cortes Λ_σ e Λ_δ de 2.0 à 1.8 GeV não melhora a defasagem significativamente, nem muda as propriedades empíricas.





Apêndice K - S=6 e N=1

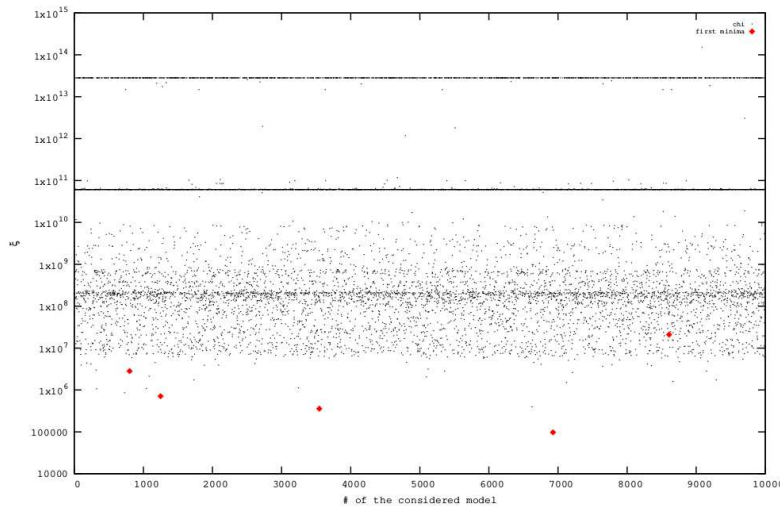
1 S=6 e N=1

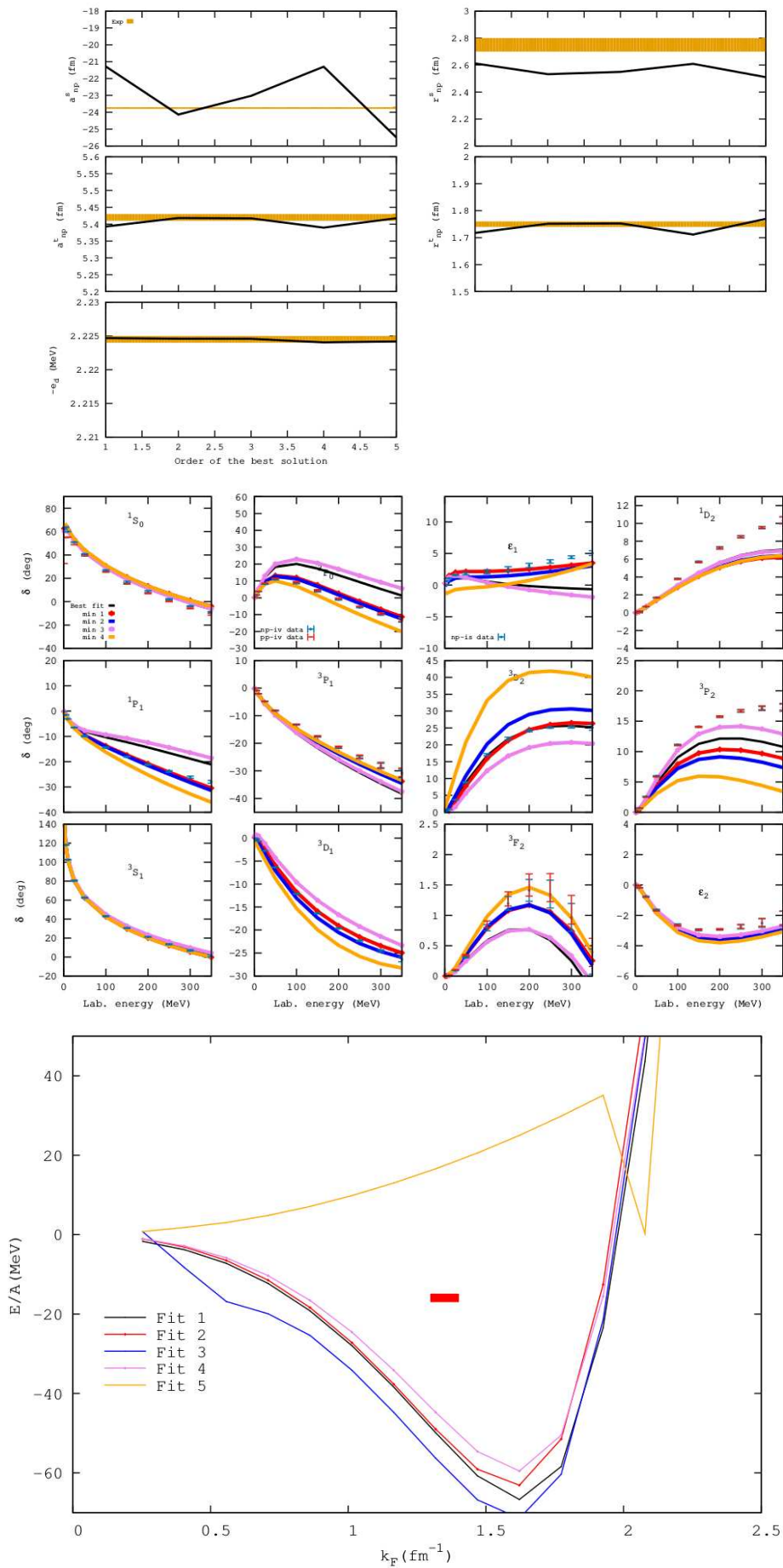
A condição inicial deste de dados é a mesma que caso ($S = 3$ e $N = 1$ exceto os cortes $\Lambda_\sigma = 1.5$ GeV e $\Lambda_\delta = 1.5$).

A condição inicial $S = 6$ está listada abaixo.

1. Bonn A ($m_\sigma = 550\text{MeV}$)
2. Bonn A ($g_\sigma = 10.2215, g_\delta = 3.1125, g_\omega = 15.8533, g_\rho = 3.2490, g_\eta = 5.3789, g_\pi = 13.1066, k_\rho = 4.1$)
3. $p0i_\sigma = \pm 3, p0i_\delta = \pm 3, p0i_\omega = \pm 0, p0i_\rho = \pm 2, p0i_\eta = \pm 5, p0i_\pi = \pm 0, p0i_{\rho T} = \pm 3$
 $ip_\sigma = 1, ip_\delta = 1, ip_\omega = 0, ip_\rho = 1, ip_\eta = 1, ip_\pi = 0, ip_{\rho T} = 1$
4. Bonn A ($\Lambda_\sigma = 2.0, \Lambda_\delta = 2.0, \Lambda_\omega = 1.5, \Lambda_\rho = 1.5, \Lambda_\eta = 1.5, \Lambda_\pi = 1.5\text{GeV}$)
5. Termos de contato removidos
6. Observáveis: dados experimentais
7. χ^2 é uma normal cobrindo toda a região de energia de 1 a 350 MeV e sem peso em espalhamentos à baixas energias (100 MeV).

Mudando os cortes Λ_ρ e Λ_π de 1.3-1.2 para 1.5 GeV não melhora a defasagem significativamente, nem muda as propriedades empíricas.





Apêndice L - S=7 e N=1

1 S=7 e N=1

Esta condição inicial é similar ao caso ($N = 3$ e $ico = 5$ que calculamos anteriormente. A diferença aqui é que nós focamos nas defasagens cujas energias são 50 e 100 MeV. Então a prescrição para χ^2 é modificada. Além disso, consideramos os cortes constantes = 2.2GeV.

A condição inicial $S = 7$ está listada abaixo.

1. Bonn A ($m_\sigma = 620\text{MeV}$)

2. Bonn A ($g_\sigma = 10.2215, g_\delta = 3.1125, g_\omega = 15.8533, g_\rho = 3.5271, g_\eta = 9.3789, g_\pi = 13.6835, k_\rho = 6.1$)

3. $p0i_\sigma = \pm 5, p0i_\delta = \pm 5, p0i_\omega = \pm 5, p0i_\rho = \pm 5, p0i_\eta = \pm 5, p0i_\pi = \pm 3, p0i_{\rho_T} = \pm 5$

$ip_\sigma = 1, ip_\delta = 1, ip_\omega = 1, ip_\rho = 1, ip_\eta = 1, ip_\pi = 1, ip_{\rho_T} = 1$

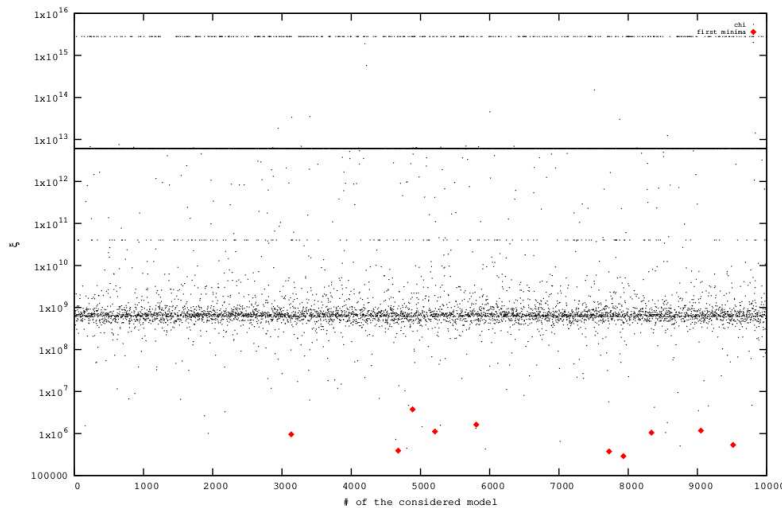
4. Bonn A ($\Lambda_\sigma = 2.2, \Lambda_\delta = 2.2, \Lambda_\omega = 2.2, \Lambda_\rho = 2.2, \Lambda_\eta = 2.2, \Lambda_\pi = 2.2\text{GeV}$)

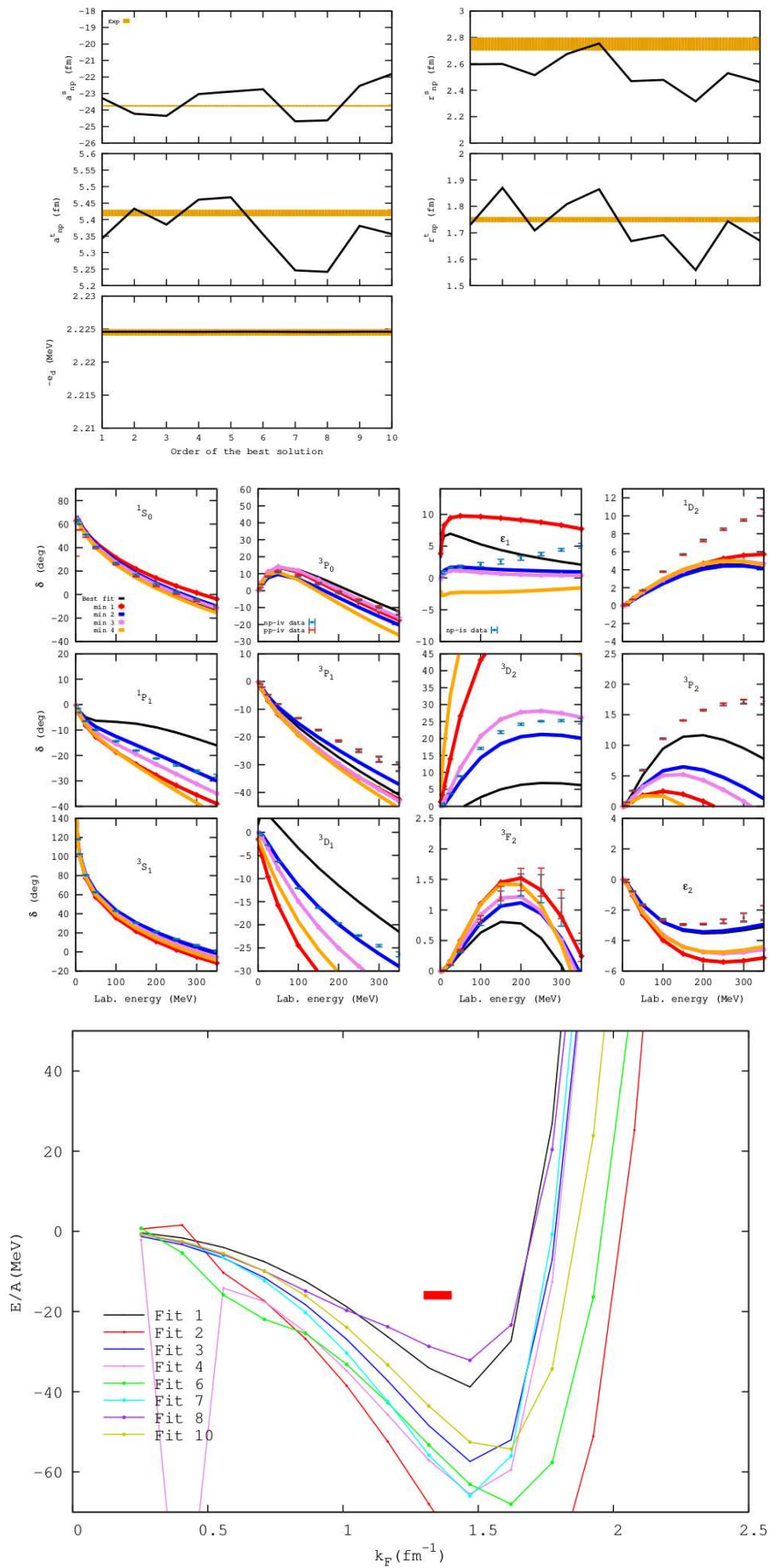
5. Termo de contato removido

6. Observáveis: dados experimentais

7. χ^2 : cobrindo apenas a região de 50 à 100 MeV e com peso em espalhamentos à baixas energias (100 MeV) e energia de ligação do dêuteron.

Há uma larga dispersão entre os fits, certamente induzido por uma grande variação em torno do conjunto inicial é aceito (± 5). Como consequência, há também uma grande dispersão das previsões empíricas.





Apêndice M - S=8 e N=1

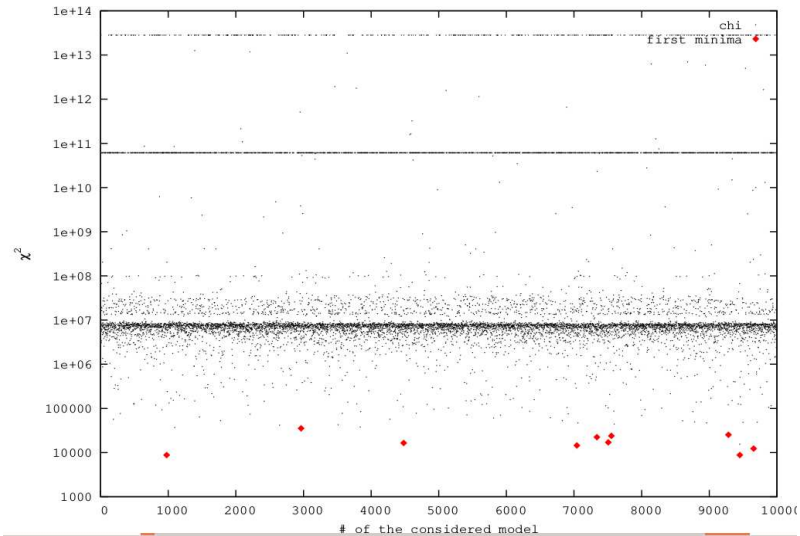
1 S=8 e N=1

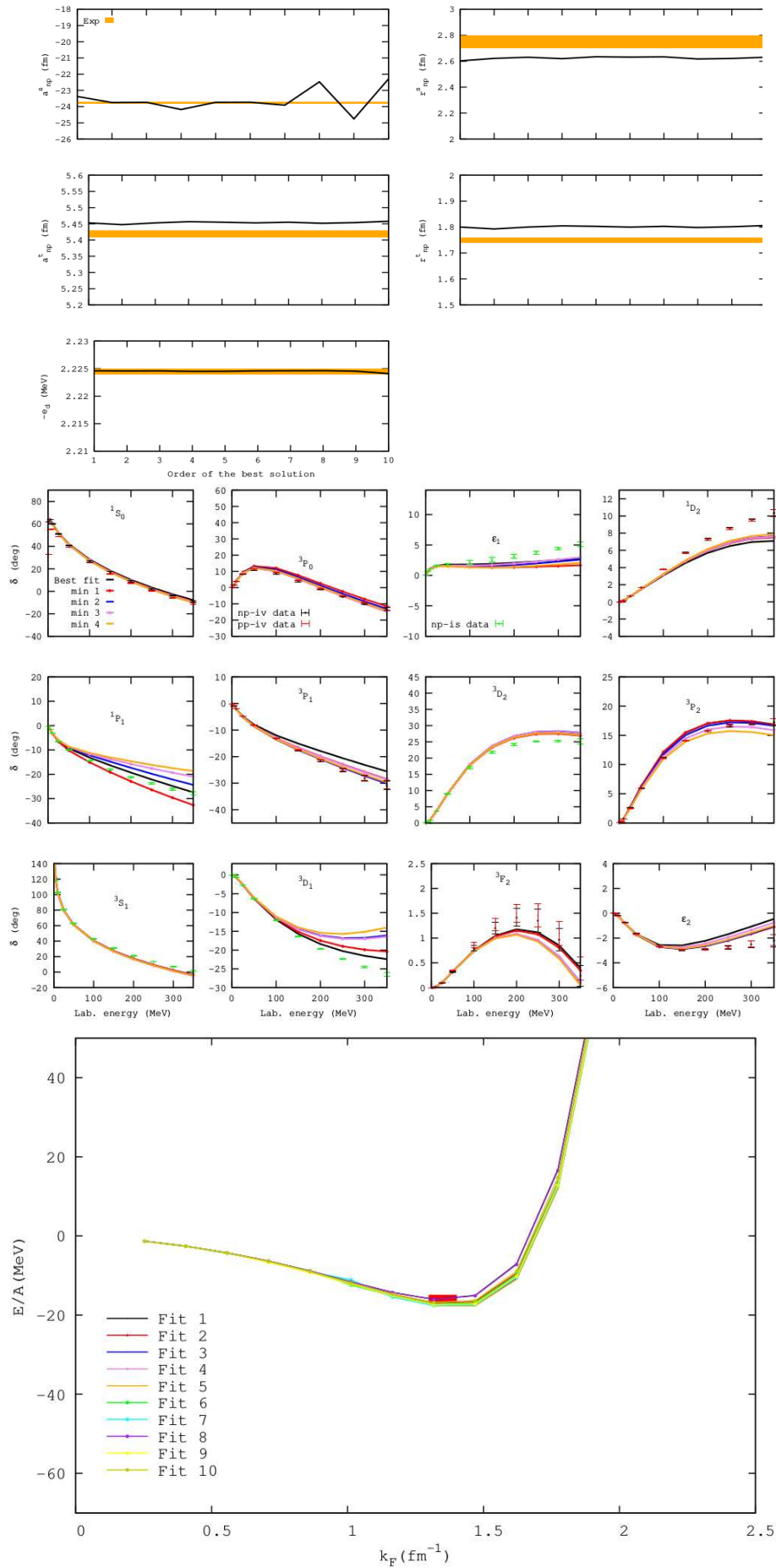
A condição inicial deste grupo de dados é o mesmo que no caso ($S = 3$ e $N = 1$) exceto que o termo de contato é mantido.

A condição inicial $S = 8$ está listada abaixo.

1. Bonn A ($m_\sigma = 550\text{MeV}$)
2. Bonn A ($g_\sigma = 10.2215, g_\delta = 3.1125, g_\omega = 15.8533, g_\rho = 3.2490, g_\eta = 5.3789, g_\pi = 13.1066, k_\rho = 4.1$)
3. $p0i_\sigma = \pm 3, p0i_\delta = \pm 3, p0i_\omega = \pm 0, p0i_\rho = \pm 2, p0i_\eta = \pm 5, p0i_\pi = \pm 0, p0i_{\rho T} = \pm 3$
4. Bonn A ($\Lambda_\sigma = 2.0, \Lambda_\delta = 2.0, \Lambda_\omega = 1.5, \Lambda_\rho = 1.3, \Lambda_\eta = 1.5, \Lambda_\pi = 1.2\text{GeV}$)
5. Termo de contato mantido
6. Observáveis: dados experimentais
7. χ^2 é uma normal cobrindo toda a região de energia de 1 a 350 MeV e sem peso em espalhamentos à baixas energias (100 MeV).

Há uma boa convergência entre os diferentes ajustes a partir das propriedades empíricas.





Apêndice N - S=9 e N=1

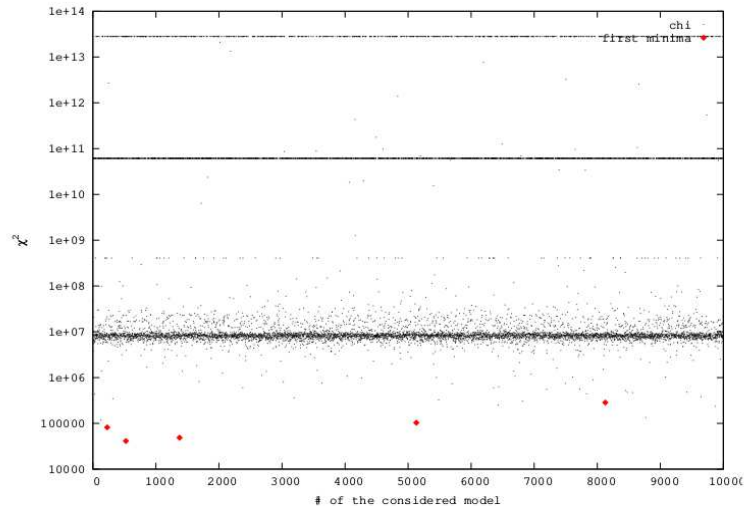
1 S=9 e N=1

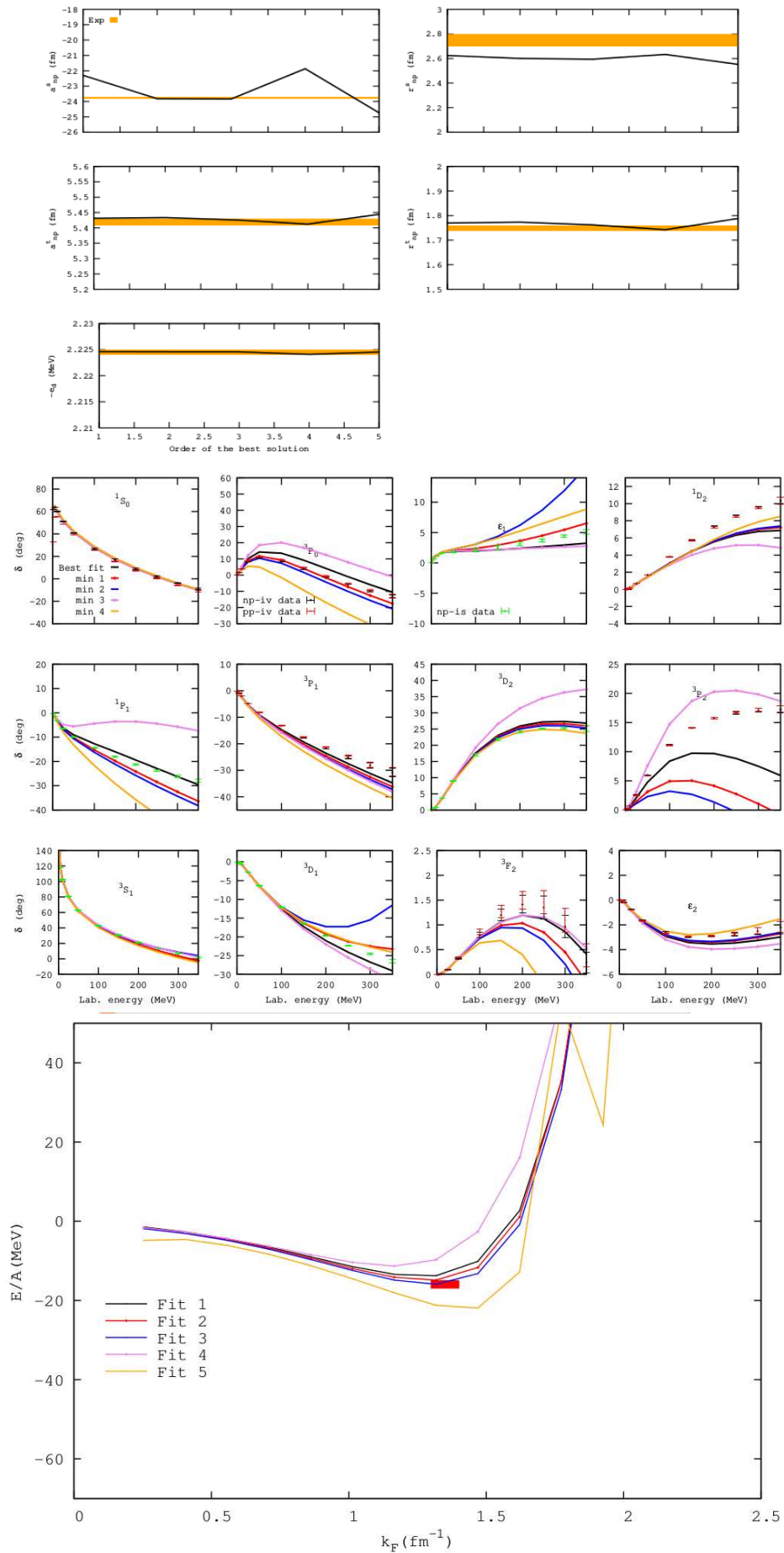
A condição inicial deste grupo de dados é o mesmo que no caso ($S = 8$ e $N = 1$) exceto que todos os cortes de massas são de 2.0 GeV.

A condição inicial $S = 9$ está listada abaixo.

1. Bonn A ($m_\sigma = 550\text{MeV}$)
2. Bonn A ($g_\sigma = 10.2215, g_\delta = 3.1125, g_\omega = 15.8533, g_\rho = 3.2490, g_\eta = 5.3789, g_\pi = 13.1066, k_\rho = 4.1$)
3. $p0i_\sigma = \pm 3, p0i_\delta = \pm 3, p0i_\omega = \pm 0, p0i_\rho = \pm 2, p0i_\eta = \pm 5, p0i_\pi = \pm 0, p0i_{\rho T} = \pm 3$
4. Bonn A ($\Lambda_\sigma = 2.0, \Lambda_\delta = 2.0, \Lambda_\omega = 2.0, \Lambda_\rho = 2.0, \Lambda_\eta = 2.0, \Lambda_\pi = 2.0\text{GeV}$)
5. Termo de contato mantido
6. Observáveis: dados experimentais
7. χ^2 é uma normal cobrindo toda a região de energia de 1 a 350 MeV e sem peso em espalhamentos à baixas energias (100 MeV).

Há uma boa convergência entre os diferentes ajustes a partir das propriedades empíricas. As melhores soluções para as defasagens ainda prevêm propriedades empíricas muito similares. Uma má reprodução do canal 3P_2 não altera a possibilidade de chegar às propriedades de saturação.





Apêndice O - S=10 e N=1

1 S=10 e N=1

A condição inicial é do grupo de dados é a mesma que o caso ($S = 7$ e $N = 1$) exceto pelo fato que o termo de contato é mantido.

A condição inicial $S = 10$ está listada abaixo.

1. Bonn A ($m_\sigma = 620\text{MeV}$)

2. Bonn A ($g_\sigma = 10.2215, g_\delta = 3.1125, g_\omega = 15.8533, g_\rho = 3.5271, g_\eta = 9.3789, g_\pi = 13.6835, k_\rho = 6.1$)

3. $p0i_\sigma = \pm 5, p0i_\delta = \pm 5, p0i_\omega = \pm 5, p0i_\rho = \pm 5, p0i_\eta = \pm 5, p0i_\pi = \pm 3, p0i_{\rho T} = \pm 5$

$ip_\sigma = 1, ip_\delta = 1, ip_\omega = 1, ip_\rho = 1, ip_\eta = 1, ip_\pi = 1, ip_{\rho T} = 1$

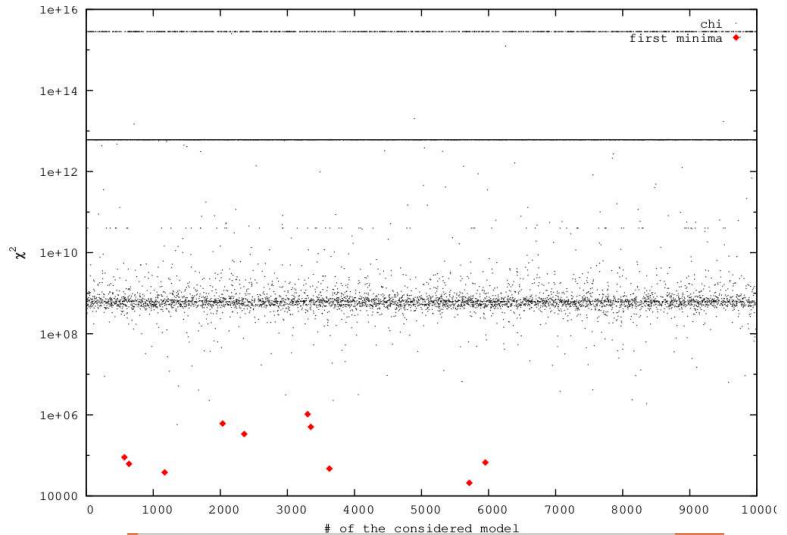
4. Bonn A ($\Lambda_\sigma = 2.2, \Lambda_\delta = 2.2, \Lambda_\omega = 2.2, \Lambda_\rho = 2.2, \Lambda_\eta = 2.2, \Lambda_\pi = 2.2\text{GeV}$)

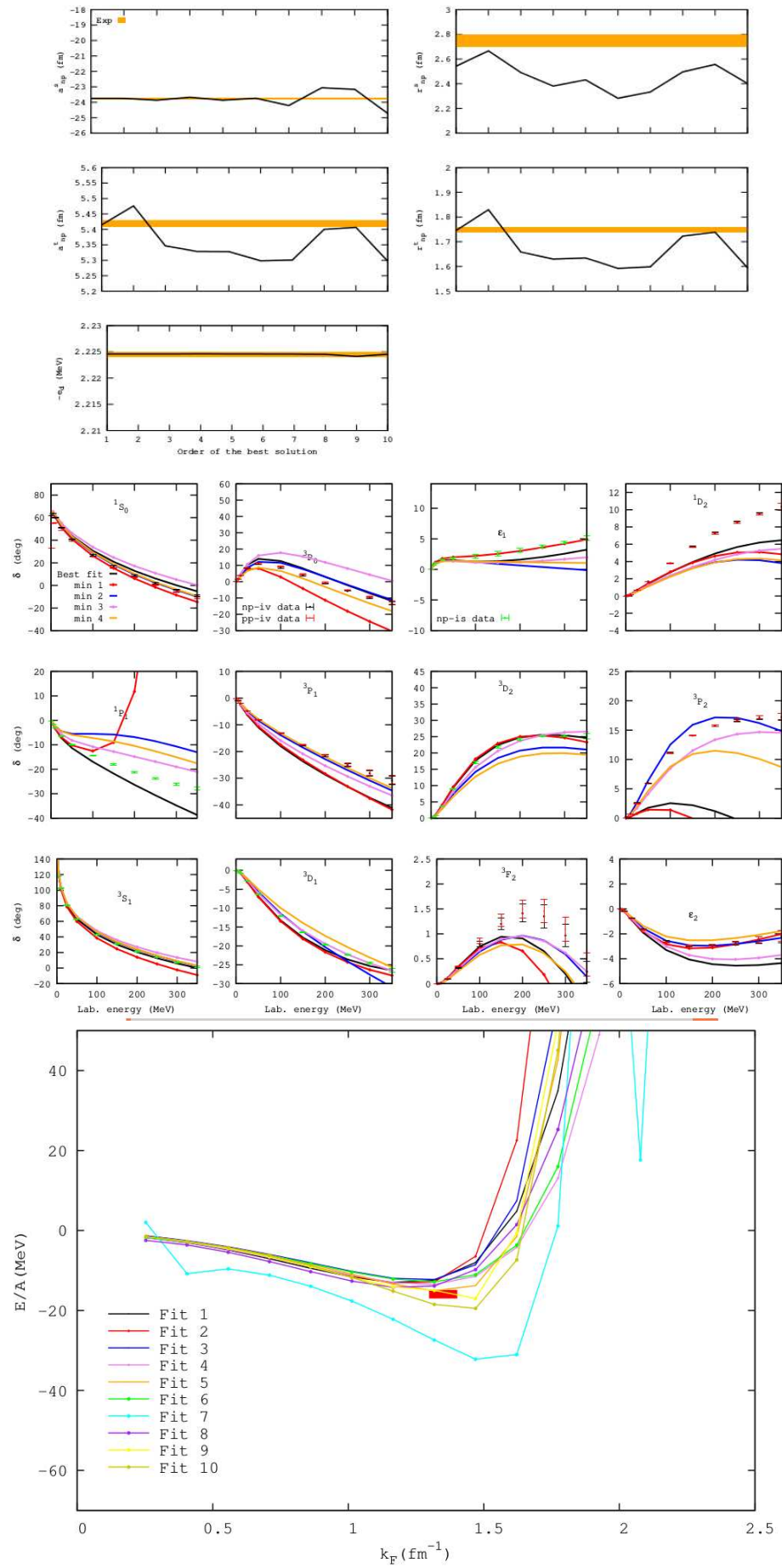
5. Termo de contato mantido

6. Observáveis: dados experimentais

7. χ^2 : cobrindo apenas a região de 50 à 100 MeV e com peso em espalhamentos à baixas energias (100 MeV) e energia de ligação do deuteron.

É mostrado aqui denovo que mantendo o termo de contato as propriedades de saturação ficam melhores. O espalhamento entre os fits são certamente devido ao fato que eles não são iguais com respeito à χ^2 . Aumentando a amostragem suposições iniciais, certamente reduziria ente espalhamento.





Apêndice P - S=11 e N=1

1 S=11 e N=1

A condição inicial é do grupod de dados é a mesma que o caso($S = 10$ e $N = 1$) exceto que todos os cortes para massas são de 1.6 GeV.

A condição inicial $S = 11$ está listada abaixo.

1. Bonn A ($m_\sigma = 620\text{MeV}$)

2. Bonn A ($g_\sigma = 10.2215, g_\delta = 3.1125, g_\omega = 15.8533, g_\rho = 3.5271, g_\eta = 9.3789, g_\pi = 13.6835, k_\rho = 6.1$)

3. $p0i_\sigma = \pm 5, p0i_\delta = \pm 5, p0i_\omega = \pm 5, p0i_\rho = \pm 5, p0i_\eta = \pm 5, p0i_\pi = \pm 3, p0i_{\rho T} = \pm 5$

$ip_\sigma = 1, ip_\delta = 1, ip_\omega = 1, ip_\rho = 1, ip_\eta = 1, ip_\pi = 1, ip_{\rho T} = 1$

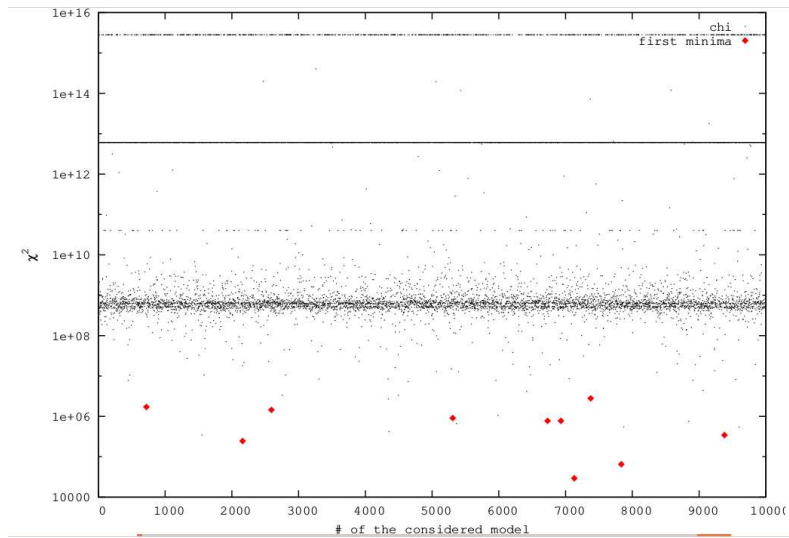
4. Bonn A ($\Lambda_\sigma = 1.6, \Lambda_\delta = 1.6, \Lambda_\omega = 1.6, \Lambda_\rho = 1.6, \Lambda_\eta = 1.6, \Lambda_\pi = 1.6\text{GeV}$)

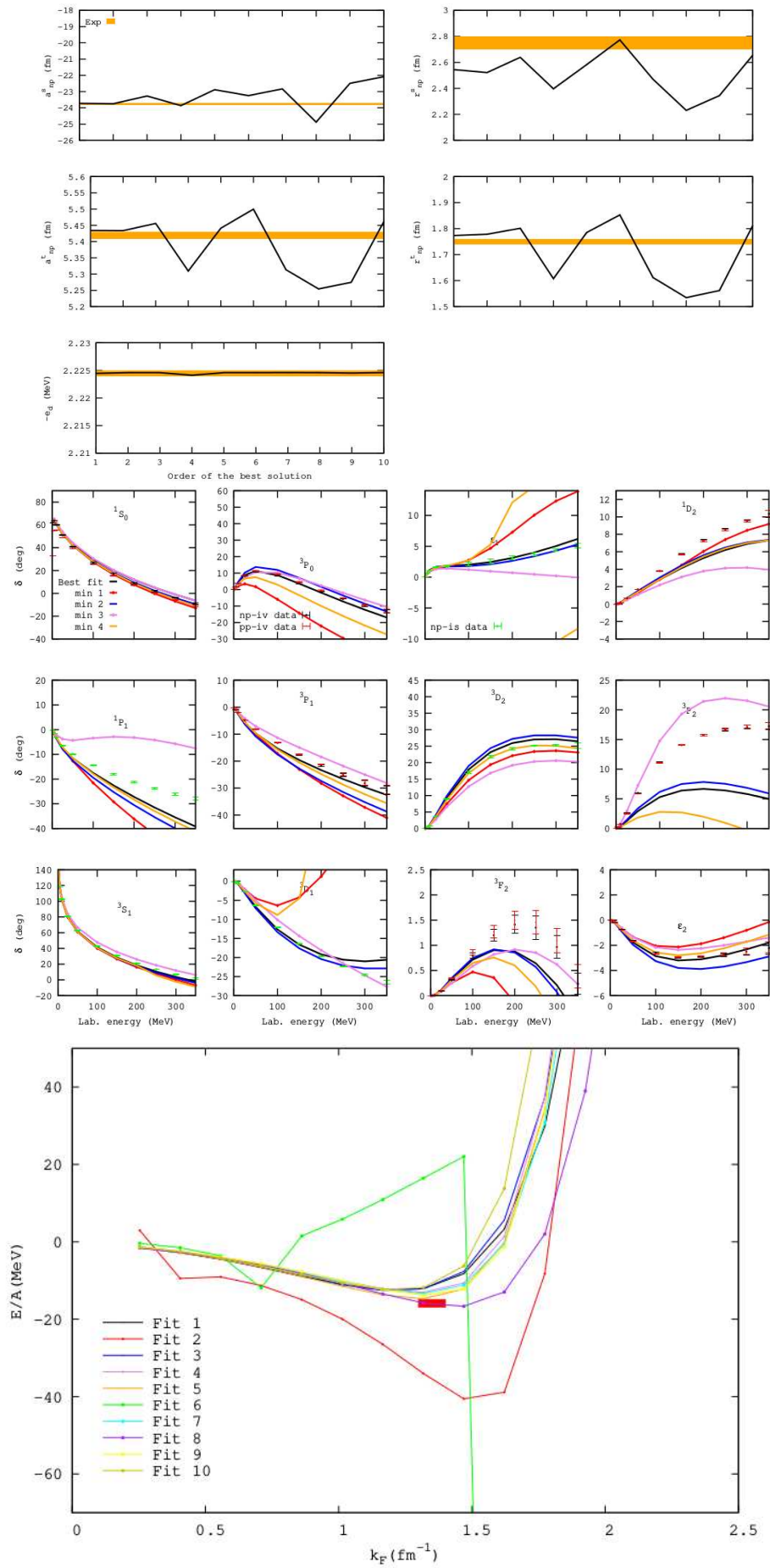
5. Termo de contato mantido

6. Observáveis: dados experimentais

7. χ^2 : cobrindo apenas a região de 50 à 100 MeV e com peso em espalhamentos à baixas energias (100 MeV) e energia de ligação do dêuteron.

Aqui também a amostragem dos parâmetros iniciais deve ser aumentada antes de tirar qualquer conclusão.





Apêndice Q - S=12 e N=1

1 S=12 e N=1

A condição inicial deste grupo de dados é a mesma que o caso ($S = 10$ e $N = 1$) exceto que todos os cortes para massas são 1.8 GeV e $m_\sigma = 550$ MeV.

A condição inicial $S = 10$ está listada abaixo.

1. Bonn A ($m_\sigma = 550$ MeV)

2. Bonn A ($g_\sigma = 10.2215, g_\delta = 3.1125, g_\omega = 15.8533, g_\rho = 3.5271, g_\eta = 9.3789, g_\pi = 13.6835, k_\rho = 6.1$)

3. $p0i_\sigma = \pm 5, p0i_\delta = \pm 5, p0i_\omega = \pm 5, p0i_\rho = \pm 5, p0i_\eta = \pm 5, p0i_\pi = \pm 3, p0i_{\rho T} = \pm 5$

$ip_\sigma = 1, ip_\delta = 1, ip_\omega = 1, ip_\rho = 1, ip_\eta = 1, ip_\pi = 1, ip_{\rho T} = 1$

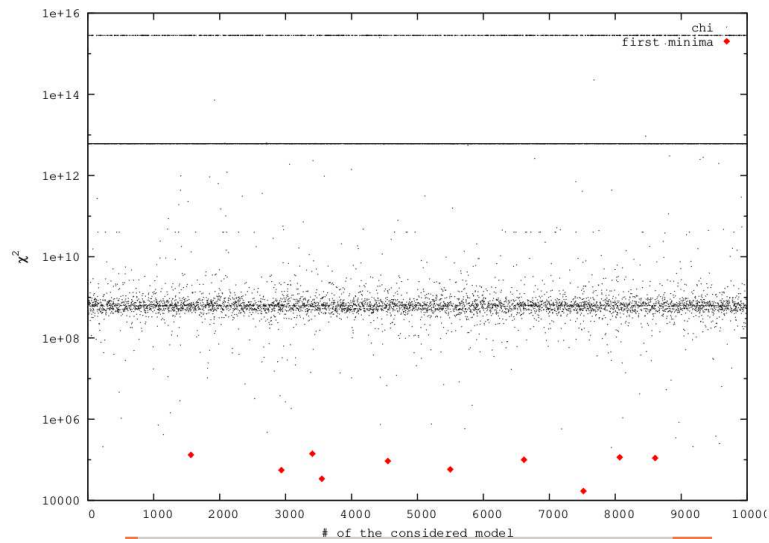
4. Bonn A ($\Lambda_\sigma = 1.8, \Lambda_\delta = 1.8, \Lambda_\omega = 1.8, \Lambda_\rho = 1.8, \Lambda_\eta = 1.8, \Lambda_\pi = 1.8$ GeV)

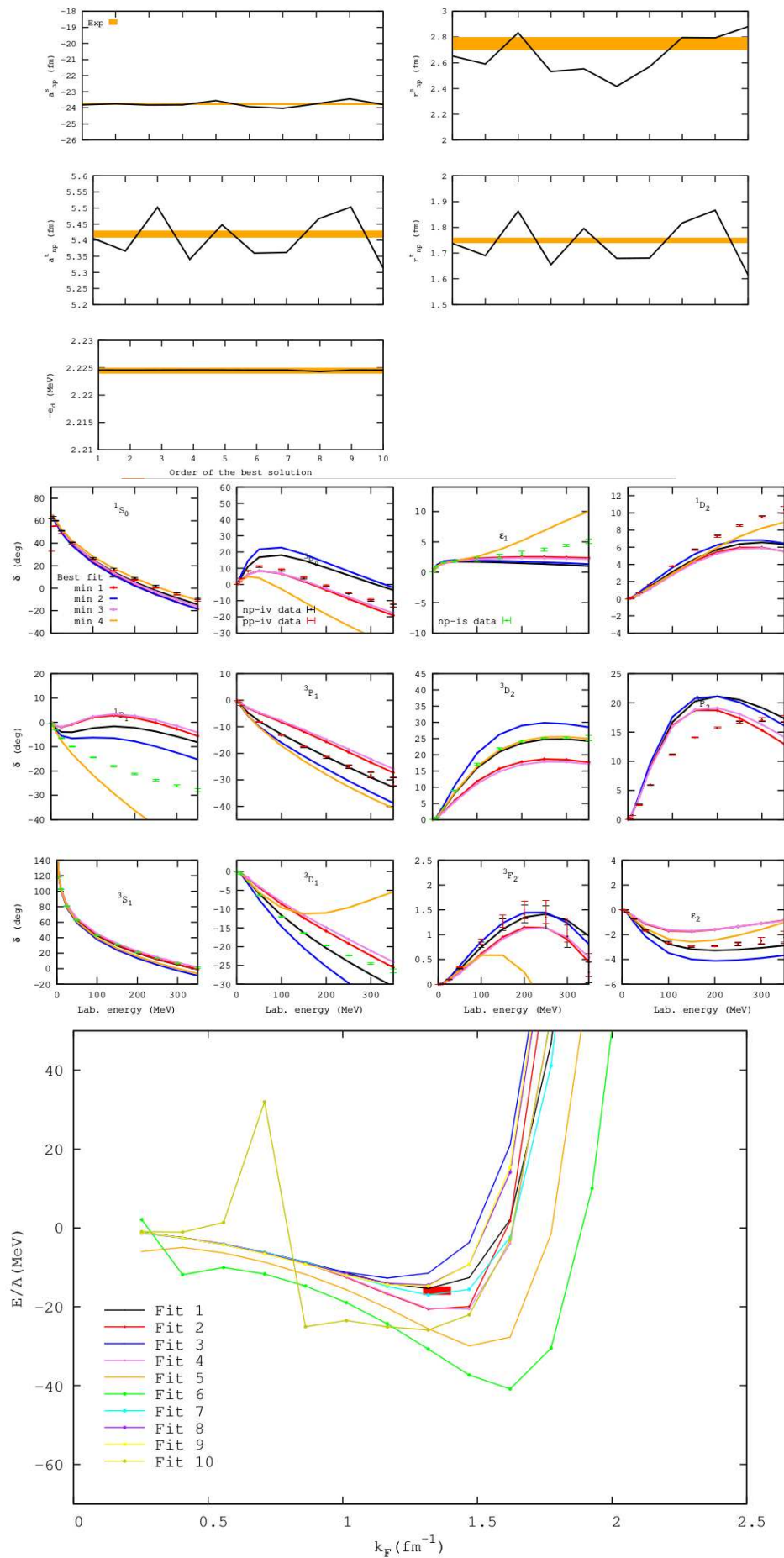
5. Termo de contato mantido

6. Observáveis: dados experimentais

7. χ^2 : cobrindo apenas a região de 50 à 100 MeV e com peso em espalhamentos à baixas energias (100 MeV) e energia de ligação do deuteron.

Aqui também a amostragem de parâmetros iniciais deve ser aumentada antes de tirarmos qualquer conclusão.





FOLHA DE REGISTRO DO DOCUMENTO

1. CLASSIFICAÇÃO/TIPO TD	2. DATA 26 de maio de 2017	3. DOCUMENTO Nº DCTA/ITA/TD-008/2017	4. Nº DE PÁGINAS 159
5. TÍTULO E SUBTÍTULO: Modelo de emissão nuclear sequencial estatística em altas energias			
6. AUTOR(ES): Tiago de Jesus Santos			
7. INSTITUIÇÃO(ÕES)/ÓRGÃO(S) INTERNO(S)/DIVISÃO(ÕES): Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA			
8. PALAVRAS-CHAVE SUGERIDAS PELO AUTOR: Núcleo Composto, Modelo de Emissão Sequencial Estatística, Núcleos Quentes, Barreiras de Sierk, Potencial de São Paulo, Aproximação Dirac-Brueckner-Hartree-Fock, Equação de Estado, Matéria Nuclear, QCD, Física nuclear, Teoria Quântica de Campos.			
9. PALAVRAS-CHAVE RESULTANTES DE INDEXAÇÃO: Emissão de Partículas; Cromodinâmica Quântica; Matéria Nuclear; Aproximação Dirac-Brueckner-Hartree-Fock; Física Nuclear.			
10. APRESENTAÇÃO: <input checked="" type="checkbox"/> Nacional <input type="checkbox"/> Internacional ITA, São José dos Campos. Curso de Doutorado. Programa de Pós-Graduação em Física. Área de Física Nuclear. Orientador: Prof. Dr. Brett Vern Carlson. Defesa em 12/05/2017. Publicada em 26/05/2017.			
11. RESUMO: Uma das principais características da multifragmentação nuclear é a emissão de fragmentos complexos de massa intermediária. O modelo da multifragmentação estatística fornece uma boa descrição dessa emissão, mas não pode ser considerado um verdadeiro modelo de decaimento estatístico, uma vez que não contém larguras de decaimento ou tempos de vida. Desenvolvemos uma extensão do modelo de multifragmentação estatística em que se torna um limite quase simultâneo do modelo de decaimento sequencial. Nessa extensão, as emissões dos fragmentos de massa intermediária são descritas por expressões quase idênticas às emissões de partículas leves. À baixas temperaturas, foi mostrado que expressões semelhantes fornecem uma boa descrição da emissão de fragmentos de massa intermediária muito leves, mas não da emissão de fragmentos mais pesados, que é determinada pela densidade de transição no ponto de sela em vez de no ponto de cisão. Aqui, determinamos os limites na energia de excitação para a formação do núcleo composto. Calculamos o efeito da temperatura nas barreiras (do Potencial de São Paulo), onde as barreiras modificadas mudam ligeiramente a temperatura limite de um núcleo composto equilibrado. Para isso, foram feitos ajustes globais da influência da temperatura nas barreiras, no raio e difusividade do núcleo. Usando parametrizações de ajustes globais implementamos a influência da temperatura na barreira do potencial de São Paulo, no código GEMINI++. Além disso, calculamos as larguras parciais de decaimento do núcleo composto e as comparamos com os resultados obtidos usando as barreiras de Sierk. Também investigamos equações de estado para a matéria nuclear usando a aproximação Dirac-Brueckner-Hartree-Fock a fim de melhorar a interação efetiva nucleon-nucleon usado para determinar as propriedades dos núcleos estudados.			
12. GRAU DE SIGILO: <input checked="" type="checkbox"/> OSTENSIVO <input type="checkbox"/> RESERVADO <input type="checkbox"/> SECRETO			