

**MODELOS DE SKYRME SUBMETIDOS A
VÍNCULOS DA MATÉRIA NUCLEAR
SIMÉTRICA E DE NÊUTRONS**



INSTITUTO DE FÍSICA

Universidade Federal Fluminense

Autor: Mariana Dutra da Rosa

Orientador: Dr. Antônio Delfino Jr.

Niterói - RJ

23 de fevereiro de 2011

Mariana Dutra da Rosa

Modelos de Skyrme submetidos a vínculos da matéria nuclear simétrica e de nêutrons

Tese apresentada ao curso de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal Fluminense como requisito parcial para obtenção do título de doutor em Física.

Orientador:

Prof. Dr. Antônio Delfino Jr.

DOUTORADO EM FÍSICA. ÁREA: FÍSICA NUCLEAR
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE

Niterói - RJ

23 de fevereiro de 2011

R788m Rosa, Mariana Dutra.

Modelos de Skyrme submetidos a vínculos da matéria nuclear simétrica e de nêutrons / Mariana Dutra Rosa ; orientador: Antônio Delfino Jr. -- Niterói, 2011.
119 f. : il.

Tese (Doutorado) - Universidade Federal Fluminense,
Instituto de Física, 2011.
Bibliografia: f. 109-119.

1.MODELOS DE SKYRME. 2.MATÉRIA NUCLEAR SIMÉTRICA.
3.MATÉRIA PURA DE NÊUTRONS. 4.ENERGIA DE SIMETRIA. 5.VÍNCULOS
EMPÍRICOS E TEÓRICOS. I.Delfino Júnior, Antônio, Orientador.
II.Universidade Federal Fluminense. Instituto de Física,
Instituição responsável. III.Título.

CDD 539.7



INSTITUTO DE FÍSICA

Universidade Federal Fluminense

CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

RUA GAL MILTON TAVARES DE SOUZA, SN

24210-346 – NITERÓI - RIO DE JANEIRO

TEL: (21)2629-5878 - FAX: 2629-5887

E-MAIL: cpg@if.uff.br

Ata dos trabalhos finais da Comissão Examinadora da tese apresentada por Mariana Dutra da Rosa. Aos vinte e três dias do mês de fevereiro de dois mil e onze, às 10 horas, reuniram-se no Instituto de Física da Universidade Federal Fluminense os membros da Comissão Examinadora constituída pelos professores doutores Antonio Delfino Júnior (UFF), Paulo Roberto Silveira Gomes (UFF), Lauro Tomio (UFF), Brett Vern Carlson (ITA) e Sérgio José Barbosa Duarte (CBPF), sob a presidência do primeiro, para prova pública de apresentação de tese intitulada "Modelos de Skyrme Submetidos a Vínculos da Matéria Nuclear Simétrica e de Nêutrons", tendo em vista as exigências do Regulamento Específico do curso de Física relacionadas com a conclusão do Doutorado em Física pela Universidade Federal Fluminense. A tese foi elaborada sob a orientação do professor Antonio Delfino Júnior. Após a exposição do trabalho, a aluna respondeu às questões formuladas pelos integrantes da Comissão Examinadora, que apresentou parecer no sentido de aprová-la. Para constar, foi lavrada a presente ata, que vai assinada por mim, secretário da Pós-graduação em Física em exercício, pelos membros da Comissão Examinadora e pelo doutorando.

Niterói, vinte e três de fevereiro de dois mil e onze.

Rafael Ângelo Nobuyuki Sano

Dr. Antonio Delfino Júnior

Dr. Paulo Roberto Silveira Gomes

Dr. Lauro Tomio

Dr. Brett Vern Carlson

Dr. Sérgio José Barbosa Duarte

Mariana Dutra da Rosa

“...Ter meus amigos comigo quem amo me amando, sim / longe do amor de quem nos finge amar...”

A sombra de um Jatobá - Toquinho.

Agradecimentos

Em primeiro lugar agradeço a Deus por ter me guiado e ajudado em todos os momentos da minha vida. Ao meu marido, amigo e grande amor Odilon Lourenço por toda compreensão, ajuda e incentivos durante essa caminhada. Ao meu orientador Antônio Delfino pelas importantes discussões sobre física, por ter contribuído ativamente para a minha formação e me preparado para esse momento importante. À minha mãe Rosely, meu pai José e minha irmã Fernanda por todo amor e compreensão. Aos meus amigos Carlos Eduardo, Marisa, Thais, Rafaela, Fabiana, Daniela e Bárbara Kelly pelas boas conversas e incentivos. À professora Claudette E. Cordeiro pelas oportunidades oferecidas no decorrer do Doutorado. À professora Jirina R. Stone. Aos professores Jorge S. Sá Martins, Manuel Malheiro e Jesús Lubián. Aos funcionários da biblioteca, em especial Ana Maria, Lucia Regina, Kátia Maria, Márcia Santos, Danieli Brabo, Leia Luiz e Luci Porto. À secretaria de pós-graduação, em especial os funcionários Rafael Sano e Valéria Lima. À agência financiadora CAPES. Por fim, agradeço a todos que de alguma maneira me ajudaram a concluir esse trabalho.

Resumo

Neste trabalho estudamos o comportamento de 237 parametrizações convencionais e não convencionais de Skyrme, submetidas a 11 vínculos relacionados com a matéria nuclear simétrica, matéria pura de nêutrons e uma mistura de ambas, que levam em conta a energia de simetria, suas derivadas e a pressão da matéria de nêutrons. Esse estudo, realizado em temperatura nula, ajudou a selecionar 18 modelos de Skyrme que foram consistentes com todos os vínculos propostos. Como uma análise complementar, submetemos essas parametrizações selecionadas a 5 novos vínculos considerados leves dados pela massa efetiva, comportamento da energia de simetria com a densidade e a correlação de sua derivada com a pressão da matéria de nêutrons, parâmetros de Landau e estrelas de nêutrons. Por último, apresentamos um novo modelo de Skyrme, chamado de SkUFF, cuja parametrização foi obtida a partir das propriedades dos modelos previamente selecionados. Destacamos ainda o cálculo dos parâmetros crítico e flash deste modelo, como uma aplicação em temperatura finita.

Abstract

In this work we have studied the behavior of 237 standard and non-standard Skyrme parametrizations submitted to 11 constraints related to symmetric nuclear matter, pure neutron matter and a mix of both, that takes into account the symmetry energy, its derivatives and the pressure for pure neutron matter. This study, at zero temperature, allowed us to select 18 Skyrme models that were consistent with all of the proposed constraints. As a complementary analysis, we submitted these selected parametrizations to 5 new weaker constraints given by the scalar and isovector effective mass for symmetric nuclear matter, the density behavior of the symmetry energy, and the correlation of its derivative with the pressure of neutron matter, Landau parameters, and neutron stars. Finally, we show a new Skyrme parametrization, called SkUFF, whose parameters were obtained from properties of the previously selected models. We still highlight the calculation of the critical, and flash parameters for this model as an application at the finite temperature regime.

Lista de Figuras

2.1	Pressão versus ρ/ρ_0 . Faixa utilizada para o vínculo SM3.	p. 26
2.2	Pressão versus ρ/ρ_0 . Faixa utilizada para o vínculo SM4.	p. 26
2.3	$\varepsilon_{\text{PNM}}/\rho$ versus densidade. Para a construção desta faixa usamos $\rho = \frac{2k_F^3}{3\pi^2}$	p. 28
2.4	Pressão versus ρ/ρ_0 . Faixas utilizadas para o vínculo PNM2.	p. 29
2.5	Esquema para as diferentes regiões de densidade de uma estrela de nêutrons. Figura retirada da Ref. [148].	p. 36
3.1	Figura explicativa para o método de aprovação utilizado.	p. 40
3.2	Porcentagem dos modelos aprovados com relação aos 12 vínculos estudados. Nesta figura são apresentados os grupos de I à VI.	p. 42
3.3	Porcentagem dos modelos aprovados com relação aos 12 vínculos estudados. Nesta figura são apresentados os grupos de VII à XII.	p. 42
3.4	Porcentagem dos modelos aprovados com relação aos 12 vínculos estudados. Nesta figura são apresentados os grupos de XIII à XVIII.	p. 43
3.5	Porcentagem dos modelos aprovados com relação aos 12 vínculos estudados. Nesta figura são apresentados os grupos de XIX à XXIV.	p. 44
3.6	Porcentagem dos modelos aprovados com relação aos 12 vínculos estudados. Nesta figura são apresentados os grupos de XXV à XXVIII.	p. 44
3.7	Pressão versus ρ/ρ_0 para o modelos aprovados em SM3. A área hachurada foi retirada da Ref. [43].	p. 47
3.8	Pressão versus ρ/ρ_0 para o modelos aprovados em SM4. A área hachurada e a linha pontilhada foram extraídas da Ref. [44].	p. 48

3.9	Pressão versus ρ/ρ_0 para o modelos aprovados em PNM1. A região hachurada (linha sólida preta e linha pontilhada vermelha) foi retirada da Ref. [122]. A região dentro dessa área (linha sólida azul) foi retirada da Ref. [38].	p. 50
3.10	Pressão versus ρ/ρ_0 para o modelos aprovados em PNM2. A área hachurada foi retirada da Ref. [43].	p. 50
3.11	Pressão versus ρ/ρ_0 para as CSkP. Os vínculos apresentados são SM3 e SM4.	p. 56
3.12	Energia da matéria pura de nêutrons e pressão versus ρ/ρ_0 para as CSkP. Os vínculos apresentados são PNM1 e PNM2 respectivamente.	p. 57
3.13	Dependência com a densidade da massa efetiva de nêutrons (painel da esquerda) e prótons (painel da direita). Curvas geradas com BEM ($p + n + e^-$).	p. 59
3.14	Parâmetros de Landau para SNM.	p. 59
3.15	Parâmetros de Landau para PNM	p. 60
3.16	Vínculo sobre a energia de simetria e sua derivada na densidade de saturação como os derivados de colisões de íons pesados, ressonância de dipolo “pygmy” e propriedades de núcleos finitos. As predições para CSkP se encontram dentro do retângulo azul tracejado. Aqui $S(\rho) = E_{\text{sym}}(\rho)$. Figura cedida por [117].	p. 61
3.17	Energia de simetria como função de $\frac{\rho}{\rho_0}$	p. 62
3.18	Energia por partícula para PNM and SNM como função densidade para 3 parametrizações de Skyrme: GSkI, QMC750 e GSkII.	p. 62
3.19	Massa versus raio. Figura retirada da Ref. [30]. Note que o último modelo não faz parte do conjunto CSkP.	p. 64
3.20	Relação entre a massa gravitacional (M_g) e a massa bariônica (M_b) da estrela para os modelos selecionados de Skyrme. Os retângulos representam vínculos derivados por [154] (retângulo preto) e mais recentemente por [155] (retângulo vermelho), baseados em uma proposta sobre propriedades do sistema J0737-3039. Figura retirada da Ref. [30]. Note que o último modelo não faz parte do conjunto CSkP.	p. 65
4.1	Comportamento do modelo SkUFF com relação aos vínculos propostos para a matéria nuclear simétrica: (a) SM3 e (b) SM4.	p. 68

4.2 Comportamento do modelo SkUFF com relação aos vínculos para a matéria pura de nêutrons: (a) PNM1 e (b) PNM2. p. 68

Lista de Tabelas

3.1	Resumo dos 11 vínculos utilizados na tese. Os intervalos calculados com * são dados em MeV.	p. 38
3.2	Número de modelos de Skyrme consistentes (NMC) com os vínculos individuais.	p. 53
3.3	Valores dos vínculos numéricos, calculados para as 18 parametrizações de Skyrme consistentes. Além disso, mostramos valores da densidade de saturação, energia de ligação e K_τ . . .	p. 54
3.4	Conjunto de parâmetros para os 18 modelos de Skyrme consistentes. C_0^ρ e C_1^ρ são dados em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^3$; C_0^τ e C_1^τ em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^5$. Os valores de Θ'_s , Θ'_v , Θ'_{sym} e Θ'_n [50] são dados em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^5$. Todas as constantes são calculadas no ponto de saturação.	p. 56
3.5	Valores da massa efetiva escalar (m_s^*) e vetorial (m_v^*), ambas adimensionais, para o conjunto CSkP.	p. 58
3.6	Valores calculados da pressão da matéria pura de nêutrons em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^{-3}$, energia de simetria e sua derivada em MeV para as 18 CSkP para uma comparação com a Fig. 3.16.	p. 61
3.7	Propriedades da SNM para a energia de simetria e suas derivada das CSkP em $3\rho_0$. $L(\rho_0)$ foi incluído para efeito de comparação. Todas as quantidades estão em MeV, exceto m^* que é adimensional.	p. 63
4.1	Valores dos observáveis para o modelo SkUFF.	p. 66
4.2	Parâmetros do modelo SkUFF.	p. 68
4.3	Valores dos vínculos numéricos em MeV, calculados para o modelo SkUFF.	p. 69
4.4	Valores dos parâmetros críticos e “flash” do modelo SkUFF.	p. 70
B.1	Conjunto de parâmetros dos 237 modelos de Skyrme. t_0 é dado em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^3$; t_1 e t_2 em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^5$; t_{31} em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^{3+3\sigma_1}$; x_0 , x_1 , x_2 , x_{31} , e σ_1 são adimensionais. Os modelos com ‡ são não convencionais e os restantes de seus parâmetros se encontram na Tabela B.2.	p. 88

B.2	Valores das parametrizações não convencionais para os modelos de Skyrme. t_{32} e t_{32} são dados em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^{3+3\sigma_i}$ ($i = 2, 3$); t_4 em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^{5+3\beta}$; t_5 em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^{5+3\gamma}$; $x_{32}, x_{33}, x_4, x_5, \sigma_2, \sigma_3, \beta$ e γ são adimensionais.	p. 95
C.1	Propriedades de saturação em MeV, exceto ρ_0 em fm^{-3} e $m^* = M^*/M$ adimensional.	p. 96
D.1	Comportamento dos modelos de Skyrme em relação aos 11 vínculos estudados. Para os vínculos numéricos (SM1, SM2, MIX1-MIX5) os valores mostram quanto os modelos perdem em relação ao valor central do vínculo. Para os restantes, mostramos a perda da seguinte maneira: $L(H)$ representa a perda no início (fim) das faixas estabelecidas. Quando a porcentagem estiver sem letra, indica que o modelo perde pelo meio da faixa. O símbolo \dagger indica que o modelo perde apenas neste vínculo.	p. 103

Sumário

Introdução	p. 1
1 Interações de Skyrme e Equações de Estado	p. 6
1.1 Potencial de Skyrme	p. 6
1.2 Equações de Estado em $T=0$	p. 8
1.3 Grupos de Parametrizações de Skyrme	p. 14
2 Vínculos	p. 24
2.1 Matéria Nuclear Simétrica	p. 24
2.2 Matéria Pura de Nêutrons	p. 27
2.3 Vínculos envolvendo SNM e PNM	p. 29
2.4 Vínculos Adicionais	p. 31
2.4.1 Massa Efetiva	p. 32
2.4.2 Parâmetros de Landau	p. 33
2.4.3 Correlação $L-E_{\text{sym}}(\rho_0)$	p. 35
2.4.4 Dependência com a densidade de E_{sym} e Estrelas de Nêutrons	p. 35
3 Resultados em $T = 0$	p. 38
3.1 Método Utilizado na Aprovação dos Modelos	p. 38
3.2 Análise dos Grupos de Modelos	p. 41
3.3 Matéria Nuclear Simétrica	p. 45

3.4	Matéria Pura de Nêutrons	p. 48
3.5	Vínculos envolvendo SNM e PNM	p. 51
3.6	Modelos Seleccionados	p. 53
3.7	Vínculos Adicionais	p. 57
3.7.1	Massa Efetiva	p. 57
3.7.2	Parâmetros de Landau	p. 59
3.7.3	Correlação $L-E_{\text{sym}}(\rho_0)$	p. 60
3.7.4	Dependência com a densidade de E_{sym} e Estrelas de Nêutrons	p. 61
4	Modelo SkUFF	p. 66
4.1	Comportamento nos Vínculos Estudados	p. 68
4.2	Aplicações	p. 69
	Conclusões	p. 72
	Apêndice A – Determinação do funcional densidade de energia	p. 77
A.1	Densidade de Energia de uma Partícula	p. 77
A.2	Densidade de Energia do Sistema Assimétrico para A Partículas	p. 85
	Apêndice B – Parâmetros dos Modelos de Skyrme	p. 88
	Apêndice C – Propriedades de saturação	p. 96
	Apêndice D – Resumo dos Vínculos e o desempenho dos modelos de Skyrme	p. 103
	Referências Bibliográficas	p. 109

Introdução

Propriedades da matéria nuclear são razoavelmente bem descritas por diferentes versões de modelos relativísticos e não relativísticos. Do ponto de vista microscópico, a descrição da interação nucleon-nucleon (NN) é feita através de um potencial cujos parâmetros são ajustados a partir dos observáveis da física nuclear de poucos nucleons, tais como as propriedades do dêuteron e dados de espalhamento [1, 2, 3]. Para considerar os efeitos do meio nuclear, deve-se aplicar o formalismo de muitos corpos, como por exemplo, a aproximação relativística de Dirac-Bruckner-Hartree-Fock (DBHF)[4, 5], a aproximação não relativística de Bruckner-Hartree-Fock (BHF) [6, 7] ou o método variacional [8].

Os modelos relativísticos possuem sua versão mais simples dada pelo modelo de Walecka [9], baseado em uma aproximação relativística de campo médio (RMF¹). Embora esse modelo seja bom para descrever a energia de ligação e a densidade de saturação da matéria nuclear, falha na descrição da incompressibilidade e massa efetiva. Para tentar contornar esse problema, variações foram desenvolvidas, tal como a versão não linear (NLW²) [10], que leva em conta termos de ordem cúbica e quártica de autointeração do campo mesônico escalar. A aplicação desses modelos nos cálculos da matéria nuclear infinita em temperaturas moderadas ($T \approx 20$ MeV) e em altas ($T \approx 200$ MeV) pode ser encontrada nas referências [11, 12, 13]. Por outro lado, modelos de contato relativístico podem ser derivados do modelo de Walecka ou de versões não lineares, fornecendo diferentes equações de estado (EoS³), mas contendo a mesma física relevante para a descrição da matéria nuclear [14, 15, 16, 17, 18].

Várias interações NN e aproximações de muitos corpos levam a estimativas da energia de ligação da matéria nuclear (E_0) e da densidade de saturação (ρ_0) diferentes daquelas obtidas experimentalmente. O valor empírico $E_0 \sim -16$ MeV é extraído do modelo de gota líquida com o ajuste de massas nucleares experimentais [19, 20]. Existem muitos modos para se estimar o valor experimental de ρ_0 , incluindo diferentes variantes do modelo de gota líquida, aproximação de Hartree-Fock (HF) para cálculo de distribuições de densidade nuclear, entre outros [21]. O erro na determinação da densidade de saturação, devido às diferentes maneiras de encontrá-la, é

¹Do inglês Relativistic Mean-Field.

²Do inglês Nonlinear Walecka Model.

³Do inglês Equation of State.

grande $\rho_0 = 0,17 \pm 0,03 \text{ fm}^{-3}$ [21]. Cálculos teóricos das propriedades de saturação da matéria nuclear simétrica (SNM⁴) não dependem somente da escolha da interação NN, mas também do método de tratamento dos efeitos de muitos nucleons. Por exemplo, se utilizarmos a aproximação de BHF, E_0 and ρ_0 devem ser correlacionadas dentro de uma faixa estreita [22, 23]. Duas aproximações principais foram sugeridas para melhorar essa situação, onde a aproximação mais popular leva em conta a inclusão da força de três corpos (NNN). Como não sabemos a forma exata dessas forças, diferentes parametrizações *ad hoc*, dependentes de parâmetros adicionais, que precisam ser ajustados para levar em conta o balanço entre a atração forte (NNN) e a repulsão em curtas distancias (NN), tem sido utilizadas. Neste caso, cálculos com DBHF mostram maior eficácia em vez de cálculos com BHF [23]. Outra possibilidade é tratar as densidades escalar e vetorial de forma equivalente [24] no já mencionado modelo de Walecka [9]. No entanto, esse desvio sistemático entre as predições teóricas e os valores empíricos esperados de E_0 e ρ_0 permanece em aberto. Uma sugestão interessante foi feita na Ref. [25], implicando que um tratamento autoconsistente completo de correlações de curto alcance na matéria nuclear traz a densidade de saturação mais para perto do valor empírico do que o tratamento com BHF. Análises cuidadosas do efeito de correlações de longo alcance sobre as propriedades de saturação da matéria nuclear, através da contribuições da troca de pión na energia de ligação da matéria nuclear, são igualmente importantes. Tais correlações não estão presentes nos núcleos finitos e uma questão que surge é quão aplicável é o modelo de gota líquida para predizer as propriedades de saturação da matéria nuclear.

Uma perspectiva um pouco diferente no tratamento de sistemas de muitos nucleons é usar uma interação nucleon-nucleon efetiva dependente da densidade em vez das interações realistas. O trabalho pioneiro de T. H. R. Skyrme [26], mais tarde desenvolvido por D. Vautherin e D. M. Brink [27], iniciou essa aproximação largamente usada atualmente. A ideia básica é parametrizar as interações de dois e três nucleons por interações de alcance zero dependente da densidade. Essas interações não relativísticas, são então usadas na aproximação de campo médio de Hartree-Fock (SHF⁵) para modelar as propriedades do estado fundamental de núcleos finitos e matéria nuclear [28]. Nesse cenário, os detalhes das forças de dois e três nucleons, tais como as trocas de mésons, são ausentes e toda a informação fisicamente relevante é carregada pela magnitude das forças de alcance zero, depois de levado em conta o spin, momento angular orbital e os acoplamentos de isospin. A desvantagem dessa aproximação é que não existe uma

⁴Sigla em inglês para Symmetric Nuclear Matter.

⁵Skyrme-Hartree-Fock.

única parametrização para descrever as propriedades da SNM e núcleos finitos. Na verdade, há um número grande de diferentes parâmetros de Skyrme, ajustados a partir de núcleos duplamente mágicos e SNM. Existem atualmente mais de 200 conjuntos diferentes documentados na literatura. Essa situação surgiu porque não houve uma conexão clara entre os parâmetros individuais (grupo de parâmetros) com diversas propriedades físicas do sistema nuclear de muitos corpos. Um conhecimento mais amplo pode ser dado por uma nova formulação do funcional densidade de Skyrme em termos das constantes de acoplamento [29] que ainda espera por maior utilização e exploração de uma forma mais sistemática. Há um esforço crescente para reunir o maior número possível de vínculos que estreitem o número de parametrizações de Skyrme. Novos dados experimentais tanto de colisões de íons pesados, como de monopolo gigante e dipolo ressonante, fornecem novas exigências no desempenho dos modelos de Skyrme na matéria nuclear. Uma medida mais precisa da distribuição de densidade de prótons e nêutrons, pele de nêutrons e novas massas de núcleos longe da linha de estabilidade proporcionam vínculos adicionais relacionados com propriedades do estado fundamental e núcleos finitos.

O objetivo dessa tese, baseada no artigo em preparação [30], é aplicar um conjunto de vínculos empíricos e teóricos obtidos de várias referências, em um grupo bastante amplo de parametrizações de Skyrme coletadas de diversas fontes, fornecendo assim um número de modelos que os satisfazem simultaneamente. Esse procedimento segue o estudo anterior feito por J. R. Stone *et al.* [31] que examinou 87 parametrizações de Skyrme conforme a dependência da energia de simetria com a densidade e a relação de massa-raio de estrelas de nêutrons frias e não rotacionais, concluindo que somente 27 delas concordavam com os dados observacionais conhecidos na época. Analisaremos aqui as previsões de 237 modelos de Skyrme para a matéria nuclear simétrica e matéria pura de nêutrons (PNM⁶) em densidades entre $\sim 0,01\rho_0$ até $\sim 5\rho_0$. Ambos os limites são bastantes arbitrários, mas refletem o fato de que a interação de Skyrme é feita para descrever núcleos finitos e matéria nuclear próxima da densidade de saturação.

O limite inferior é sustentado pela matéria simétrica pelo fato que os modelos de Skyrme predizem distribuições de densidade para núcleos finitos, incluindo raio quadrático médio de prótons e nêutrons, em razoável concordância com os experimentos. Nessas densidades é esperado o surgimento de “clusters” leves [32], como por exemplo a partícula alfa, o dêuteron e o trítio e, dependendo da temperatura e do isospin, a fase de “pasta” da matéria nuclear pode ocorrer em estrelas de nêutrons e supernovas [33, 34, 35]. Já para matéria pura de nêutrons, esse limite se torna mais vagamente definido. Em densidades acima da “drip line” de nêutrons

⁶Do inglês Pure Neutron Matter.

($\rho \sim 2,3 \times 10^{-4} \text{ fm}^{-3} \sim 0,0015\rho_0$) é considerado que a matéria torna-se muito rica em nêutrons podendo ser aproximada por uma matéria de tais partículas, onde neste ponto a interação NN é mais forte e possui um grande comprimento de espalhamento negativo $a_0 \sim -18,5 \text{ fm}$. Ainda para essa matéria, o comprimento de espalhamento $|a_0|$ é muito maior que o alcance das potenciais (R), que para as interações fortes é $R \approx 1 \text{ fm}$. Considerando que a distância entre os nucleons é dada pelo inverso do momento de Fermi, k_F [36], podem-se definir três regiões distintas de densidade quando $|a_0| \gg R$. A primeira é a região de baixas densidades, onde $k_F^{-1} \geq |a_0|$. A segunda apresenta densidades intermediárias de tal forma que $R \leq k_F^{-1} \leq |a_0|$, onde $R \sim 1 \text{ fm}$ é o alcance da interação forte. Por último, a região de altas densidades é dada pela condição $k_F^{-1} \leq R$. Um ponto importante sobre as interações de Skyrme é que muitos efeitos de correlação são incluídos nos parâmetros. Então, embora formulada como sendo de alcance zero, essas parametrizações levam em conta efeitos de alcance não nulo das interações.

Se olharmos para o limite superior de densidades, vemos que o mesmo reflete o consenso geral que em altas densidades os efeitos relativísticos podem começar a ser importantes, assim como a probabilidade do surgimento de hádrons e mésons mais pesados na matéria. Esse limite superior irá um pouco além, $\approx 10\rho_0$, quando utilizarmos a matéria de nêutrons com equilíbrio beta (BEM⁷).

Os vínculos aplicados sobre as propriedades da matéria nuclear [28, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45] foram derivados de uma forma dependente de modelos, a partir de dados experimentais relacionados, isto é, eles são empiricamente determinados. A maioria deles é baseada na hipótese da validade do modelo da gota líquida [20] e nas propriedades da matéria nuclear simétrica perto do ponto de saturação. Outros confiam na extrapolação de modelos de fluxo de partículas em colisões de íons pesados para altas densidades e baixas (zero) temperaturas e são vínculos dependentes da densidade e da pressão, tanto na SNM quanto na PNM. O campo médio Hartree-Fock + Aproximação de fase aleatória (RPA⁸) são usados para cálculos de energias de excitações de ressonâncias gigantes, ambos nos casos relativísticos e não relativísticos. As propriedades volumétricas da matéria nuclear não incluem os efeitos de superfície, spin-órbita, coulombiano e emparelhamento. Neste sentido, exploram somente a parte de volume das interações de Skyrme.

Este trabalho está organizado em 4 capítulos divididos da seguinte maneira: no capítulo 1 será mostrada a descrição do potencial efetivo de Skyrme e suas interações. Calcularemos as

⁷Do inglês Beta-equilibrium Matter.

⁸Do inglês Random Phase Approximation

equações de estado, em temperatura nula para a energia, pressão, energia de simetria e suas derivadas. Em seguida, apresentaremos o conjunto de 237 parametrizações de Skyrme utilizadas, dividindo-as em 28 grupos onde serão descritas, de maneira qualitativa, as propriedades que as geraram. No capítulo 2 serão introduzidos os vínculos utilizados ao longo de todo o trabalho. Apresentaremos a descrição dos 11 vínculos e discutiremos seus alcances de aplicabilidade. Tais vínculos estão divididos da seguinte forma: 4 para a matéria nuclear simétrica, 2 para a matéria pura de nêutrons e 5 para a energia de simetria e suas derivadas. Dentre estes, 7 são puramente numéricos e 4 são gráficos. Ainda neste capítulo, mostraremos 5 vínculos mais leves referentes à massa efetiva, parâmetros de Landau, uma correlação entre a derivada da energia de simetria e a pressão pura de nêutrons, comportamento da energia de simetria com a densidade, e estrelas de nêutrons, que aplicaremos somente nos modelos de Skyrme selecionados pelos vínculos anteriores. Neste capítulo, ressaltamos ainda uma nova proposta que fizemos para melhor descrever um vínculo teórico previamente estabelecido para o comportamento esperado da energia da matéria pura de nêutrons em baixas densidades. Este vínculo, na tese chamado de PNM1, incorpora agora efeitos de alcance finito da interação nêutron-nêutron baseados em Teoria de Campos com cálculos que satisfazem de forma efetiva a simetria quiral.

No capítulo 3, apresentaremos os resultados e discussões obtidos com a aplicação dos 11 vínculos mostrados no capítulo anterior. Inicialmente faremos uma análise estatística dos 28 grupos mencionados, submetidos aos vínculos apresentados. Logo após, analisaremos de forma individual cada vínculo, numérico ou gráfico, verificando o comportamento de cada modelo. A partir dessa análise, construiremos um novo conjunto de modelos de Skyrme, chamado de **CSkP**⁹, que significa parametrizações consistentes de Skyrme, onde aplicaremos os 5 vínculos leves, fechando assim a análise do grupo de modelos selecionados.

De posse dos modelos de Skyrme selecionados, CSkP, apresentaremos no capítulo 4 o modelo construído a partir dessas parametrizações (SkUFF). Além disso, mostraremos o comportamento do mesmo nos 11 vínculos propostos. Vamos adiante com cálculos para a matéria nuclear simétrica em temperatura finita. Neste ponto apresentaremos os valores para os seus parâmetros críticos e “flash”. Ao final da tese mostraremos as conclusões e 4 apêndices contendo, de uma forma qualitativa, o cálculo para o funcional de energia de Skyrme e as tabelas mencionadas no decorrer na tese.

⁹Do inglês Consistent Skyrme Parametrizations

1 Interações de Skyrme e Equações de Estado

As forças de Skyrme são muito usadas hoje em dia para cálculos de estrutura nuclear em sistemas não relativísticos. Desde os trabalhos desenvolvidos por T. H. R. Skyrme [26, 46] na década de sessenta e depois por D. Vautherin e D. M. Brink [27, 47], consideráveis esforços têm sido feitos para o desenvolvimento de uma interação efetiva dependente da densidade que descreva as propriedades do núcleo finito, assim como a da matéria nuclear. Com isso, muitos modelos têm sido desenvolvidos e muitas parametrizações diferentes testadas. O uso desses modelos na física nuclear é de grande valia, pois com eles se obtêm analiticamente, de forma simples, as equações de estado para as grandezas que caracterizam a matéria nuclear.

1.1 Potencial de Skyrme

Os núcleos são considerados sistemas de muitos corpos ligados, com A nucleons¹ que possuem uma estrutura complicada para ser tratada matematicamente considerando todas as suas interações, por exemplo efeitos de muitos corpos. Uma maneira de melhorar essa descrição matemática é considerar que os nucleons se movam dentro do núcleo de forma independente, onde cada um deles, por sua vez, sente um potencial que é a média do potencial gerado por todos os outros nucleons. Isso é a chamada interação efetiva e o método utilizado para esse tipo de cálculo é aproximação de Hartree-Fock [48, 49]. Os modelos de Skyrme levam em conta tais interações efetivas simples e, por isso, fornecem equações de estado analíticas.

O potencial efetivo de Skyrme, para tais interações nucleares, é considerado local e de curto alcance. Esse potencial leva em consideração forças de dois e três corpos e possui a localidade representada pela função delta de Dirac em sua parte espacial. Vamos definir o potencial de interação de Skyrme, [26, 42, 46, 50, 51, 52, 53, 54], como

¹Prótons e nêutrons

$$\begin{aligned}
V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}) + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P_\sigma) [\delta(\vec{r}) \vec{k}^2 + \vec{k}^2 \delta(\vec{r})] + t_2 (1 + x_2 P_\sigma) \vec{k}' \cdot \delta(\vec{r}) \vec{k} + \\
&+ \frac{1}{6} \sum_i t_{3i} (1 + x_{3i} P_\sigma) \rho^{\sigma_i}(\vec{R}) \delta(\vec{r}) + \frac{1}{2} t_4 (1 + x_4 P_\sigma) [\delta(\vec{r}) \rho^\beta(\vec{R}) \vec{k}^2 + \vec{k}^2 \rho^\beta(\vec{R}) \delta(\vec{r})] + \\
&+ t_5 (1 + x_5 P_\sigma) \vec{k}' \rho^\gamma \delta(\vec{r}) \vec{k}
\end{aligned} \tag{1.1}$$

onde t_{3i} , x_{3i} , σ_i (com $i = 1, 2$ e 3); t_j , x_j ($j = 0, 1, 2, 4$ e 5), β e γ representam o conjunto de constantes a serem ajustadas, que definem as parametrizações de Skyrme. As outras quantidades presentes no potencial são definidas como sendo as coordenadas relativas e de centro de massa respectivamente,

$$\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2, \quad \text{e} \quad \vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2). \tag{1.2}$$

O operador momento relativo \vec{k} e seu complexo conjugado \vec{k}' ,

$$\vec{k} = \frac{1}{2i}(\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2) \quad \text{e} \quad \vec{k}' = -\frac{1}{2i}(\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2). \tag{1.3}$$

Por último, as matrizes de Pauli e o operador de troca de spin,

$$\vec{\sigma} = \vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2 \quad \text{e} \quad P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2). \tag{1.4}$$

Na Eq. (1.1), t_0 e t_{3i} representam as interações fortes de alcance zero entre dois e três nucleons respectivamente, atuando em estados pares. t_0 é definido como o termo central e possui dependência com o operador troca de spin [55]. No caso da força de três corpos, t_{3i} , onde também ocorre apenas a atuação do operador troca de spin, temos uma interação puramente local, que pode ser reescrita na forma de um potencial de dois corpos dependente da densidade, como visto nas Refs. [48, 49]. Esse termo fornece uma simples representação fenomenológica dos efeitos de muitos corpos e descreve o modo como a interação de dois nucleons é influenciada pela presença de outros.

Os parâmetros t_1 e t_2 estão presentes nos termos de alcance finito atuando em estados pares e ímpares, respectivamente. Tais termos, também chamados de não-locais, possuem dependência em suas expressões com o momento relativo e troca de spin [55]. Seguindo a mesma ideia, estão os termos com os parâmetros t_4 e t_5 que são generalizações de t_1 e t_2 respectivamente.

Note que a Eq. (1.1) se diferencia do potencial usado na Ref. [56] pelo uso dos termos t_{32}

e t_{33} , que definem novos expoentes na densidade (σ_2 e σ_3) da força de três corpos [57] e por acrescentar o termo correspondente a t_4 e t_5 , que possuem termos de gradientes dependentes da densidade, Refs. [54, 58].

1.2 Equações de Estado em $T=0$

Nesta seção calcularemos as equações de estado para os modelos de Skyrme em temperatura nula. A partir da Eq. (1.1), obtêm-se a densidade de energia de uma única partícula para as interações de Skyrme em função da densidade de nucleons ρ_q e da densidade de energia cinética τ_q , onde o subíndice q serve tanto para prótons (p) quanto para nêutrons (n). [52, 53, 59]. Sua expressão é dada por²

$$\mathcal{H} = \mathcal{K} + \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_3 + \mathcal{H}_{eff} + h.c. \quad (1.5)$$

com,

$$\mathcal{K} = \frac{\hbar^2}{2M}(\tau_p + \tau_n) \quad (1.6)$$

$$\mathcal{H}_0 = \frac{t_0}{2} \left[\left(1 + \frac{x_0}{2}\right) \rho^2 - \left(\frac{1}{2} + x_0\right) (\rho_n^2 + \rho_p^2) \right] \quad (1.7)$$

$$\mathcal{H}_3 = \frac{1}{12} \sum_{i=1}^3 t_{3i} \left[\left(1 + \frac{x_{3i}}{2}\right) \rho^2 - \left(\frac{1}{2} + x_{3i}\right) (\rho_n^2 + \rho_p^2) \right] \rho^{\sigma_i} \quad (1.8)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{eff} = & \rho(\tau_n + \tau_p) \left[\frac{t_1}{4} \left(1 + \frac{x_1}{2}\right) + \frac{t_2}{4} \left(1 + \frac{x_2}{2}\right) + \frac{t_4}{4} \left(1 + \frac{x_4}{2}\right) \rho^\beta + \frac{t_5}{4} \left(1 + \frac{x_5}{2}\right) \rho^\gamma \right] \\ & + (\rho_n \tau_n + \rho_p \tau_p) \left[\frac{t_2}{4} \left(\frac{1}{2} + x_2\right) - \frac{t_1}{4} \left(\frac{1}{2} + x_1\right) - \frac{t_4}{4} \left(\frac{1}{2} + x_4\right) \rho^\beta + \frac{t_5}{4} \left(\frac{1}{2} + x_5\right) \rho^\gamma \right], \end{aligned} \quad (1.9)$$

onde $h.c.$ indica os termos que não foram utilizados nesse trabalho, como por exemplo termos que possuem divergentes da densidade e o spin-órbita. Maiores detalhes no Apêndice A.

O funcional densidade de energia para os A nucleons do sistema é encontrado através da Eq. (1.5). Para isso temos que substituir os termos dependentes do momento, k , pelas integrais cujo limites são $k = 0$ e $k = k_F$. Como a densidade hamiltoniana não possui uma dependência

²A demonstração de como escrever a densidade de energia de uma partícula a partir do potencial, está apresentada no apêndice A.

explícita com o momento, devemos reescrevê-la utilizando as seguintes definições:

$$\rho = \rho_n + \rho_p \quad \text{e} \quad \tau = k^2 \rho = \tau_n + \tau_p, \quad (1.10)$$

com $\rho_p = y\rho$ e $\rho_n = (1-y)\rho$. Com essas definições surge a dependência do sistema com o número de prótons e nêutrons presentes no núcleo. Tal dependência é dada pela fração de prótons $y = Z/(Z+N)$, onde Z é o número de prótons e N o número de nêutrons³. Logo, efetuando alguns cálculos (ver apêndice A), pode-se escrever a energia por nucleon do seguinte modo:

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{E}}{\rho} &= \frac{3\hbar^2}{10M} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{2/3} H_{5/3} + \frac{t_0}{8} \rho [2(x_0+2) - (2x_0+1)H_2] \\ &+ \frac{1}{48} \sum_{i=1}^3 t_{3i} \rho^{\sigma_i+1} [2(x_{3i}+2) - (2x_{3i}+1)H_2] + \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{5/3} (aH_{5/3} + bH_{8/3}) \\ &+ \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{5/3+\beta} \left[t_4(x_4+2)H_{5/3} - t_4 \left(x_4 + \frac{1}{2} \right) H_{8/3} \right] \\ &+ \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{5/3+\gamma} \left[t_5(x_5+2)H_{5/3} + t_5 \left(x_5 + \frac{1}{2} \right) H_{8/3} \right] \end{aligned} \quad (1.11)$$

com,

$$a = t_1(x_1+2) + t_2(x_2+2), \quad (1.12)$$

$$b = \frac{1}{2} [t_2(2x_2+1) - t_1(2x_1+1)], \quad \text{e} \quad (1.13)$$

$$H_n(y) = 2^{n-1} [y^n + (1-y)^n]. \quad (1.14)$$

O valor da energia de ligação da matéria nuclear, definida na densidade de saturação ρ_0 , é extraído do ajuste nas energias de ligação via modelo de gota líquida para um grande número de núcleos e possui o valor em torno de $\frac{\mathcal{E}(\rho_0)}{\rho} = E_0 = -16 \pm 0.2$ MeV [50]. Já o valor de ρ_0 pode ser estimado de diferentes maneiras incluindo o modelo de gota, gota líquida, entre outras, fornecendo uma grande imprecisão em seu valor 0.17 ± 0.03 fm⁻³, ver Ref. [21].

De posse da EoS para a densidade de energia pode-se encontrar todas as outras equações utilizadas no trabalho. Primeiro calcularemos a equação para a massa efetiva M^* . Na densidade hamiltoniana de uma única partícula, Eq. (1.5), a massa efetiva pode ser extraída quando juntamos os termos com $\rho\tau$, o que significa agrupar os termos cinético e de ordem $\rho^{5/3}$ do funcional de Skyrme, Eq. (1.11), que podem ser escritos em função do momento de Fermi k_F .

³Assim, temos que o número total de nucleons é $A = Z + N$.

Esse procedimento é equivalente a $\frac{M^*}{M} = \frac{k}{m} \left(\frac{d\varepsilon}{dk}\right)^{-1}$, Ref. [50, 39]:

$$\begin{aligned} \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2M^*} k_F &= \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2M} k_F \left\{ H_{5/3} + \frac{1}{4} \frac{M}{\hbar^2} \rho (aH_{5/3} + bH_{8/3}) \right. \\ &+ \frac{1}{4} \frac{M}{\hbar^2} \rho^{\beta+1} \left[t_4(x_4 + 2)H_{5/3} - t_4 \left(x_4 + \frac{1}{2} \right) H_{8/3} \right] \\ &+ \left. \frac{1}{4} \frac{M}{\hbar^2} \rho^{\gamma+1} \left[t_5(x_5 + 2)H_{5/3} + t_5 \left(x_5 + \frac{1}{2} \right) H_{8/3} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (1.15)$$

onde usamos $k_F = \left(\frac{3\pi^2\rho}{2}\right)^{1/3}$, portanto

$$\begin{aligned} M^* &= M \left\{ H_{5/3} + \frac{1}{4} \frac{M}{\hbar^2} \rho \left[\left(a + t_4(x_4 + 2)\rho^\beta + t_5(x_5 + 2)\rho^\gamma \right) H_{5/3} \right. \right. \\ &+ \left. \left. \left(b - t_4 \left(x_4 + \frac{1}{2} \right) \rho^\beta + t_5 \left(x_5 + \frac{1}{2} \right) \rho^\gamma \right) H_{8/3} \right] \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (1.16)$$

No caso da matéria nuclear simétrica, $y = \frac{1}{2}$ ($H_2 = H_{5/3} = H_{8/3} = 1$), temos

$$M^* = M \left\{ 1 + \frac{1}{8} \frac{M}{\hbar^2} \rho \left[3t_1 + t_2(5 + 4x_2) + 3t_4\rho^\beta + t_5(5 + 4x_5)\rho^\gamma \right] \right\}^{-1}. \quad (1.17)$$

Em sistemas não relativísticos, a massa efetiva do nucleon (M_q^*) caracteriza a dependência do potencial de um único nucleon com o momento [39]. Em núcleos finitos a massa efetiva desempenha um papel importante para níveis de densidade próximos da superfície de Fermi e possui um valor em torno de 1.1 – 1.2 para $m^* = M^*/M$ nos estados próximos a esse nível, enquanto que os mais afastados possuem um valor mais baixo [50].

A pressão do sistema é definida como $P = \rho^2 \frac{\partial(\varepsilon/\rho)}{\partial\rho}$:

$$\begin{aligned} P &= \frac{\hbar^2}{5M} \left(\frac{3\pi^2}{2}\right)^{2/3} \rho^{5/3} H_{5/3} + \frac{t_0}{8} \rho^2 [2(x_0 + 2) - (2x_0 + 1)H_2] \\ &+ \frac{1}{48} \sum_{i=1}^3 t_{3i} (\sigma_i + 1) \rho^{\sigma_i+2} [2(x_{3i} + 2) - (2x_{3i} + 1)H_2] + \frac{1}{8} \left(\frac{3\pi^2}{2}\right)^{2/3} \rho^{8/3} (aH_{5/3} + bH_{8/3}) \\ &+ \frac{1}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2}\right)^{2/3} (5 + 3\beta) \rho^{\frac{8}{3}+\beta} \left[t_4(x_4 + 2)H_{5/3} - t_4 \left(x_4 + \frac{1}{2} \right) H_{8/3} \right] \\ &+ \frac{1}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2}\right)^{2/3} (5 + 3\gamma) \rho^{\frac{8}{3}+\gamma} \left[t_5(x_5 + 2)H_{5/3} + t_5 \left(x_5 + \frac{1}{2} \right) H_{8/3} \right]. \end{aligned} \quad (1.18)$$

Para efeito de completeza, apresentaremos a equação para o potencial químico total ou

energia livre de Gibbs de um sistema assimétrico, que é dado em função dos seus componentes prótons e nêutrons,

$$\mu = y\mu_p + (1-y)\mu_n. \quad (1.19)$$

A EoS para o potencial químico de ambos os componentes pode ser obtida analiticamente. Para isso, basta usar a relação de Gibbs-Duhem e seguir os mesmos procedimentos desenvolvidos nas Refs. [60, 61]. Vale ressaltar que essas equações são para temperatura nula e matéria nuclear infinita, ou seja, não estamos considerando termos de superfície. Além disso o termo coulombiano também não é considerado. Com base nesse método, obtêm-se as equações para prótons e nêutrons desacopladas, dadas por

$$\begin{aligned} \mu_q = & \frac{\hbar^2}{2M} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{2/3} H_{5/3} + \frac{1}{5} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{5/3} (aH_{5/3} + bH_{8/3}) \\ & + \frac{1}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} (8 + \beta) \rho^{\frac{5}{3} + \beta} \left[t_4(x_4 + 2)H_{5/3} - t_4 \left(x_4 + \frac{1}{2} \right) H_{8/3} \right] \\ & + \frac{1}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} (8 + \gamma) \rho^{\frac{5}{3} + \gamma} \left[t_5(x_5 + 2)H_{5/3} + t_5 \left(x_5 + \frac{1}{2} \right) H_{8/3} \right] \\ & + \frac{t_0}{4} \rho [2(x_0 + 2) - (2x_0 + 1)H_2] + \frac{1}{48} \sum_{i=1}^3 t_{3i} (\sigma_i + 2) \rho^{\sigma_i + 1} [2(x_{3i} + 2) - (2x_{3i} + 1)H_2] \\ & \pm \frac{1}{2} [1 \mp (2y - 1)] \left\{ \frac{3\hbar^2}{10M} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{2/3} H'_{5/3} - \frac{t_0}{8} \rho (2x_0 + 1) H'_2 - \right. \\ & - \frac{1}{48} \sum_{i=1}^3 t_{3i} \rho^{\sigma_i + 1} (2x_{3i} + 1) H'_2 + \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{5/3} (aH'_{5/3} + bH'_{8/3}) \\ & + \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{\frac{5}{3} + \beta} \left[t_4(x_4 + 2)H'_{5/3} - t_4 \left(x_4 + \frac{1}{2} \right) H'_{8/3} \right] \\ & \left. + \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{\frac{5}{3} + \gamma} \left[t_5(x_5 + 2)H'_{5/3} + t_5 \left(x_5 + \frac{1}{2} \right) H'_{8/3} \right] \right\}, \quad (1.20) \end{aligned}$$

com o sinal superior para prótons, o inferior para nêutrons e $H'_n(y) = dH_n/dy$.

De forma geral, a incompressibilidade volumétrica pode ser calculada como $K = 9 \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)$, fornecendo

$$\begin{aligned}
K &= \frac{3\hbar^2}{M} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{2/3} H_{5/3} + \frac{9t_0}{4} \rho [2(x_0 + 2) - (2x_0 + 1)H_2] \\
&+ \frac{3}{16} \sum_{i=1}^3 t_{3i} (\sigma_i + 1)(\sigma_i + 2) \rho^{\sigma_i + 1} [2(x_{3i} + 2) - (2x_{3i} + 1)H_2] \\
&+ 3 \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{5/3} (aH_{5/3} + bH_{8/3}) \\
&+ \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} (5 + 3\beta)(8 + 3\beta) \rho^{\frac{5}{3} + \beta} [t_4(x_4 + 2)H_{5/3} - t_4 \left(x_4 + \frac{1}{2} \right) H_{8/3}] \\
&+ \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} (5 + 3\gamma)(8 + 3\gamma) \rho^{\frac{5}{3} + \gamma} [t_5(x_5 + 2)H_{5/3} + t_5 \left(x_5 + \frac{1}{2} \right) H_{8/3}]. \quad (1.21)
\end{aligned}$$

O valor para a incompressibilidade no ponto de saturação da matéria nuclear é $K(\rho_0) \equiv K_0$. Como estamos tratando de temperatura nula, a incompressibilidade poderia também ser encontrada via $K = 9\rho^2 \left(\frac{\partial^2(\mathcal{E}/\rho)}{\partial \rho^2} \right)$.

Ordens superiores a segunda derivada podem ser calculadas, como por exemplo, a derivada terceira da energia por partícula, também chamada de coeficiente de “skewness” [42, 62], expressa como

$$\begin{aligned}
Q_0 &= 27\rho_0^3 \left(\frac{\partial^3 \mathcal{E}/\rho}{\partial \rho^3} \right)_{\rho=\rho_0} = \frac{12\hbar^2}{5M} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho_0^{2/3} H_{5/3} \\
&+ \frac{9}{16} \sum_{i=1}^3 t_{3i} \sigma_i (\sigma_i + 1)(\sigma_i - 1) \rho_0^{\sigma_i + 1} [2(x_{3i} + 2) - (2x_{3i} + 1)H_2] \\
&- \frac{3}{4} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho_0^{5/3} (aH_{5/3} + bH_{8/3}) \\
&+ \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} (2 + 3\beta)(5 + 3\beta)(3\beta - 1) \rho_0^{\frac{5}{3} + \beta} [t_4(x_4 + 2)H_{5/3} - t_4 \left(x_4 + \frac{1}{2} \right) H_{8/3}] \\
&+ \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} (2 + 3\gamma)(5 + 3\gamma)(3\gamma - 1) \rho_0^{\frac{5}{3} + \gamma} [t_5(x_5 + 2)H_{5/3} + t_5 \left(x_5 + \frac{1}{2} \right) H_{8/3}]. \quad (1.22)
\end{aligned}$$

Uma das principais propriedades da matéria nuclear é a energia de simetria, que nos fornece uma estimativa do custo necessário de energia para converter todos os prótons da matéria nuclear simétrica em nêutrons, a uma densidade fixa. Esta energia pode ser escrita em termos da densidade bariônica ρ e fração de prótons y como

$$\begin{aligned}
E_{\text{sym}}(\rho) &= \frac{1}{8} \frac{\partial^2(\mathcal{E}/\rho)}{\partial y^2} \Big|_{\rho, y=\frac{1}{2}} \\
&= \frac{\hbar^2}{6M} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{2/3} - \frac{t_0}{8} (2x_0 + 1) \rho - \frac{1}{48} \sum_{i=1}^3 t_{3i} (2x_{3i} + 1) \rho^{\sigma_i+1} \\
&\quad + \frac{1}{24} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} [a + 4b] \rho^{5/3} - \frac{1}{8} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} t_4 x_4 \rho^{\frac{5}{3}+\beta} \\
&\quad + \frac{1}{24} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} t_5 (5x_5 + 4) \rho^{\frac{5}{3}+\gamma}.
\end{aligned} \tag{1.23}$$

A inclinação da $E_{\text{sym}}(\rho)$, algumas vezes chamada de densidade de simetria é dada por

$$\begin{aligned}
L &= 3\rho_0 \left(\frac{\partial E_{\text{sym}}}{\partial \rho} \right)_{\rho=\rho_0} \\
&= \frac{\hbar^2}{3M} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho_0^{2/3} - \frac{3t_0}{8} (2x_0 + 1) \rho_0 - \frac{1}{16} \sum_{i=1}^3 t_{3i} (2x_{3i} + 1) (\sigma_i + 1) \rho_0^{\sigma_i+1} \\
&\quad + \frac{5}{24} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} (a + 4b) \rho_0^{5/3} - \frac{1}{8} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} (5 + 3\beta) t_4 x_4 \rho_0^{\frac{5}{3}+\beta} \\
&\quad + \frac{1}{24} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} (5 + 3\gamma) t_5 (5x_5 + 4) \rho_0^{\frac{5}{3}+\gamma}.
\end{aligned} \tag{1.24}$$

A incompressibilidade de simetria é obtida da curvatura de E_{sym} , definida como

$$\begin{aligned}
K_{\text{sym}} &= 9\rho_0^2 \left(\frac{\partial^2 E_{\text{sym}}}{\partial \rho^2} \right)_{\rho=\rho_0} \\
&= -\frac{\hbar^2}{3M} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho_0^{2/3} - \frac{3}{16} \sum_{i=1}^3 t_{3i} (2x_{3i} + 1) (\sigma_i + 1) \sigma_i \rho_0^{\sigma_i+1} \\
&\quad + \frac{5}{12} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} (a + 4b) \rho_0^{5/3} - \frac{1}{8} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} (5 + 3\beta) (2 + 3\beta) t_4 x_4 \rho_0^{\frac{5}{3}+\beta} \\
&\quad + \frac{1}{24} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} (5 + 3\gamma) (2 + 3\gamma) t_5 (5x_5 + 4) \rho_0^{\frac{5}{3}+\gamma}.
\end{aligned} \tag{1.25}$$

Note que as expressões de L e K_{sym} caracterizam a dependência da energia de simetria com a densidade em torno do ponto de saturação. Pode-se então, através dessas propriedades, obter informações importantes sobre o comportamento da energia de simetria em altas e baixas densidades. Em particular, é sabido que o parâmetro L possui uma correlação linear com a pele de nêutrons em núcleos pesados [39]. Outra propriedade que pode ser extraída de E_{sym} é a sua

derivada terceira,

$$\begin{aligned}
Q_{\text{sym}} &= 27\rho_0^3 \left(\frac{\partial^3 E_{\text{sym}}}{\partial \rho^3} \right)_{\rho=\rho_0} \\
&= \frac{4\hbar^2}{3M} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho_0^{2/3} - \frac{9}{16} \sum_{i=1}^3 t_{3i} (2x_{3i} + 1) (\sigma_i + 1) \sigma_i (\sigma_i - 1) \rho_0^{\sigma_i + 1} \\
&\quad - \frac{5}{12} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} (a + 4b) \rho_0^{5/3} - \frac{1}{8} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} (5 + 3\beta)(2 + 3\beta)(3\beta - 1) t_4 x_4 \rho_0^{\frac{5}{3} + \beta} \\
&\quad + \frac{1}{24} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} (5 + 3\gamma)(2 + 3\gamma)(3\gamma - 1) t_5 (5x_5 + 4) \rho_0^{\frac{5}{3} + \gamma}. \tag{1.26}
\end{aligned}$$

No caso da matéria assimétrica, vários estudos teóricos mostram que a energia por nucleon pode ser expressa como uma série de Taylor em função dos parâmetros volumétricos, definidos nas Refs. [20, 63], assim como a incompressibilidade nuclear efetiva e a energia de simetria

$$E(I) = E_0 + E_{\text{sym}} I^2 + \mathcal{O}(I^4), \tag{1.27}$$

$$K(I) = K_0 + \left(K_{\text{sym}} - 6L - \frac{Q_0}{K_0} L \right) I^2 + \mathcal{O}(I^4), \tag{1.28}$$

$$E_{\text{sym}}(\rho) = J + Lx + \frac{1}{2} K_{\text{sym}} x^2 + \frac{1}{6} Q_{\text{sym}} x^3 + \mathcal{O}(x^4) \tag{1.29}$$

com $x = (\rho - \rho_0)/3\rho_0$ e $I = (1 - 2y)$. A partir da expressão para $K(I)$, Eq. (1.28), pode-se definir

$$K_{\text{vs}} = K_{\text{sym}} - 6L - \frac{Q_0}{K_0} L. \tag{1.30}$$

Essa última quantidade está associada a dependência de isospin da incompressibilidade e será melhor descrita no capítulo 2.

1.3 Grupos de Parametrizações de Skyrme

O foco principal desta tese consiste na análise de 237 modelos de Skyrme presentes na literatura, cujas parametrizações encontram-se no apêndice B. Tais modelos foram submetidos a diferentes vínculos, referentes à matéria nuclear simétrica, matéria puramente de nêutron e uma mistura de ambos (MIX), que serão detalhados no capítulo 2. Nesta seção mostraremos de forma qualitativa como os modelos utilizados foram gerados, assim como suas finalidades, dividindo-os em 28 grupos distintos. Tais grupos exibem basicamente dois tipos de parame-

trizações de Skyrme: convencionais e não convencionais. As convencionais são aquelas que apresentam a estrutura do potencial dependente apenas dos 9 parâmetros usuais de Skyrme (t_j , x_j e σ , com $j = 0 - 3$). Já as não convencionais apresentam parâmetros além dos citados, ou seja, são introduzidos na estrutura do potencial termos com ordens superiores de densidade, na nossa linguagem os termos com t_{3i} , σ_i ($i = 2, 3$), t_4 , t_5 , β e γ . Esses termos estão presentes em todas as EoS apresentadas anteriormente. Veja por exemplo, a Eq. (1.11).

• **Grupo I: BSk-, MSk- e SkSP.1**

A primeira família citada neste grupo, BSk-, contribui para esta tese com 22 parametrizações, sendo 18 convencionais e 4 não convencionais. Tais parametrizações foram geradas por S. Goriely *et al.*, baseadas no método de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB), para tentar descrever predições existentes de massas nucleares na nêutron “drip line” (linha que separa os núcleos ligados e não ligados) para $Z, N \geq 8$ e $Z \leq 120$. Para uma melhor descrição dos dados, alguns ajustes são feitos com relação a força de emparelhamento, barreiras de fissão, etc. As parametrizações não convencionais apresentam termos com t_4 e t_5 e esses foram introduzidos para garantir uma melhor descrição de propriedades presentes na matéria homogênea de nêutrons, assim como em estrelas de nêutrons. Maiores detalhes podem ser encontrados nas referências dos modelos que são: (i) convencionais: BSk1 [64], BSk2-7 [65], BSk2' [66], BSk8-9 [67], BSk10-13 [68], BSk14 [69], BSk15 [70], BSk16 [71], BSk17 [72]; (ii) não convencionais: BSk18 [73], BSk19 [54], BSk20 [54] e BSk21 [54].

A segunda família, MSk-, apresenta modelos parametrizados através do método de Hartree-Fock-BCS (HF-BCS), que inclui a aproximação BCS para tratar as correlações de pares. Como no caso da família BSk-, os modelos MSk1-6 [74], MSk5* [75] e MSk7-9 [76] ajustam massas de núcleos esféricos e deformados.

Por último, o modelo SkSP.1 é construído a partir das forças de Skyrme convencionais com o uso do método de HF-BCS e, com a adição de termos dependentes do momento e densidade no seu potencial (t_{32} e t_4). Esse modelo também ajusta bem as massas de núcleos esféricos e, segundo os autores, esse tipo de força pode ser útil para descrever os processos que ocorrem no colapso estelar [75].

• **Grupo II: E, Es, Gs, Rs, Z, Zs e Zs***

J. Friedrich and P. -G. Reinhard investigaram na Ref. [77], a possibilidade e limites de algumas forças de Skyrme já existentes reproduzirem as propriedades do estado fundamental

em cálculos com HF. Esta investigação possibilitou gerar ajustes de novas parametrizações (E, Es, Gs, Rs, Z, Zs e Zs*) que reproduzem a energia de ligação, raio de difração, raio de carga e a largura da superfície de oito núcleos estudados: ^{16}O , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{124}Sn e ^{208}Pb .

• **Grupo III: FPLyon e SLy-**

J. Mayers apresentou em 1993 uma das primeiras parametrizações do grupo de “Lyon”, chamada FPLyon [78]. Logo depois, veio a construção dos modelos de “Saclay-Lyon”, uma série de parametrizações chamadas de SLy-, que foram feitas a partir de ajustes de diferentes quantidades, tais como densidade de saturação, energia de ligação, incompressibilidade volumétrica, massa efetiva, equação de estado para a matéria de nêutrons, entre outras. Esses conjuntos de passos foram chamados de *protocolos*, seguidos para gerar as 13 parametrizações existentes, dadas por: SLy0-10 [31, 79], e SLy230a-b [50].

• **Grupo IV: f_- , f_0 e f_+ (não convencional)**

T. Lesinski *et al* estudaram os efeitos de separação da massa efetiva de prótons e nêutrons. Para tal estudo, os autores da Ref. [80] tomaram como ponto de partida o protocolo seguido pelo grupo de “Saclay-Lyon” (modelos SLy-) e usaram um melhor controle das instabilidades spin-isospin via parâmetros de Landau. Acrescentaram um termo de alcance zero dependente da densidade (t_{32}) e, por último, efetuaram um vínculo na massa efetiva, tal que $m_n^* < m_p^*$, $m_n^* = m_p^*$ e $m_n^* > m_p^*$, respectivamente para os modelos f_- , f_0 e f_+ .

• **Grupo V: GS- (não convencional)**

As parametrizações convencionais para os modelos de Skyrme são geradas para descrever bem as propriedades da matéria nuclear assimétrica. K. Krewald *et al.* (Ref. [3] dentro de [52]) propuseram 6 novas parametrizações, que diferentemente das outras, possuem uma força de dois corpos dependente da densidade (termo com t_4 no potencial) para ajustar além do estado fundamental da matéria nuclear os estados excitados de núcleos finitos. Tais modelos foram gerados com ajustes na massa efetiva e incompressibilidade: GS1-6 [52].

• **Grupo VI: GSk- e SSk**

Neste grupo estão as forças não convencionais de Skyrme, também chamadas de generalizadas, GSkI e GSkII, assim como a parametrização de uma força efetiva convencional de Skyrme, SSk. Todas essas parametrizações estão descritas na Ref. [53]. A generalização desses dois modelos é realizada adicionando termos dependentes da densidade (t_{32} e t_{33}), semelhante

ao que foi feito em [80]. Para o ajuste dessas parametrizações, foram utilizados dados experimentais para a energia de ligação, energia de uma partícula e raio quadrático médio dos orbitais e valência dos nêutrons. Os dados utilizados ajustam consistentemente 13 núcleos: ^{16}O , ^{24}O , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{48}Ni , ^{56}Ni , ^{68}Ni , ^{78}Ni , ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{100}Sn , ^{132}Sn e ^{208}Pb . Os autores também ajustaram os modos de respiração para ^{90}Zr e ^{208}Pb e, além disso, foi utilizado o ajuste para a EoS da matéria pura de nêutrons.

- **Grupo VII: KDE-**

O objetivo dos autores da Ref. [81] foi gerar parametrizações mais realistas para os modelos de Skyrme. Para isso, utilizaram o “simulated annealing method” (SAM), uma técnica de otimização de problemas em grande escala onde é feita uma análise em torno do extremo global, que está escondido entre vários extremos locais. Para obter essas parametrizações, a procura por esse mínimo global foi feita através de uma superfície em função do χ^2 . Os dados experimentais utilizados neste cálculo foram os mesmos do tópico anterior, com o acréscimo do núcleo ^{34}Si , além da separação do termo spin-órbita para ^{56}Ni , parâmetros de Landau, entre outros. Os modelos são: KDE0, KDE0v e KDE0v1.

- **Grupo VIII: PRC45, ZR-**

A partir do método de HF para temperatura finita, os autores ajustaram as constantes dos modelos PRC45 [82], ZR1a-c, ZR2a-c e ZR3a-c [61, 83] fixando a densidade de saturação, energia de ligação e incompressibilidade da matéria nuclear.

- **Grupo IX: QMC-**

Essas parametrizações foram formuladas através da comparação do modelo de acoplamento entre quarks e mésons e o método de HF. Os modelos QMC1, QMC2 e QMC3, Ref. [84], foram construídos para reproduzir as energias de ligação e de simetria da matéria nuclear. As parametrizações de QMC600, QMC650, QMC700 e QMC750, Ref. [85] foram ajustadas a partir do modelo SkM* e fazendo da massa do méson σ um parâmetro livre que fornece o nome de cada modelo.

- **Grupo X: Sefm-**

Estas parametrizações foram geradas por P. -G. Reinhard, variando a massa efetiva para no cálculo das constantes. São eles: Sefm068, Sefm074, Sefm081, Sefm09 e Sefm1 [86].

- **Grupo XI: SGI e SGII**

SGI [31] e SGII [50] foram construídas com o método de HFB. Consideraram, entre outras coisas, vínculos da matéria nuclear infinita, o ajuste de energias de estados de uma partícula e a extrapolação de parâmetros.

• **Grupo XII: SK255 e SK272**

Os autores constroem as parametrizações SK255 e SK272 na Ref. [87], com o objetivo de analisar a incompressibilidade da matéria nuclear, adotando o mesmo procedimento empregado na determinação do conjunto de parâmetros do modelo relativístico NL3, obtida via aproximação de campo médio.

• **Grupo XIII: SkI-**

Os modelos SkI1-SkI5 foram gerados com o cálculo empregado no Grupo II, através do método de mínimos quadrados para as propriedades do estado fundamental da matéria nuclear e núcleos finitos (leves, médios e pesados). Foram considerados 14 núcleos nesse ajuste: ^{16}O , $^{40,48}\text{Ca}$, $^{56,58}\text{Ni}$, $^{84,88}\text{Sr}$, ^{90}Zr , $^{112,124,132}\text{Sn}$, ^{146}Gd e $^{208,214}\text{Pb}$. Já para o modelo SkI6, que é uma variante de SkI1, foi empregado o método de HFB, para estudar as propriedades dos núcleos ricos em prótons. Essas 6 parametrizações podem ser encontradas na Ref. [31].

• **Grupo XIV: SGOI, SGOII e SkTK**

Sabe-se que o funcional de energia calculado para o modelo de Skyrme pode ser escrito como uma simples integral funcional [27]. Com isso, os autores da Ref. [88] construíram as interações SGOI e SGOII que reproduzem a energia por partícula, densidades, raio quadrático médio e espectro de energia de uma partícula dados por uma interação (G-0), gerada a partir da expansão da matriz densidade [89]. Ainda nesta linha, os autores utilizando o modelo SGOI como base, construíram uma interação tipo Skyrme que se diferencia da SGOI por apresentar o parâmetro x_3 . Nesta tese, esse modelo é chamado de SkTK.

• **Grupo XV: SI-SVII e SIII***

Esses modelos foram construídos pelo grupo de Orsay, com a utilização do método de HF. As parametrizações de SI e SII foram construídas na Ref. [27] para ajustar as massas de núcleos duplamente mágicos, energias de estados de uma partícula, entre outras, mantendo as propriedades da matéria nuclear infinita fixas. As constantes dos modelos SIII, SIV, SV, SVI foram geradas na Ref. [56]. Para o ajuste foram considerados, seguindo os modelos anteriores, as massas de núcleos duplamente mágicos, mantendo alguns parâmetros fixos. As parametrizações SV

e SVI foram mais além e consideraram a extrapolação de parâmetros.

Por último, as parametrizações de SIII* e SVII, Ref. [90], foram construídas, utilizando o método de Hartree, com uma aproximação de limite adiabático. O ajuste foi feito com base no cálculo do parâmetro de massa calculado do movimento coletivo de quadrupolo.

- **Grupo XVI: SkA e SkB**

H. S. Höhler construiu essas duas parametrizações de Skyrme baseado nos modelos SII, SIII e SV do grupo de Orsay. Para isso, escolheu calcular os parâmetros da fórmula de massa de Myers e Swiatecki desses três modelos citados, construídos com o método de HF. A partir disso, ele modificou os parâmetros de Skyrme, gerando SkA e SkB. Detalhes dessa modificação encontram-se na Ref. [91].

- **Grupo XVII: SkM e SkM***

A parametrização SkM [31] foi calculada com o método de HF-BCS considerando o ajuste de dados de massa de núcleos duplamente mágicos, vínculos da matéria nuclear infinita e matéria assimétrica, propriedades de superfície (largura da superfície, barreiras de fissão, etc.) e a fixação de alguns parâmetros. Já o modelo SkM* [50] é uma modificação da parametrização anterior, levando em conta diferentes núcleos para o ajuste das propriedades de superfície.

- **Grupo XVIII: Ska-**

Esses modelos foram obtidos através do método de HF, para ajustar a energia de ligação de 11 núcleos, energias de uma partícula e EoS de Friedman-Pandharipande. Tais modelos são: Ska25s20, Ska35s15, Ska35s20, Ska35s25 e Ska45s20 [92].

- **Grupo XIX: SkO e SkO'**

Esse grupo é composto por dois modelos, [31], construídos usando o método de HF para ajustar os dados de massa de núcleos mágicos e não mágicos, energia de uma única partícula, vínculos de matéria simetria e assimétrica, entre outros.

- **Grupo XX: SkS-**

Utilizando a aproximação de HF, os autores da Ref. [93] construíram 4 parametrizações de Skyrme: SkS1, SkS2, SkS3 e SkS4. Essas forças foram geradas levando em consideração um grande conjunto de dados, incluindo matéria nuclear, parâmetros de Landau e dados de massa de núcleos finitos.

• **Grupo XXI: SkSC-**

Os modelos de Skyrme semiclássicos, SkSC1-SkSC3 [94]; SkSC4-SkSC6 e SkSC10 [95]; SkSC11[96]; SkSC4o, SkSC14 e SkSC15 [97], foram construídos usando a aproximação de Thomas-Fermi estendida (ETF⁴) com o uso da integral de Strutinsky (ETFSI⁵), para ajustar, além das propriedades de saturação, dados de massa de núcleos quase esféricos.

• **Grupo XXII: SkT-**

No cálculo dessas parametrizações foi utilizado o método de HF juntamente com o ETF, gerando 11 forças de Skyrme. O primeiro modelo a ser construído foi o SkT1, através do ajuste de raios nucleares e vínculos de massa, dado pela fórmula de massa de gota líquida. O modelos SkT2, SkT3 e SkT4 foram obtidos de SkT1, com o acréscimo de outros ajustes: em SkT2 foi acrescentado o termo spin-órbita, o reajuste de massa de 7 núcleos finitos e do raio do ²⁰⁸Pb. Já SkT3, foi construído somando uma mudança no termo de gradiente de simetria. O modelo SkT4 foi gerado com uma diminuição dos valores de x_0 e x_3 , com a massa efetiva constante e o termo de gradiente de simetria nulo. A parametrização SkT5 foi construída a partir de SkT4 e além dos reajustes feitos com SkT2, essa força também teve uma diminuição na potência dependente da densidade (σ) e o acréscimo do termo de gradiente de simetria. A força SkT6 é a mesma de SkT4, mas com o aumento de x_0 e x_3 , para um melhor ajuste dos valores experimentais da pele de nêutrons. Os outros modelos SkT7, SkT8 e SkT9 foram obtidos a partir de SkT6, mas agora com $m^* = \frac{5}{6}$. No caso do SkT9 ainda foi acrescentado o termo de spin-órbita.

Outras duas forças foram construídas dentro desse contexto: SkT1* e SkT3*. A primeira foi gerada de SkT1, com o termo de densidade de corrente (\vec{J}^2) desprezado. O mesmo ocorre para SkT3*, mas desta vez o ajuste inicial foi feito a partir de SkT3. Todas essas 11 forças de Skyrme podem ser encontradas na Ref. [98].

Um outro conjunto foi gerado a partir de SkT1-SkT9, chamado de SkT1a-SkT9a. Essas parametrizações se diferenciam das anteriores apenas pela escolha do funcional spin-órbita, termo de troca de Coulomb e ajuste da força de emparelhamento, possuindo os mesmos parâmetros relevantes para a matéria nuclear. [86].

• **Grupo XXIII: SKX-**

Utilizando o método de HF, os autores da Ref. [99] construíram 3 parametrizações (SKX,

⁴Do inglês Extended Thomas-Fermi

⁵Do inglês Extended Thomas-Fermi plus Strutinsky Integral

SKXce e SKXm). Os parâmetros foram obtidos através do ajuste de propriedades da matéria nuclear, raio quadrático médio e energias de estados de uma partícula para os seguintes núcleos: $^{16,24}\text{O}$, ^{34}Si , $^{40,48}\text{Ca}$, $^{48,68}\text{Ni}$, ^{88}Sr , $^{100,132}\text{Sn}$ e ^{208}Pb . Além disso foram usados propriedades da matéria de nêutrons.

- **Grupo XXIV: Skz-**

Para examinar a instabilidade da equação de estado dos modelos de Skyrme, os autores da Ref. [100] construíram 6 parametrizações de Skyrme: Skz-1, Skz0, Skz1, Skz2, Skz3 e Skz4. Para isso utilizaram a matéria nuclear simétrica e a matéria de nêutrons. As instabilidades eram definidas pelas desigualdade que os parâmetros de Landau devem satisfazer simultaneamente.

- **Grupo XXV: SV-**

A partir do método de HF foram construídas 15 parametrizações para ajustar as propriedades volumétricas nucleares, como por exemplo, energias, raios e espessura de superfície. Outros ajustes foram feitos com ressonâncias gigantes e com uma sistemática variação das propriedades nucleares. Os modelos são: SV-min, SV-bas, SV-K218, SV-K226, SV-K241, SV-mas10, SV-mas08, SV-mas07, SV-sym28, SV-sym32, SV-sym34, SV-kap00, SV-kap02, SV-kap60 e SV-tls [101].

- **Grupo XXVI: TIJ**

O conjunto de modelos de Skyrme, TIJ, consiste em 36 parametrizações (T11-T16, T21-T26, T31-T36, T41-T46, T51-T56 e T61-T66) construídas na Ref. [102], para estudar os efeitos de \vec{J}^2 , que fornecem uma boa descrição de núcleos finitos em conexão com as forças centrais e spin-órbita de Skyrme. Utilizando uma aproximação perturbativa, cada uma dessas parametrizações foi ajustada separadamente, seguindo um procedimento quase idêntico ao do adotado para a construção dos modelos de “Saclay-Lyon”.

- **Grupo XXVII: v-**

Baseado no cálculo utilizado na Ref. [76], os autores da Ref. [103] usaram o método de Skyrme-Hartree-Fock-BCS (SHF-BCS) para ajustar as 7 parametrizações: v110, v105, v100, v090, v080, v075 e v070. Esses modelos foram construídos para estabelecer limites na massa vetorial (M_v^*), utilizando os dados de massa, uma vez que na referência utilizada como base, esses valores são mantidos constantes e iguais à massa escalar. Para verificar o papel de M_v^* , os autores reajustaram as constantes x_0 , t_2 e W_0 de MSk7, a partir dos dados de massa e as

constantes restantes através de propriedades da matéria nuclear.

• **Grupo XXVIII: outros**

Neste grupo estão os modelos de Skyrme que não pertencem a nenhuma família especificamente. A força LNS foi construída pela EoS da matéria nuclear com o método de BHF com forças de 2 e 3 corpos, mais SHF para núcleos finitos. Os dados ajustados com esse modelo foram as massas efetivas de prótons e nêutrons, parâmetros de Landau e energia de ligação de 9 núcleos com camadas fechadas [104].

Na construção de MSkA, Ref. [105], foi utilizado o método de HF para ajustar dados experimentais de núcleos finitos esféricos. As propriedades nucleares levadas em conta foram os valores empíricos da energia de ligação e raio obtido com a densidade de carga de 4 núcleos com camadas fechadas: ^{16}O , ^{40}Ca , ^{90}Zr e ^{208}Pb . Para levar em conta a variação de isospin, incluíram os isótopos do Sn (^{116}Sn , ^{124}Sn e ^{132}Sn), assim como o isótopo do chumbo ^{214}Pb .

Uma parametrização desenvolvida recentemente, MSL0, foi construída através do modelo de Skyrme modificado (MSL) juntamente com SHF. Tal modelo é expresso em termos de 9 observáveis microscópicos vinculados experimentalmente ou conhecidos empiricamente, oferecendo uma aproximação não tradicional para a construção das parametrizações de Skyrme [106].

O modelo NRAPR foi gerado por A. W. Steiner *et al.*, Ref. [59], através da EoS de Akmal–Pandharipande–Ravenhall (APR) e do método de HF. No ajuste foram usadas as massas efetivas dependentes da densidade ajustadas pelo APR, interação spin-órbita e energia de ligação para os núcleos de ^{208}Pb , ^{90}Zr e ^{40}Ca .

Para o cálculo da força RATP (Rayet, Arnould, Tondeur e Paulua) de Skyrme foram utilizados dados de núcleos duplamente mágicos, energias de estados de uma partícula, raio de carga, vínculos da matéria nuclear simétrica e assimétrica infinita com alguns parâmetros mantidos fixos. Esse modelo foi retirado da Ref.[50].

Skyrme 1' é um modelo baseado em ajustes de núcleos com camadas fechadas, Ref. [27], que sofreu modificações para ajustar a matéria de nêutrons. Neste trabalho o nome foi abreviado para Sk1' [107].

As propriedades dos isótopos do Be foram estudados, utilizando o método de HF deformado com modelos de Skyrme. Neste contexto foi construída, na Ref. [108], uma parametrização

chamada SkM1. Esta nova força possui os mesmos parâmetros do modelo SkM*, exceto os valores das constantes x_0 e x_3 .

A parametrização SkMP foi gerada através da solução das equações de HF com a interação efetiva de Skyrme. Essa aproximação foi usada para reproduzir um grande conjunto de propriedades nucleares e conjunto de núcleos finitos. Essas propriedades incluem energia de ligação, raio de carga, momento de quadrupolo de núcleos deformados, valores extrapolados de parametrizações existentes de Skyrme (SkM*), entre outros. Os valores dos parâmetros de SkMP podem ser encontrados na Ref. [31].

A descrição de HFB foi utilizada para construir o modelo SkP. Para o ajuste foram considerados núcleos próximos à nêutron “drip line”. Além disso foram usados vínculos da matéria simétrica e assimétrica, raio de carga, emparelhamento com alguns parâmetros mantidos fixos durante esses ajustes. Os parâmetros de SkP se encontram na Ref. [50].

O modelo SKRA foi ajustado utilizando o método de HFB com correções relativísticas e força efetiva de 3 corpos de HF. Para o ajuste foram consideradas as propriedades da matéria nuclear e 7 núcleos finitos [109].

Com o intuito de tratar as barreiras de fissão do ^{240}Pu , foi gerada a força SkT utilizando o método de HF. Na construção desse modelo foram considerados, além das barreiras de fissão, os ajustes de massas de núcleos duplamente mágicos, energias de estados de uma partícula, entre outros [110].

Por último, a parametrização T [111] foi feita para reproduzir cálculos de massas nucleares e distribuições de densidade vinculadas ao método de HFB. Para o ajuste das massas dos núcleos esféricos foi considerado a igualdade entre a massa efetiva e a massa do nucleon. Além disso foi incluído no ajuste o raio de carga dos núcleos do ^{40}Ca e ^{48}Ca , assim como dados experimentais para a pele de nêutrons do ^{208}Pb . Os valores dos parâmetros desse modelo foram retirados de [77].

Enfim, cada grupo de parametrizações tem um objetivo específico. A questão maior nessa tese é verificar o quanto tanta diversidade de propostas ainda se mantém compatível com um grande número de dados experimentais disponíveis e expectativas teóricas bem estabelecidas (vínculos).

2 Vínculos

Neste capítulo introduziremos os vínculos utilizados ao longo da tese. É importante ter em mente que os modelos de Skyrme são contruídos para ajustar corretamente propriedades de núcleos finitos. Por exemplo, a família BSk foi ajustada com os dados experimentais das massas nucleares, SkM* com as energias de ligação de núcleos finitos e barreiras de fissão para os elementos actinídios, a família SLy para reproduzir propriedades da matéria nuclear, estrelas de nêutrons, etc. Embora todas as forças de Skyrme sejam ajustadas para reproduzir bem a energia de ligação e a densidade de saturação da matéria nuclear infinita, elas se diferenciam significativamente em outras características, tanto da matéria simétrica, quanto da de nêutrons.

Examinaremos 11 vínculos em propriedades da matéria nuclear, dos quais 4 são relacionados com a matéria simétrica, 2 com a matéria pura de nêutrons e 5 envolvendo ambos, ou seja, a energia de simetria, suas derivadas e combinações. Em adição a esses 11 vínculos, consideraremos outros 5 que serão aplicados apenas no conjunto de modelos aprovados nos 11 anteriores. A seguir, definiremos todos eles.

2.1 Matéria Nuclear Simétrica

O sistema composto do mesmo número de prótons e nêutrons, sem interação coulombiana é chamado de matéria nuclear infinita e não existe na natureza. No entanto, tornou-se um importante laboratório teórico para a investigação de quantidades físicas relevantes para a modelagem de núcleos pesados e objetos astrofísicos compactos. Como já mencionado, a energia de ligação por nucleon, Eq. (1.11) e a densidade de saturação são bem estabelecidos e reproduzidos pela totalidade das parametrizações de Skyrme. Assim, os dois primeiros vínculos a serem definidos são baseados em outras duas grandezas da SNM no ponto de saturação: a incompressibilidade $K(\rho_0) = K_0$, Eq. (1.21) e o coeficiente de “skewness” $K' = -Q_0$, Eq. (1.22). K_0 determina a importância de pequenas oscilações em torno de ρ_0 e K' é uma ordem seguinte da expansão $\mathcal{E}(\rho)/\rho \approx \mathcal{E}/\rho_0 + (K_0/18)(\rho - \rho_0)^2 - (K'/162)(\rho - \rho_0)^3$.

Valores experimentais da incompressibilidade para um núcleo finito K_A são obtidos a partir da medida de energia da ressonância de monopolo gigante (GMR¹) em núcleos esféricos, $\hbar\omega = \sqrt{\hbar^2 AK_A/m\langle r^2 \rangle_0}$ [112]. Essa expressão pode ser extrapolada para obter o módulo de compressão da matéria nuclear K_0 . Por exemplo, usando dados experimentais para o ^{208}Pb , $K_{208} \equiv K_A(A \rightarrow \infty, y = 0,39) = K_0 + K_{vs}(1 - 0,78)^2 + \dots$ com K_{vs} dado pela Eq. (1.30). Uma abordagem mais geral é selecionar uma classe de funcionais de energia que permita cálculos na mesma estrutura teórica para a matéria nuclear e núcleos finitos. A intensidade da distribuição da GMR é obtida através de cálculos autoconsistentes de RPA. O conjunto de parâmetros do funcional que fornece a melhor concordância com os valores experimentais de energia de GMR é então usado para calcular K_0 [113]. Nesta tese vamos nos referir ao vínculo para K_0 como SM1 e seu valor foi escolhido como [45],

$$\mathbf{SM1} : K_0 = 240 \pm 20 \text{ MeV}, \quad (2.1)$$

que cobre as mais recentes estimativas, embora existam na literatura (ver por exemplo [114] e referências contidas no mesmo) alguns outros valores fora desta região.

Vínculos sobre o coeficiente de “skewness”, que diferem de autor para autor por um sinal negativo [42, 115], são relativamente imprecisos. Os autores da Ref. [42] tentaram encontrar valores aceitáveis de K' através de cálculos autoconsistentes de dados de modos de respiração usando uma seleção de forças de Skyrme. Eles encontraram uma correlação sutil entre K_0 e K' e, usando $K_0 = 215 \pm 15 \text{ MeV}$ (diferente do nosso limite SM1), obtiveram uma variação ampla de K' , que adotamos como o vínculo SM2, dado por

$$\mathbf{SM2} : K' = 700 \pm 500 \text{ MeV}. \quad (2.2)$$

Limites sobre a relação pressão e densidade na SNM e PNM e sua curvatura, incompressibilidade K , podem ser obtidos a partir de análises de dados experimentais sobre o movimento do produto final das colisões núcleo-núcleo altamente energéticas. Recentemente, foram realizadas medidas de fluxo transversal direto em colisões com núcleos de ^{197}Au com a energia cinética por nucleon variando em torno de 0,15 a 10 GeV [43]. Os autores extrapolaram, em temperatura nula, dados disponíveis em [116] para pressão em torno de $2\rho_0$ até altas densidades. Com base nesses dados de fluxo transversal, os resultados forneceram limites sobre a pressão

¹Sigla em inglês para Giant Monopole Resonance

em função da densidade, que adotamos como o vínculo

$$\mathbf{SM3} : P \text{ vs } \frac{\rho}{\rho_0}(y = 0,5) \implies \text{Flow Experiment.} \quad (2.3)$$

que pode ser visualizado na Fig. 2.1.

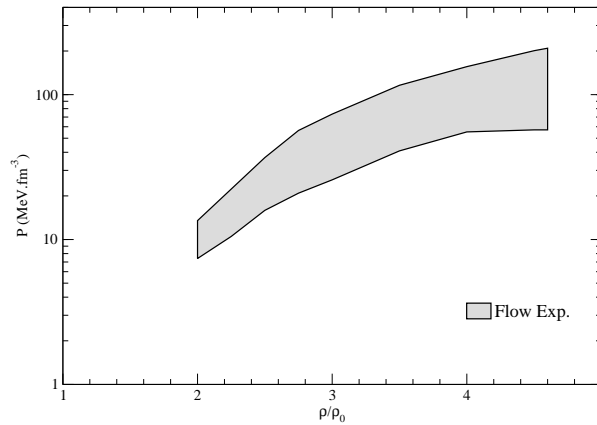


Figura 2.1: Pressão versus ρ/ρ_0 . Faixa utilizada para o vínculo SM3.

Mais recentemente, investigações experimentais sobre a produção de káons, propuseram um vínculo na pressão em uma baixa região de densidade ($1,2 \leq \rho \leq 2,2 \text{ fm}^{-3}$) [44, 117, 118]. Tal vínculo, dado por

$$\mathbf{SM4} : P \text{ vs } \frac{\rho}{\rho_0}(y = 0,5) \implies \text{Kaons + Experimento GMR} \quad (2.4)$$

será o último da matéria nuclear simétrica e pode ser visto na Fig. 2.2.

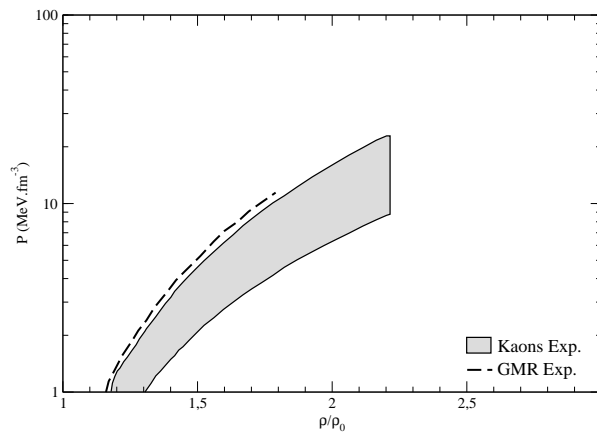


Figura 2.2: Pressão versus ρ/ρ_0 . Faixa utilizada para o vínculo SM4.

2.2 Matéria Pura de Nêutrons

O interesse pela matéria pura de nêutrons vem do fato da mesma ser a primeira aproximação realística de propriedades volumétricas de estrelas de nêutrons. Baseado na distância entre as partículas (determinada pelo inverso de k_F), no comprimento de espalhamento nêutron-nêutron a_0 e no alcance efetivo da interação forte r_0 , podem-se identificar três regiões em relação a ρ , a de baixas, intermediárias e altas densidades [36, 119]. Na primeira região, a densidade de energia do sistema pode ser modelada como a de um gás de Fermi diluído independente de modelo e, no limite em que $a_0 \rightarrow \infty$ (limite unitário), tal EoS é escrita como

$$\frac{E_{PNM}}{E_{PNM}^o} = \xi, \quad (2.5)$$

onde $E_{PNM} = \mathcal{E}_{PNM}/\rho$, $E_{PNM}^o = 3\hbar^2 k_F^2/10M$ é a energia cinética de cada nêutron e ξ é a constante universal. Devido aos altos valores do comprimento de espalhamento (no caso negativo) e do alcance efetivo, o regime de gás de Fermi diluído é válido para $\rho \leq 10^{-4} \text{ fm}^{-3}$ na matéria pura de nêutrons. Já em altas densidades, onde $k_F r_0 \approx 1$, correções que tornam ξ dependente do momento e do alcance efetivo devem ser consideradas fazendo então com que a EoS seja válida até $0,1\rho_0$. A EoS para a matéria pura de nêutrons em baixas densidades foi calculada recentemente na Ref. [120] para diversos potenciais realísticos, incluindo forças de dois e três corpos e com os modelos relativísticos NL3 e FSUGold. No entanto, uma questão em aberto é quão aplicável é a interação de Skyrme em baixas densidades devido ao fato de se tratar de uma interação de alcance zero, embora “efetivamente estendida” por correlações de curto alcance. Recentemente [121], propriedades da PNM foram analisadas além do limite unitário dado na Eq. (2.5). Com base na Teoria de Campos Efetiva (EFT²), a razão E_{PNM}/E_{PNM}^o foi expandida em torno do limite unitário, incluindo assim correções devido à finitude do comprimento de espalhamento, alcance efetivo não nulo e efeitos de ordens superiores [121]. Assim, a expressão (2.5) é generalizada para

$$\frac{E_{PNM}}{E_{PNM}^o} = f(k_F a_0) + c_1 k_F r_0 + c_2 k_F^2 m_\pi^{-2} + c_3 k_F^3 m_\pi^{-3} + \dots, \quad (2.6)$$

onde $f(k_F a_0) = \xi - \xi_1/k_F a_0$ e $m_\pi = 138,08 \text{ MeV}$ é a massa do pión. Para um bom ajuste dos dados obtidos via simulações na rede para tal sistema, os autores de [121] obtiveram, no intervalo de $80 < k_F < 150 \text{ MeV}$, os seguintes conjuntos de parâmetros para a expressão (2.6):

²Do inglês Effective Field Theory

(i) $c_1 = 0,27$, $c_2 = -0,44$ e $c_3 = 0$ e (ii) $c_1 = 0,17$, $c_2 = 0$ e $c_3 = -0,26$. Para ambos, os valores $\xi = 0,31$ e $\xi_1 = 0,81$ são considerados.

Diferentes experimentos realizados com átomos frios de ${}^6\text{Li}$ e ${}^{40}\text{K}$ sugerem os valores $0,32^{+10}_{-13}$ [122], $0,51(4)$ [123], $0,46^{+12}_{-05}$ [124] e $0,39(2)$ [125] para a constante universal ξ . Note que a incerteza nos valores nos leva a um intervalo para ξ que vai de $0,2$ até $0,6$. Baseados nesses resultados e na expansão dada em (2.6), propomos nesta tese um novo vínculo mais geral que o usado por Piekarewicz em [38], tomado a partir do limite unitário dado em (2.5). Esse novo vínculo gera as bandas mostradas na Fig. 2.3.

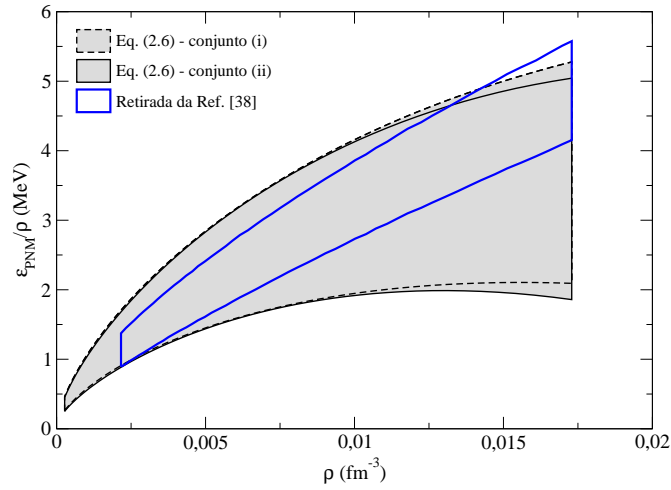


Figura 2.3: $\varepsilon_{\text{PNM}}/\rho$ versus densidade. Para a construção desta faixa usamos $\rho = \frac{2k_F^3}{3\pi^2}$.

Na construção das bandas propostas, usamos a expansão (2.6) com o valor fixo de $\xi_1 = 0,81$ e variamos ξ no intervalo $0,2 < \xi < 0,6$, baseados nos dados experimentais já mencionados. Os conjuntos de parâmetros (i) e (ii) foram utilizados para gerar as bandas pretas de borda tracejada e sólida, respectivamente. Note que o limite unitário (banda azul) está contido nesse novo vínculo, denotado por

$$\mathbf{PNM1} : \frac{\varepsilon_{\text{PNM}}}{\rho} (\text{MeV}) \text{ vs } k_F. \quad (2.7)$$

Na região de altas densidades, a análise de dados de colisão de íons pesados também fornece um vínculo sobre a relação da pressão e densidade na matéria pura de nêutrons. Limites com dependência forte ($\text{Asy}_{\text{stiff}}$) e fraca (Asy_{soft}) com a densidade [126], necessários para tal análise, fornecem a dependência da energia de simetria com relação a ρ , que adotaremos como o último

vínculo da matéria pura de nêutrons,

$$\mathbf{PNM2} : P \text{ vs } \frac{\rho}{\rho_0}(y=0) \implies \text{Flow Experiment.} \quad (2.8)$$

que pode ser visto na Fig. 2.4.

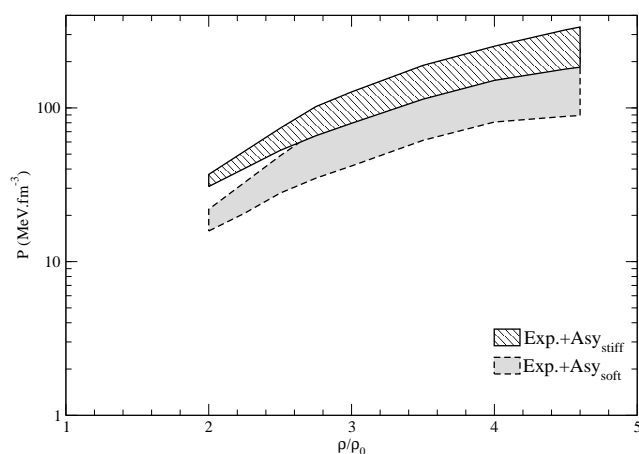


Figura 2.4: Pressão versus ρ/ρ_0 . Faixas utilizadas para o vínculo PNM2.

2.3 Vínculos envolvendo SNM e PNM

A energia de simetria nuclear e, em particular, sua dependência com a densidade tem atraído uma atenção considerável durante a última década, pois produz informação sobre a dependência do isospin na força nuclear igualmente importante para a matéria nuclear e núcleos finitos, Eq. (1.23). Os modelos teóricos fornecem valores para a energia de simetria na densidade de saturação, em um intervalo grande em torno de $J \equiv E_{\text{sym}}(\rho_0) = 32 \text{ MeV}$, valor extraído do modelo da gota líquida [127]. Particularmente, uma sistemática diferente existe entre as previsões de modelos de Skyrme e RMF [39], abrangendo valores distribuídos entre $27 < J < 38 \text{ MeV}$. Essa grande incerteza surge do não entendimento da dependência da interação nêutron-nêutron com a densidade em torno do ponto de saturação, que hoje em dia é pouco conhecida experimentalmente. A dependência da energia de simetria com a densidade, especialmente para valores altos de ρ , possui relevância direta para a modelagem de estrelas de nêutrons [31, 39] e está relacionada com estudos de raios da matéria de nêutrons e, com o tamanho da pele de nêutrons em núcleos pesados [128, 129]. Os dados para $E_{\text{sym}}(\rho)$ são em sua maioria extraídos de duas fontes experimentais: colisões de íons pesados tratados em modelos de transporte [130,

131, 132] e energias de ressonâncias gigantes. Incluímos ambos no seguinte vínculo, bastante conservador,

$$\mathbf{MIX1} : 27 < J < 38 \text{ MeV.} \quad (2.9)$$

Diferentemente da expansão da energia por partícula, em que o termo contendo a primeira derivada desaparece, a aproximação para $E_{\text{sym}}(\rho)$, Eq. (1.29), contém tal termo caracterizado por L em $\rho = \rho_0$. Tal grandeza torna-se uma quantidade importante volumétrica, já que determina grande parte do comportamento de $E_{\text{sym}}(\rho)$ na vizinhança de ρ_0 . A determinação empírica de L é, como a de muitas outras quantidades volumétricas, indireta. Análises de dados de difusão de spin em colisões de íons pesados baseados no modelo de transporte levam a uma região de valores aceitáveis para L [133] que tomaremos como o vínculo MIX2, dado por

$$\mathbf{MIX2} : L = 58 \pm 18 \text{ MeV.} \quad (2.10)$$

Na literatura existem outros valores para L , por exemplo $L = 88 \pm 25 \text{ MeV}$ [39, 40].

A incompressibilidade da matéria nuclear simétrica pode ser escrita até a segunda ordem no parâmetro I , Eq. (1.28). Nessa expansão K_{vs} caracteriza a dependência de $E_{\text{sym}}(\rho)$ com a densidade. A informação sobre seus limites foi extraída do ajuste da Eq. (1.28) para os núcleos de ^{208}Pb , Cd e isótopos de Sn [134]

$$\mathbf{MIX3} : -900 < K_{\text{vs}} < -372 \text{ MeV.} \quad (2.11)$$

Outras definições para essa quantidade também são encontradas na literatura. Uma delas está relacionada com K_{sym} e L , dada por $K_{\tau} = K_{\text{sym}} - 6L$ e possui valores aceitáveis em torno de $K_{\tau} = -550 \pm 100 \text{ MeV}$ [39, 63] e $K_{\tau} = -500 \pm 50 \text{ MeV}$ [41]. Note que K_{τ} não leva em conta a contribuição do termo de mais alta ordem $\frac{Q_0 L}{K_0}$.

Uma outra nomenclatura, K_{τ}^{sat} , pode ser encontrada na literatura para essa grandeza e seu valor é estimado ser $K_{\tau}^{\text{sat}} = -370 \pm 120 \text{ MeV}$. O problema em usar esse valor consiste no fato do mesmo ser calculado de maneira dependente de modelos sem levar em conta o termo de superfície de simetria [133].

Estudos feitos por P. Danielewicz [37] sobre as propriedades de superfície, em que a razão volume e parâmetro de simetria da superfície é vinculada, sugerem limites para a redução da energia de simetria em $\rho_0/2$ em termos da razão $E_{\text{sym}}(\rho_0/2)/J$. Tais limites, que conduzem ao

próximo vínculo considerado, dado por

$$\mathbf{MIX4} : 0,57 < \frac{E_{\text{sym}}(\rho_0/2)}{J} < 0,83, \quad (2.12)$$

são baseados no modelo de Thomas-Fermi semiclássico e em uma comparação de cálculos de pele de nêutrons para o ^{208}Pb .

Usando uma aproximação parabólica para a equação de estado encontra-se uma relação entre L , a densidade e a pressão da matéria de nêutrons escrita como o vínculo $3P_{\text{PNM}}(\rho_0)/(L\rho_0) \approx 1$ [38] foi proposto. Devido à incerteza no número de termos incluídos na expansão, introduzimos arbitrariamente uma margem de erro de 10% para tal relação, gerando o vínculo

$$\mathbf{MIX5} : \frac{3P_{\text{PNM}}(\rho_0)}{L\rho_0} = 1 \pm 0,1. \quad (2.13)$$

Tal vínculo é expresso analiticamente, em termos dos parâmetros de Skyrme, como

$$\frac{3P_{\text{PNM}}(\rho_0)}{L\rho_0} = 1 + \frac{T_1 + T_2 + T_3 + T_4 + T_5}{L}, \quad (2.14)$$

onde,

$$\begin{aligned} T_1 &= \left(\frac{9\sqrt[3]{4}}{5} - 1 \right) \frac{\hbar^2}{3M} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho_0^{2/3}, \\ T_2 &= \frac{9t_0}{8} \rho_0, \quad T_3 = \frac{3}{16} \sum_{i=1}^3 t_{3i} (\sigma_i + 1) \rho^{\sigma_i+1}, \\ T_4 &= \frac{5}{24} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \left[a \left(\frac{9\sqrt[3]{4}}{5} - 1 \right) + 2b \left(\frac{9\sqrt[3]{4}}{5} - 2 \right) \right] \rho_0^{5/3}, \\ T_5 &= \frac{1}{8} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} (5 + 3\beta) \left[\frac{3\sqrt[3]{4}}{5} (1 - x_4) + x_4 \right] t_4 \rho_0^{\frac{5}{3} + \beta} \quad e \\ T_6 &= \frac{1}{8} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} (5 + 3\gamma) \left[\frac{9\sqrt[3]{4}}{5} (1 + x_5) - \frac{1}{3} (5x_5 + 4) \right] t_5 \rho_0^{\frac{5}{3} + \gamma}. \end{aligned} \quad (2.15)$$

2.4 Vínculos Adicionais

Em adição aos 11 vínculos gerais já considerados, introduziremos mais 5, considerados leves e os aplicaremos somente nos modelos simultaneamente selecionados pelos 11 anteriores. São eles:

2.4.1 Massa Efetiva

A massa efetiva é uma variável importante que reflete o efeito da propagação do nucleon através do meio. Na matéria nuclear simétrica, as massas efetivas escalar (caso em que $\rho_p = \rho_n = \rho/2$) e vetorial (caso em que $\rho_q = 0$, com $q = n, p$) do nucleon são escritas [104] como

$$m_s^* = \frac{M_s^*}{M} = \left(1 + \frac{m}{8\hbar^2} \rho \Theta'_s\right)^{-1} \quad \text{e} \quad (2.16)$$

$$m_v^* = \frac{M_v^*}{M} = \left(1 + \frac{m}{4\hbar^2} \rho \Theta'_v\right)^{-1}, \quad (2.17)$$

onde Θ'_s e Θ'_v são dados por

$$\Theta'_s = \Theta_s + 3t_4 \rho^\beta + t_5(5 + 4x_5) \rho^\gamma \quad \text{e} \quad (2.18)$$

$$\Theta'_v = \Theta_v + t_4(2 + x_4) \rho^\beta + t_5(2 + x_5) \rho^\gamma, \quad (2.19)$$

sendo

$$\Theta_s = 3t_1 + t_2(5 + 4x_2) \quad \text{e} \quad (2.20)$$

$$\Theta_v = t_1(2 + x_1) + t_2(2 + x_2) \quad (2.21)$$

os valores para essas constantes nos modelos convencionais. A massa efetiva vetorial é relacionada com o fator de aumento κ [1]

$$\kappa = \frac{M}{4\hbar^2} \rho \Theta'_v. \quad (2.22)$$

Na matéria assimétrica a massa efetiva do nucleon é

$$\frac{M_q^*}{M} = \left[1 + \frac{m}{8\hbar^2} \rho \Theta'_s - \frac{m}{8\hbar^2} q \left(2\Theta_v - \Theta_s - t_4(1 + 2x_4) \rho^\beta + t_5(1 + 2x_5) \rho^\alpha\right) I \rho\right]^{-1}, \quad (2.23)$$

onde I é o parâmetro de assimetria e $q = 1 (-1)$ para nêutrons (prótons).

Vínculos sobre a massa efetiva escalar e vetorial na densidade de saturação podem ser derivados experimentalmente através de frequências de picos de ressonâncias gigantes [101, 135]. A massa efetiva escalar é exclusivamente relacionada com a ressonância de quadrupolo gigante (GQR³). Klüpfel *et al.* encontraram em [101], um valor de $m_s^* = 0,9$ para a GQR do ²⁰⁸Pb, valor este próximo de $m_s^* = 0,8$, estimado por Bohias *et al.* na Ref. [136]. A massa efetiva

³Sigla em inglês de Giant Quadrupole Resonance.

vetorial pode ser vinculada através da ressonância de dipolo gigante (GDR⁴) que é sensível a duas variáveis nucleares, a energia de simetria e o fator de aumento κ . Na mesma referência [101], os autores usaram $\kappa = 0,4$, gerando assim $m_v^* = 0,7$, mesmo valor extraído na Ref. [137]. Entretanto, tais valores baseados na GDR do ²⁰⁸Pb não são completamente consistentes com os baseados na GDR do ¹⁶O. A conclusão atual é que os dados experimentais de GDR de núcleos leves e pesados não podem ser satisfeitos simultaneamente com a presente forma estática do funcional de HF.

O significado da massa efetiva do nucleon no meio está relacionado com a distribuição dos níveis de uma única partícula em torno da superfície de Fermi no núcleo finito. Entretanto, um cálculo simples de HF mostra que um espectro correto de uma partícula pode ser produzido somente se a massa efetiva for igual ou levemente maior que 1 [75]. Bernard e Giai [138] resolveram esse problema mostrando que o espectro de uma única partícula pode ser previsto de acordo com o experimento, se considerarmos o acoplamento entre os modos de excitação de uma partícula e os modos de vibração de superfície. Portanto, a escolha da massa efetiva igual a 1 em interações efetivas pode ser visto como um recurso empírico para o problema do espectro de uma partícula. Essa escolha evita uma modelagem mais realista, oferecendo uma abordagem mais simples. Como estamos tentando selecionar as parametrizações de Skyrme mais realistas possíveis, a eliminação de modelos com massa efetiva igual a 1 é uma escolha natural.

2.4.2 Parâmetros de Landau

Uma alternativa para a aproximação de HF na matéria nuclear é o uso da teoria de Landau. Nessa teoria, as propriedades volumétricas da matéria nuclear são escritas em termo de uma interação de dois corpos na superfície de Fermi, expressa como uma derivada funcional de segunda ordem da energia por partícula com respeito ao número de ocupação na superfície de Fermi [139, 140]. Assim, escreve-se a interação para a matéria nuclear infinita como

$$V_{i,j} = \delta(r_i - r_j) N_0^{-1} \sum_L [F_L + F'_L(\tau_i \cdot \tau_j) + G_L(\sigma_i \cdot \sigma_j) + G'_L(\tau_i \cdot \tau_j)(\sigma_i \cdot \sigma_j)] P_L(\cos\theta), \quad (2.24)$$

onde o número de estados ocupados, por unidade de energia e volume, na superfície de Fermi da matéria simétrica é dado por $N_0 = \frac{2M^* k_F}{\hbar^2 \pi^2}$ (para a PNM essa quantidade cai à metade, pois $N_0 = \frac{\gamma M^* k_F}{2\hbar^2 \pi^2}$ com $\gamma = 2$). k_F é o momento de Fermi e θ , o ângulo entre o momento das partículas (buracos) interagentes. Para a interação de Skyrme, temos que $L = 0$ ou $L = 1$,

⁴Sigla em inglês de Giant Dipole Resonance.

pois contém apenas contribuições das ondas S e P . Os parâmetros adimensionais F e F' estão diretamente conectados com quantidades que descrevem a matéria nuclear tais como massa efetiva, incompressibilidade, energia de simetria e velocidade do som através das relações [141, 100]

$$m^* = 1 + \frac{1}{3}F_1, \quad (2.25)$$

$$K = 3 \frac{\hbar^2 k_F^2}{M^*} (1 + F_0), \quad (2.26)$$

$$E_{\text{sym}} = \frac{\hbar^2 k_F^2}{6M^*} (1 + F'_0) \quad \text{e} \quad (2.27)$$

$$v_s = \frac{\hbar^2 k_F^2}{3M} \frac{1 + F_0}{1 + 1/3F_1}. \quad (2.28)$$

Os parâmetros G e G' fornecem informação valiosa sobre a estabilidade nas soluções de HF para a matéria nuclear com respeito ao colapso spin e isospin. Na verdade, a estabilidade exige que F_L , F'_L , G_L e G'_L sejam maiores que $-(2L + 1)$ [140]. Uma aplicação dessa condição é vista imediatamente na Eq. (2.26) e Eq. (2.27), pois estas requerem valores positivos para a incompressibilidade e energia de simetria para soluções estáveis de HF na matéria nuclear simétrica. Note que somente 6 dos 8 parâmetros de Landau na SNM são independentes, pois são vinculados por duas regras de soma [142], dadas por

$$F_0 + F_1 + 3(G'_0 + G'_1) = 0 \quad (2.29)$$

$$F_0 + F_1 + \frac{3}{2}(G_0 + G_1 + F'_0 + F'_1) = 0. \quad (2.30)$$

A partir dessas regras pode-se, convencionalmente, expressar F'_1 e G'_1 como função dos outros 6 parâmetros. As expressões utilizadas para G_0 , G'_0 e G_1 no caso SNM, foram retiradas da Ref. [73] e são dados respectivamente por

$$G_0 = N_0 \left[\frac{t_0}{4}(2x_0 - 1) + \frac{1}{24} \sum_{i=1}^3 t_{3i}(x_{3i} - 1)\rho^\sigma + \frac{t_1}{8}(2x_1 - 1)k_F^2 + \frac{t_2}{8}(2x_2 + 1)k_F^2 \right. \\ \left. + \frac{t_4}{8}(2x_4 - 1)k_F^2 \rho^\beta + \frac{t_5}{8}(2x_5 + 1)k_F^2 \rho^\alpha \right] \equiv G_0^{\text{SNM}}, \quad (2.31)$$

$$G'_0 = N_0 \left[-\frac{t_0}{4} - \frac{1}{24} \sum_{i=1}^3 t_{3i}\rho^\sigma - \frac{t_1}{8}(2x_1 + 1)k_F^2 + \frac{t_2}{8}(2x_2 + 1)k_F^2 \right. \\ \left. - \frac{t_4}{8}(2x_4 + 1)k_F^2 \rho^\beta + \frac{t_5}{8}(2x_5 + 1)k_F^2 \rho^\alpha \right] \equiv G'_0{}^{\text{SNM}} \quad (2.32)$$

e

$$\begin{aligned} G_1 &= -N_0 k_F^2 \left[\frac{t_1}{8}(2x_1 - 1) + \frac{t_2}{8}(2x_2 + 1) + \frac{t_4}{8}(2x_4 - 1)\rho^\beta + \frac{t_5}{8}(2x_5 + 1)\rho^\alpha \right] \\ &\equiv G_1^{\text{SNM}}, \end{aligned} \quad (2.33)$$

onde usamos $k_F^2 = \left(\frac{3\pi^2\rho}{2} \right)^{2/3}$.

Na PNM, sem o grau de liberdade de isospin, somente 4 são os parâmetros diferentes de zero: F_0 , G_0 , F_1 e G_1 , veja Eq. (2.24). As expressões para G_0 e G_1 foram retiradas da Ref. [54] e escritas como

$$G_0 = G_0^{\text{SNM}} + G_0^{\prime\text{SNM}} \quad \text{e} \quad (2.34)$$

$$G_1 = G_1^{\text{SNM}} + \frac{N_0 k_F^2}{8} (t_1 - t_2 + t_4 \rho^\beta - t_5 \rho^\alpha). \quad (2.35)$$

Neste caso, além de N_0 cair à metade, a contribuição da massa efetiva levada em conta é a de nêutrons. Deve-se lembrar também que $k_F^2 = (3\pi^2\rho)^{2/3}$.

2.4.3 Correlação L - $E_{\text{sym}}(\rho_0)$

Uma correlação entre as quantidades L , P_0 e J foi publicada recentemente por Tsang *et al.* [117, 143]. Nesses trabalhos, os autores fizeram um resumo dos dados de colisões envolvendo ^{112}Sn e ^{124}Sn , análises de núcleos finitos [144] entre outros. Como L mostra a dependência da variação da energia de simetria na densidade de saturação, sendo escrito como

$$L = 3\rho_0 \left. \frac{dE_{\text{sym}}(\rho)}{d\rho} \right|_{\rho_0} = \frac{3}{\rho_0} P_0, \quad (2.36)$$

onde P_0 ($P_{\text{PNM}}(\rho_0)$) é a pressão da matéria de nêutrons⁵ na densidade de saturação, consideramos esse vínculo adicional como uma variação do anterior MIX5.

2.4.4 Dependência com a densidade de E_{sym} e Estrelas de Nêutrons

O primeiro ponto desta seção trata da energia de simetria, grandeza muito importante para a descrição de núcleos finitos e estrelas de nêutrons. Como já mencionado na seção 2.3, sua dependência com a densidade pode ser de grande ajuda para a modelagem dessas estrelas e também, por exemplo, para o cálculo de pele de nêutrons [143, 145, 146]. Inicialmente, usaremos

⁵Também chamada de pressão de simetria.

a Eq. (1.23) aplicada nos modelos selecionados.

Logo após, utilizaremos outra expressão para o cálculo da energia de simetria, através da energia de ligação, Eq. (1.11), pois a mesma pode ser descrita como a diferença da energia de ligação da matéria nuclear simétrica e a matéria pura de nêutrons, dada por [39]

$$E_{\text{sym}} \approx \frac{\mathcal{E}}{\rho} \left(\rho, y = \frac{1}{2} \right) - \frac{\mathcal{E}}{\rho} (\rho, y = 0). \quad (2.37)$$

O segundo ponto desta seção é o estudo das estrelas de nêutrons. Esse ponto será abordado com base na análise feita por J. R. Stone no artigo em andamento [30].

As estrelas de nêutrons são formadas a partir de materiais remanescentes de explosões de supernovas, possuindo uma massa em torno de 1,5 massas solares (M_{\odot}), onde $M_{\odot} = 2 \times 10^{33}$ g, com um raio de aproximadamente 12 km e densidade central (ρ_{ce}) em torno de $5 - 10\rho_0$ [147]. Essas estrelas possuem uma estrutura composta por diferentes regiões de densidade, como mostrado na Fig 2.5.

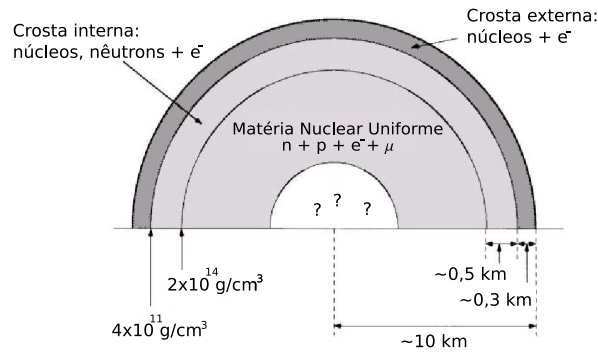


Figura 2.5: Esquema para as diferentes regiões de densidade de uma estrela de nêutrons. Figura retirada da Ref. [148].

A superfície da estrela de nêutrons possui $\rho \leq 10^6$ g/cm³. A crosta externa é formada por núcleos, em sua maioria ⁵⁶Fe, mais gás de elétrons. Sua densidade fica entre $10^6 \leq \rho \leq 4,3 \times 10^{11}$ g/cm³. Essa parte da estrutura possui espessura de $\approx 0,3$ km. Na direção do centro da estrela, observa-se que a matéria torna-se mais densa e rica em nêutrons. Isso ocorre no que chamamos de crosta interna, que apresenta $4,3 \times 10^{11} \leq \rho \leq 2 \times 10^{14}$ g/cm³. Após essa região de densidade, surge o núcleo externo que apresenta uma matéria nuclear uniforme, composta de prótons, nêutrons, elétrons e múons. Nesta fase a densidade está compreendida entre $2 \times 10^{14} \leq \rho \leq \rho_{ce}$ g/cm³ [149]. O núcleo interno (carroço central), com $\rho \geq \rho_{ce}$, não apresenta uma

composição bem definida devido a incerteza de propriedades em altas densidades. Contudo, existem algumas possibilidades como a própria matéria nuclear ou matéria de quarks [150].

As propriedades globais de uma estrela de nêutrons, como por exemplo a relação entre a massa gravitacional (M_g) e o raio, podem ser calculados através da equação de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV). Essa equação considera modelos de estrelas de nêutrons não rotacionais em equilíbrio hidrostático [147, 50] e é dada por

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gm\rho}{r^2} \frac{\left(1 + \frac{P}{\rho c^2}\right) \left(1 + \frac{4\pi r^3 P}{mc^2}\right)}{1 - \frac{2G}{rc^2}}, \quad (2.38)$$

com

$$m(r) = \int_0^r 4\pi r'^2 \rho(r') dr'. \quad (2.39)$$

A partir da Eq. (2.38), serão gerados os principais resultados descritos no capítulo 3.

3 Resultados em $T = 0$

Neste capítulo, apresentaremos os resultados obtidos e discussões da aplicação do conjunto de 11 vínculos descritos no capítulo 2, nas 237 parametrizações de Skyrme usadas cujas propriedades de saturação são dadas na Tabela C.1 do apêndice C. Inicialmente mostraremos o método utilizado para a aprovação dos modelos e também, uma avaliação geral de como os 28 grupos de modelos, definidos no capítulo 1, se comportam perante os vínculos propostos. Uma análise mais abrangente será feita em seguida, apresentando o comportamento de cada modelo aprovado para os diferentes vínculos (SM, PNM e MIX). Como dito anteriormente, aplicaremos ainda 5 vínculos adicionais nos modelos selecionados. Um resumo dos principais vínculos se encontra na Tabela 3.1.

Tabela 3.1: Resumo dos 11 vínculos utilizados na tese. Os intervalos calculados com * são dados em MeV.

Legenda	Quantidade	Eq.	Região de Densidade	Intervalo utilizados	Intervalos calculados	Ref.
SM1	K_0	(1.21)	ρ_0 (fm ⁻³)	240 ± 20 MeV	$210 - 240^*$	[45, 63]
SM2	$K' = -Q_0$	(1.22)	ρ_0 (fm ⁻³)	700 ± 500 MeV	$362,5 - 413,5^*$	[42]
SM3	$P(\rho)$	(1.18)	$2 < \frac{\rho}{\rho_0} < 4,6$	Banda	—	[43]
SM4	$P(\rho)$	(1.18)	$1,2 < \frac{\rho}{\rho_0} < 2,2$	Banda	—	[44]
PNM1	$\frac{E_{PNM}}{E_{PNM}^0}$	(2.6)	$0,014 < \frac{\rho}{\rho_0} < 0,11$	Banda	—	[30, 119, 121]
PNM2	$P(\rho)$	(1.18)	$2 < \frac{\rho}{\rho_0} < 4,6$	Banda	—	[43]
MIX1	J	(1.23)	ρ_0 (fm ⁻³)	$27 < J < 38$ MeV	$30 - 34,6^*$	[28]
MIX2	L	(1.24)	ρ_0 (fm ⁻³)	58 ± 18 MeV	$40 - 76^*$	[106]
MIX3	K_{vs}	(1.30)	ρ_0 (fm ⁻³)	$-900 < K_{vs} < -372$ MeV	$-794,3 - -374,14^*$	[134, 30]
MIX4	$\frac{E_{sym}}{J}$	—	$\frac{\rho_0}{2}$ (fm ⁻³)	$0,57 < \frac{E_{sym}}{J} < 0,86$	$0,59 - 0,68$	[37]
MIX5	$\frac{3P_{PNM}}{L\rho_0}$	(2.14)	ρ_0 (fm ⁻³)	$1 \pm 0,1$	$0 - 1,1$	[38]

3.1 Método Utilizado na Aprovação dos Modelos

Nesta seção introduziremos o método utilizado para a análise da consistência dos 237 modelos de Skyrme com relação aos 11 vínculos apresentados na Tabela 3.1. Para tal análise dividiremos o conjunto dos vínculos em: (i) vínculos numéricos: SM1, SM2, MIX1, MIX2, MIX3, MIX4 e MIX5 e (ii) vínculos gráficos: SM3, SM4, PNM1 e PNM2. Neste estudo, o

modelo é considerado consistente, ou seja aprovado, se satisfizer todo o conjunto de vínculos utilizado. Esses resultados são apresentados para todas as parametrizações usadas na Tabela D.1 do apêndice D. Tal tabela apresenta o quanto de perda os modelos apresentam em cada vínculo.

No caso (i), o critério de aprovação é muito simples, uma vez que temos os valores centrais das grandezas que definem cada vínculo e suas respectivas barras de erro. Estando o valor calculado para os modelos compatível com o desvio que apresentamos a seguir, esse modelo é dito aprovado. Com base nestes dados calculados, para as diferentes parametrizações, pode-se construir a Tabela D.1. Para os vínculos numéricos isso é feito subtraindo o valor calculado de cada modelo pelo valor central do vínculo. O resultado desta conta é dividido pela barra de erro, fornecendo assim o quanto o modelo se desvia do valor proposto. Por exemplo:

- (a) vínculo SM1: 240 ± 20 MeV. Se o modelo possuir uma incompressibilidade igual à 280 MeV, temos que o valor para o desvio será $\frac{(280-240)}{20} = \frac{40}{20} = 2$. Para o modelo ser considerado aprovado, o módulo do desvio deve ser sempre ≤ 1 . Um desvio positivo (negativo) indica que o valor calculado de cada modelos é maior (menor) que o valor central do vínculo;
- (b) três vínculos específicos, MIX1 e MIX4, não possuem um valor central definido, mas sim uma região de validade assimétrica. Nestes casos, calcularemos o desvio da seguinte maneira: suponha um vínculo Z, tal que

$$x_1 \leq Z \leq x_2,$$

o valor central (y) será calculado como $y = \frac{x_2+x_1}{2}$, logo o seu desvio (d) será obtido com $d = x_2 - y = y - x_1$. Com isso, pode-se seguir o mesmo raciocínio do item (a).

No caso (ii) temos uma situação mais delicada por se tratar dos vínculos gráficos. O critério estabelecido nesta tese foi o de considerar aprovado, o modelo que passa por 95% ou mais, da região de densidade relativa ao vínculo em questão. Com base nesse critério, definimos a nomenclatura utilizada na Tabela D.1 da seguinte forma:

- (a) se o modelo cruzar toda a região de densidades dentro da faixa estabelecida, apresenta então perda p de 0%. Caso contrário, ou seja, se o modelo não cruzar nenhuma parte da faixa, dizemos que ele apresenta $p = 100\%$. Ambos os casos podem ser vistos na

Fig. 3.1a, modelos SkT5 e SV, respectivamente. Casos em que $0\% < p < 100\%$ são tratados a seguir;

- (b) primeiramente, definimos como r_i e r_f , as razões ρ/ρ_0 inicial e final que definem as extremidades do vínculo a ser analisado. No caso do vínculo SM3 (Fig. 3.1a), $r_i = 2$ e $r_f = 4,6$. Tomando como exemplo o modelo SV-sym28, nota-se que este começa a satisfazer o vínculo SM3 a partir de $r_1 = \rho_1/\rho_0 = 2,162$, permanecendo nesta condição até r_f , veja o quadro interno da Fig. 3.1a. A porcentagem de perda nesses casos é então obtida via

$$p = \frac{r_1 - r_i}{r_f - r_i} \quad (3.1)$$

e, a notação utilizada na Tabela D.1 será pL , onde a letra “L” indica que a perda ocorre na parte inicial da faixa. Para o exemplo da parametrização SV-sym28, $p = 6,2\%$, logo, sua indicação na Tabela D.1 é dada por $6,2\%L$;

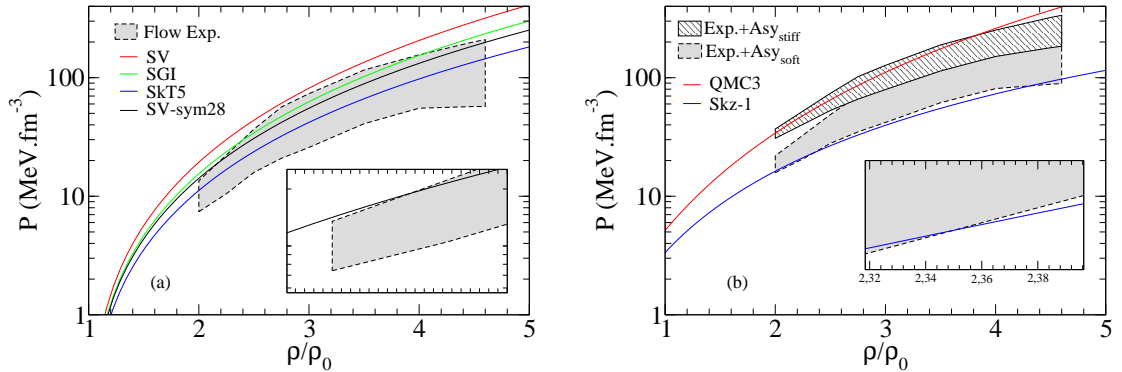


Figura 3.1: Figura explicativa para o método de aprovação utilizado.

- (c) nos casos em que o modelo começa a satisfazer o vínculo desde r_i mas deixa de fazê-lo em uma razão maior, r_1 , definimos a perda como sendo

$$p = \frac{r_f - r_1}{r_f - r_i}, \quad (3.2)$$

com a notação alterada para pH , onde “H” significa perda apenas na parte final da faixa. Como exemplo, o modelo QMC3 da Fig. 3.1b apresenta $r_1 = 3,824$ e, conseqüentemente, $p = 29,8\%$. Assim, a notação utilizada é $29,8\%H$;

- (d) há ainda casos mais gerais, onde o modelo começa a satisfazer o vínculo para uma razão $r_1 > r_i$, porém deixa de fazê-lo para $r_2 < r_f$. Nesses casos, usam-se as perdas calculadas

nos itens (b) e (c) e a notação mista, $p_1 L / p_2 H$. Um exemplo é o modelo SGI da Fig. 3.1a, cuja notação é $14,6\%L / 21,2\%H$;

- (e) por último, na Fig. 3.1b, temos o caso em que o modelo não apresenta perda nas extremidades, mas sim entre r_i e r_f , ou seja, deixa de satisfazer o vínculo em r_1 mas volta a fazê-lo em r_2 . Para tais modelos, calculamos a perda como

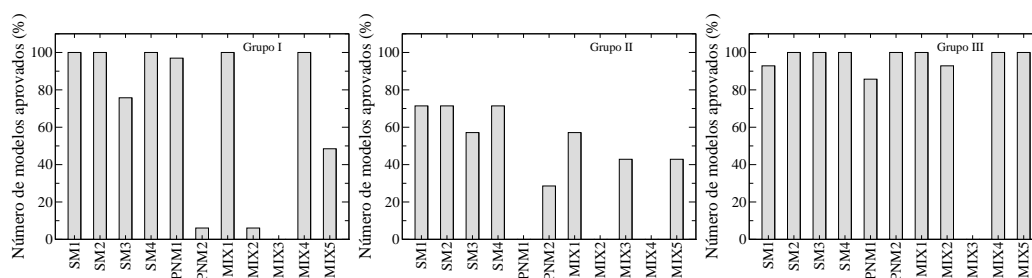
$$p = \frac{r_2 - r_1}{r_f - r_i} \quad (3.3)$$

e a notação nesses caso será dada apenas por p . Para o modelo Skz-1, sua perda é dada por $75,6\%$, já que $r_1 = 2,349$ e $r_2 = 4,314$.

Note ainda na Tabela D.1 que vários são os modelos que satisfazem 10 dos 11 vínculos propostos¹. Especificamente nesses casos, ainda consideramos mais 5% na grandeza referente ao vínculo não satisfeito, se este for numérico, para verificar se o módulo do desvio passa a ser menor que 1 (caso i), ou consideramos como aprovado o modelo que satisfaz 90% da região de densidades, se o vínculo não satisfeito for de natureza gráfica (caso ii).

3.2 Análise dos Grupos de Modelos

Antes de analisarmos cada vínculo separadamente, é importante termos uma ideia de como os 28 grupos, descritos do capítulo 1, se comportam mediante os vínculos apresentados. Essa análise será feita através de histogramas que fornecem a porcentagem de modelos aprovados em cada vínculo. Na Fig. 3.2, apresentamos os 6 primeiros histogramas. Note que o grupo I descreve bem os vínculos pertencentes à matéria nuclear simétrica, enquanto que a matéria pura de nêutrons só é bem descrita em baixas densidades (PNM1). Para os vínculos MIX's esse grupo apresenta aprovações abaixo de 10% no vínculo MIX2 e nenhuma para MIX3.



¹Tais modelos estão marcados pelo símbolo † no vínculo não satisfeito.

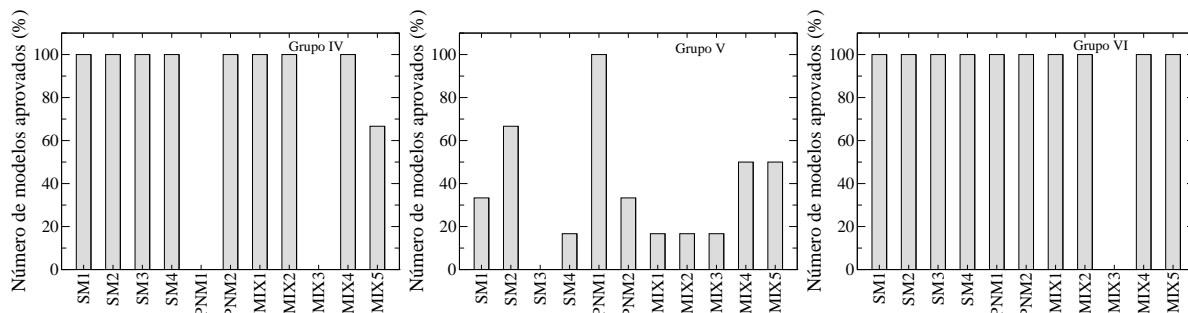


Figura 3.2: Porcentagem dos modelos aprovados com relação aos 12 vínculos estudados. Nesta figura são apresentados os grupos de I à VI.

O histograma para o grupo II mostra que nenhum modelo é aprovado nos vínculos PNM1, MIX2 e MIX4, enquanto que o restante dos vínculos aprovam 70% ou menos. O grupo III perde apenas para o MIX3, oscilando entre 90% e 100% para o restante. Já o grupo IV possui 100% de aprovação em quase todos os vínculos, exceto para os vínculos PNM1, MIX3 e MIX5. O grupo V apresenta 100% de aprovação no vínculo PNM1, mas mostra uma enorme perda nos outros 11 vínculos, sendo que destes, SM3 não aprova nenhum modelo.

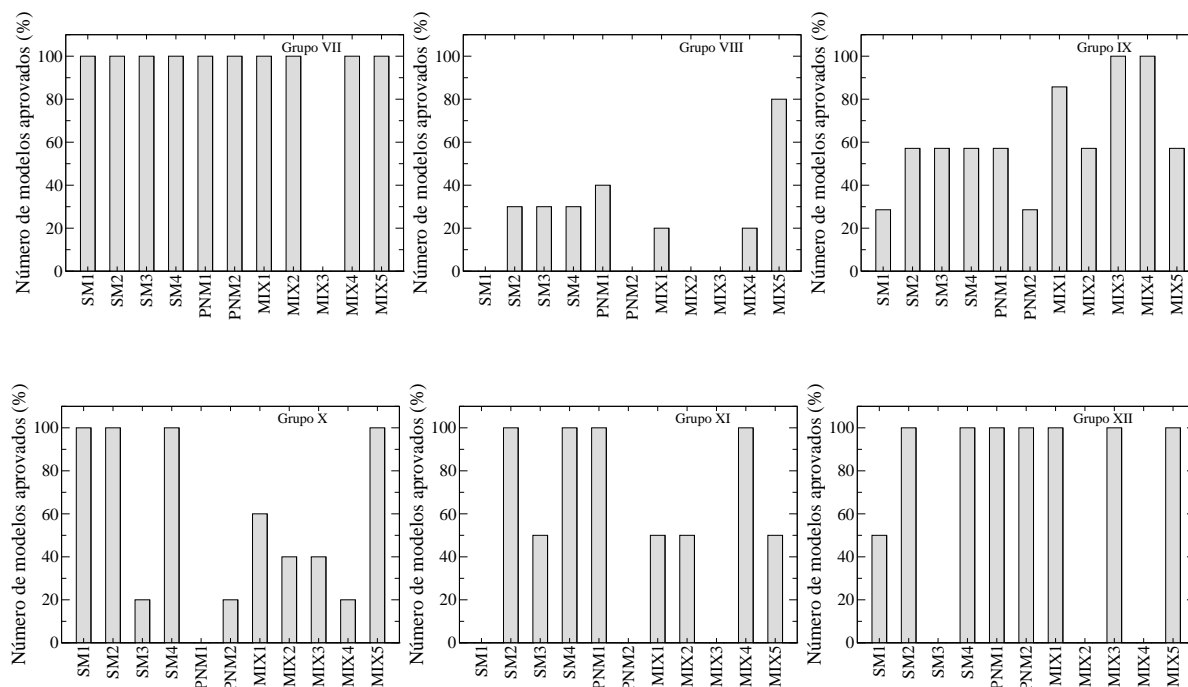


Figura 3.3: Porcentagem dos modelos aprovados com relação aos 12 vínculos estudados. Nesta figura são apresentados os grupos de VII à XII.

Na Fig. 3.3, o grupo VIII é o que apresenta o pior desempenho ficando abaixo de 40% em 11 dos 12 vínculos propostos. Este grupo consegue descrever razoavelmente bem apenas o vínculo MIX5. Os grupos X, XI e XII aprovam 100% em pelo menos 4 dos 12 vínculos propostos,

dentre eles, os vínculos SM2 e SM4. O grupo que possui o melhor desempenho, dentre esses apresentados, é o VII, pois aprova 100% em 11 vínculos, não tendo nenhuma aprovação ao descrever o vínculo MIX3.

Uma análise pode ser feita entre as figuras (3.2) e (3.3). Perceba que os grupos VI e VII são semelhantes, possuindo os mesmos números de aprovações em todos os vínculos.

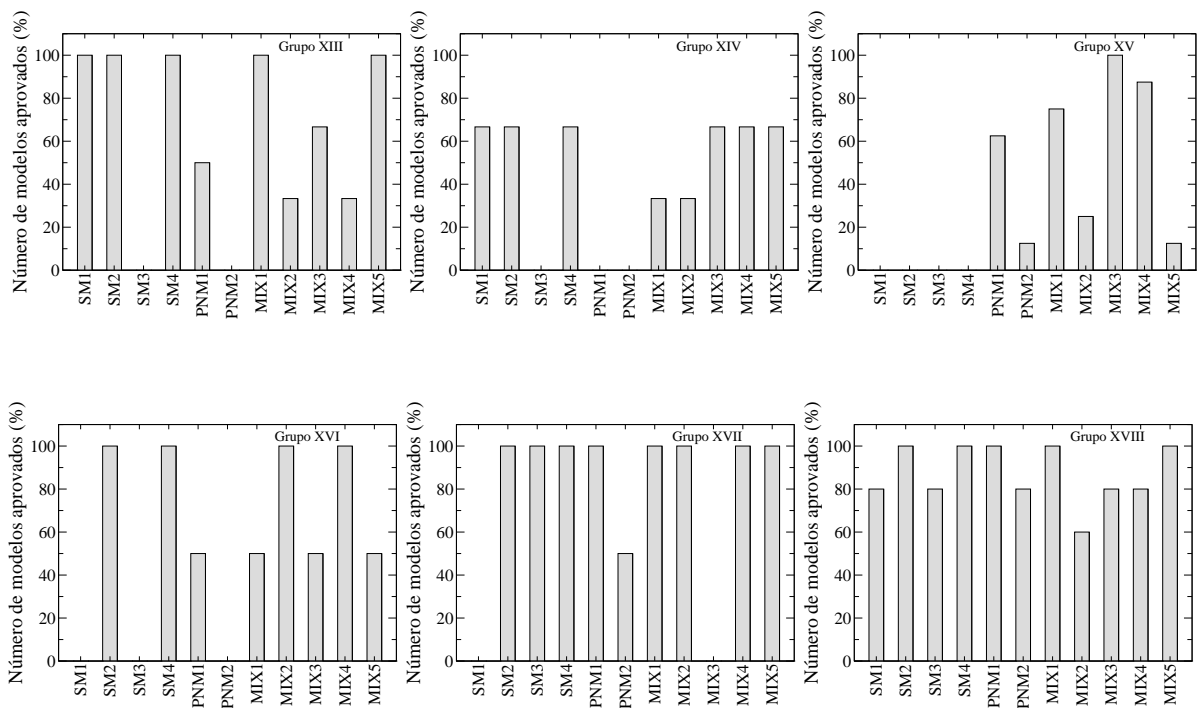
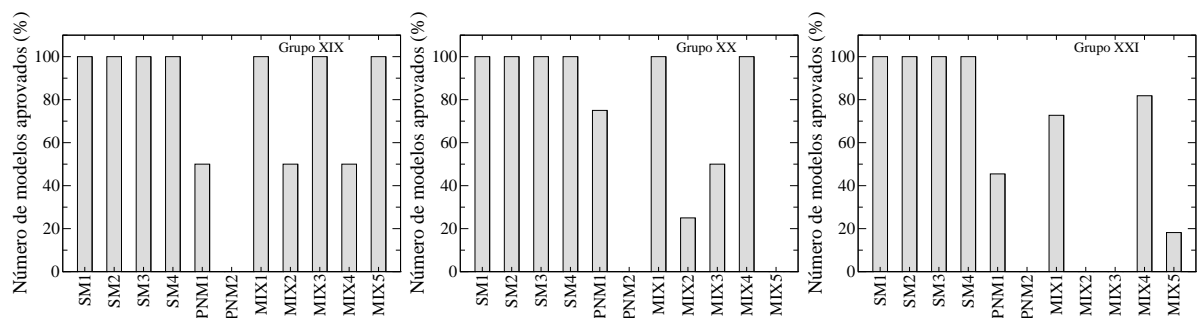


Figura 3.4: Porcentagem dos modelos aprovados com relação aos 12 vínculos estudados. Nesta figura são apresentados os grupos de XIII à XVIII.

O grupo XIV, na Fig. 3.4, não aprova nenhum dos seus modelos no cálculo da matéria pura de nêutrons. Já o grupo XV não possui aprovação em nenhum dos 4 vínculos propostos para o estudo da matéria nuclear simétrica. Neste conjunto é importante ressaltar que o grupo XVIII aprova mais de 50% em todos os vínculos, com aprovação de 100% em 5 deles.



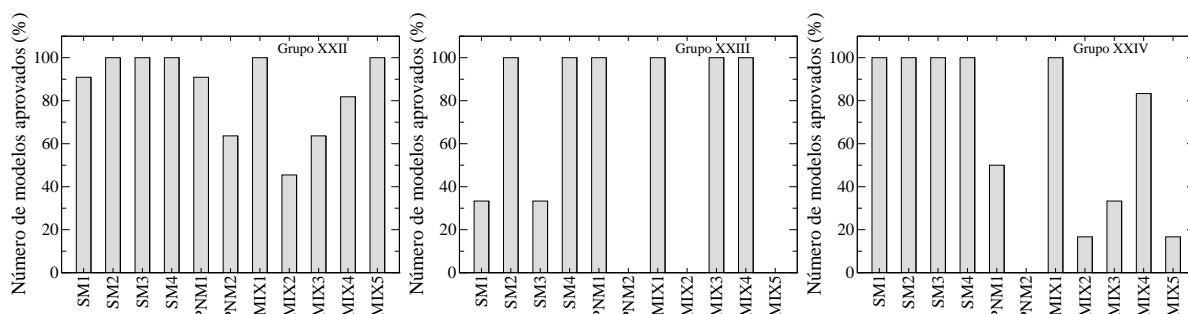


Figura 3.5: Porcentagem dos modelos aprovados com relação aos 12 vínculos estudados. Nesta figura são apresentados os grupos de XIX à XXIV.

Na Fig. 3.5, todos os grupos descrevem acima de 80% a matéria nuclear simétrica, exceto o grupo XXIII, com aprovação menor que 40% para os vínculos SM1 e SM3. Já para a matéria de nêutrons, apenas o grupo XXII aprova modelos nos seus 2 vínculos, os outros grupos não possuem aprovados no vínculo PNM2. Analisando os gráficos, nota-se que o MIX2 obteve menos de 50% de aprovação em todos os histogramas desta figura.

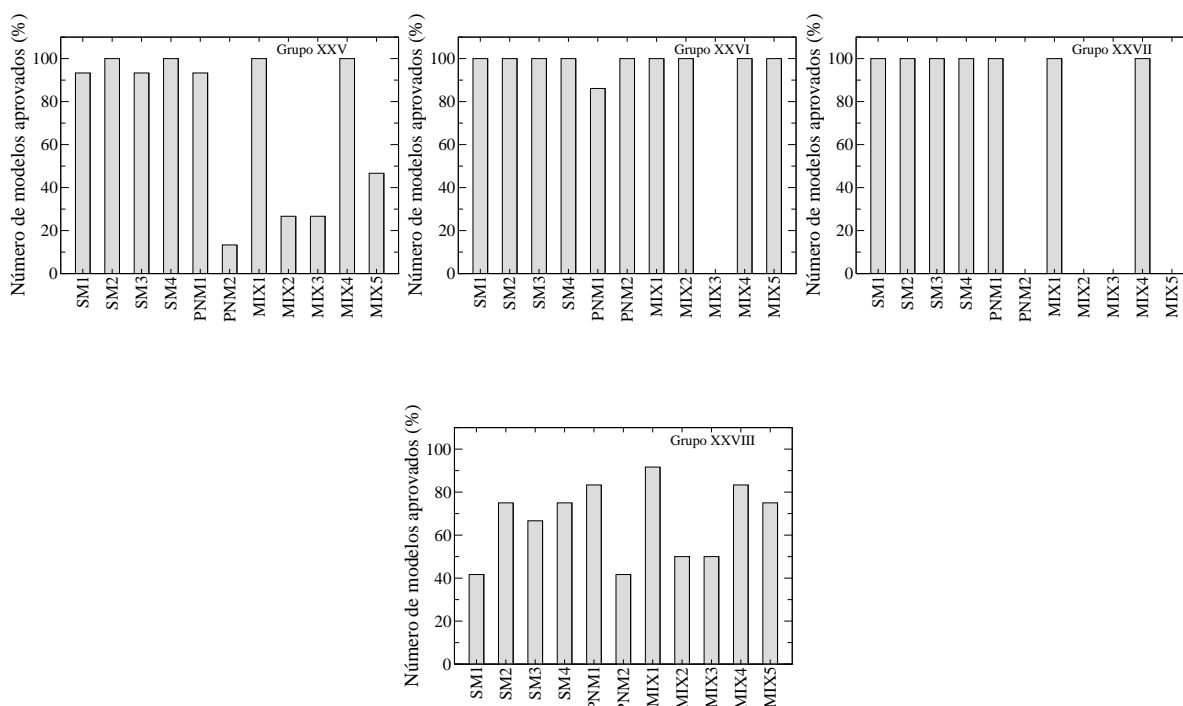


Figura 3.6: Porcentagem dos modelos aprovados com relação aos 12 vínculos estudados. Nesta figura são apresentados os grupos de XXV à XXVIII.

Por último, na Fig. 3.6 nota-se entre os grupos XXV, XXVI e XXVII uma boa descrição da matéria nuclear simétrica e do vínculo da matéria de nêutrons PNM1. O vínculo MIX3 possui

uma aprovação inferior à 30% em um deles, sendo nula nos outros dois. O grupo XXVIII descreve acima de 40% todos os vínculos, sendo que seu valor máximo de aprovações é de 80% para o MIX1.

3.3 Matéria Nuclear Simétrica

No caso da matéria nuclear simétrica foram analisados 4 vínculos, sendo dois deles propriedades de saturação da matéria nuclear, dados pelas equações (2.1) e (2.2) e dois gráficos, representado pelas equações (2.3) e (2.4). Os vínculos aplicados para os valores de incompressibilidade e para o coeficiente de “skewness” nos modelos de Skyrme aprovados mostraram ser bastante abrangentes, pois aprovaram mais de 50% das parametrizações testadas, sendo K' o mais generoso. Para SM1, os modelos de Skyrme possuem valores entre 198,79 MeV (ZR3a - ZR3c) e 400,86 MeV (GS6). Obtivemos 186 modelos aprovados, listados abaixo, e os valores desses modelos estão entre 220,75 MeV (Ska25s20) e 258,19 MeV (SkI3).

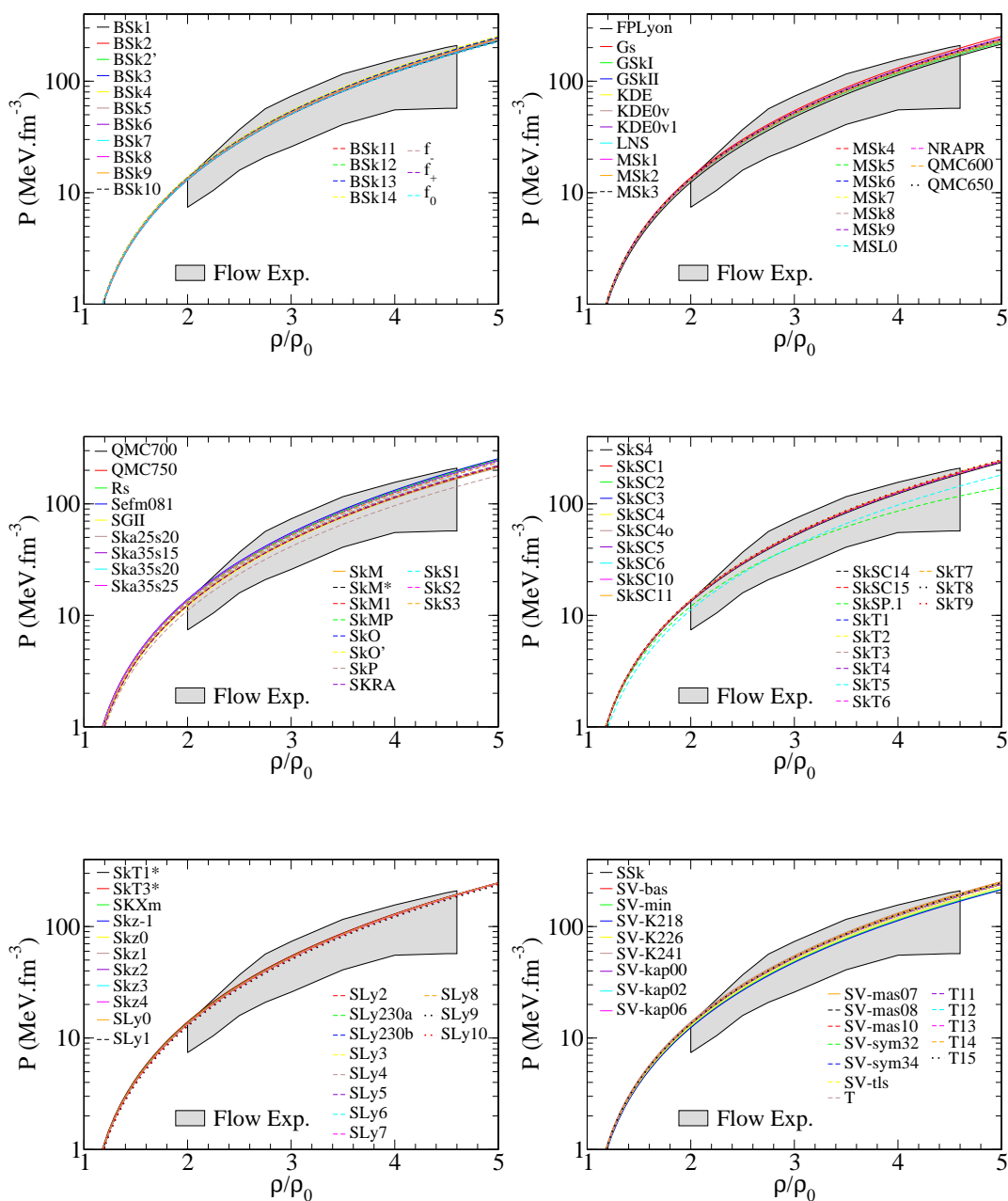
- BSk1 - BSk21, BSk2', Es, f_- , f_+ , f_0 , Gs, GS1, GS4, GSkI, GSkII, KDE, KDE0v, KDE0v1, MSk1 - MSk9, MSk5*, MSL0, NRAPR, QMC700, QMC750, RATP, Rs, Sefm068, Sefm074, Sefm081, Sefm09, Sefm1, SGOII, SK255, Ska25s20, Ska35s15, Ska35s20, Ska35s25, SkI1 - SkI6, SkMP, SkO, SkO', SkS1 - SkS4, SkSC1 - SkSC6, SkSC10, SkSC11, SkSC14, SkSC15, SkSCo4, SkSP.1, SkT1-SkT4, SkT6 - SkT9, SkT1a - SkT4a, SkT6a - SkT9a, SkT1*, SkT3*, SkTK, SKXm, Skz-1, Skz0 - Skz4, SLy0 - SLy10, SLy230a, SLy230b, SSk, SV-bas, SV-min, SV-K226, SV-K241, SV-kap00, SV-kap02, SV-kap06, SV-mas07, SV-mas08, SV-mas10, SV-sym28, SV-sym32, SV-sym34, SV-tls, T, T11 - T66, v070 - v110, Zs e Zs*.

Já para SM2, os valores gerais dos modelos estão entre -428,61 MeV (GS3) e 846,53 MeV (GS4). Neste vínculo obtivemos uma aprovação de 211 modelos cujo alcance está entre 274,09 MeV (BSk21) e 846,53 MeV (GS4), representados por

- BSk1 - BSk21, BSk2', Es, f_- , f_+ , f_0 , FPLyon, Gs, GS1, GS2, GS4, GS5, GSkI, GSkII, KDE, KDE0v, KDE0v1, LNS, MSk1 - MSk9, MSk5*, MSL0, NRAPR, QMC600 - QMC750, RATP, Rs, Sefm068, Sefm074, Sefm081, Sefm09, Sefm1, SGI, SGII, SGOII, SK255, SK272, SkA, Ska25s20, Ska35s15, Ska35s20, Ska35s25, Ska45s20, SkB, SkI1-SkI6, SkM, SkM*, SkM1, SkMP, SkO, SkO', SkP, SKRA, SkS1 - SkS4, SkSC1 - SkSC6, SkSC10, SkSC11, SkSC14, SkSC15, SkSCo4, SkSP.1, SkT1 - SkT9, SkT1a - SkT9a, SkT1*, SkT3*, SkTK, SKX, SKXce, SKXm, Skz-1, Skz0 - Skz4, SLy0 - SLy10, SLy230a, SLy230b, SSk, SV-bas, SV-min, SV-

K218, SV-K226, SV-K241, SV-kap00, SV-kap02, SV-kap06, SV-mas07, SV-mas08, SV-mas10, SV-sym28, SV-sym32, SV-sym34, SV-tls, T, T11 - T66, v070 - v110, ZR3a, ZR3b, ZR3c, Zs e Zs*.

Para SM3, temos 176 modelos aprovados, onde seus comportamentos estão ilustrados na Fig. 3.7.



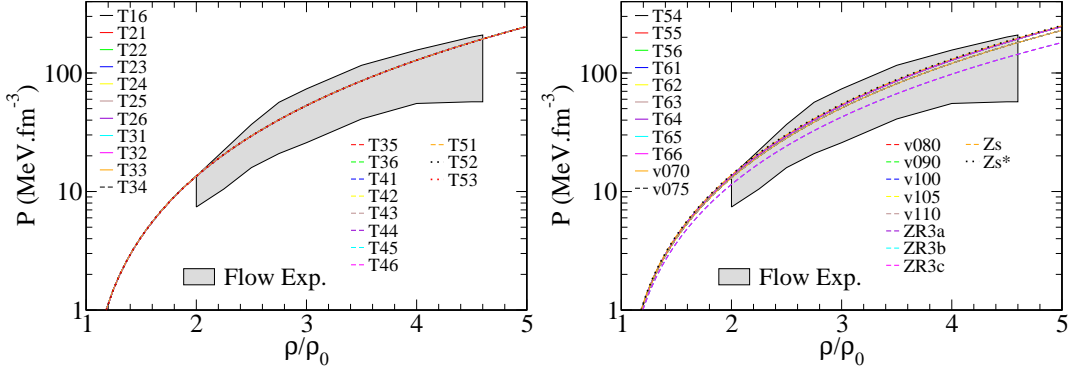
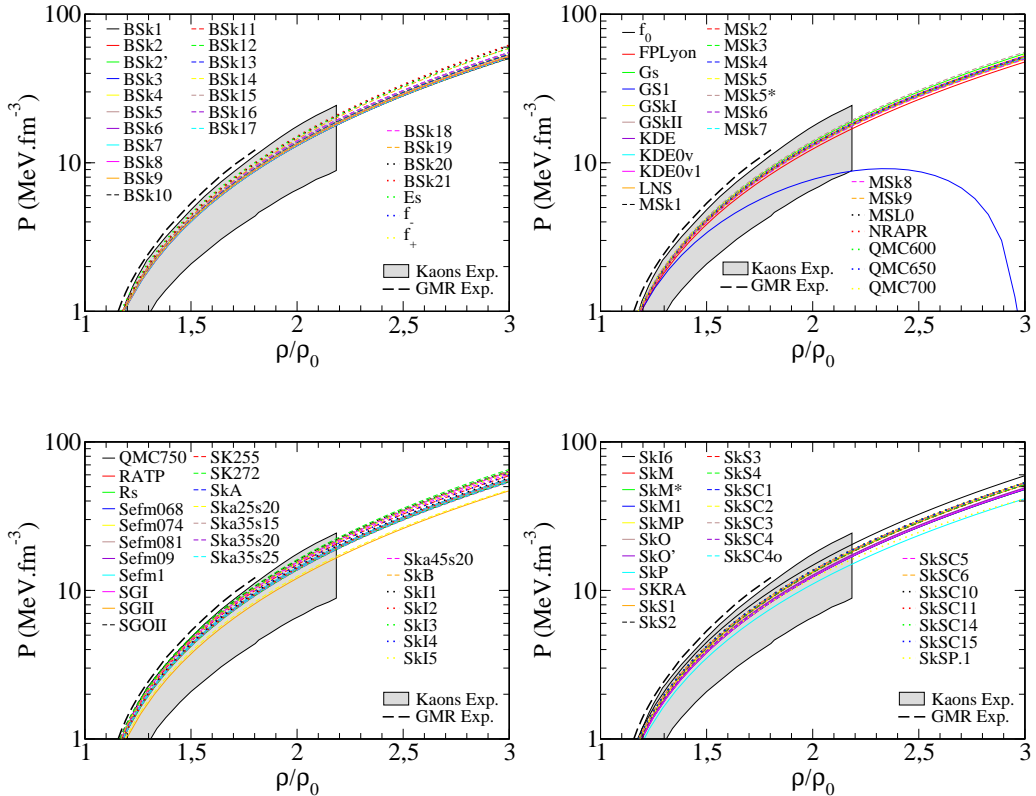


Figura 3.7: Pressão versus ρ/ρ_0 para o modelos aprovados em SM3. A área hachurada foi retirada da Ref. [43].

Os modelos aprovados no SM3 possuem o mesmo comportamento ao cruzar a figura, ocupando a parte superior da mesma em sua maioria. Pode-se destacar 4 modelos que fogem um pouco desse comportamento: SkP, SkT5, SkSP.1 e ZRC3. Os modelos aprovados SkT1a - SkT9a foram omitidos, pois possuem o mesmo comportamento de seus pares SkT1 - SkT9.

Para o vínculo SM4, obtivemos 208 modelos selecionados e, esses modelos estão representados na Fig. 3.8.



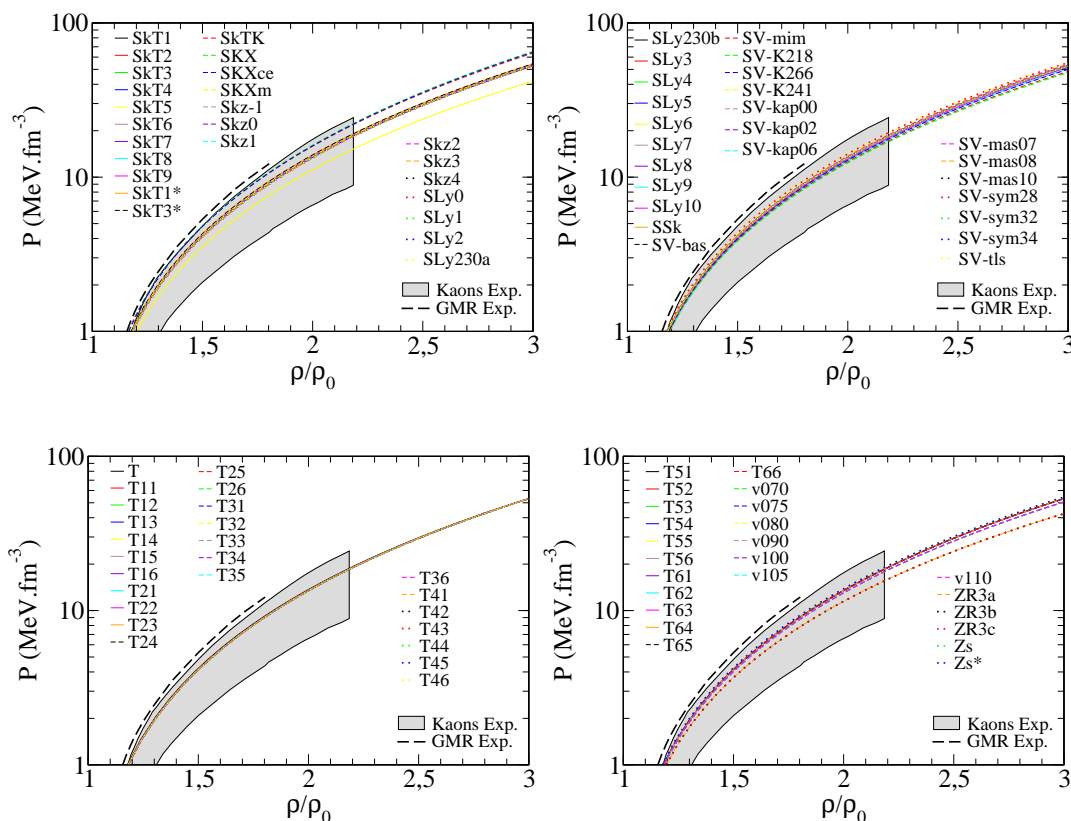


Figura 3.8: Pressão versus ρ/ρ_0 para o modelos aprovados em SM4. A área hachurada e a linha pontilhada foram extraídas da Ref. [44].

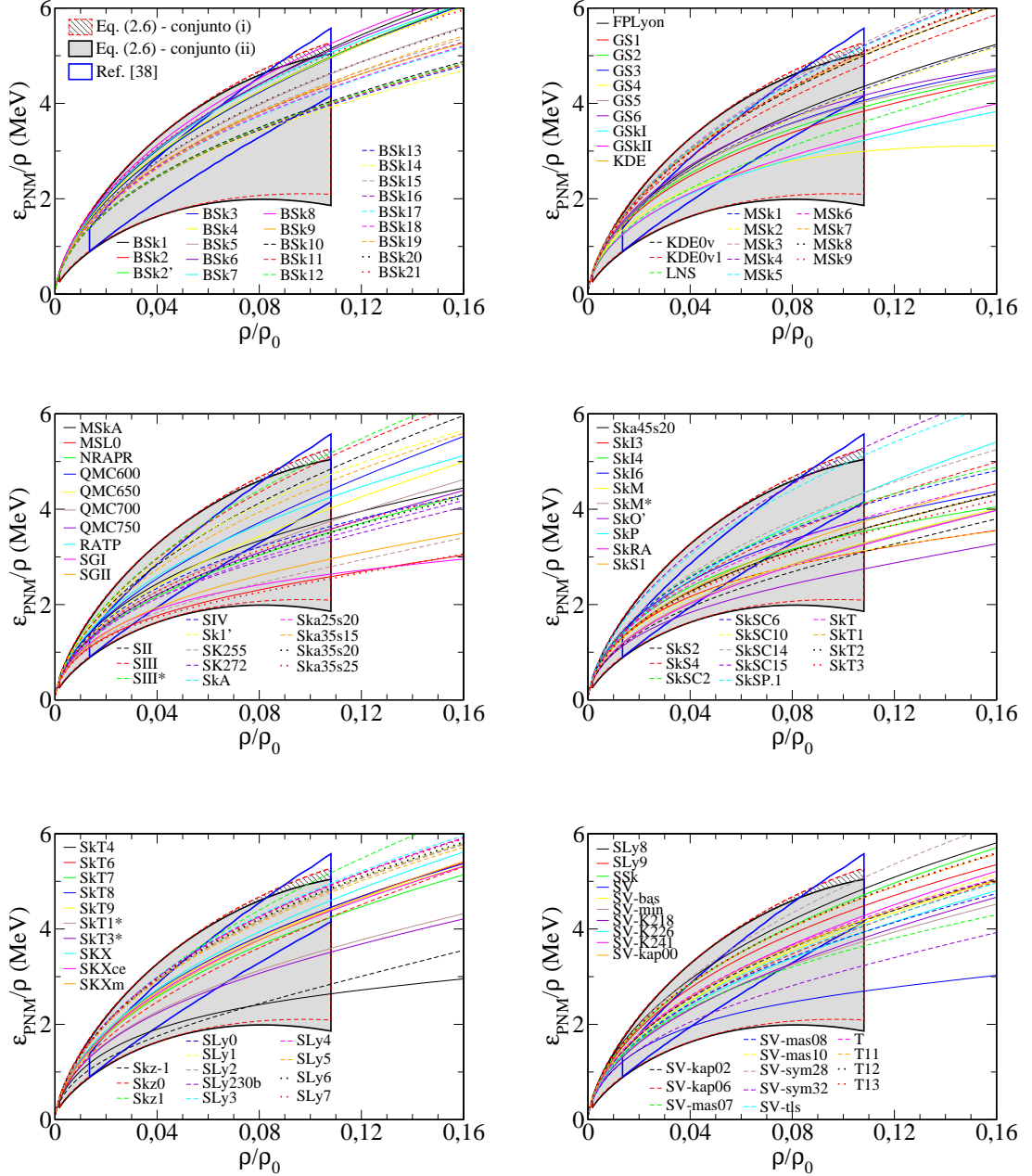
Neste vínculo, os modelos também se comportam de maneira semelhante, formando uma banda. Nove deles fogem um pouco dessa banda formada, são eles: Ska25s20, SGII, SkP, SkT5, SkTK, SKX, SKXce, ZR3a e ZR3c. O modelo GS1 é o único que possui o comportamento bastante diferente, passando por toda a faixa e caindo abruptamente em $\frac{\rho}{\rho_0} \approx 2,2$. Pelo mesmo motivo já mencionado no vínculo anterior, omitimos as figuras dos modelos SkT1a - SkT9a.

Com base em todos os modelos aprovados nos 4 vínculos correspondentes à matéria nuclear simétrica, foi feita uma interseção onde o número total de modelos aprovados é de 161.

3.4 Matéria Pura de Nêutrons

Apresentaremos nessa seção os modelos aprovados nos vínculos gráficos, dados pelas equações (2.7) e (2.8). Começaremos pelo PNM1 que aprova 184 modelos de Skyrme. Todos esses modelos, exceto SkT1a - SkT9a omitidos, podem ser vistos na Fig. 3.9. Note que para esse

vínculo, não se observa um comportamento padrão para os modelos, exceto para as parametrizações pertencentes ao grupo XXVI. Outro ponto importante é que a maioria dos modelos de Skyrme não cruza totalmente a região retirada da Ref. [38].



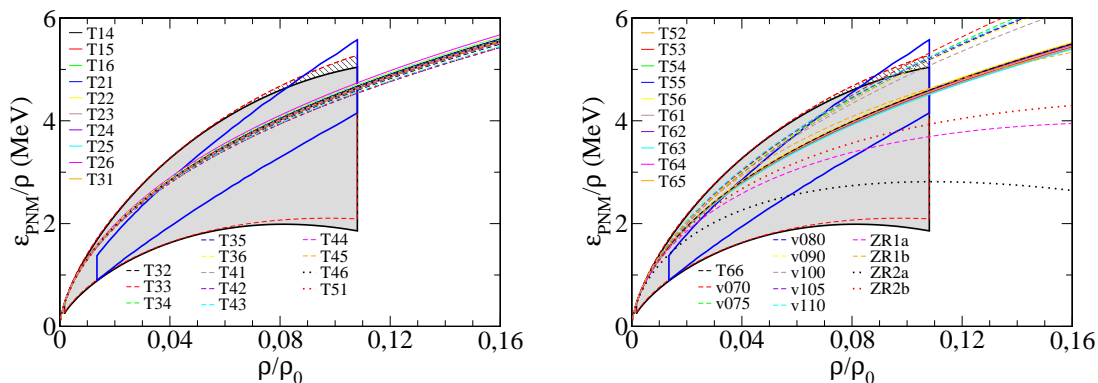


Figura 3.9: Pressão versus ρ/ρ_0 para o modelos aprovados em PNM1. A região hachurada (linha sólida preta e linha pontilhada vermelha) foi retirada da Ref. [122]. A região dentro dessa área (linha sólida azul) foi retirada da Ref. [38].

Para o segundo vínculo da matéria pura de nêutrons, PNM2, temos 95 modelos aprovados. Este é o vínculo gráfico que reprova mais modelos. As parametrizações aprovadas podem ser vistas na Fig. 3.10. Aqui foram retiradas as curvas dos modelos SkT1a - SkT5a, por possuírem o comportamento igual aos dos modelos SkT1 - SkT5.

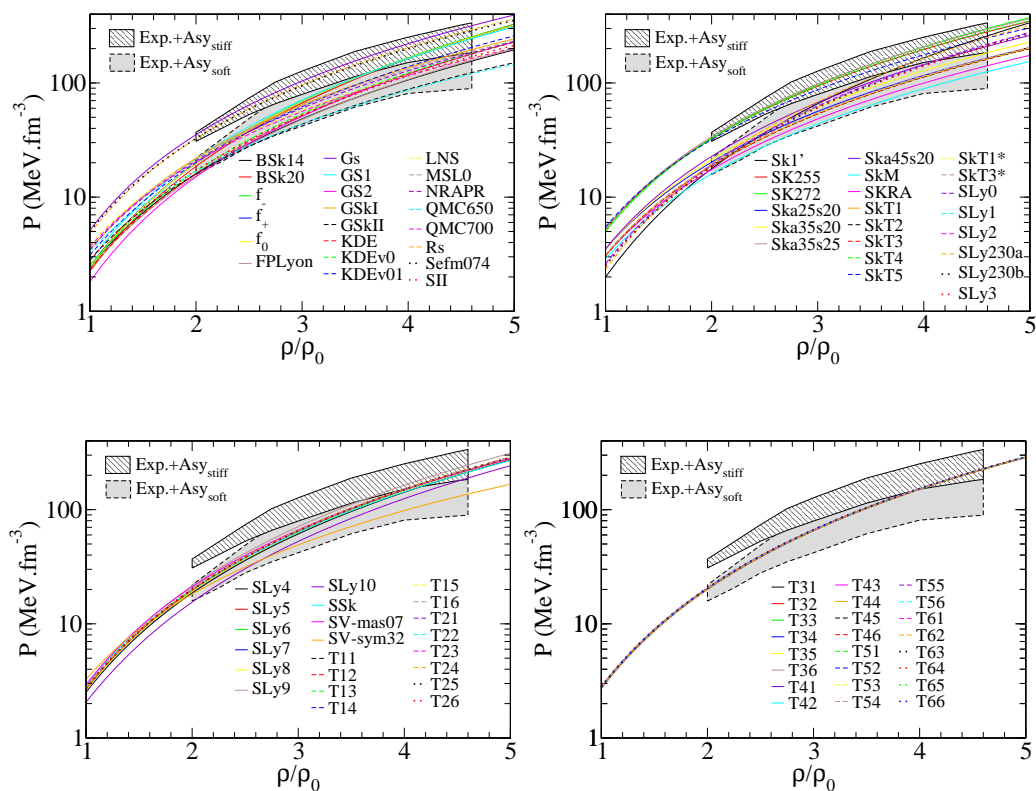


Figura 3.10: Pressão versus ρ/ρ_0 para o modelos aprovados em PNM2. A área hachurada foi retirada da Ref. [43].

Nota-se nestas figuras que a maioria dos modelos de Skyrme consistentes com a região delimitada pelo vínculo PNM2 ocupa a parte inferior da faixa (Exp. + Asy_{soft}).

Fazendo a interseção dos modelos aprovados nesses 2 vínculos da PNM, temos um total de 85 modelos aprovados.

3.5 Vínculos envolvendo SNM e PNM

Os vínculos envolvendo tanto a matéria nuclear simétrica quanto a matéria pura de nêutrons, Eq. (2.9)–Eq. (2.13), dependem basicamente da energia de simetria e de suas derivadas. O primeiro deles, MIX1, possui um intervalo de valores entre todos os modelos estudados de $-138,96$ MeV (ZR3a) e $93,98$ MeV (SGOII). Este vínculo aprova 208 modelos e restringe o intervalo para $27,00$ MeV (SkSC4o) e $37,53$ MeV (SkI1). As parametrizações aprovadas nesse vínculo são:

- BSk1 - BSk21, BSk2', E, f_- , f_+ , f_0 , FPLyon, Gs, GS1, GSkI, GSkII, KDE, KDE0v, KDE0v1, LNS, MSk1 - MSk9, MSk5*, MSkA, MSL0, NRAPR, QMC1, QMC2, QMC600 - QMC750, RAMP, Rs, Sefm074, Sefm081, Sefm09, SGI, SI - SV, SIII*, Sk1', SK255, SK272, SkA, Ska25s20, Ska35s15, Ska35s20, Ska35s25, Ska45s20, SkI1 - SkI6, SkM, SkM*, SkMP, SkO, SkO', SkP, SKRA, SkS1 - SkS4, SkSC1, SkSC3 - SkSC5, SkSCo4, SkSC11, SkSC14, SkSC15, SkSP.1, SkT, SkT1 - SkT9, SkT1a - SkT9a, SkT1*, SkT3*, SkTK, SKX, SKXce, SKXm, Skz-1, Skz0 - Skz4, SLy0 - SLy10, SLy230a, SLy230b, SSk, SV-bas, SV-min, SV-K218, SV-K226, SV-K241, SV-kap00 - SV-kap06, SV-mas07 - SV-mas10, SV-sym28 - SV-sym34, SV-tls, T, T11 - T66, v070 - v110, ZR1c, ZR2c, Zs*.

Para o vínculo MIX2 as parametrizações de Skyrme fornecem um intervalo entre $-504,42$ MeV (ZR3a) e $254,43$ MeV (Sefm068). Neste caso temos 101 modelos aprovados, listados abaixo, que restringem esse intervalo para $40,15$ MeV (SV-mas08) e $74,62$ MeV (SkA).

- BSk14, BSk21, f_- , f_+ , f_0 , FPLyon, GS1, GSkI, GSkII, KDE, KDE0v, KDE0v1, LNS, MSkA, MSL0, NRAPR, QMC600 - QMC750, Sefm09, Sefm1, SGI, SII, SIV, SkA, Ska25s20, Ska35s20, Ska45s20, SkB, SkI4, SkI6, SkM, SkM*, SkMP, SkO', SKRA, SkS3, SkT1 - SkT3, SkT1a - SkT3a, SkT1*, SkT3*, SkTK, Skz-1, SLy0 - SLy9, SLy230a, SLy230b, SSk, SV-min, SV-mas07, SV-mas08, SV-sym32, T11 - T66.

O intervalo de valores gerado pelos modelos de Skyrme para MIX3 é entre $-1259,44$

MeV (SGOII) e 1547,69 MeV (ZR3a). Esse é o vínculo que mais reprova parametrizações de Skyrme, aprovando apenas 65 modelos no intervalo entre $-794,33$ MeV (QMC3) e $-371,29$ MeV (SkT3):

- E, Gs, GS3, LNS, MSkA, NRAPR, QMC1 - QMC3, QMC600 - QMC750, Rs, Sefm074, Sefm081, SGOI, SI - SIII, SIII*, SIV - SVII, Sk1', SK255, SK272, SkA, Ska25s20, Ska35s20, Ska35s25, Ska45s20, SkI1 - SkI3, SkI5, SkO, SkO', SkS2, SkS3, SkT, SkT1 - SkT5, SkT1a - SkT5a, SkT1*, SkT3*, SkTK, SKX, SKXce, SKXm, Skz-1, Skz0, SV-kap06, SV-mas10, SV-sym32, SV-sym34, ZR1c.

A razão da energia de simetria em $\frac{\rho_0}{2}$ pela energia de simetria em ρ_0 , MIX4, possui valores entre 0,27 (ZR3c) e 5,78 (ZR2a). Este vínculo aprova 196 modelos, restringindo o intervalo para 0,57 (SV-sym34 e Sefm1) e 0,83 (SkSC4 e SkSC11):

- BSk1 - BSk21, BSk2', f_- , f_+ , f_0 , FPLyon, GS1 - GS3, GSkI, GSkII, KDE, KDE0v, KDE0v1, LNS, MSk1 - MSk9, MSk5*, MSkA, MSL0, NRAPR, QMC1, QMC2, QMC3, QMC600 - QMC750, RATP, Sefm1, SGI, SGII, SGOI, SI - SIV, SIII*, Sk1', SkA, Ska25s20, Ska35s15, Ska35s20, Ska45s20, SkB, SkI4, SkI6, SkM, SkM*, SkMP, SkO', SkP, SKRA, SkS1 - SkS4, SkSC1 - SkSC6, SkSC10, SkSC11, SkSC14, SkSC15, SkSP.1, SkT1 - SkT9, SkT1a - SkT9a, SkT1*, SkT3*, SkTK, SKX, SKXce, SKXm, Skz-1, Skz0 - Skz3, SLy0 - SLy10, SLy230a, SLy230b, SSk, SV-bas, SV-min, SVI, SVII, SV-K218, SV-K226, SV-K241, SV-kap00 - SV-kap06, SV-mas07 - SV-mas10, SV-sym28 - SV-sym34, SV-tls, T, T11 - T66, v070 - v110, ZR1c, ZR2c.

Por último, o vínculo MIX5 que possui intervalo entre $-18,30$ (GS3) e $11,50$ (SkSC1). Este vínculo aprova 156 parametrizações de Skyrme, no intervalo de 0,91 (GS5) e 1,10 (GS4, QMC650, SIII* e SkM*), listadas abaixo:

- BSk6 - BSk18, BSk21, f_- , f_0 , FPLyon, Gs, GS1, GS4, GS5, GSkI, GSkII, KDE, KDE0v, KDE0v1, LNS, MSk1, MSk2, MSkA, MSL0, NRAPR, PRC45, QMC3, QMC650, QMC700, QMC750, Rs, Sefm068, Sefm074, Sefm081, Sefm09, Sefm1, SGI, SGOI, SGOII, SIII*, Sk1', SK255, SK272, SkA, Ska25s20, Ska35s15, Ska35s20, Ska35s25, Ska45s20, SkI1 - SkI6, SkM, SkM*, SkMP, SkO, SkO', SKRA, SkSC10, SkSC14, SkT, SkT1 - SkT9, SkT1a - SkT9a, SkT1*, SkT3*, Skz4, SLy0 - SLy10, SLy230a, SLy230b, SSk, SV-min, SV-kap00, SV-kap02, SV-mas07, SV-mas08, SV-sym32, SV-sym34, T, T11 - T66, Z, ZR1a - ZR3a, ZR1b - ZR3b, ZR3c.

Este grupo de vínculos apresentados, quando submetido a uma interseção, aprova apenas

20 modelos de Skyrme dos 237 estudados.

Para encerrar essa parte da análise, a Tabela 3.2 mostra um resumo dos modelos aprovados dentro dos vínculos utilizados.

Tabela 3.2: Número de modelos de Skyrme consistentes (NMC) com os vínculos individuais.

Vínculos	SM1	SM2	SM3	SM4	PNM1	PNM2	MIX1	MIX2	MIX3	MIX4	MIX5
NMC	186	211	176	208	184	95	208	101	65	196	156

Note que a estatística apresentada na Tabela 3.2 mostra o rigor de cada vínculo individualmente. Pode-se ver que nenhum desses vínculos é particularmente discriminativo e é muito difícil chegar a uma conclusão apenas com essa tabela. Por isso, a próxima seção será destinada à análise da interseção de todos os vínculos.

3.6 Modelos Seleccionados

Nesta seção faremos a interseção entre todos os modelos aprovados nos 11 vínculos apresentados nas seções anteriores. As propriedades volumétricas para todos os modelos estudados na tese se encontram no apêndice C, Tabela C.1. Suas predições com relação aos vínculos estão resumidas no apêndice D, Tabela D.1. Quando olhamos a interseção de todos os vínculos, restringimos o conjunto para 10 modelos de Skyrme, um número surpreendentemente pequeno. São eles **NRAPR**, **QMC700**, **Ska25s20**, **Ska35s20**, **SkT1**, **SkT2**, **SkT3**, **SkT1***, **SkT3*** e **SV-sym32**. Note que as parametrizações SkT1a, SkT2a e SkT3a, possuem exatamente os mesmos parâmetros relevantes para a matéria nuclear dos modelos SkT1, SkT2 e SkT3, por isso não vamos incluí-los na análise.

O procedimento mencionado no final da seção 3.1 para os modelos que não satisfazem apenas 1 dentre os 11 vínculos propostos, ainda adicionou mais 8 parametrizações ao grupo de modelos selecionados: **KDE0v1**, **GSkI**, **GSkII**, **LNS**, **MSL0**, **QMC650**, **QMC750** e **SkO'**, totalizando **18** Parametrizações Consistentes de Skyrme (CSkP²). Por conveniência, a Tabela 3.3 mostra os valores das propriedades de saturação apenas para os 18 modelos aprovados.

²Do inglês Consistent Skyrme Parameterizations.

Tabela 3.3: Valores dos vínculos numéricos, calculados para as 18 parametrizações de Skyrme consistentes. Além disso, mostramos valores da densidade de saturação, energia de ligação e K_τ .

Modelo	ρ_0 (fm ⁻³)	E_0 (MeV)	K_0 (MeV)	K' (MeV)	J (MeV)	L (MeV)	K_τ (MeV)	K_{vs} (MeV)	$\frac{E_{\text{sym}}(\frac{\rho_0}{2})}{J}$	$\frac{3P_{\text{PNM}}}{L\rho_0}$
GSkI	0,159	-16,02	230,21	405,58	32,03	63,45	-475,97	-364,19	0,62	1,02
GSkII	0,159	-16,12	233,40	398,73	30,49	48,63	-449,63	-366,54	0,65	1,09
KDE0v1	0,165	-16,23	227,54	384,86	34,58	54,69	-455,29	-362,78	0,67	1,03
LNS	0,175	-15,32	210,78	382,55	33,43	61,45	-496,08	-384,55	0,63	1,06
MSL0	0,160	-16,00	230,00	380,32	30,00	60,00	-459,33	-360,11	0,61	1,06
NRAPR	0,161	-15,85	225,65	362,54	32,78	59,63	-481,13	-385,32	0,63	1,08
QMC650	0,172	-15,57	218,11	376,75	33,65	52,90	-490,69	-399,28	0,66	1,10
QMC700	0,171	-15,49	222,20	369,94	33,47	59,06	-495,17	-396,85	0,64	1,09
QMC750	0,171	-15,60	222,86	365,83	33,75	64,67	-505,54	-399,38	0,62	1,07
Ska25s20	0,161	-16,07	220,75	413,45	33,78	63,81	-501,07	-381,56	0,63	1,02
Ska35s20	0,158	-16,08	240,27	378,65	33,57	64,83	-509,27	-407,11	0,62	1,02
SkO'	0,160	-15,75	222,36	390,83	31,95	68,94	-492,46	-371,29	0,60	1,03
SkT1	0,161	-15,98	236,16	383,52	32,02	56,18	-471,91	-380,68	0,64	1,03
SkT2	0,161	-15,94	235,73	382,67	32,00	56,16	-471,65	-380,48	0,64	1,03
SkT3	0,161	-15,95	235,74	382,70	31,50	55,31	-463,94	-374,14	0,64	1,03
SkT1*	0,162	-16,20	238,95	388,75	32,31	56,58	-476,12	-384,07	0,64	1,03
SkT3*	0,162	-16,20	238,95	388,76	31,97	56,32	-471,55	-379,93	0,64	1,03
SV-sym32	0,159	-15,94	233,81	380,11	32,00	57,07	-491,22	-398,44	0,63	1,08

A grande questão em torno dessa tese é se os modelos seleccionados podem ser usados para o melhor entendimento das forças de Skyrme. Examinando a Tabela D.1, extraímos algumas considerações um pouco inesperadas. As parametrizações de Skyrme, largamente usadas com sucesso para a modelagem de núcleos finitos, por exemplo SIII, SkM*, SkP, SGI, SGII, SkX e a família SkI1 - SkI6 são inconsistentes com muitos dos diferentes vínculos e é difícil identificar esse comportamento em um termo particular no funcional de energia.

Algumas inconsistências são mais sistemáticas: os modelos BSk1 - BSk21, com exceção de BSk14, BSk20 e BSk21, não satisfazem os vínculos PNM2, MIX2 e MIX3. As famílias SkSC e MSk1 - MSk9 mostram exatamente o mesmo comportamento, apontando um comportamento incorreto para a matéria pura de nêutrons. Esse problema é então projetado em previsões da inclinação e curvatura da energia de simetria no ponto de saturação. Seguindo o mesmo raciocínio, o grupo XXV composto pela família SV-, também possui esse mesmo problema (com exceção de SV-sym32 que é um dos CSkP). Se olharmos o grupo III, forças de Lyon, nota-se que tais forças não passam no vínculo MIX3, mas todas predizem uma inclinação correta para a energia de simetria na densidade de saturação. Então pode-se concluir que o problema está no valor de sua curvatura, K_{sym} , a incompressibilidade de simetria, que é muito baixa. Esses valores de K_{sym} podem ser encontrados na Tabela C.1.

O grupo formado por CSkP é um grupo de forças que não são frequentemente usadas e não possuem nada em comum. Os parâmetros desses modelos estão dispostos na Tabela B.1 e Tabela B.2. Estes parâmetros são muito distintos para nos dar uma noção de um conjunto mais “consistente”. Por isso, vamos além dos parâmetros individuais, examinando combinações dos mesmos para os modelos de Skyrme. O funcional de Skyrme pode ser expresso em função de constantes de acoplamento, algumas delas dependentes da densidade [29], onde quatro delas são relevantes para o cálculo de propriedades da matéria nuclear:

$$C_0^{\rho} = \frac{3t_0}{8} + \frac{3}{48} \sum_{i=1}^3 t_{3i} \rho_0^{\sigma_i}, \quad (3.4)$$

$$C_1^{\rho} = -\frac{t_0}{4} \left(\frac{1}{2} + x_0 \right) - \frac{1}{24} \sum_{i=1}^3 t_{3i} \rho_0^{\sigma_i} \left(\frac{1}{2} + x_{3i} \right), \quad (3.5)$$

$$C_0^{\tau} = \frac{3t_1}{16} + \frac{t_2}{4} \left(\frac{5}{4} + x_2 \right) + \frac{3t_4}{16} \rho_0^{\beta} + \frac{t_5}{4} \left(\frac{5}{4} + x_5 \right) \rho_0^{\gamma} \quad e \quad (3.6)$$

$$C_1^{\tau} = -\frac{t_1}{8} \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) + \frac{t_2}{8} \left(\frac{1}{2} + x_2 \right) - \frac{t_4}{8} \left(\frac{1}{2} + x_4 \right) \rho_0^{\beta} + \frac{t_5}{8} \left(\frac{1}{2} + x_5 \right) \rho_0^{\gamma}. \quad (3.7)$$

Os valores dessas constantes, para os modelos aprovados, se encontram na Tabela 3.4.

Como pode ser visto, eles também não oferecem nenhum comportamento regular. O próximo passo é ver se as combinações dos parâmetros t_i e x_i ($i = 1 - 5$), relacionados com a massa efetiva na matéria nuclear simétrica e assimétrica, possuem alguma tendência geral. Essas combinações, junto com alguns parâmetros individuais, aparecem em expressões para a matéria simétrica, incluindo a massa efetiva escalar (Θ_s), massa efetiva vetorial (Θ_v), energia de simetria (Θ_{sym}) e energia da matéria pura de nêutrons (Θ_n). Os parâmetros relacionados com a massa efetiva são dados pelas Eq. (2.18) e Eq. (2.19), os outros são dados por [50]

$$\Theta'_n = \Theta_n + t_4(1 - x_4)\rho^{\beta} + 3t_5(1 + x_5)\rho^{\gamma} \quad e \quad (3.8)$$

$$\Theta'_{\text{sym}} = \Theta_{\text{sym}} + 3t_4x_4\rho^{\beta} - t_5(4 + 5x_5)\rho^{\gamma}, \quad (3.9)$$

onde

$$\Theta_n = t_1(1 - x_1) + 3t_2(1 + x_2) \quad e \quad (3.10)$$

$$\Theta_{\text{sym}} = 3t_1x_1 - t_2(4 + 5x_2). \quad (3.11)$$

Tais parâmetros são dados, para CSkP, na Tabela 3.4. Eles mostram uma grande diferença nos seus valores, refletindo a disparidade entre os parâmetros individuais de Skyrme. Note que as

constantes mais gerais, equações (2.18), (2.19), (3.8) e (3.9), utilizadas em parametrizações convencionais, recaem nas equações (2.20), (2.21), (3.10) e (3.11).

Tabela 3.4: Conjunto de parâmetros para os 18 modelos de Skyrme consistentes. C_0^p e C_1^p são dados em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^3$; C_0^r e C_1^r em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^5$. Os valores de Θ'_s , Θ'_v , Θ'_{sym} e Θ'_n [50] são dados em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^5$. Todas as constantes são calculadas no ponto de saturação.

Skyrme	C_0^p	C_1^p	C_0^r	C_1^r	Θ'_s	Θ'_v	Θ'_{sym}	Θ'_n
GSkI	-279,19	68,24	37,64	19,27	602,31	147,02	-763,56	455,28
GSkII	-276,89	154,27	34,66	-33,64	554,59	546,42	530,09	8,17
KDE0v1	-282,50	81,64	43,27	14,54	692,28	229,85	-695,02	462,43
LNS	-250,25	137,92	25,05	-19,50	400,79	356,40	267,60	44,40
MSL0	-272,70	132,67	32,40	-23,14	518,35	444,30	296,20	74,05
NRAPR	-297,67	143,52	57,01	-27,99	912,24	680,05	215,68	232,18
QMC650	-263,80	167,97	34,29	-36,75	548,58	568,31	607,78	-19,73
QMC700	-269,57	150,59	39,34	-29,23	629,48	548,58	386,77	80,91
QMC750	-273,92	139,38	42,67	-23,43	682,76	528,84	221,01	153,92
Ska25s20	-240,90	131,17	2,64	0,53	42,27	16,91	-33,82	25,36
Ska35s20	-240,47	135,36	0,08	0,01	-0,12	-0,05	-0,10	-0,07
SkO'	-252,45	121,22	15,00	-4,16	240,00	153,25	-20,25	86,75
SKT1	-237,13	122,26	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
SKT2	-236,90	122,14	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
SKT3	-236,92	119,04	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
SKT1*	-237,60	123,03	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
SKT3*	-237,59	120,94	-0,02	0,0	-0,03	-0,01	0,03	-0,02
SV-sym32	-253,68	181,57	14,50	-37,41	232,00	415,28	781,85	-183,28

A seguir, mostramos o comportamento das CSkP para os vínculos gráficos, ilustrados nas figuras (3.11) e (3.12).

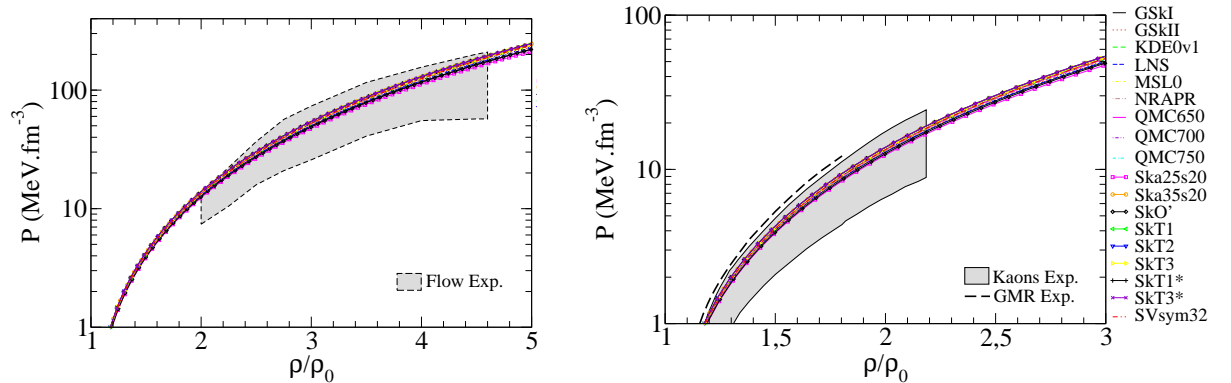


Figura 3.11: Pressão versus ρ/ρ_0 para as CSkP. Os vínculos apresentados são SM3 e SM4.

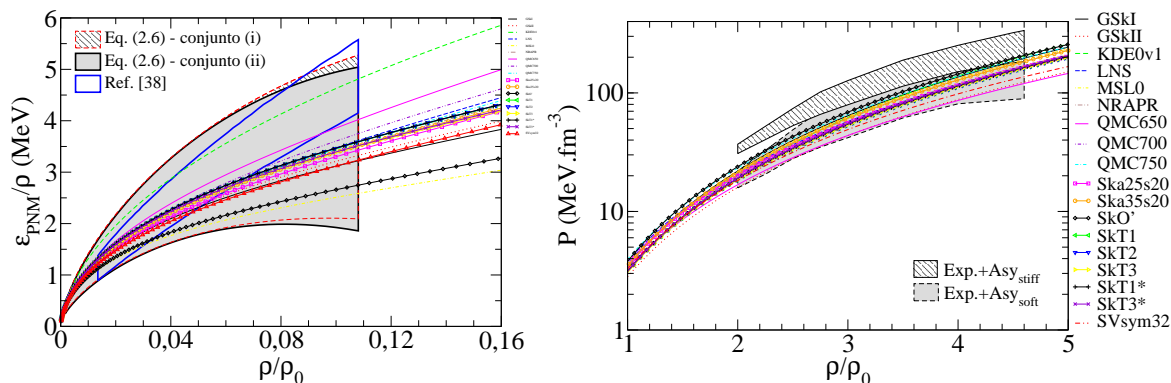


Figura 3.12: Energia da matéria pura de nêutrons e pressão versus ρ/ρ_0 para as CSkP. Os vínculos apresentados são PNM1 e PNM2 respectivamente.

É interessante notar que todas as CSkP produzem valores próximos uma das outras para os vínculos. Logo, pode-se dizer que elas restringem mais as regiões dos vínculos. As figuras (3.11) e (3.12) apresentam o mesmo padrão para os vínculos gráficos. A exceção é o vínculo PNM1 onde os modelos predizem uma faixa estreita, com KDE0v1 ocupando a parte mais alta da faixa e SkO' e MSL0 a parte mais baixa.

3.7 Vínculos Adicionais

De posse das CSkP, verificaremos agora o comportamento desses modelos diante dos vínculos considerados leves. Quando esses vínculos leves são levados em consideração, o número de modelos consistentes, CSkP, é reduzido para 6. Como será mostrado no decorrer desta seção, os modelos GSkI, GSkII, MSL0, Ska25s20, Ska35s20, SkT1 - SkT3, SkT1*, SkT3*, SkO' e SV-sym32 são eliminados, após a utilização desses 5 novos vínculos.

3.7.1 Massa Efetiva

A aplicação do vínculo sobre a massa efetiva escalar, $m_s^* < 1$, elimina as forças Ska25s20, Ska35s20 e a família SkT (SkT1 - SkT3, SkT1* e SkT3*) da lista dos CSkP, reduzindo assim o número de parametrizações para 11. Os valores para as massas efetivas escalar e vetorial se encontram na Tabela 3.5.

Tabela 3.5: Valores da massa efetiva escalar (m_s^*) e vetorial (m_v^*), ambas adimensionais, para o conjunto CSkP.

Modelo	m_s^*	m_v^*	Modelo	m_s^*	m_v^*
GSkI	0,776	0,877	Ska25s20	0,980	0,984
GSkII	0,790	0,657	Ska35s20	1,000	1,000
KDE0v1	0,744	0,814	SkO'	0,896	0,871
LNS	0,826	0,727	SkT1	1,000	1,000
MSL0	0,800	0,700	SkT2	1,000	1,000
NRAPR	0,694	0,603	SkT3	1,000	1,000
QMC650	0,779	0,629	SkT1*	1,000	1,000
QMC700	0,755	0,639	SkT3*	1,000	1,000
QMC750	0,740	0,647	SV-sym32	0,890	0,715

Para os modelos restantes, a massa efetiva vetorial na densidade de saturação é calculada no intervalo de 0,60 – 0,88. Devido à natureza fraca do vínculo, deduzido apenas de experimentos GDR, não o consideramos como determinante para a eliminação dos modelos.

Outro aspecto importante é a dependência da massa efetiva de prótons e nêutrons com a densidade, dada pela Eq. (2.23), na matéria com BEM ($p + n + e^-$). Tal dependência possui uma grande importância na modelagem de estrelas de nêutrons frias. Na Fig. 3.13 apresentamos o comportamento dessas massas efetivas.

Um comportamento não físico dessa quantidade foi previamente encontrado na Ref. [31] devido ao aparecimento de singularidades na Eq. (2.23) em função de ρ , que surge para o caso de nêutrons se

$$2\Theta'_v I - \Theta'_s(1 + I) = \frac{8\hbar^2}{\rho M}, \quad (3.12)$$

onde para de prótons temos que $I \rightarrow -I$. Essa análise revelou que apenas o modelo SV-sym32, das 18 parametrizações selecionadas, produz uma singularidade em $\rho \approx 0,93(1,87) \text{ fm}^{-3}$ para a massa efetiva do nêutron (próton). Essas densidades estão além do alcance de validade das forças de Skyrme consideradas nesta tese. Contudo, na região de baixa densidade essa parametrização apresenta um comportamento não físico, pois possui um crescimento da massa efetiva do nêutron com o aumento na densidade. Por isso, esse modelo em questão não deve ser incluído na lista CSkP. É importante ressaltar que algumas outras parametrizações da Ref. [101] exibem o mesmo problema, são elas: SV-sym28, SV-sym34, SV-K218, SV-K226, SV-K241, SV-bas, SV-kap60 e SV-mas10.

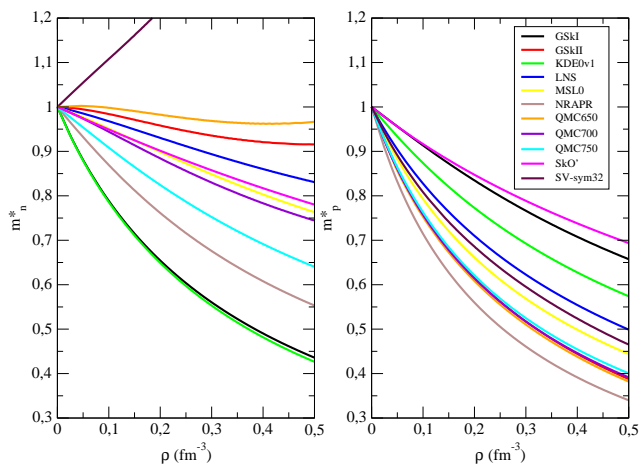


Figura 3.13: Dependência com a densidade da massa efetiva de nêutrons (painel da esquerda) e prótons (painel da direita). Curvas geradas com BEM ($p + n + e^-$).

3.7.2 Parâmetros de Landau

A relação exata entre os parâmetros da interação de Skyrme e os parâmetros de Landau podem ser derivadas como em [54, 73, 100, 141]. Nesta tese, adotamos as relações para o cálculo da matéria nuclear simétrica dada em [73] e para a matéria pura de nêutrons dada em [54]. Examinamos a dependência dos parâmetros de Landau com a densidade das parametrizações CSkP. Os resultados são mostrados para a SNM na Fig. (3.14) e para a PNM na Fig. (3.15).

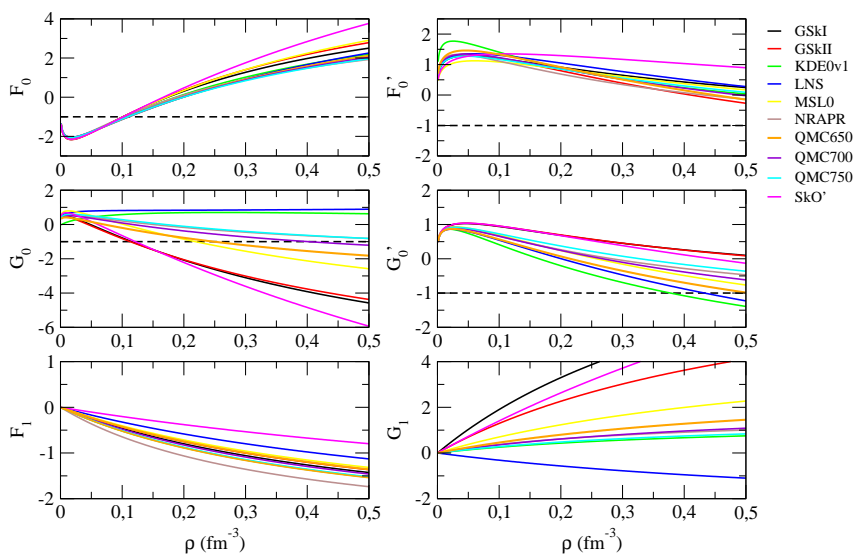


Figura 3.14: Parâmetros de Landau para SNM.

Note que todos os modelos predizem a instabilidade spinodal em densidades abaixo da densidade crítica, $\rho \approx 0,1 \text{ fm}^{-3}$, na matéria nuclear simétrica que corresponde a valores de incompressibilidade K negativos para F_0 .

Para a matéria pura de nêutrons não ocorre transição de fase. O parâmetro G_0 mostra uma quebra na simetria de spin, isto é, uma transição para uma fase de spin ordenada na matéria nuclear simétrica, assim como na PNM abaixo da densidade de saturação para SkO', GSkI e GSkII. O modelo MSL0 apresenta uma transição em densidades em torno de $0,2 \text{ fm}^{-3}$, novamente ambos para SMN e PNM. Não existe evidência desta transição nessa densidade, consequentemente, removemos SkO', MSL0, GSkI e GSkII da lista dos CSkP. As parametrizações restantes satisfazem o vínculo leve referente aos parâmetros de Landau.

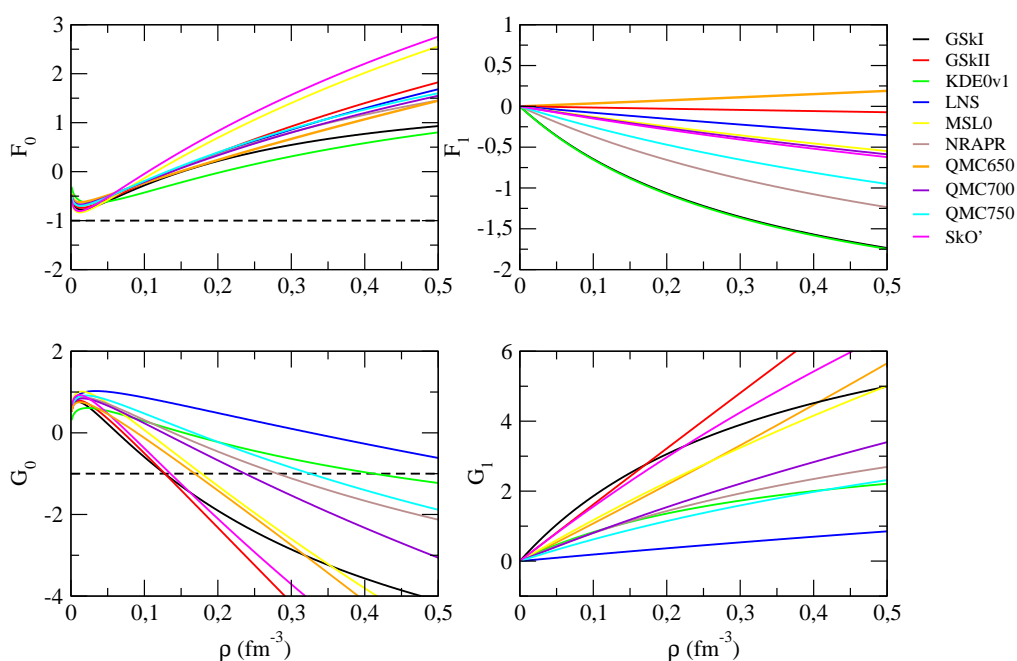


Figura 3.15: Parâmetros de Landau para PNM

3.7.3 Correlação L - $E_{\text{sym}}(\rho_0)$

Uma versão atualizada do vínculo MIX5, junto com os últimos dados obtidos da análise da pele de nêutrons, de isótopos selecionados de Sn [106], é mostrada na Fig. 3.16, extraída da Ref. [30].

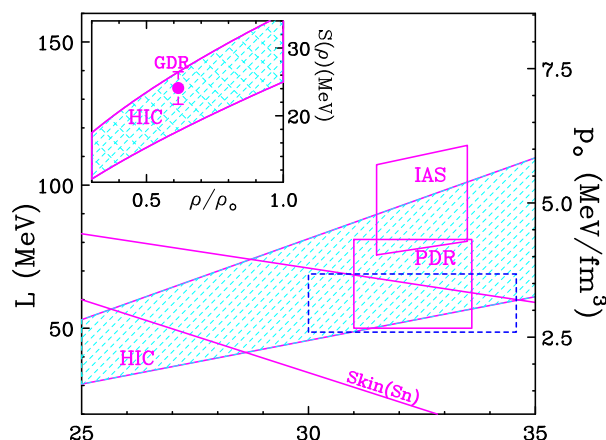


Figura 3.16: Vínculo sobre a energia de simetria e sua derivada na densidade de saturação como os derivados de colisões de íons pesados, ressonância de dipolo “pygmy” e propriedades de núcleos finitos. As previsões para CSkP se encontram dentro do retângulo azul tracejado. Aqui $S(\rho) = E_{\text{sym}}(\rho)$. Figura cedida por [117].

A comparação desse vínculo com o resultado obtido para as 18 parametrizações consistentes de Skyrme foi feita com os dados da Tabela 3.6.

Tabela 3.6: Valores calculados da pressão da matéria pura de nêutrons em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^{-3}$, energia de simetria e sua derivada em MeV para as 18 CSkP para uma comparação com a Fig. 3.16.

Modelo	P_0	$L(\rho_0)$	$E_{\text{sym}}(\rho_0)$	Modelo	P_0	$L(\rho_0)$	$E_{\text{sym}}(\rho_0)$
GskI	3,42	63,45	32,03	SkO'	3,79	68,94	31,95
GskII	2,81	48,63	30,49	Ska25s20	3,49	63,81	33,78
KDE0v1	3,09	54,69	34,58	Ska35s20	3,49	64,83	33,57
LNS	3,80	61,45	33,43	SkT1	3,09	56,18	32,02
MSL0	3,41	60,00	30,00	SkT2	3,09	56,16	32,00
NRAPR	3,45	59,63	32,78	SkT3	3,04	55,31	31,50
QMC650	3,34	52,92	33,65	SkT1*	3,13	56,58	32,31
QMC700	3,66	59,06	33,47	SkT3*	3,12	56,32	31,97
QMC750	3,94	64,67	33,75	SV-sym32	3,26	57,07	32,00

Os modelos CSkP encontram-se todos dentro do retângulo azul, sobrepondo-se com regiões extraídas do HIC, PDR e pele de nêutrons para isótopos selecionados de Sn [106]. Nenhuma sobreposição ocorre com os vínculos da análise de estados isobáricos análogos (IAS³).

3.7.4 Dependência com a densidade de E_{sym} e Estrelas de Nêutrons

Iniciaremos nossa análise da dependência da energia de simetria com a densidade. Da análise dessas curvas, apresentada na Fig. 3.17, surgem considerações interessantes. Os modelos

³Do inglês Isobaric Analog States.

CSkP exibem um crescimento da dependência da energia de simetria com a densidade além de aproximadamente 2 vezes a densidade de saturação da matéria nuclear.

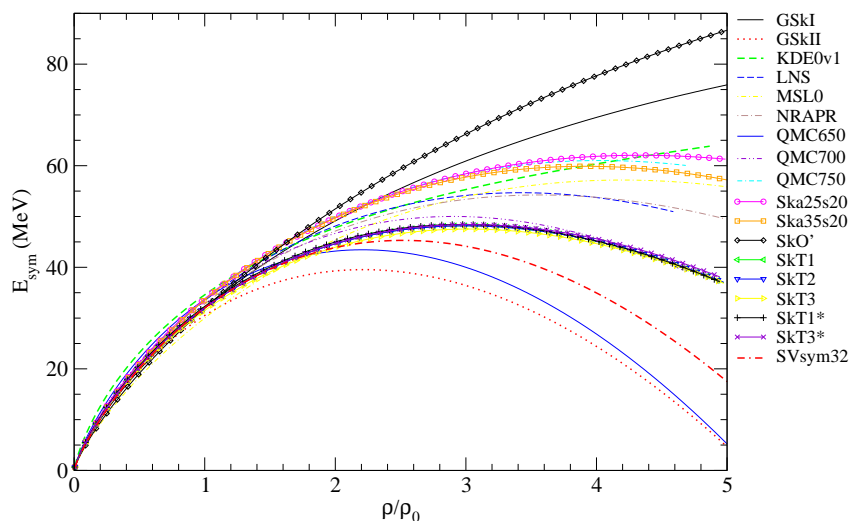


Figura 3.17: Energia de simetria como função de $\frac{\rho}{\rho_0}$.

Os valores das quantidades relacionadas com a energia de simetria desses modelos se encontram na Tabela 3.7. Esse comportamento ilustrado tanto na Fig. 3.17 quanto na Tabela 3.7, sugere que atribuir um vínculo à derivada da energia de simetria no ponto de saturação não é suficiente para o controle da inclinação da E_{sym} em altas densidades.

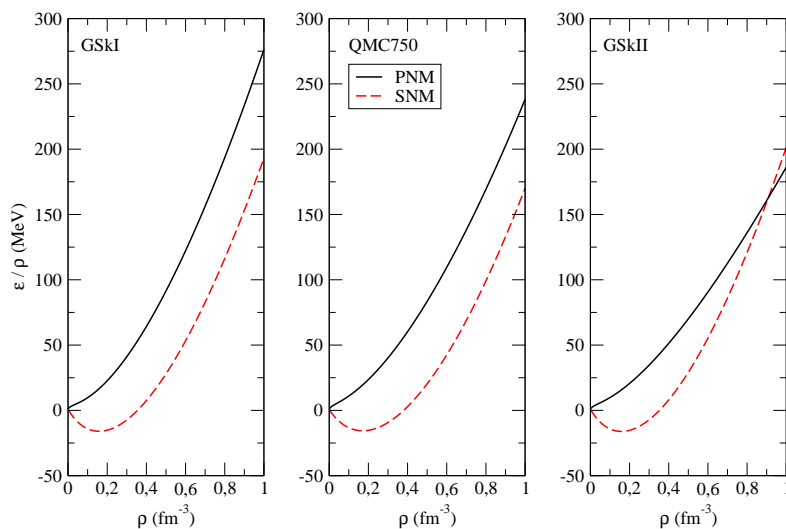


Figura 3.18: Energia por partícula para PNM and SNM como função densidade para 3 parametrizações de Skyrme: GSkI, QMC750 e GSkII.

Por outro lado, considerando que a energia de simetria possa ser aproximada, em primeira ordem, como a diferença entre a energia por partícula na matéria pura de nêutrons e na matéria simétrica, o fator que irá determinar o comportamento da energia de simetria com o aumento da densidade é a equação de estado para a matéria pura de nêutrons.

Pode-se ver na Fig. 3.18 as curvas para a energia por partícula para a PNM e SNM, calculadas com os modelos GSkI, QMC750 e GSkII. Essas parametrizações foram escolhidas por corresponderem aos modelos que delimitam a Fig. 3.17, GSkI, GSkII e QMC750, um modelo intermediário. Note que E/A para SNM possui um comportamento similar nos 3 painéis, enquanto E/A para PNM exibe um comportamento diferente. Isso não é surpreendente, visto que os modelos de Skyrme são parametrizados para ajustar propriedades de núcleos com $N = Z$.

Tabela 3.7: Propriedades da SNM para a energia de simetria e suas derivada das CSkP em $3\rho_0$. $L(\rho_0)$ foi incluído para efeito de comparação. Todas as quantidades estão em MeV, exceto m^* que é adimensional.

Force	m^*	E_{sym}	$L(\rho_0)$	$L(3\rho_0)$	K_{sym}	Q_{sym}
GSkI	0,536	60,92	63,45	89,71	-253,92	947,56
GSkII	0,557	36,42	48,63	-69,49	-731,84	1226,76
KDE0v1	0,493	55,31	54,69	53,66	-192,75	1366,50
LNS	0,612	54,15	61,45	23,06	-515,88	1027,81
MSL0	0,571	53,91	60,00	50,80	-424,29	776,89
NRAPR	0,430	53,38	59,63	27,72	-468,17	1024,00
QMC650	0,779	33,65	52,92	-76,28	-173,15	349,74
QMC700	0,507	49,98	59,06	-6,52	-603,34	1109,31
QMC750	0,486	58,40	64,67	47,55	-461,42	959,86
Ska25s20	0,942	58,41	63,81	51,87	-411,53	1047,02
Ska35s20	1,000	57,75	64,83	43,51	-473,55	1027,22
SkO'	0,742	66,23	68,94	116,48	-259,77	692,73
SkT1	1,000	48,17	56,18	-0,31	-527,96	1158,54
SkT2	1,000	48,17	56,16	-0,14	-527,25	1157,11
SkT3	1,000	47,53	55,31	0,78	-515,94	1134,50
SkT1*	1,000	48,43	56,58	-1,52	-535,67	1174,37
SkT3*	1,000	48,41	56,32	1,71	-522,62	1148,25
SV-sym32	0,749	44,14	57,07	-42,43	-759,99	1060,52

O segundo tópico desta seção, estrelas de nêutrons, exibe resultados interessantes para os modelos de Skyrme. Este resultado está presente na Ref. [30], gerado por J. R. Stone, e será mostrado com o intuito de enriquecer a discussão sobre os CSkP.

Nesta análise foi usada a EoS de Skyrme em $T = 0$, primeiramente em estrelas de nêutrons até $3\rho_0$. Neste cálculo a interação de Skyrme é aplicada para a matéria em BEM com $n + p + e + \mu$, em vez da matéria simétrica ou matéria pura de nêutrons.

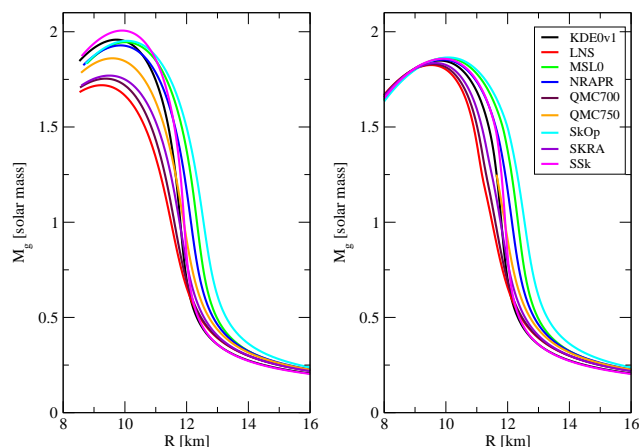


Figura 3.19: Massa versus raio. Figura retirada da Ref. [30]. Note que o último modelo não faz parte do conjunto CSkP.

A Ref. [31] indica que se aceitarmos a validade das interações de Skyrme até 10 vezes a densidade de saturação da matéria nuclear, somente parametrizações que predizem crescimento, ou uma pequena diminuição da energia de simetria com o aumento da densidade, podem ser usadas para gerar modelos de estrelas de nêutrons estáveis, com massa e raio consistentes com os dados observacionais atuais [151]. Para os modelos selecionados, é observado o mesmo fenômeno como ilustrado na Fig 3.19, lado esquerdo. Nota-se um aumento na massa máxima dos modelos, que está relacionado às diferentes propriedades de extrapolação das interações de Skyrme para altas densidade. Neste cenário, é possível que todas as parametrizações CSkP, com uma possível exceção para GSkII, possam gerar estrelas de nêutrons estáveis.

Uma alternativa para tentar controlar esse aumento na massa máxima dos modelos é usar as interações de Skyrme dentro do alcance de validade de $3\rho_0$ para construir a EoS e, combiná-la com uma equação bem estabelecida em altas densidades, como por exemplo, a equação de estado de Bethe-Johnson [152]. A composição de EoS produzem modelos de estrelas de nêutrons com a relação massa-raio em acordo com as observações [151, 153], como mostrado na Fig 3.19, lado direito. A massa máxima é claramente determinada pela equação de Bethe-Johnson e, somente a variação no raio é devida às diferentes parametrizações de Skyrme.

Um outro vínculo existente vem de dados observacionais para o pulsar duplo J0737-3039 [154, 155]. Esse vínculo restringe de forma rigorosa a EoS de estrelas de nêutrons e, portanto, a interação efetiva nucleon-nucleon na matéria estelar. Essa restrição é importante, pois a densidade central do pulsar B é apenas $2 - 3 \rho_0$, exatamente o mesmo intervalo de aplicabilidade adotado para o uso dos modelos de Skyrme nessa tese.

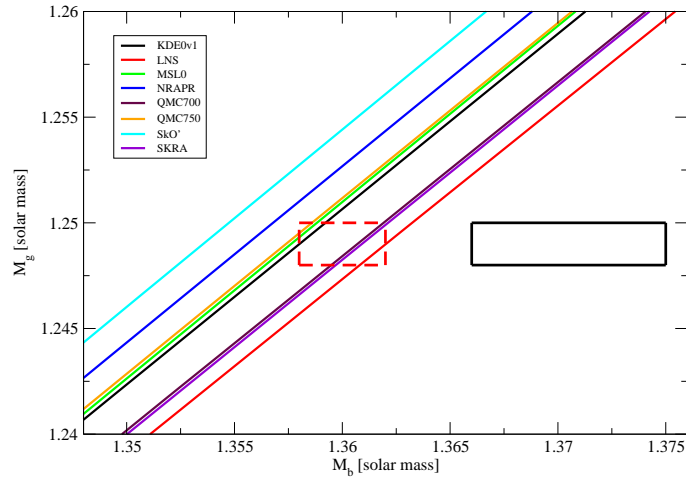


Figura 3.20: Relação entre a massa gravitacional (M_g) e a massa bariônica (M_b) da estrela para os modelos selecionados de Skyrme. Os retângulos representam vínculos derivados por [154] (retângulo preto) e mais recentemente por [155] (retângulo vermelho), baseados em uma proposta sobre propriedades do sistema J0737-3039. Figura retirada da Ref. [30]. Note que o último modelo não faz parte do conjunto CSKP.

A Fig 3.20 mostra que a maioria dos modelos de Skyrme selecionados concorda com as previsões de [155]. Note que a parametrização SkO', já eliminada pelo parâmetro de Landau, mostra um grande desvio para a relação massa gravitacional e bariônica do pulsar B.

4 Modelo SkUFF

Neste último capítulo, construiremos uma parametrização convencional de Skyrme com base no conjunto CSkP, composto pelos modelos **NRAPR**, **QMC700**, **Ska25s20**, **Ska35s20**, **SkT1**, **SkT2**, **SkT3**, **SkT1***, **SkT3*** e **SV-sym32**, que satisfazem todos os 11 vínculos apresentados no capítulo 2.

Para o cálculo das 9 constantes presentes nas equações de estado deste novo modelo convencional de Skyrme, é necessário a fixação de observáveis da matéria nuclear, tais como energia de ligação, densidade de saturação, massa efetiva, incompressibilidade, energia de simetria e suas derivadas. Estabelecemos os valores dessas grandezas como sendo a média aritmética simples dos valores apresentados pelos 10 modelos selecionados. Tais números são dispostos na Tabela 4.1.

Tabela 4.1: Valores dos observáveis para o modelo SkUFF.

ρ_0	E_0	K_0	J	L_0	K_{vs}	m^*
[fm ⁻³]	[MeV]	[MeV]	[MeV]	[MeV]	[MeV]	
0,162	15,97	232,82	32,54	58,49	-386,86	0,933

Note que fixamos apenas 7 observáveis, faltando ainda 2 para que pudéssemos estabelecer um sistema de 9 equações e 9 incógnitas necessário para determinar todos os parâmetros do modelo. No entanto, devido à estrutura das equações de estado do modelo de Skyrme, não foi possível encontrar todas as constantes, mesmo utilizando outras grandezas adicionalmente às apresentadas na Tabela 4.1. Assim, procedemos de forma a calcular t_0 , x_0 , t_1 , x_1 , t_3 , x_3 e σ a partir das expressões que definem os observáveis da Tabela 4.1 e, usar novamente uma média aritmética sobre os modelos selecionados para obter os parâmetros restantes t_2 e x_2 .

Desses 7 parâmetros, usaremos 3 já obtidos na Ref. [156] e dados pelas expressões

$$t_0 = \frac{8}{\rho_0} \left\{ \frac{\left[-E_0 + \left(\frac{2}{m^*} - 3 \right) \frac{k_{F0}^2}{10M} \right] \left[\frac{K_0}{27} - \left(1 - \frac{6m^*}{5} \right) \frac{k_{F0}^2}{9M^*} \right]}{-E_0 + \frac{K_0}{9} - \left(\frac{4}{3m^*} - 1 \right) \frac{k_{F0}^2}{10M}} + \left(1 - \frac{5}{3m^*} \right) \frac{k_{F0}^2}{10M} \right\}, \quad (4.1)$$

$$t_3 = \frac{16}{\rho_0^{\sigma+1}} \left\{ \frac{\left[-E_0 + \left(\frac{2}{m^*} - 3 \right) \frac{k_{F0}^2}{10M} \right]^2}{-E_0 + \frac{K_0}{9} - \left(\frac{4}{3m^*} - 1 \right) \frac{k_{F0}^2}{10M}} \right\} \quad (4.2)$$

e

$$\sigma = \frac{E_0 - \frac{K_0}{9} + \left(\frac{4}{3m^*} - 1 \right) \frac{k_{F0}^2}{10M}}{-E_0 + \left(\frac{2}{m^*} - 3 \right) \frac{k_{F0}^2}{10M}}, \quad (4.3)$$

onde $k_{F0} = \left(\frac{3\pi^2}{2} \rho_0 \right)^{2/3}$.

De posse dessas três equações (4.1), (4.2) e (4.3), com t_2 e x_2 já fixados, temos então 5 parâmetros do modelo SkUFF. Para o cálculo dos demais, utilizamos as equações de estado da energia de simetria, Eq. (1.23); massa efetiva, Eq. (1.17); inclinação da energia de simetria, Eq. (1.24) e o coeficiente de “skewness”, Eq. (1.22), apresentadas no capítulo 1. A equação para a massa efetiva fornece imediatamente a expressão para t_1 , dada por

$$t_1 = \frac{8\hbar^2}{3M\rho} \left(\frac{1}{m^*} - 1 \right) - \frac{t_2}{3}(5 + 4x_2). \quad (4.4)$$

Com as equações restantes, construímos um sistema de 3 equações com 3 incógnitas, cujas soluções encontradas são

$$x_3 = \frac{\frac{\hbar^2 k_{F0}^2}{M} - 30J - 2L - 2K_{vs} + 2L \frac{K'}{K_0}}{\frac{t_3 \rho_0^{\sigma+1}}{4} [(\sigma + 1)(3\sigma - 5) + 5]} - \frac{1}{2}, \quad (4.5)$$

$$x_1 = \frac{1}{3t_1} \left\{ -\frac{1}{k_{F0}^2} \left[3t_0(2x_0 + 1) + \frac{t_3}{2}(2x_3 + 1)\rho^\sigma + \frac{24J}{\rho_0} \right] + \frac{4\hbar^2}{M\rho_0} + t_2(4 + 5x_2) \right\} \quad (4.6)$$

e

$$x_0 = -\frac{2 \left[K_{vs} + 20J - \frac{\hbar^2 k_{F0}^2}{M} - \frac{K'}{K_0} \left(5J - \frac{\hbar^2 k_{F0}^2}{2M} \right) \right]}{t_0 \rho_0 \left(1 - \frac{K'}{K_0} \right)} + \frac{\frac{t_3}{2} \rho_0^{\sigma+1} \left[\frac{3}{4}(\sigma + 1)(2 - \sigma) - \frac{5}{3} - \frac{K'}{4K_0} \left(\sigma - \frac{2}{3} \right) \right] (2x_3 + 1)}{t_0 \rho_0 \left(1 - \frac{K'}{K_0} \right)} - \frac{1}{2}. \quad (4.7)$$

Assim, a parametrização completa do modelo SkUFF é obtida e mostrada na Tabela 4.2.

Tabela 4.2: Parâmetros do modelo SkUFF.

t_0	t_1	t_2	t_3	x_0	x_1	x_2	x_3	σ
[MeV.fm ³]	[MeV.fm ⁵]	[MeV.fm ⁵]	[MeV.fm ^{3(σ+1)}]					
-1879,53	248,41	-137,70	12683,84	0,127	-0,394	-0,164	0,021	0,30

4.1 Comportamento nos Vínculos Estudados

Nesta seção apresentaremos como o modelo SkUFF se comporta mediante os 11 vínculos estudados em $T = 0$. Aqui não levaremos em conta os 5 vínculos leves adicionados nos capítulos anteriores. Nas figuras (4.1) e (4.2) ilustramos como essa nova parametrização é consistente com os vínculos gráficos da matéria nuclear simétrica e da matéria pura de nêutrons.

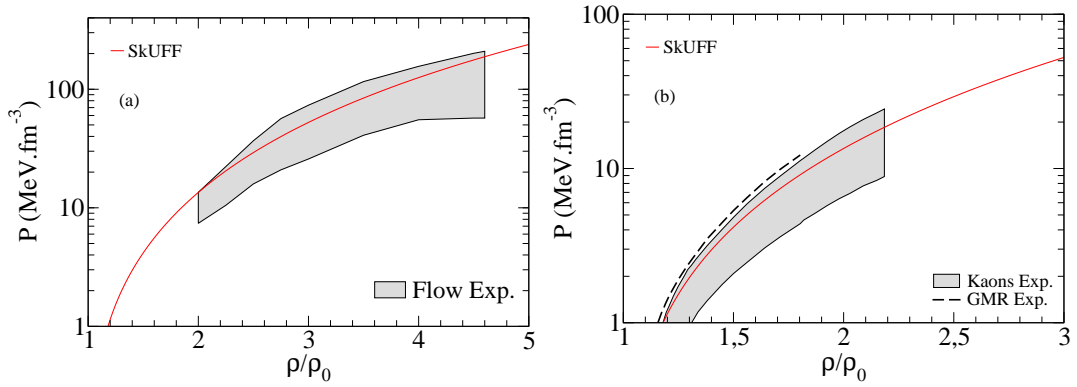


Figura 4.1: Comportamento do modelo SkUFF com relação aos vínculos propostos para a matéria nuclear simétrica: (a) SM3 e (b) SM4.

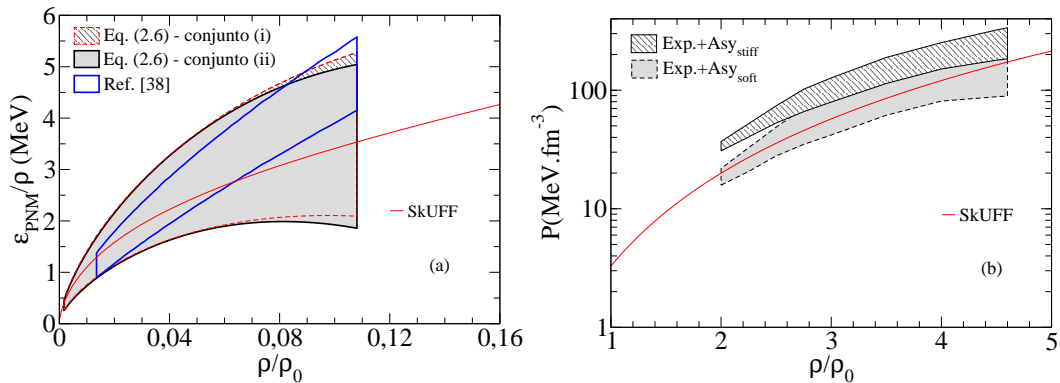


Figura 4.2: Comportamento do modelo SkUFF com relação aos vínculos para a matéria pura de nêutrons: (a) PNM1 e (b) PNM2.

Note que os resultados são consistentes com as faixas estabelecidas pelos vínculos. É importante ressaltar que na Fig. 4.2a a parametrização SkUFF, assim como os 237 modelos anali-

sados, não satisfaz totalmente a região proposta por [38], mas sim à nova faixa proposta nesta tese extrapolando as equações dadas pela Ref. [121].

Os vínculos numéricos são apresentados na Tabela 4.3. Perceba que o modelo SkUFF é aprovado em todos eles e não apenas nos que foram fixados para encontrar suas constantes.

Tabela 4.3: Valores dos vínculos numéricos em MeV, calculados para o modelo SkUFF.

K_0	K'	J	L	K_{vs}	$\frac{E_{\text{sym}}(\frac{\rho_0}{2})}{J}$	$\frac{3P_{\text{PNM}}}{L\rho_0}$
232,82	386,23	32,54	58,49	-386,86	0,634	1,039

Outras grandezas, calculadas na densidade de saturação, para o nosso modelo que não foram apresentadas nas tabelas (4.1) e (4.3) são: $K_{\text{sym}} = -132,93$ MeV e $Q_{\text{sym}} = 306,91$ MeV.

4.2 Aplicações

Uma aplicação interessante para essa nova parametrização de Skyrme é verificar seu comportamento para a matéria nuclear simétrica em temperatura finita. Um estudo sobre essa aplicação para outros modelos de Skyrme e em $y \neq \frac{1}{2}$ pode ser encontrado nas referências [157] e [158].

Esse estudo requer a generalização das equações de estado apresentadas no capítulo 1 para $T \neq 0$. Para isso, usaremos a expansão sugerida em Ref. [159]. Lembrando que o modelo SkUFF é uma parametrização convencional de Skyrme então, sua pressão modifica-se para

$$\begin{aligned}
P &= \frac{t_0}{8} \rho^2 [2(x_0 + 2) - (2x_0 + 1)H_2] + \frac{1}{8} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{8/3} (aH_{5/3} + bH_{8/3}) \\
&+ \frac{t_3}{48} (\sigma + 1) \rho^{\sigma+2} [2(x_3 + 2) - (2x_3 + 1)H_2] \\
&+ T\rho + \frac{T\lambda^3}{8\sqrt{2}\gamma} [1 + (2y - 1)^2] \rho^2.
\end{aligned} \tag{4.8}$$

Nesta equação, $\lambda = \left[\frac{2\pi(\hbar c)^2}{MT} \right]^{1/2}$ é o comprimento de onda térmico e $\gamma = 2$ o fator de degenerescência. Tal expansão na temperatura é obtida tomando como parâmetro nas integrais de Fermi, no regime de gás quase degenerado, a grandeza $\lambda^3 \rho$. Note que uma correção natural, além do termo de gás ideal (ρT), é adicionada à pressão. É importante ressaltar ainda que tal expansão funciona bem para o regime de $T \gtrsim 5$ MeV.

Seguindo o mesmo procedimento, pode-se facilmente generalizar as demais equações de estados do modelo de Skyrme. Estudos nessa direção, incluindo uma comparação direta com modelos relativísticos, podem ser encontrados nas referências [60] e [160].

Com a equação de estado para a pressão generalizada, calculamos em $y = \frac{1}{2}$, os valores críticos de temperatura, densidade e pressão do modelo SkUFF, assim como os parâmetros “flash”, que também manifestam aspectos de criticalidade [11]. A temperatura “flash” é definida como a temperatura mais alta do sistema no qual o equilíbrio hidrostático ainda é possível ($P = 0$). Neste ponto a incompressibilidade, dada por $K = 9 \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{\rho=\rho_f}$, desaparece.

De uma maneira geral, as expressões analíticas para a temperatura crítica das parametrizações convencionais de Skyrme são obtidas pelas condições gerais

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right) = \left(\frac{\partial^2 P}{\partial \rho^2} \right) = 0, \quad (4.9)$$

que fornecem

$$T_c = \frac{2}{9} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} (a+b)\rho_c^{5/3} + \frac{t_3}{16} \sigma(\sigma+1)(\sigma+2)\rho_c^{\sigma+1}. \quad (4.10)$$

Para a temperatura “flash”, as condições são

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right) = P = 0, \quad (4.11)$$

que conduzem a

$$T_f = \frac{1}{12} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} (a+b)\rho_f^{5/3} + \frac{t_3}{16} \sigma(\sigma+1)\rho_f^{\sigma+1}. \quad (4.12)$$

Tais parâmetros foram calculados para diversos outros modelos de Skyrme na referência [161].

Na Tabela 4.4 mostramos todos os valores críticos obtidos para o modelo SkUFF, além de densidade e temperatura “flash”, dados respectivamente por ρ_f e T_f .

Tabela 4.4: Valores dos parâmetros críticos e “flash” do modelo SkUFF.

T_c	ρ_c	P_c	$P_c/\rho_c T_c$	T_f	ρ_f
[MeV]	[fm ⁻³]	[MeV.fm ⁻³]		[MeV]	[fm ⁻³]
16,807	0,054	0,258	0,284	12,810	0,083

Apresentamos também nessa tabela, a quantidade $\frac{P_c}{\rho_c T_c}$ calculada para o modelo SkUFF. Para efeito de comparação, a equação de estado de van der Waals fornece o valor de 0,375 para essa

razão. Ressaltamos ainda que o valor da temperatura crítica, bem como as demais quantidades desse regime encontradas para o modelo SkUFF, são bastantes similares aos valores obtidos para alguns modelos hadrônicos relativísticos [11], [160] e [162] e muito possivelmente para outras parametrizações aprovadas.

Conclusões

Neste trabalho discutimos o comportamento de diferentes parametrizações de Skyrme presentes na literatura. Descrevemos as equações de estado para os modelos de Skyrme, em temperatura nula, já generalizadas levando em conta as parametrizações não convencionais. Especificamente, examinamos 237 modelos de Skyrme, dentre as quais 11 são não convencionais, submetendo-os a diferentes vínculos propostos divididos em três grupos. O primeiro grupo, o da matéria nuclear simétrica, foi composto de 4 vínculos (SM1-SM4), o segundo deles, o da matéria pura de nêutrons, contribuiu com 2 vínculos (PNM1 e PNM2). Por último, temos o grupo que levou em consideração tanto a matéria nuclear simétrica quanto a de nêutrons, que contribuiu com 5 vínculos para a nossa análise (MIX1-MIX5). Após o estudo completo desses 11 vínculos, foram aplicados outros 5 considerados leves, apenas para efeito de enriquecimento da análise. Todo esse processo trouxe resultados interessantes que serão listados agora.

Primeiramente foi feita uma divisão com relação aos modelos de acordo com a maneira pela qual eles foram construídos. Essa divisão gerou um total de 28 grupos que foram analisados separadamente de acordo com cada vínculo. Para os vínculos da matéria nuclear simétrica, os grupos que mais se destacaram foram os I, III, IV, IV, VII, XVIII - XXII, XXIV - XXVII. Esse conjunto se destacou, por apresentar aprovação $\geq 80\%$ em todos os 4 vínculos propostos para a SNM. Por outro lado, temos aqueles grupos que não satisfizeram apenas um vínculo especificamente. No caso do SM1, os grupos que não aprovaram nenhum (poucos) modelo(s) foram: VIII, IX ($\leq 30\%$), XI, XVI, XVII. Já para o SM3 tivemos V, VIII ($\leq 30\%$), X ($\leq 20\%$), XII - XV e XVI. O grupo que não foi consistente com nenhum dos 4 vínculos propostos para a SNM foi o XV. Se considerarmos agora os vínculos atribuídos à matéria pura de nêutrons, notamos que esses reprovaram bastante modelos, principalmente o PNM2, que obteve nenhum (poucos) aprovado(s) nos grupos II ($\leq 10\%$), III ($\leq 30\%$), VIII, IX ($\leq 20\%$), XI, XIII, XV ($\leq 10\%$), XVI, XIX - XXI, XXIII, XXIV, XXV ($\leq 10\%$) e XXVII. No caso do vínculo PNM1, três grupos não aprovam nenhum modelo: II, IV e X. Se nos fixarmos no caso em que obtivemos uma aprovação $\geq 80\%$ para os dois vínculos da PNM, notamos que apenas os grupos III, VI, VIII, XII, XVIII e XXVI satisfizeram essa margem. Observou-se também que os vínculos estabelecidos para a PNM foram muito mais restritivos do que aqueles propostos pela SNM. O

conjunto que apresenta o maior número de vínculos, MIX, é o que relaciona SNM e PNM, e que talvez por esse motivo, tenha sido o que mais gerou reprovação dos modelos de Skyrme. Dentre os 5 vínculos desse conjunto, o MIX3 foi o que menos aprovou as forças de Skyrme. Os grupos que obtiveram nenhum (poucos) modelo(s) aprovados foram: I, II ($\leq 40\%$), III - IV, V ($\leq 20\%$), VI - VIII, X ($\leq 40\%$), XI, XVII, XXI, XXIV ($\leq 30\%$), XXV ($\leq 30\%$), XXVI e XXVII. Outros vínculos também não aprovaram nenhum (poucos) modelo(s) de Skyrme, no caso do MIX1, apenas o grupo XIV não aprovou nenhuma força. Para o vínculo MIX2 temos os grupos II, VIII, X ($\leq 40\%$), XII - XIV, XV ($\leq 20\%$), XX, XXI, XXIII, XXV ($\leq 30\%$) e XXVII. No caso do MIX4 temos os grupos II, VIII ($\leq 20\%$), X ($\leq 20\%$), XII e XIII ($\leq 30\%$). Por último, temos o MIX5 com os grupos XV ($\leq 10\%$), XX, XXI ($\leq 20\%$) e XXVII. Note que neste conjunto não houve nenhum grupo que tenha aprovado mais de 80% dentre os vínculos MIX1-MIX5. É importante ressaltar aqui que os grupos VI e VII, embora tenham sido ajustados de maneira diferente, se comportam de forma semelhante com relação aos 11 vínculos propostos.

Na análise separada de cada vínculo, percebemos que entre os critérios adotados para a matéria nuclear simétrica, o que mais obteve modelos consistentes foi o SM2 com 211 aprovações. O vínculo SM4 não ficou muito atrás, aprovando 208 modelos de Skyrme. Neste caso, o vínculo mais rígido foi o SM3 que aprovou apenas 176 parametrizações. A interseção desses 4 vínculos não foi muito rígida, pois apresentou 161 forças de Skyrme consistentes com os critérios adotados. Notou-se que tanto para SM3 quanto para SM4, a maioria dos modelos ocupou a parte superior da faixa estabelecida. No caso da matéria pura de nêutrons, a situação é bem diferente, pois PNM2 aprova apenas 95 dos modelos estudados fazendo com que a interseção dessa matéria seja de apenas 85 modelos. Percebemos aqui que as parametrizações submetidas ao PNM1 não foram consistentes com a faixa retirada da Ref. [38], mas sim com a nova faixa proposta na tese, construída a partir das equações da Ref. [121]. Outro ponto importante foi que os modelos para o caso do PNM2 ocuparam a parte inferior estabelecida pela faixa (Exp. + Asy_{soft}). Para os vínculos relacionados com a matéria pura de nêutrons e simétrica (MIX1-MIX5), de todos os casos analisados o pior deles é o MIX3. Esse vínculo obteve 65 modelos aprovados e, como o mesmo possui uma relação com L e K_{sym} dada por $K_{\text{vs}} = K_{\text{sym}} - 6L - \frac{Q_0}{K_0}L$, pôde-se chegar à conclusão que se o modelo foi aprovado no SM1, SM2 e MIX2, mas foi reprovado no MIX3, então K_{sym} falha. Isso é muito importante, pois o K_{sym} é quem determina a curvatura da energia de simetria em função da densidade. O fato de termos um vínculo muito rígido, como no caso do MIX3, fez com que o número de modelos consistentes nesse último caso fosse de apenas 20. Com toda essa análise, notamos que esses extremos (MIX3 e SM2) podem ser considerados

globais diante dos 11 vínculos apresentados nesta tese.

Após examinarmos todos os 237 modelos de Skyrme nos 11 vínculos propostos, obtivemos inicialmente 10 parametrizações aprovadas em todos eles: **NRAPR**, **QMC700**, **Ska25s20**, **Ska35s20**, **SkT1**, **SkT2**, **SkT3**, **SkT1***, **SkT3*** e **SV-sym32**. Considerando que existiam ainda 59 modelos que não eram consistentes apenas em 1 dos vínculos propostos, resolveu-se dar uma margem de erro (já explicada no capítulo 3), somente para essas forças, fazendo com que mais 8 parametrizações pudessem ser consideradas consistentes. São elas: **KDE0v1**, **GSkI**, **GSkII**, **LNS**, **MSL0**, **QMC650**, **QMC750** e **SkO'**. Com isso, pôde-se estabelecer um conjunto com as parametrizações consistentes de Skyrme (CSkP) que contou com 18 modelos. É importante ressaltar que infelizmente não foi encontrada nenhuma relação entre os parâmetros dessas forças que justifique tal aprovação.

Na aplicação dos vínculos leves, alguns modelos foram considerados inadequados. No cálculo da massa efetiva escalar e vetorial para a matéria nuclear simétrica, 8 são os modelos que poderiam ser excluídos, dos quais 7 (Ska25s20, Ska35s20, SkT1, SkT2, SkT3, SkT1* e SkT3*) poderiam ser excluídos por apresentarem massa efetiva escalar igual a 1 e o último (SV-sym32), por apresentar um comportamento anômalo na massa efetiva do nêutron em função da densidade. No caso do parâmetro de Landau, 4 modelos (SkO', MSL0, GSkI e GSkII) foram considerados inadequados para o caso da PNM, pois apresentaram para o parâmetro G_0 densidade em torno de $0,2 \text{ fm}^{-3}$, região onde não existe evidência de uma transição de fase de spin. A análise da correlação entre L , P_0 e ρ_0 mostrou uma concordância dos modelos com os dados experimentais apresentados. A dependência da energia de simetria com a densidade foi útil para mostrar que é muito difícil prever o comportamento dos modelos de Skyrme em altas densidades, apenas pelo controle da sua inclinação. Como uma última aplicação, o vínculo calculado por J. R. Stone em estrelas mostrou que os modelos selecionados satisfazem os resultados da relação entre a massa gravitacional e a massa bariônica. Perceba que se fôssemos considerar todos esses vínculos leves mencionados, o número de modelos consistentes de Skyrme cairia para 6.

Por último, baseado nos 10 modelos da lista dos CSkP que foram consistentes com todos os vínculos, calculamos as constantes para um novo modelos de Skyrme chamado SkUFF. Essa parametrização foi consistente com os 11 vínculos propostos para temperatura nula. Além disso, cálculos em temperatura finita foram feitos, e os valores críticos para temperatura, pressão e densidade foram encontrados, além da razão $P_c T_c / \rho_c$. Dentro desta análise, os pontos de

temperatura e densidade “flash” também foram calculados. Um ponto importante é que os valores para essas grandezas são semelhantes aos valores encontrados em modelos relativísticos.

Uma perspectiva que surge naturalmente é estender o estudo dos modelos aprovados em todos os vínculos ($T = 0$) para temperaturas finitas. É bem sabido que a coexistência das fases líquida e gasosa na matéria nuclear ocorre em uma região de temperaturas até que o sistema atinja uma fase termodinâmica puramente gasosa a partir da temperatura crítica T_c . Estudos realizados em [163, 164] mostram que uma relação entre T_c e alguns observáveis da matéria nuclear em temperatura nula pode ser dada pela expressão

$$T_c = 0,326 \left(\frac{K}{M^*} \right)^{1/2} \rho_0^{1/3}. \quad (5.1)$$

Em um trabalho mais recente [165], os autores investigam ainda mais tal relação utilizando 7 parametrizações de Skyrme e 6 de Gogny. Um estudo bastante interessante seria testar essa relação utilizando o conjunto CSkP. A verificação dessa relação é importante pois, tanto quanto sabemos, é a primeira relação que tenta conectar de forma direta os observáveis ainda em temperatura nula com a temperatura crítica do sistema. Mais ainda porque, estabelecendo uma correlação entre regimes tão distintos ajudaria, em muito a clarear, no caso limitar, a arbitrariedade dos parâmetros ajustáveis dos modelos. Caso viesse a se conhecer de fato a temperatura crítica de núcleos finitos, a relação acima estreitaria ainda mais as incertezas hoje conhecidas, seja para a incompressibilidade nuclear, seja para o valor da massa efetiva do nucleon, ainda obtida de forma bastante indireta. Isso tudo, ainda na fase de ajuste dos parâmetros que se dá em $T = 0$.

Outras formulações para o estudo da matéria nuclear quente são também descritas através de modelos efetivos relativísticos [9, 10, 166]. É natural então que nosso estudo com as interações de Skyrme seja comparado com os cálculos feitos por tais modelos. Ambas em princípio podem descrever bem as propriedades da matéria nuclear e núcleos finitos em $T = 0$. É de interesse testar, de uma forma conjunta mais ampla, a relação (5.1) com essas parametrizações relativísticas. Ainda no estudo de temperatura finita abaixo de T_c , há uma outra criticalidade que pretendemos investigar mais profundamente [11]. Esta diz respeito ao valor da temperatura flash do sistema. O estudo de uma possível relação entre T_f e a temperatura limite, extraída via curva calórica [165], também é uma perspectiva. Em particular se seguirmos o mesmo caminho da proposição, adotada em [163], para a criticalidade dada pela equação (5.1), chegaremos em

uma relação que pretendemos verificar para uma ampla gama de modelos,

$$T_f = 0,187 \left(\frac{K}{M^*} \right)^{1/2} \rho_0^{1/3}. \quad (5.2)$$

Assim, a razão entre as equações (5.1) e (5.2) fornece $T_f/T_c = 0,57$. A relação entre tais criticalidades, estendida para ρ_f/ρ_c e P_f/P_c também será estudada.

Algo bastante interessante é verificar se há alguma relação entre as criticalidades apontadas pelos modelos de Skyrme, com todos os seus vínculos na matéria nuclear ainda no regime de temperatura nula.

APÊNDICE A – Determinação do funcional densidade de energia

Neste apêndice mostraremos, de forma qualitativa, como obter o funcional densidade de energia das interações de Skyrme de uma única partícula e sua generalização para muitos corpos. Utilizaremos como base as Refs. [27, 48, 49].

A.1 Densidade de Energia de uma Partícula

Modelos microscópicos descrevem a estrutura do núcleo em termos dos seus constituintes (nucleons). Portanto, é preciso que o hamiltoniano do sistema contenha alguma informação sobre a interação nucleon-nucleon. Para isso, o cálculo do funcional densidade de energia dos modelos de Skyrme surge através do potencial efetivo, dado por uma soma de forças de alcance zero de dois e três corpos, representadas respectivamente por $\hat{v}_{ij}^{(2)}$ e $\hat{v}_{ijk}^{(3)}$, escrito da seguinte maneira

$$\hat{V} = \sum_{i<j} \hat{v}_{ij}^{(2)} + \sum_{i<j<k} \hat{v}_{ijk}^{(3)}, \quad (\text{A.1})$$

onde

$$\begin{aligned} \hat{v}_{ij}^{(2)} &= t_0(1 + x_0\hat{P}_\sigma)\delta(\vec{r}) + \frac{1}{2}t_1(1 + x_1\hat{P}_\sigma)[\delta(\vec{r})\vec{k}^{\prime 2} + \vec{k}^2\delta(\vec{r})] + t_2(1 + x_2\hat{P}_\sigma)\vec{k}' \cdot \delta(\vec{r})\vec{k} \\ &+ \frac{1}{2}t_4(1 + x_4\hat{P}_\sigma)[\delta(\vec{r})\rho^\beta(\vec{R})\vec{k}^{\prime 2} + \vec{k}^{\prime 2}\rho(\vec{R})\delta^\beta(\vec{r})] \\ &+ t_5(1 + x_5\hat{P}_\sigma)\vec{k}' \rho^\gamma \delta(\vec{r})\vec{k} + iW_0\delta(\vec{r}) \cdot [\vec{k}' \times \delta(\vec{r})\vec{k}] \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

e

$$\hat{v}_{ijk}^{(3)} = t_3\delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j)\delta(\vec{r}_j - \vec{r}_k) \quad (\text{A.3})$$

com t_3, t_j, x_j ($j = 0, 1, 2, 4$ e 5), β e γ e W_0 sendo o conjunto de constantes ajustadas que define as parametrizações de Skyrme. O primeiro termo de $\hat{v}_{ij}^{(2)}$ representa o termo central e os termos restantes representam a contribuição não-local, a menos do termo representado por W_0 , que representa a contribuição de spin-órbita. Esse último foi apresentado apenas para efeito de completude, pois não será utilizado. Por último, o termo de $\hat{v}_{ijk}^{(3)}$ representa os termos dependentes da densidade.

A força de três corpos de Skyrme, dada pela Eq. (A.3), pode ser escrita de maneira equivalente à uma interação de dois corpos dependente da densidade (ρ),

$$\hat{v}_{ijk}^{(3)} = \frac{t_3}{6} (1 + x_3 \hat{P}_\sigma) \rho^\alpha(\vec{R}) \delta(\vec{r}). \quad (\text{A.4})$$

Essa seria a forma convencional dessa interação. Usaremos aqui uma definição que se difere da anterior por apresentar uma dependência com outras potências de densidade, dada por

$$\hat{v}_{ijk}^{(3)} = \frac{1}{6} \sum_i t_{3i} (1 + x_{3i} \hat{P}_{\sigma_i}) \rho^\alpha(\vec{R}) \delta(\vec{r}), \quad (\text{A.5})$$

onde agora temos que ajustar em vez de t_3 , o conjunto t_{3i}, x_{3i}, α_i (com $i = 1, 2$ e 3). Note que substituímos σ_i por α_i para evitar a mesma notação das matrizes de Pauli. Relembrando, as quantidades presentes no potencial são definidas como sendo as coordenadas relativas e de centro de massa respectivamente,

$$\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2, \quad \text{e} \quad \vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2), \quad (\text{A.6})$$

o operador momento relativo \vec{k} e seu complexo conjugado \vec{k}' ,

$$\vec{k} = \frac{1}{2i}(\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2) \quad \text{e} \quad \vec{k}' = -\frac{1}{2i}(\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2). \quad (\text{A.7})$$

Por último, as matrizes de Pauli e o operador de troca de spin,

$$\vec{\sigma} = \vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2 \quad \text{e} \quad \hat{P}_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2). \quad (\text{A.8})$$

Com a definição do potencial de interação entre os nucleons, pode-se calcular as equações de estado os modelos de Skyrme. Como o núcleo é um sistema de muitos corpos, o cálculo dessas interações se torna muito complicado, por isso utiliza-se o método de Hartree-Fock, onde a função de onda de um sistema de muitos corpos é escrita como o produto de funções de uma partícula. Tais funções não podem ser escolhidas arbitrariamente, mas sim através de

condições prescritas pelo método. Para maiores informações ver Ref. [48, 49].

As equações de Hartree-Fock podem ser determinadas de um jeito simples para as interações de Skyrme. Começaremos considerando que o estado fundamental do núcleo Φ , possa ser escrito como o determinante de Slater, no espaço de configurações de A -estados de uma partícula:

$$\Phi(x_1, x_2, \dots, x_A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det |\phi_i(x_j)|, \quad (\text{A.9})$$

onde x representa o conjunto \vec{r}, σ e q (coordenada espacial, spin e isospin), com $\sigma = \pm \frac{1}{2}$ e $q = \pm \frac{1}{2}$ para prótons e nêutrons respectivamente. Essa mesma equação pode ser reescrita, utilizando a segunda quantização:

$$|\phi\rangle = \prod_i^A a_i^\dagger |0\rangle, \quad (\text{A.10})$$

onde $|0\rangle$ é o estado do vácuo e a_i^\dagger (a_i) o operador de criação (aniquilação) de nucleons. Esses operadores seguem as seguintes regras de anticomutação:

$$\{a_i^\dagger, a_j^\dagger\} = 0, \quad \{a_i, a_j\} = 0 \quad \text{e} \quad \{a_i, a_j^\dagger\} = \delta_{ij}. \quad (\text{A.11})$$

Devemos então calcular o valor esperado da energia total do sistema através de

$$\begin{aligned} E &= \langle \phi | \widehat{T} + \widehat{V} | \phi \rangle = \langle \phi | \widehat{T} | \phi \rangle + \langle \phi | \widehat{V} | \phi \rangle \\ &= \sum_i \left\langle i \left| \frac{\hat{p}^2}{2M} \right| i \right\rangle + \frac{1}{2} \sum_{ij} \langle ij | \bar{v}_{ij}^{(2)} | ij \rangle + \frac{1}{6} \sum_{ijk} \langle ijk | \bar{v}_{ijk}^{(3)} | ijk \rangle \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

$$= \int \mathcal{H}(\vec{r}) d^3r, \quad (\text{A.13})$$

com \bar{v} denotando a matriz de elementos antisimetrizada. As frações a frente do potencial de dois e três corpos, aparecem para evitar a dupla contagem de estados ocupados. Para as interações de Skyrme, $\mathcal{H}(\vec{r})$ é uma função da densidade de nucleons (ρ_q), da densidade de energia cinética (τ_q) e da densidade de spin (\vec{J}_q) que não será utilizada, pois surge do termo spin-órbita. O subíndice q vale tanto para prótons (p) e para nêutrons (n). Essas quantidades dependem das funções de uma partícula e são definidas da seguinte maneira:

1. densidade de nucleons

$$\rho_q(\vec{r}) = \sum_{i,\sigma} |\phi_i(x)|^2 \quad (\text{A.14})$$

e

2. densidade de energia cinética

$$\tau_q(\vec{r}) = \sum_{i,\sigma} |\vec{\nabla} \phi_i(x)|^2. \quad (\text{A.15})$$

A soma dessas densidades é feita sobre todos os estados ocupados de uma partícula.

Iniciaremos o cálculo pelo termo cinético, portanto usando o primeiro termo da Eq. (A.13), que já considera a aproximação $m_p = m_n = M$, com $M = 939$ MeV sendo a massa no nucleon,

$$\sum_i \left\langle i \left| \frac{\hat{p}^2}{2M} \right| i \right\rangle = \frac{1}{2M} \sum_i \langle i | \hat{p} \hat{p} | i \rangle, \quad (\text{A.16})$$

com $\hat{p} = -i\hbar\vec{\nabla}$ e seu complexo conjugado $\hat{p}^\dagger = i\hbar\vec{\nabla}$. Logo,

$$\frac{1}{2M} \sum_i \langle i | \hat{p} \hat{p} | i \rangle = \frac{1}{2M} (-i\hbar)(i\hbar) \sum_{i,\sigma} \int \vec{\nabla} \phi_i^*(\vec{r}, \sigma, q) \vec{\nabla} \phi_i(\vec{r}, \sigma, q) d^3\vec{r} = \frac{\hbar^2}{2M} \int \tau_q(\vec{r}) d^3\vec{r}. \quad (\text{A.17})$$

Comparando, as equações (A.13) e (A.17), pode-se chegar a expressão para o termo cinético de prótons e nêutrons da densidade hamiltoniana,

$$\mathcal{K} = \frac{\hbar^2}{2M} \tau_q(\vec{r}). \quad (\text{A.18})$$

Neste ponto, calcularemos a contribuição individual dos termos presentes na interação de Skyrme. Para isso, analisaremos em primeiro lugar, os elementos de matriz antisimetrizados

$$\begin{aligned} \bar{v}_{x_1 x_2 x_3 x_4} &= v_{x_1 x_2 x_3 x_4} - v_{x_1 x_2 x_4 x_3} \\ &= \langle x_1 x_2 | \hat{v} | x_3 x_4 \rangle - \langle x_1 x_2 | \hat{v} | x_4 x_3 \rangle \\ &= \langle x_1 x_2 | \hat{v} (1 - \hat{P}_{3 \leftrightarrow 4}) | x_3 x_4 \rangle, \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

onde $\hat{P}_{3 \leftrightarrow 4}$ é o operador de troca de duas partículas que atua no “ket”. Esse operador pode ser escrito pelo produto do operador de Majorana (\hat{P}_M), do operador de spin (\hat{P}_σ), dado pela Eq. (A.8) e do operador troca de isospin (\hat{P}_τ). Os operadores de isospin e Majorana são dados

por

$$\hat{P}_\tau = \frac{1}{2}(1 + \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \quad \text{e} \quad \hat{P}_M = -\hat{P}_\sigma \hat{P}_\tau. \quad (\text{A.20})$$

Portanto, o operador de troca pode ser escrito de maneira geral como

$$\hat{P}_{i \leftrightarrow j} = \hat{P}_M \hat{P}_\sigma \hat{P}_\tau. \quad (\text{A.21})$$

A contribuição que vem do termo com t_0 na interação de Skyrme é

$$V_0 = \frac{1}{2} \sum_{x,x'} \langle xx' | t_0 \delta(\vec{r}) (1 + x_0 \hat{P}_\sigma) (1 - \hat{P}_M \hat{P}_\sigma \hat{P}_\tau) | xx' \rangle, \quad (\text{A.22})$$

Algumas considerações são necessárias, a primeira delas diz respeito ao operador de Majorana que, pelo fato da função delta atuar no mesmo ponto do espaço, ele é reduzido ao fator 1. A segunda consideração é que não existe mistura de cargas no espaço de Hartree-Fock, ou seja, a função de onda mantém o seu isospin puro, então pode-se ter uma superposição no espaço de isospin com uma outra função de onda de uma partícula somente se o isospin for o mesmo, logo $\hat{P}_\tau \rightarrow \delta_{qq'}$. A partir dessas considerações, temos:

$$\begin{aligned} V_0 &= \frac{1}{2} \sum_{x,x'} \langle xx' | t_0 \delta(\vec{r}) (1 + x_0 \hat{P}_\sigma) (1 - \delta_{qq'} \hat{P}_\sigma) | xx' \rangle \\ &= \frac{t_0}{2} \sum_{x,x'} \left\langle xx' \left| \delta(\vec{r}) \left[1 + \frac{x_0}{2} (1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \right] \left[1 - \frac{\delta_{qq'}}{2} (1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \right] \right| xx' \right\rangle \\ &= \frac{t_0}{2} \sum_{x,x'} \left\langle xx' \left| \delta(\vec{r}) \left[1 + \frac{x_0}{2} + \frac{x_0}{2} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 - \frac{\delta_{qq'}}{2} (1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) - \frac{x_0 \delta_{qq'}}{4} (1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)^2 \right] \right| xx' \right\rangle. \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

Utilizando,

$$\sum_x \phi_i^*(x) \langle \sigma_1 | \sigma | \sigma_2 \rangle \phi_i(x) = 0, \quad (\text{A.24})$$

que surge do fato do traço das matrizes de Pauli ser zero, temos que os termos $\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$ desapare-

cem. Reescrevendo $(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)^2 = 3 - 2\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$ e usando a definição da função $\delta(\vec{r})$, encontramos

$$\begin{aligned} V_0 &= \frac{t_0}{2} \sum_{x,x'} \left\langle xx' \left| \delta(\vec{r}) \left[1 + \frac{x_0}{2} - \delta_{qq'} \left(x_0 + \frac{1}{2} \right) \right] \right| xx' \right\rangle \\ &= \frac{t_0}{2} \sum_{x,x'} \int |\phi_i(x)|^2 |\phi_j(x')|^2 \left[1 + \frac{x_0}{2} - \delta_{qq'} \left(x_0 + \frac{1}{2} \right) \right] d^3 r. \end{aligned} \quad (\text{A.25})$$

Substituindo a definição dada pela Eq. (A.14), temos

$$V_0 = \frac{t_0}{2} \sum_{q,q'} \int \rho_q(\vec{r}) \rho_{q'}(\vec{r}) \left[1 + \frac{x_0}{2} - \delta_{qq'} \left(x_0 + \frac{1}{2} \right) \right] d^3 r. \quad (\text{A.26})$$

Olhando apenas para o integrando, usando a Eq. (A.13) e considerando que a densidade é constante em todo o núcleo, ou seja, não varia com o raio, pode-se escrever

$$\mathcal{H}_0 = \frac{t_0}{2} \left[\left(1 + \frac{x_0}{2} \right) \rho^2 - \left(\frac{1}{2} + x_0 \right) (\rho_n^2 + \rho_p^2) \right], \quad (\text{A.27})$$

onde usamos a densidade total $\rho = \sum_q \rho_q = \rho_p + \rho_n$.

Para o termo proporcional a t_1 os passos anteriores serão seguidos e a relação para o momento $k^2 = -\frac{1}{4}(\nabla_1^2 + \nabla_2^2 - 2\nabla_1 \nabla_2)$, será usada. Com isso obtêm-se

$$\begin{aligned} V_1 &= -\frac{t_1}{16} \sum_{x,x'} \left\langle xx' \left| \delta(\vec{r}) (\nabla_1^2 - 2\nabla_1 \nabla_2 + \nabla_2^2) \left(1 + \frac{1}{2}x_1 - \frac{1}{2}\delta_{qq'} - x_1 \delta_{qq'} \right) \right| xx' \right\rangle \\ &+ -\frac{t_1}{16} \sum_{x,x'} \left\langle xx' \left| \delta(\vec{r}) (\nabla_1^2 - 2\nabla_1 \nabla_2 + \nabla_2^2) \left(-\frac{1}{2}\delta_{qq'} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + x_1 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \right) \right| xx' \right\rangle \\ &+ h.c. \end{aligned} \quad (\text{A.28})$$

onde $h.c.$ representa o conjugado hermitiano do primeiro termo. O segundo termo irá contribuir somente com o termo de gradiente, gerando termos de corrente que não serão levados em conta. Logo, pode-se reescrever a contribuição contribuição do primeiro termo como

$$\begin{aligned} V_1 &= -\frac{t_1}{16} \sum_{x,x'} \int \left[\phi_i^*(x) \phi_j^*(x') \nabla^2 \phi_i(x) \phi_j(x') + \phi_i^*(x) \phi_j^*(x') \phi_i(x) \nabla'^2 \phi_j(x') \right. \\ &\quad \left. - 2\phi_i^*(x) \phi_j^*(x') \nabla \cdot \nabla' \phi_i(x) \phi_j(x') \left(1 + \frac{1}{2}x_1 - \frac{1}{2}\delta_{qq'} - x_1 \delta_{qq'} \right) \right] \delta(\vec{r}) d^3 r d^3 r' \end{aligned} \quad (\text{A.29})$$

$$\begin{aligned} &= -\frac{t_1}{16} \sum_{x,x'} \int \left[\phi_i^*(x) \nabla^2 |\phi_j(x')|^2 + |\phi_i(x)|^2 \phi_j^*(x') \nabla'^2 \phi_j(x') \right. \\ &\quad \left. - 2\phi_i^*(x) \nabla \phi_i(x) \phi_j^*(x') \nabla' \phi_j(x') \left(1 + \frac{1}{2}x_1 - \frac{1}{2}\delta_{qq'} - x_1 \delta_{qq'} \right) \right] \delta(\vec{r}) d^3 r d^3 r'. \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

Agora, utilizando as relações

$$\nabla^2 \rho(\vec{r}) = 2 \sum_{i,\sigma,q} \phi_i^*(x) \nabla^2 \phi_i(x) + 2\tau(\vec{r}) \quad \text{e} \quad (\text{A.31})$$

$$\sum_{i,\sigma,q} \phi_i^*(x) \nabla \phi_i(x) = \frac{1}{2} \sum_{i,\sigma,q} (\phi_i^*(x) \nabla \phi_i(x) + \phi_i(x'') \nabla \phi_i^*(x'')), \quad (\text{A.32})$$

com $x'' \equiv (\vec{r}, -\sigma, q)$ e usando a definição da função delta, obtêm-se

$$\begin{aligned} V_1 = & -\frac{t_1}{16} \int \left[\frac{1}{2} \nabla^2 \rho(\vec{r}) \sum_{q'} \rho_{q'}(\vec{r}) + \frac{1}{2} \sum_q \rho_q(\vec{r}) \nabla^2 \rho(\vec{r}) - \frac{1}{2} (\nabla \rho(\vec{r}))^2 \right. \\ & \left. - \sum_{q'} \rho_{q'} \tau_{q'}(\vec{r}) - \sum_q \rho_q \tau_q(\vec{r}) \right] \left(1 + \frac{1}{2} x_1 - \frac{1}{2} \delta_{qq'} - x_1 \delta_{qq'} \right) d^3 r. \end{aligned} \quad (\text{A.33})$$

Lembrando que

$$\rho = \sum_q \rho_q = \rho_n + \rho_p, \quad \tau = \sum_q \tau_q = \tau_n + \tau_p, \quad \text{e} \quad \nabla^2 \rho = \nabla^2 (\rho_n + \rho_p) = \nabla^2 \sum_q \rho_q, \quad (\text{A.34})$$

temos

$$\begin{aligned} V_1 = & -\frac{t_1}{16} \int \left\{ \left[\rho(\vec{r}) \nabla^2 \rho(\vec{r}) - 2\rho(\vec{r}) \tau(\vec{r}) - \frac{1}{2} (\nabla \rho(\vec{r}))^2 \right] \left(1 + \frac{1}{2} x_1 \right) \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \left[\rho_q(\vec{r}) \nabla^2 \rho(\vec{r}) - \frac{1}{2} (\nabla \rho_q(\vec{r}))^2 - 4\rho_q(\vec{r}) \tau_q(\vec{r}) \right] \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) \delta_{qq'} \right\} d^3 r. \end{aligned} \quad (\text{A.35})$$

Para o caso em que a densidade depende do raio uma integração por partes se faz necessária para encontrar o hamiltoniano, mas como nesse caso a densidade é constante, obtemos

$$V_1 = -\frac{t_1}{16} \int \left[-2\rho\tau \left(1 + \frac{1}{2} x_1 \right) + 2\rho_q \tau_q \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) \right] d^3 r. \quad (\text{A.36})$$

Somando a parte do conjugado hermitiano, pode-se escrever

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_1 = & \frac{t_1}{16} \left[4\rho\tau \left(1 + \frac{1}{2} x_1 \right) - 4(\rho_p \tau_p + \rho_n \tau_n) \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) \right] \\ = & \frac{t_1}{4} \left[\rho\tau \left(1 + \frac{1}{2} x_1 \right) - (\rho_p \tau_p + \rho_n \tau_n) \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.37})$$

De forma similar as contribuições dos termos com t_2 , t_4 e t_5 podem ser encontradas. A única diferença é que para o caso de t_2 e t_5 , o operador Majorana deve ser substituído por -1 ,

fornecendo

$$\mathcal{H}_2 = \frac{t_2}{4} \left[\rho \tau \left(1 + \frac{1}{2} x_2 \right) + (\rho_p \tau_p + \rho_n \tau_n) \left(\frac{1}{2} + x_2 \right) \right], \quad (\text{A.38})$$

$$\mathcal{H}_4 = \frac{t_4}{4} \left[\rho \tau \left(1 + \frac{1}{2} x_4 \right) - (\rho_p \tau_p + \rho_n \tau_n) \left(\frac{1}{2} + x_4 \right) \right] \rho^\beta \quad \text{e} \quad (\text{A.39})$$

$$\mathcal{H}_5 = \frac{t_5}{4} \left[\rho \tau \left(1 + \frac{1}{2} x_5 \right) + (\rho_p \tau_p + \rho_n \tau_n) \left(\frac{1}{2} + x_5 \right) \right] \rho^\gamma. \quad (\text{A.40})$$

Para escrever o hamiltoniano total definimos o hamiltoniano efetivo, dado pela soma das contribuições de \mathcal{H}_1 , \mathcal{H}_2 , \mathcal{H}_4 e \mathcal{H}_5 .

No caso da contribuição de 3 corpos, dada pelo termo com t_3 , precisamos considerar todas as combinações possíveis das partículas, que pela análise combinatória terá $3! = 6$ combinações possíveis. Note que, como não usaremos a Eq. (A.3), mas sim a Eq. (A.5) esse problema se resume ao cálculo de contribuição de dois corpos multiplicada pelo número de possibilidades devido aos 3 corpos. Portanto, o cálculo sera idêntico ao realizado com o termo de t_0 multiplicado por 3:

$$\begin{aligned} V_3 &= \frac{3}{36} \sum_{x,x'} \langle xx' | \sum_{i=1}^3 t_{3i} \delta(\vec{r}) \rho^{\alpha_i}(\vec{R}) (1 + x_{3i} \hat{P}_\sigma) (1 - \delta_{qq'} \hat{P}_\sigma) | xx' \rangle, \\ &= \sum_{i=1}^3 \frac{t_{3i}}{12} \sum_{x,x'} \int |\phi_i(x)|^2 |\phi_j(x')|^2 \left[1 + \frac{x_{3i}}{2} - \delta_{qq'} \left(x_{3i} + \frac{1}{2} \right) \right] \rho^{\alpha_i}(\vec{r}) d^3 r \\ &= \sum_{i=1}^3 \frac{t_{3i}}{12} \sum_{q,q'} \int \rho_q(\vec{r}) \rho_{q'}(\vec{r}) \left[1 + \frac{x_{3i}}{2} - \delta_{qq'} \left(x_{3i} + \frac{1}{2} \right) \right] \rho^{\alpha_i}(\vec{r}) d^3 r. \end{aligned} \quad (\text{A.41})$$

Seguindo os mesmos passos anteriores, ou seja, olhando apenas para o integrando e usando $\rho = \sum_q \rho_q = \rho_p + \rho_n$, temos

$$\mathcal{H}_3 = \sum_{i=1}^3 \frac{t_{3i}}{12} \left[\left(1 + \frac{x_{3i}}{2} \right) \rho^2 - \left(\frac{1}{2} + x_{3i} \right) (\rho_n^2 + \rho_p^2) \right] \rho^{\alpha_i}. \quad (\text{A.42})$$

Logo, pode-se escrever a densidade hamiltoniana de uma única partícula como

$$\mathcal{H} = \mathcal{K} + \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_3 + \mathcal{H}_{\text{eff}} \quad (\text{A.43})$$

onde,

$$\mathcal{K} = \frac{\hbar^2}{2M}(\tau_p + \tau_n) \quad (\text{A.44})$$

$$\mathcal{H}_0 = \frac{t_0}{2} \left[\left(1 + \frac{x_0}{2}\right) \rho^2 - \left(\frac{1}{2} + x_0\right) (\rho_n^2 + \rho_p^2) \right] \quad (\text{A.45})$$

$$\mathcal{H}_3 = \frac{1}{12} \sum_{i=1}^3 t_{3i} \left[\left(1 + \frac{x_{3i}}{2}\right) \rho^2 - \left(\frac{1}{2} + x_{3i}\right) (\rho_n^2 + \rho_p^2) \right] \rho^{\alpha_i} \quad (\text{A.46})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{eff} = & \rho(\tau_n + \tau_p) \left[\frac{t_1}{4} \left(1 + \frac{x_1}{2}\right) + \frac{t_2}{4} \left(1 + \frac{x_2}{2}\right) + \frac{t_4}{4} \left(1 + \frac{x_4}{2}\right) \rho^\beta + \frac{t_5}{4} \left(1 + \frac{x_5}{2}\right) \rho^\gamma \right] \\ & + (\rho_n \tau_n + \rho_p \tau_p) \left[\frac{t_2}{4} \left(\frac{1}{2} + x_2\right) - \frac{t_1}{4} \left(\frac{1}{2} + x_1\right) - \frac{t_4}{4} \left(\frac{1}{2} + x_4\right) \rho^\beta + \frac{t_5}{4} \left(\frac{1}{2} + x_5\right) \rho^\gamma \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.47})$$

A.2 Densidade de Energia do Sistema Assimétrico para A Partículas

Nesta seção vamos generalizar, a partir da Eq. (A.43), a densidade de energia para um sistema de A partículas assimétrico. Inicialmente, calcularemos a contribuição dos termos que não dependem da densidade de energia cinética. Para \mathcal{H}_0 temos

$$\mathcal{H}_0 = \frac{t_0}{4} [(x_0 + 2)\rho^2 - (2x_0 + 1)(\rho_n^2 + \rho_p^2)], \quad (\text{A.48})$$

escrevendo $\rho_p = y\rho$ e $\rho_n = (1 - y)\rho$, encontramos

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_0 &= \frac{t_0}{4} \{ (x_0 + 2) - (2x_0 + 1)[y^2 + (1 - y)^2] \} \rho^2 \\ &= \frac{t_0}{8} [2(x_0 + 2) - (2x_0 + 1)H_2] \rho^2, \end{aligned} \quad (\text{A.49})$$

onde $H_2 = 2[y^2 + (1 - y)^2]$.

A contribuição de \mathcal{H}_3 é encontrada do mesmo modo, fornecendo

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_3 &= \frac{1}{24} \sum_{i=1}^3 t_{3i} \{ (x_{3i} + 2)\rho^2 - (2x_{3i} + 1)[y^2 + (1 - y)^2] \rho^2 \} \rho^{\alpha_i} \\ &= \frac{1}{48} \sum_{i=1}^3 t_{3i} [2(x_{3i} + 2) - (2x_{3i} + 1)H_2] \rho^{\alpha_i + 2}. \end{aligned} \quad (\text{A.50})$$

Para o cálculo do termo cinético \mathcal{K} e efetivo \mathcal{H}_{eff} definiremos a densidade de energia ci-

nética de prótons e nêutrons como $\tau = k^2 \rho = \tau_p + \tau_n$. Considerando o momento de todas as partículas, ou seja, somando tanto o momento de prótons quanto o de nêutron de zero à k_{Fq} , pode-se escrever $\tau_q = \frac{3}{5} \left(\frac{6\pi^2}{\gamma'} \right)^{2/3} \rho_q^{5/3}$, onde $\gamma' = 2$ representa o número de nucleons em cada nível de energia com base no princípio de exclusão de Pauli. Com isso, usando as definições anteriores para ρ_q ,

$$\begin{aligned} \mathcal{K} &= \frac{\hbar^2}{2M} (\tau_p + \tau_n) = \frac{\hbar^2}{2M} \frac{3}{5} \left(\frac{6\pi^2}{\gamma'} \right)^{2/3} (\rho_p^{5/3} + \rho_n^{5/3}) \\ &= \frac{3\hbar^2}{10M} \left(\frac{6\pi^2}{\gamma'} \right)^{2/3} [y^{5/3} + (1-y)^{5/3}] \rho^{5/3} \\ &= \frac{3\hbar^2}{10M} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{5/3} H_{5/3}, \end{aligned} \quad (\text{A.51})$$

com $H_{5/3} = 2^{2/3} [y^{5/3} + (1-y)^{5/3}]$.

E, a partir da Eq. (A.47), encontramos a expressão para o \mathcal{H}_{eff}

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{\text{eff}} &= \frac{3}{40} \left(\frac{6\pi^2}{\gamma'} \right)^{2/3} \rho \left\{ (\rho_p^{5/3} + \rho_n^{5/3}) [t_1(x_1 + 2) + t_2(x_2 + 2) + t_4(x_4 + 2)\rho^\beta \right. \\ &+ t_5(x_5 + 2)\rho^\gamma] + (\rho_p^{8/3} + \rho_n^{8/3}) \left[t_2(2x_2 + 1) - t_1(2x_1 + 1) - 2t_4 \left(x_4 + \frac{1}{2} \right) \rho^\beta \right. \\ &+ \left. \left. 2t_5 \left(x_5 + \frac{1}{2} \right) \rho^\gamma \right] \right\} \\ &= \frac{3}{40} \left(\frac{6\pi^2}{\gamma'} \right)^{2/3} \rho^{8/3} \left\{ [y^{5/3} + (1-y)^{5/3}] [a + t_4(x_4 + 2)\rho^\beta + t_5(x_5 + 2)\rho^\gamma] \right. \\ &+ \left. [y^{8/3} + (1-y)^{8/3}] \left[2b - 2t_4 \left(x_4 + \frac{1}{2} \right) \rho^\beta + 2t_5 \left(x_5 + \frac{1}{2} \right) \rho^\gamma \right] \right\}, \end{aligned} \quad (\text{A.52})$$

com $a = t_1(x_1 + 2) + t_2(x_2 + 2)$ e $b = \frac{1}{2} [t_2(2x_2 + 1) - t_1(2x_1 + 1)]$. Portanto,

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{\text{eff}} &= \frac{3}{40} \left(\frac{6\pi^2}{\gamma'} \right)^{2/3} \rho^{8/3} \left\{ \frac{H_{5/3}}{2^{2/3}} [a + t_4 \rho (x_4 + 2)] + \frac{2H_{8/3}}{2^{5/3}} \left[b - t_4 \rho \left(x_4 + \frac{1}{2} \right) \right] \right\} \\ &= \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{8/3} (aH^{5/3} + bH^{8/3}) + \\ &+ \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{\frac{8}{3} + \beta} \left[t_4(x_4 + 2)H_{5/3} - t_4 \left(x_4 + \frac{1}{2} \right) H^{8/3} \right] \\ &+ \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{\frac{8}{3} + \gamma} \left[t_5(x_5 + 2)H_{5/3} + t_5 \left(x_5 + \frac{1}{2} \right) H^{8/3} \right], \end{aligned} \quad (\text{A.53})$$

onde $H_{8/3} = 2^{5/3} [y^{8/3} + (1-y)^{8/3}]$. Pode-se então escrever a densidade de energia para um sistema assimétrico de A partículas da seguinte maneira:

$$\begin{aligned}
\mathcal{H} = & \frac{3\hbar^2}{10M} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{5/3} H_{5/3} + \frac{t_0}{8} \rho [2(x_0 + 2) - (2x_0 + 1)H_2] + \\
& + \frac{1}{48} \sum_{i=1}^3 t_{3i} \rho^{\sigma_i+2} [2(x_{3i} + 2) - (2x_{3i} + 1)H_2] + \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{8/3} (aH_{5/3} + bH_{8/3}) + \\
& + \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{\frac{8}{3}+\beta} \left[t_4(x_4 + 2)H_{5/3} - t_4 \left(x_4 + \frac{1}{2} \right) H^{8/3} \right] \\
& + \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{\frac{8}{3}+\gamma} \left[t_5(x_5 + 2)H_{5/3} + t_5 \left(x_5 + \frac{1}{2} \right) H^{8/3} \right]. \tag{A.54}
\end{aligned}$$

Vale a pena ressaltar que na nossa notação $\mathcal{H} = \mathcal{E}$.

APÊNDICE B – Parâmetros dos Modelos de Skyrme

Neste apêndice apresentaremos as parametrizações dos 237 modelos estudados e a parametrização do modelo SkUFF. Na Tabela B.1 encontra-se os valores dos parâmetros que constituem os modelos convencionais. Os parâmetros extras dos modelos não convencionais se encontram na Tabela B.2.

Tabela B.1: Conjunto de parâmetros dos 237 modelos de Skyrme. t_0 é dado em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^3$; t_1 e t_2 em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^5$; t_{31} em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^{3+3\sigma_1}$; x_0, x_1, x_2, x_{31} , e σ_1 são adimensionais. Os modelos com ‡ são não convencionais e os restantes de seus parâmetros se encontram na Tabela B.2.

Modelo	t_0	t_1	t_2	t_{31}	x_0	x_1	x_2	x_{31}	σ_1
Bsk1[64]	-1830,45	262,97	-296,45	13444,70	0,60	-0,50	-0,50	0,82	0,33
Bsk2[65]	-1790,62	261,00	-147,17	13215,10	0,50	-0,09	0,22	0,52	0,34
Bsk2'[66]	-1792,71	259,05	-146,77	13267,90	0,50	-0,09	0,24	0,51	0,34
Bsk3[65]	-1755,13	233,26	-135,28	13543,20	0,48	-0,03	0,47	0,42	0,36
Bsk4[65]	-1776,94	306,88	-105,67	12302,10	0,54	-0,54	0,49	0,76	0,33
Bsk5[65]	-1778,89	312,73	-102,88	12318,37	0,44	-0,49	0,58	0,57	0,33
Bsk6[65]	-2043,32	382,13	-173,88	12511,70	0,74	-0,80	-0,36	1,23	0,25
Bsk7[65]	-2044,25	385,97	-131,52	12518,80	0,73	-0,93	-0,05	1,24	0,25
Bsk8[67]	-2035,52	398,82	-196,00	12433,36	0,77	-0,82	-0,39	1,31	0,25
Bsk9[67]	-2043,10	406,57	-195,75	12490,95	0,52	-0,88	-0,36	0,89	0,25
Bsk10[68]	-1771,37	322,43	-80,64	12219,00	0,27	-0,46	1,19	0,23	0,33
Bsk11[68]	-1773,90	310,45	-78,30	12254,70	0,26	-0,46	1,14	0,23	0,33
Bsk12[68]	-1773,71	309,05	-75,25	12253,10	0,26	-0,46	1,23	0,23	0,33
Bsk13[68]	-1773,86	307,77	-73,43	12254,30	0,25	-0,47	1,27	0,22	0,33
Bsk14[69]	-1822,67	377,47	-2,41	11406,30	0,30	-0,82	61,94	0,47	0,30
Bsk15[70]	-1832,91	372,55	17,98	11483,00	0,44	-0,79	-9,53	0,68	0,30
Bsk16[71]	-1837,23	383,52	-3,42	11523,00	0,43	-0,82	44,65	0,69	0,30
Bsk17[72]	-1837,33	389,10	-3,17	11523,80	0,41	-0,83	49,49	0,65	0,30
Bsk18[73]‡	-1837,96	428,88	-3,24	11528,90	0,42	-0,91	57,72	0,68	0,30

continua na próxima página

Tabela B.1 – Continuação

Modelo	t_0	t_1	t_2	t_{31}	x_0	x_1	x_2	x_{31}	σ_1
Bsk19[54] [‡]	-4115,21	403,07	-0,02	23670,40	0,40	-0,14	46198,82	0,38	0,08
Bsk20[54] [‡]	-4056,04	438,22	-0,03	23256,60	0,57	-0,39	36451,49	0,61	0,08
Bsk21[54] [‡]	-3961,39	396,13	0,01	22588,20	0,89	0,06	-138782,33	1,04	0,08
E[77]	-1140,25	309,61	-122,22	11608,10	0,80	0,00	0,00	1,63	0,80
Es[77]	-1664,05	358,83	-137,22	10931,50	1,08	0,00	0,00	1,69	0,35
f ₋ [80] [‡]	-1848,25	476,78	-530,46	14017,94	0,83	-0,55	-0,99	1,81	0,33
f ₊ [80] [‡]	-1849,49	478,08	-324,44	14050,84	0,83	0,09	-0,82	1,77	0,33
f ₀ [80] [‡]	-1849,08	477,28	-412,82	14035,19	0,82	-0,14	-0,92	1,78	0,33
FPLyon[78]	-2498,90	382,19	-336,96	15230,50	0,55	-0,76	-0,68	0,81	0,19
Gs[77]	-1800,20	336,20	-85,70	11113,00	-0,49	0,00	0,00	-1,03	0,30
GS1[52] [‡]	-1268,00	887,00	-77,30	14485,00	0,15	0,00	0,00	1,00	1,00
GS2[52] [‡]	-1177,00	670,00	-49,70	11054,00	0,12	0,00	0,00	1,00	1,00
GS3[52] [‡]	-1037,00	336,00	-7,30	5774,00	0,07	0,00	0,00	1,00	1,00
GS4[52] [‡]	-1242,00	760,00	-146,20	19362,00	0,03	0,00	0,00	1,00	1,00
GS5[52] [‡]	-1152,00	543,00	-118,60	15989,00	0,18	0,00	0,00	1,00	1,00
GS6[52] [‡]	-1012,00	209,00	-76,30	10619,00	0,14	0,00	0,00	1,00	1,00
GSkI[53] [‡]	-1855,45	397,23	264,63	13858,02	0,12	-1,76	-1,81	0,13	0,33
GSkII[53] [‡]	-1855,99	393,08	266,08	13842,90	0,09	-0,72	-1,84	-0,10	0,33
KDE0[81]	-2532,88	403,73	-394,56	14575,02	0,77	-0,52	-0,90	1,17	0,17
KDE0v[81]	-2526,51	430,94	-398,38	14235,52	0,76	-0,31	-0,95	1,14	0,17
KDE0v1[81]	-2553,08	411,70	-419,87	14603,61	0,65	-0,35	-0,93	0,95	0,17
LNS[104]	-2484,97	266,73	-337,14	14588,20	0,06	0,66	-0,95	-0,03	0,17
MSk1[74]	-1813,03	274,83	-274,83	13050,10	0,37	-0,50	-0,50	0,45	0,33
MSk2[74]	-1830,67	260,30	-293,74	13442,10	0,36	-0,50	-0,50	0,41	0,33
MSk3[74]	-1810,32	269,09	-269,09	13027,50	0,63	-0,50	-0,50	0,90	0,33
MSk4[74]	-1827,96	254,13	-287,57	13419,50	0,61	-0,50	-0,50	0,84	0,33
MSk5[74]	-1827,96	254,33	-287,77	13419,50	0,61	-0,50	-0,50	0,83	0,33
MSk5*[75]	-1728,73	362,86	-126,14	11084,80	0,65	-0,10	-0,15	0,99	0,33
MSk6[74]	-1827,96	258,48	-291,92	13419,50	0,58	-0,50	-0,50	0,78	0,33
MSk7[76]	-1828,23	259,40	-292,84	13421,70	0,58	-0,50	-0,50	0,79	0,33
MSk8[76]	-1844,20	242,74	-306,58	13777,50	0,57	-0,50	-0,50	0,75	0,33
MSk9[76]	-1810,73	273,84	-273,84	13030,90	0,58	-0,50	-0,50	0,83	0,33
MSkA[105]	-1218,83	370,27	-106,88	10834,82	0,12	0,02	0,03	-0,20	0,72
MSL0[106]	-2118,06	395,20	-63,95	12857,70	-0,07	-0,33	1,36	-0,23	0,24
NRAPR[59]	-2719,70	417,64	-66,69	15042,00	0,16	-0,05	0,03	0,14	0,14
PRC45[82]	-1089,00	0,00	0,00	17269,87	0,50	0,00	0,00	-0,50	1,00
QMC1[84]	-1071,00	651,00	-352,00	16620,00	0,89	0,00	0,00	1,00	1,00

continua na próxima página

Tabela B.1 – Continuação

Modelo	t_0	t_1	t_2	t_{31}	x_0	x_1	x_2	x_{31}	σ_1
QMC2[84]	-1082,00	400,00	-146,00	14926,00	0,59	0,00	0,00	1,00	1,00
QMC3[84]	-1047,00	373,00	-136,00	12531,00	0,61	0,00	0,00	0,00	1,00
QMC600[85]	-2510,04	520,95	-221,01	14651,75	0,17	0,00	0,00	0,00	0,17
QMC650[85]	-2462,68	436,10	-151,94	14154,48	0,13	0,00	0,00	0,00	0,17
QMC700[85]	-2429,13	370,98	-96,69	13773,63	0,10	0,00	0,00	0,00	0,17
QMC750[85]	-2403,48	319,67	-55,25	13473,69	0,08	0,00	0,00	0,00	0,17
RATP[50]	-2160,00	513,00	121,00	11600,00	0,42	-0,36	-2,29	0,59	0,20
Rs[77]	-1798,00	336,00	-84,80	11083,00	-0,40	0,00	0,00	-0,87	0,30
Sefm068[86]	-2010,77	450,17	149,83	10974,27	0,33	-0,34	-1,90	-0,79	0,23
Sefm074[86]	-1846,05	389,11	110,89	10809,47	-0,32	-0,33	-2,26	-0,80	0,28
Sefm081[86]	-1798,33	330,05	69,95	11262,01	-0,33	-0,32	-3,07	-0,78	0,30
Sefm09[86]	-1663,01	267,15	28,85	11388,49	-0,34	-0,30	-6,12	-0,77	0,35
Sefm1[86]	-1600,73	205,89	-13,89	11875,79	-0,35	-0,27	9,86	-0,75	0,39
SGI[31]	-1603,00	515,90	84,50	8000,00	-0,02	-0,50	-1,73	0,14	0,33
SGII[50]	-2645,00	340,00	-41,90	15595,00	0,09	-0,06	1,42	0,06	0,17
SGOI[88]	-1089,00	558,80	-83,70	8272,00	0,41	0,00	0,00	0,00	1,00
SGOII[88]	-2248,00	558,80	-83,70	11224,00	0,71	0,00	0,00	0,00	0,17
SI[27]	-1057,30	235,90	-100,00	14463,50	0,56	0,00	0,00	1,00	1,00
SII[27]	-1169,90	585,60	-27,10	9331,10	0,34	0,00	0,00	1,00	1,00
SIII[56]	-1128,75	395,00	-95,00	14000,00	0,45	0,00	0,00	1,00	1,00
SIII*[90]	-1121,00	400,00	-533,33	14000,00	0,43	0,35	-0,99	1,00	1,00
SIV[56]	-1205,60	765,00	35,00	5000,00	0,05	0,00	0,00	1,00	1,00
Sk1'[107]	-1057,30	235,90	-100,00	14463,50	0,29	0,00	0,00	0,23	1,00
SK255[87]	-1689,35	389,30	-126,07	10989,60	-0,15	0,12	0,00	-0,74	0,36
SK272[87]	-1496,84	397,66	-112,82	10191,64	0,00	0,01	0,00	-0,55	0,45
Ska[91]	-1602,78	570,88	-67,70	8000,00	-0,02	0,00	0,00	-0,29	0,33
Ska25s20[92]	-2180,48	281,49	-160,44	14577,80	0,14	-0,80	0,00	0,06	0,25
Ska35s15[92]	-1768,97	249,37	-155,56	12978,71	0,43	-0,80	0,00	0,53	0,35
Ska35s20[92]	-1768,83	263,86	-158,34	12904,80	0,13	-0,80	0,00	0,01	0,35
Ska35s25[92]	-1772,73	276,85	-162,36	12899,78	-0,14	-0,80	0,00	-0,49	0,35
Ska45s20[92]	-1537,89	245,47	-157,20	12461,12	0,12	-0,80	0,00	-0,06	0,45
SkB[91]	-1602,78	570,88	-67,70	8000,00	-0,17	0,00	0,00	-0,29	0,33
SkI1[31]	-1913,62	439,81	2697,59	10592,30	-0,95	-5,78	-1,29	-1,56	0,25
SkI2[31]	-1915,43	438,45	305,45	10548,90	-0,21	-1,74	-1,53	-0,18	0,25
SkI3[31]	-1762,88	561,61	-227,09	8106,20	0,31	-1,17	-1,09	1,29	0,25
SkI4[31]	-1855,83	473,83	1006,86	9703,61	0,41	-2,89	-1,33	1,15	0,25
SkI5[31]	-1772,91	550,84	-126,68	8206,25	-0,12	-1,31	-1,05	0,34	0,25

continua na próxima página

Tabela B.1 – Continuação

Modelo	t_0	t_1	t_2	t_{31}	x_0	x_1	x_2	x_{31}	σ_1
SKI6[31]	-1849,30	483,90	528,40	9553,00	0,49	-2,14	-1,38	1,34	0,25
SKM[31]	-2645,00	385,00	-120,00	15595,00	0,09	0,00	0,00	0,00	0,17
SKM*[50]	-2645,00	410,00	-135,00	15595,00	0,09	0,00	0,00	0,00	0,17
SKM1[108]	-2645,00	410,00	-135,00	15595,00	1,30	0,00	0,00	1,73	0,17
SKMP[31]	-2372,24	503,62	57,28	12585,30	-0,16	-0,40	-2,96	-0,27	0,17
SKO[31]	-2103,65	303,35	791,67	13553,25	-0,21	-2,81	-1,46	-0,43	0,25
SKO*[31]	-2099,42	301,53	154,78	13526,00	-0,03	-1,33	-2,32	-0,15	0,25
SKP[50]	-2931,70	320,62	-337,41	18708,97	0,29	0,65	-0,54	0,18	0,17
SKRA[109]	-2895,40	405,50	-89,10	16660,00	0,08	0,00	0,20	0,00	0,14
SKS1[93]	-2013,40	359,80	-171,90	12754,00	0,15	0,46	-0,18	-0,05	0,26
SKS2[93]	-2015,90	364,60	-49,00	12755,00	-0,11	0,87	2,52	-0,62	0,26
SKS3[93]	-2014,70	361,00	-29,50	12756,00	-0,32	0,73	4,95	-0,90	0,26
SKS4[93]	-2011,70	348,70	-317,00	12781,00	0,26	0,68	-0,67	0,14	0,26
SKSC1[94]	-1788,59	282,62	-282,62	12775,30	0,72	-0,50	-0,50	1,05	0,33
SKSC2[94]	-1791,64	290,60	-290,60	12800,60	0,38	-0,50	-0,50	0,59	0,33
SKSC3[94]	-1788,11	289,90	-96,63	12771,40	0,65	-1,00	1,00	0,96	0,33
SKSC4[95]	-1789,42	283,47	-283,47	12782,30	0,79	-0,50	-0,50	1,14	0,33
SKSC5[95]	-1788,17	281,93	-281,93	12771,90	0,98	-0,50	-0,50	1,39	0,33
SKSC6[95]	-1792,47	291,96	-291,96	12805,70	0,37	-0,50	-0,50	0,58	0,33
SKSCo4[97]	-1788,76	283,04	-283,04	12775,00	0,79	-0,50	-0,50	1,18	0,33
SKSC10[95]	-1795,12	298,95	-298,95	12827,70	0,16	-0,50	-0,50	0,29	0,33
SKSC11[96]	-1789,42	283,47	-283,47	12782,30	0,79	-0,50	-0,50	1,14	0,33
SKSC14[97]	-1792,47	291,33	-291,33	12805,70	0,36	-0,50	-0,50	0,46	0,33
SKSC15[97]	-1789,81	285,60	-285,60	12783,70	0,62	-0,50	-0,50	0,90	0,33
SKSP.1[75]	-1507,60	-632,32	-483,79	23288,00	0,53	1,69	-0,75	0,93	0,55
SKT[98]	-1144,70	402,10	56,10	9656,30	0,07	0,00	0,00	0,00	1,00
SKT1[98]	-1794,00	298,00	-298,00	12812,00	0,15	-0,50	-0,50	0,09	0,33
SKT2[98]	-1791,60	300,00	-300,00	12792,00	0,15	-0,50	-0,50	0,09	0,33
SKT3[98]	-1791,80	298,50	-99,50	12794,00	0,14	-1,00	1,00	0,08	0,33
SKT4[98]	-1808,80	303,40	-303,40	12980,00	-0,18	-0,50	-0,50	-0,50	0,33
SKT5[98]	-2917,10	328,20	-328,20	18584,00	-0,29	-0,50	-0,50	-0,50	0,17
SKT6[98]	-1794,20	294,00	-294,00	12817,00	0,39	-0,50	-0,50	0,50	0,33
SKT7[98]	-1892,50	366,60	-21,00	11983,00	0,33	-0,36	6,90	0,37	0,28
SKT8[98]	-1892,50	367,00	-228,76	11983,00	0,45	-0,50	-0,50	0,69	0,28
SKT9[98]	-1891,40	377,40	-239,16	11982,00	0,44	-0,50	-0,50	0,69	0,28
SKT1*[98]	-1800,50	296,00	-296,00	12844,00	0,16	-0,50	-0,50	0,09	0,33
SKT3*[98]	-1800,50	296,00	-98,67	12844,00	0,14	-1,00	1,00	0,08	0,33

continua na próxima página

Tabela B.1 – Continuação

Modelo	t_0	t_1	t_2	t_{31}	x_0	x_1	x_2	x_{31}	σ_1
SKT1a[86]	-1794,00	298,00	-298,00	12812,00	0,15	-0,50	-0,50	0,09	0,33
SKT2a[86]	-1791,60	300,00	-300,00	12792,00	0,15	-0,50	-0,50	0,09	0,33
SKT3a[86]	-1791,80	298,50	-99,50	12794,00	0,14	-1,00	1,00	0,08	0,33
SKT4a[86]	-1808,80	303,40	-303,40	12980,00	-0,18	-0,50	-0,50	-0,50	0,33
SKT5a[86]	-2917,10	328,20	-328,20	18584,00	-0,29	-0,50	-0,50	-0,50	0,17
SKT6a[86]	-1794,20	294,00	-294,00	12817,00	0,39	-0,50	-0,50	0,50	0,33
SKT7a[86]	-1892,50	366,60	-21,00	11983,00	0,33	-0,36	6,90	0,37	0,28
SKT8a[86]	-1892,50	367,00	-228,76	11983,00	0,45	-0,50	-0,50	0,69	0,28
SKT9a[86]	-1891,40	377,40	-239,16	11982,00	0,44	-0,50	-0,50	0,69	0,28
SKTK[88]	-2248,00	558,80	-83,70	11224,00	0,71	0,00	0,00	1,00	0,17
SKX[99]	-1445,30	246,90	-131,80	12103,90	0,34	0,58	0,13	0,03	0,50
SKXce[99]	-1438,00	244,30	-133,70	12116,30	0,29	0,61	0,14	-0,06	0,50
SKXm[99]	-1803,10	273,80	-95,90	12755,10	0,31	0,22	0,70	0,12	0,33
Skz-1[100]	-2471,10	439,85	-299,14	13732,80	-0,27	1,30	-0,89	-0,73	0,17
Skz0[100]	-2471,10	439,85	-258,18	13732,80	0,20	1,04	-0,83	0,00	0,17
Skz1[100]	-2471,10	439,85	-262,98	13732,80	0,61	0,49	-0,84	0,73	0,17
Skz2[100]	-2471,10	439,85	-267,78	13732,80	1,03	0,05	-0,85	1,46	0,17
Skz3[100]	-2471,10	439,85	-272,66	13732,80	1,42	-0,61	-0,85	2,18	0,17
Skz4[100]	-2471,10	439,85	-277,50	13732,80	1,82	-1,16	-0,86	2,91	0,17
SLy0[31]	-2486,43	485,25	-440,46	13783,00	0,79	-0,50	-0,93	1,29	0,17
SLy1[31]	-2487,64	488,29	-568,86	13791,00	0,80	-0,31	-1,00	1,29	0,17
SLy2[31]	-2484,23	482,19	-289,95	13763,00	0,79	-0,73	-0,78	1,28	0,17
SLy230a[50]	-2490,23	489,53	-566,58	13803,00	1,13	-0,84	-1,00	1,92	0,17
SLy230b[50]	-2488,91	486,82	-546,39	13777,00	0,83	-0,34	-1,00	1,35	0,17
SLy3[31]	-2481,09	481,95	-540,85	13731,00	0,84	-0,34	-1,00	1,36	0,17
SLy4[31]	-2488,91	486,82	-546,40	13777,00	0,83	-0,34	-1,00	1,35	0,17
SLy5[31]	-2483,45	484,23	-556,69	13757,00	0,78	-0,32	-1,00	1,26	0,17
SLy6[31]	-2479,50	462,18	-448,61	13673,00	0,82	-0,47	-1,00	1,36	0,17
SLy7[31]	-2480,80	461,29	-433,93	13669,00	0,85	-0,49	-1,00	1,39	0,17
SLy8[31]	-2481,41	480,78	-538,34	13731,00	0,80	-0,34	-1,00	1,31	0,17
SLy9[31]	-2511,13	510,60	-429,80	13716,00	0,80	-0,62	-1,00	1,37	0,17
SLy10[31]	-2506,77	430,98	-304,95	13826,41	1,04	-0,67	-1,00	1,68	0,17
SSk[53]	-2523,52	435,00	-382,04	14234,94	0,68	-0,45	-0,92	1,05	0,17
SV[56]	-1248,30	970,60	107,20	0,00	-0,17	0,00	0,00	1,00	1,00
SV-bas[101]	-1879,64	313,75	112,68	12527,38	0,26	-0,38	-2,82	0,12	0,30
SV-K218[101]	-2295,82	320,28	330,80	14557,19	0,19	-0,93	-1,80	0,07	0,22
SV-K226[101]	-2055,77	317,04	247,65	13344,39	0,22	-0,72	-1,98	0,08	0,26

continua na próxima página

Tabela B.1 – Continuação

Modelo	t_0	t_1	t_2	t_{31}	x_0	x_1	x_2	x_{31}	σ_1
SV-K241[101]	-1745,18	310,50	5,70	11975,55	0,29	-0,11	-31,90	0,16	0,34
SV-kap00[101]	-1877,89	312,60	7,10	12509,99	0,39	-1,45	-26,09	0,64	0,30
SV-kap02[101]	-1878,88	313,24	44,04	12519,93	0,33	-0,88	-5,27	0,39	0,30
SV-kap06[101]	-1880,59	314,37	194,94	12537,05	0,18	0,08	-2,16	-0,15	0,30
SV-mas07[101]	-2203,66	438,35	566,84	12222,74	0,35	-1,78	-1,44	0,63	0,20
SV-mas08[101]	-1982,65	368,23	274,61	12141,09	0,29	-1,04	-1,78	0,34	0,26
SV-mas10[101]	-1813,91	270,45	57,22	12965,45	0,23	0,13	-4,80	-0,06	0,33
SV-min[101]	-2112,25	295,78	142,27	13988,57	0,24	-1,43	-2,63	0,26	0,26
SV-sym28[101]	-1887,43	307,26	140,87	12511,94	0,52	-0,43	-2,47	0,57	0,30
SV-sym32[101]	-1883,28	319,18	197,33	12559,47	0,01	-0,59	-2,17	-0,31	0,30
SV-sym34[101]	-1887,37	323,80	351,78	12597,28	-0,23	-0,96	-1,78	-0,72	0,30
SV-tls[101]	-1879,89	317,95	30,26	12531,86	0,25	-0,20	-7,21	0,10	0,30
SVI[56]	-1101,81	271,67	-138,33	17000,00	0,58	0,00	0,00	1,00	1,00
SVII[90]	-1096,80	246,20	-148,00	17626,00	0,62	0,00	0,00	1,00	1,00
T[77]	-1788,90	301,50	502,50	12764,00	0,35	-2,50	-1,70	0,47	0,33
T11[102]	-2484,69	480,67	-522,23	13785,81	0,73	-0,36	-0,98	1,20	0,17
T12[102]	-2482,57	480,61	-523,69	13762,34	0,74	-0,36	-0,98	1,21	0,17
T13[102]	-2481,31	480,34	-531,13	13749,16	0,74	-0,35	-0,99	1,21	0,17
T14[102]	-2479,46	479,87	-530,40	13732,47	0,74	-0,35	-0,99	1,22	0,17
T15[102]	-2482,48	478,92	-317,30	13764,91	0,73	-0,68	-0,81	1,20	0,17
T16[102]	-2485,64	481,67	-316,78	13791,07	0,74	-0,68	-0,81	1,20	0,17
T21[102]	-2486,27	484,63	-445,88	13807,35	0,72	-0,48	-0,92	1,17	0,17
T22[102]	-2484,40	484,49	-471,45	13786,97	0,73	-0,44	-0,94	1,19	0,17
T23[102]	-2483,50	484,29	-440,09	13776,29	0,73	-0,49	-0,92	1,19	0,17
T24[102]	-2482,93	484,35	-433,18	13768,56	0,73	-0,50	-0,92	1,19	0,17
T25[102]	-2480,43	485,52	-478,82	13735,27	0,75	-0,44	-0,96	1,23	0,17
T26[102]	-2476,67	484,49	-482,59	13699,04	0,77	-0,43	-0,96	1,25	0,17
T31[102]	-2486,96	490,16	-418,31	13808,78	0,72	-0,53	-0,89	1,18	0,17
T32[102]	-2486,16	489,07	-438,57	13804,97	0,71	-0,50	-0,91	1,16	0,17
T33[102]	-2486,69	489,68	-405,61	13804,20	0,73	-0,55	-0,89	1,18	0,17
T34[102]	-2485,50	488,41	-351,13	13799,05	0,72	-0,63	-0,83	1,17	0,17
T35[102]	-2483,14	490,59	-377,11	13762,06	0,74	-0,60	-0,86	1,21	0,17
T36[102]	-2478,95	488,36	-427,19	13729,53	0,75	-0,52	-0,91	1,23	0,17
T41[102]	-2492,26	494,72	-262,77	13874,45	0,69	-0,77	-0,65	1,12	0,17
T42[102]	-2492,15	494,64	-251,27	13869,06	0,69	-0,79	-0,63	1,12	0,17
T43[102]	-2490,27	494,61	-255,53	13847,12	0,70	-0,78	-0,65	1,14	0,17
T44[102]	-2485,67	494,48	-337,96	13794,75	0,72	-0,66	-0,80	1,18	0,17

continua na próxima página

Tabela B.1 – Continuação

Modelo	t_0	t_1	t_2	t_{31}	x_0	x_1	x_2	x_{31}	σ_1
T45[102]	-2485,01	492,67	-304,05	13793,28	0,73	-0,71	-0,76	1,18	0,17
T46[102]	-2484,41	495,23	-356,43	13769,07	0,74	-0,64	-0,83	1,20	0,17
T51[102]	-2492,67	500,41	-272,33	13871,38	0,69	-0,76	-0,66	1,12	0,17
T52[102]	-2494,78	499,20	-141,13	13886,86	0,69	-0,96	-0,13	1,12	0,17
T53[102]	-2486,98	499,33	-363,96	13807,83	0,72	-0,63	-0,82	1,17	0,17
T54[102]	-2489,09	497,77	-248,40	13829,43	0,71	-0,80	-0,63	1,16	0,17
T55[102]	-2487,08	497,82	-227,66	13815,23	0,71	-0,83	-0,57	1,16	0,17
T56[102]	-2484,18	497,60	-258,18	13775,24	0,73	-0,79	-0,66	1,19	0,17
T61[102]	-2494,63	501,03	-125,51	13895,88	0,68	-0,98	0,04	1,11	0,17
T62[102]	-2495,05	499,98	-197,37	13901,24	0,69	-0,87	-0,43	1,12	0,17
T63[102]	-2492,50	500,63	-121,26	13875,17	0,68	-0,99	0,08	1,11	0,17
T64[102]	-2487,32	501,10	-284,54	13818,03	0,71	-0,75	-0,69	1,15	0,17
T65[102]	-2489,41	497,53	-194,99	13841,04	0,70	-0,88	-0,45	1,14	0,17
T66[102]	-2485,36	500,80	-228,48	13794,56	0,72	-0,83	-0,57	1,17	0,17
v070[103]	-1828,24	248,53	-176,49	13425,10	0,52	1,20	-0,05	0,33	0,33
v075[103]	-1828,64	252,35	-171,33	13425,10	0,52	0,75	0,00	0,41	0,33
v080[103]	-1827,96	251,27	-168,23	13419,50	0,53	0,40	0,02	0,48	0,33
v090[103]	-1827,96	253,57	-199,30	13419,50	0,56	-0,10	-0,17	0,64	0,33
v100[103]	-1827,96	253,70	-220,26	13419,50	0,56	-0,50	-0,27	0,73	0,33
v105[103]	-1827,96	253,11	-286,55	13419,50	0,61	-0,50	-0,50	0,84	0,33
v110[103]	-1827,96	252,95	-347,19	13419,50	0,63	-0,50	-0,63	0,89	0,33
Z[77]	-1137,57	284,67	-92,73	11269,50	0,93	0,00	0,00	2,16	0,80
ZR1a[61]	-1003,90	0,00	0,00	13287,20	0,00	0,00	0,00	1,00	1,00
ZR1b[61]	-1003,90	0,00	0,00	13287,20	0,20	0,00	0,00	1,00	1,00
ZR1c[61]	-1003,90	0,00	0,00	13287,20	0,50	0,00	0,00	1,00	1,00
ZR2a[61]	-1192,20	0,00	0,00	11041,00	0,00	0,00	0,00	1,00	0,67
ZR2b[61]	-1192,20	0,00	0,00	11041,00	0,20	0,00	0,00	1,00	0,67
ZR2c[61]	-1192,20	0,00	0,00	11041,00	0,50	0,00	0,00	1,00	0,67
ZR3a[61]	-4392,20	0,00	0,00	26967,30	0,00	0,00	0,00	1,00	0,10
ZR3b[61]	-4392,20	0,00	0,00	26967,30	0,20	0,00	0,00	1,00	0,10
ZR3c[61]	-4392,20	0,00	0,00	26967,30	0,50	0,00	0,00	1,00	0,10
Zs[77]	-1983,76	362,25	-104,27	11861,40	1,17	0,00	0,00	1,76	0,25
Zs*[77]	-1987,64	380,92	-109,88	11837,70	0,89	0,00	0,00	1,28	0,25
SkUFF	-1879,53	248,41	-137,70	12683,84	0,127	-0,394	-0,164	0,021	0,30

Tabela B.2: Valores das parametrizações não convencionais para os modelos de Skyrme. t_{32} e t_{33} são dados em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^{3+3\sigma_i}$ ($i = 2, 3$); t_4 em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^{5+3\beta}$; t_5 em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^{5+3\gamma}$; $x_{32}, x_{33}, x_4, x_5, \sigma_2, \sigma_3, \beta$ e γ são adimensionais.

Modelo	t_{32}	t_{33}	t_4	t_5	x_{32}	x_{33}	x_4	x_5	σ_2	σ_3	β	γ
BSk18	–	–	–400,00	–400,00	–	–	–2,00	–2,00	–	–	1,00	1,00
BSk19	–	–	–60,00	–90,00	–	–	–6,00	–13,00	–	–	0,33	0,08
BSk20	–	–	–100,00	–120,00	–	–	–3,00	–11,00	–	–	0,17	0,08
BSk21	–	–	–100,00	–150,00	–	–	2,00	–11,00	–	–	0,50	0,08
f-	–4315,18	–	–	–	2,27	–	–	–0,67	–	–	–	–
f+	–4351,54	–	–	–	3,93	–	–	–0,67	–	–	–	–
f0	–4331,24	–	–	–	3,30	–	–	–0,67	–	–	–	–
GS1	–	–	–1853,00	–	–	–	1,00	–	–	–	–1,00	–
GS2	–	–	–775,00	–	–	–	1,00	–	–	–	–1,00	–
GS3	–	–	883,00	–	–	–	1,00	–	–	–	–1,00	–
GS4	–	–	–2157,00	–	–	–	1,00	–	–	–	–1,00	–
GS5	–	–	–1079,00	–	–	–	1,00	–	–	–	–1,00	–
GS6	–	–	579,00	–	–	–	1,00	–	–	–	–1,00	–
GSkI	–2694,06	–319,86	–	–	–1,19	–0,46	–	–0,67	1,00	–	–	–
GSkII	–2689,68	–	–	–	–0,35	–	–	–0,67	–	–	–	–
SkSP.1	–28415,50	–	2332,61	–	1,00	–	1,00	–1,10	–	–	0,40	–

APÊNDICE C – Propriedades de saturação

Tabela C.1: Propriedades de saturação em MeV, exceto ρ_0 em fm^{-3} e $m^* = M^*/M$ adimensional.

Modelo	ρ_0	E_0	K_0	K'	J	L	K_{sym}	Q_{sym}	K_{τ}	K_{vs}	m^*
BSk1	0,157	-15,81	231,31	385,59	27,81	7,19	-281,83	606,46	-324,95	-312,97	1,05
BSk2	0,157	-15,80	233,65	380,07	28,00	7,98	-296,98	557,91	-344,85	-331,87	1,04
BSk2'	0,157	-15,79	233,32	380,86	28,00	7,79	-298,02	558,62	-344,75	-332,04	1,05
BSk3	0,157	-15,81	234,81	380,83	27,93	6,78	-306,90	550,34	-347,58	-336,59	1,12
BSk4	0,157	-15,77	236,84	367,17	28,00	12,54	-265,93	558,40	-341,19	-321,74	0,92
BSk5	0,157	-15,80	237,19	367,86	28,70	21,41	-240,30	499,92	-368,77	-335,56	0,92
BSk6	0,157	-15,75	229,14	370,64	28,00	16,84	-215,19	603,54	-316,26	-289,01	0,80
BSk7	0,157	-15,76	229,26	370,92	28,00	17,99	-209,35	598,16	-317,28	-288,18	0,80
BSk8	0,159	-15,83	230,31	372,39	28,00	14,85	-220,88	624,89	-309,99	-285,98	0,80
BSk9	0,159	-15,92	231,32	374,67	30,00	38,29	-153,70	482,61	-383,46	-321,44	0,80
BSk10	0,159	-15,91	238,83	370,34	30,00	37,24	-194,90	396,99	-418,35	-360,60	0,92
BSk11	0,159	-15,86	238,09	369,18	30,00	38,36	-189,81	390,14	-419,96	-360,48	0,92
BSk12	0,159	-15,86	238,06	369,11	30,00	38,01	-191,35	392,53	-419,40	-360,47	0,92
BSk13	0,159	-15,86	238,09	369,17	30,00	38,82	-187,90	386,57	-420,85	-360,65	0,92
BSk14	0,159	-15,85	239,33	358,67	30,00	43,91	-152,02	388,27	-415,49	-349,68	0,80
BSk15	0,159	-16,04	241,56	363,14	30,00	33,60	-194,35	466,51	-395,94	-345,43	0,80
BSk16	0,159	-16,05	241,67	363,58	30,00	34,88	-187,37	461,89	-396,64	-344,17	0,80
BSk17	0,159	-16,06	241,69	363,62	30,00	36,29	-181,84	450,48	-399,56	-344,97	0,80
BSk18	0,159	-16,06	241,79	363,82	30,00	36,22	-180,90	454,52	-398,21	-343,71	0,80
BSk19	0,160	-16,08	237,33	297,89	30,00	31,90	-191,44	472,94	-382,83	-342,79	0,80
BSk20	0,160	-16,08	241,39	282,26	30,00	37,38	-136,49	549,73	-360,76	-317,05	0,80
BSk21	0,158	-16,05	245,80	274,09	30,00	46,56	-37,20	709,66	-316,53	-264,62	0,80
E	0,159	-16,13	333,46	63,72	27,66	-31,27	-570,73	448,61	-383,11	-389,09	0,87
Es	0,163	-16,02	248,60	352,41	26,44	-36,86	-457,76	880,01	-236,61	-288,86	0,84
f ₋	0,162	-16,02	230,01	404,93	32,00	43,78	-105,08	654,90	-367,78	-290,70	0,70
f ₊	0,162	-16,04	230,01	406,17	32,00	41,54	-117,98	661,07	-367,20	-293,85	0,70

continua na próxima página

Tabela C.1 – Continuação

Modelo	ρ_0	E_0	K_0	K'	J	L	K_{sym}	Q_{sym}	K_{τ}	K_{vs}	m^*
f ₀	0,162	-16,03	230,01	405,45	32,00	42,41	-113,41	657,36	-367,87	-293,11	0,70
FPLyon	0,162	-15,92	217,03	399,45	30,93	42,76	-135,60	485,79	-392,18	-313,47	0,84
Gs	0,158	-15,59	237,29	348,79	31,13	93,31	14,07	-26,92	-545,76	-408,61	0,78
GS1	0,159	-16,03	235,09	812,19	28,86	50,22	-58,00	965,37	-359,34	-185,83	0,60
GS2	0,159	-16,01	300,14	321,65	25,96	30,27	-188,78	467,72	-370,39	-337,95	0,60
GS3	0,159	-16,00	399,91	-428,61	21,49	-0,44	-389,11	-293,19	-386,49	-386,02	0,60
GS4	0,158	-15,96	235,15	846,53	12,83	-18,70	-161,42	1121,05	-49,19	-116,53	0,80
GS5	0,158	-15,91	299,20	358,53	18,70	-12,14	-290,66	625,40	-217,80	-232,35	0,80
GS6	0,159	-16,04	400,86	-383,63	14,33	-42,98	-492,21	-125,65	-234,34	-193,21	0,80
GSkI	0,159	-16,02	230,21	405,58	32,03	63,45	-95,29	293,44	-475,97	-364,19	0,78
GSkII	0,159	-16,12	233,40	398,73	30,49	48,63	-157,83	310,27	-449,63	-366,54	0,79
KDE	0,164	-15,99	223,9	381,81	31,97	41,42	-141,83	543,33	-390,34	-319,71	0,76
KDE0v	0,161	-16,10	228,71	373,39	32,98	45,21	-144,78	523,27	-416,05	-342,24	0,72
KDE0v1	0,165	-16,23	227,54	384,86	34,58	54,69	-127,12	484,45	-455,29	-362,78	0,74
LNS	0,175	-15,32	210,78	382,55	33,43	61,45	-127,36	302,46	-496,08	-384,55	0,83
MSk1	0,157	-15,83	233,73	379,97	30,00	33,92	-200,02	448,66	-403,52	-348,39	1,00
MSk2	0,157	-15,83	231,65	386,21	30,00	33,35	-203,44	449,71	-403,55	-347,94	1,05
MSk3	0,157	-15,79	233,25	379,01	28,00	7,04	-283,52	615,65	-325,77	-314,33	1,00
MSk4	0,157	-15,79	231,17	385,26	28,00	7,20	-284,05	610,93	-327,23	-315,24	1,05
MSk5	0,157	-15,79	231,17	385,26	28,00	7,57	-282,55	607,93	-327,98	-315,36	1,05
MSk5*	0,156	-15,78	243,74	346,15	28,00	7,02	-290,66	595,12	-332,77	-322,81	0,80
MSk6	0,157	-15,79	231,17	385,26	28,00	9,63	-274,33	591,49	-332,09	-316,05	1,05
MSk7	0,157	-15,80	231,22	385,36	27,95	9,40	-274,63	592,08	-331,05	-315,38	1,05
MSk8	0,157	-15,80	229,31	391,01	27,93	8,26	-280,01	597,59	-329,58	-315,49	1,10
MSk9	0,157	-15,80	233,33	379,16	28,00	10,36	-270,23	589,06	-332,41	-315,57	1,00
MSkA	0,153	-15,99	313,33	138,15	30,35	57,17	-135,34	197,74	-478,33	-453,13	0,79
MSL0	0,160	-16,00	230,00	380,32	30,00	60,00	-99,33	224,29	-459,33	-360,11	0,80
NRAPR	0,161	-15,85	225,65	362,54	32,78	59,63	-123,32	311,61	-481,13	-385,32	0,69
PRC45	0,145	-15,82	367,58	-165,69	51,01	141,52	-23,01	92,05	-872,10	-935,89	1,00
QMC1	0,137	-14,00	328,76	-143,78	29,68	-6,70	-504,25	218,08	-464,03	-461,10	0,93
QMC2	0,140	-14,29	330,10	-121,75	28,70	8,67	-408,41	145,55	-460,44	-463,63	0,83
QMC3	0,161	-15,98	366,97	-130,22	45,78	91,80	-210,95	163,48	-761,75	-794,33	0,82
QMC600	0,174	-15,74	217,00	388,62	34,38	46,38	-215,16	396,85	-493,47	-410,40	0,81
QMC650	0,172	-15,57	218,11	376,75	33,65	52,92	-173,15	349,74	-490,69	-399,28	0,78
QMC700	0,171	-15,49	222,20	369,94	33,47	59,06	-140,84	313,84	-495,17	-396,85	0,76
QMC750	0,171	-15,60	222,86	365,83	33,75	64,67	-117,51	288,41	-505,54	-399,38	0,74
RATP	0,160	-16,05	239,52	349,83	29,26	32,39	-191,23	440,70	-385,59	-338,28	0,67

continua na próxima página

Tabela C.1 – Continuação

Modelo	ρ_0	E_0	K_0	K'	J	L	K_{sym}	Q_{sym}	K_{τ}	K_{vs}	m^*
Rs	0,158	-15,59	237,42	348,46	30,82	86,39	-9,21	22,41	-527,54	-400,74	0,78
Sefm068	0,160	-15,92	240,11	347,11	88,57	254,43	-32,10	59,40	-1558,66	-1190,85	0,68
Sefm074	0,160	-15,81	240,10	350,15	33,40	88,73	-33,14	58,41	-565,52	-436,12	0,74
Sefm081	0,161	-15,69	237,04	356,66	30,76	79,39	-39,54	66,74	-515,86	-396,41	0,81
Sefm09	0,161	-15,55	240,06	349,75	27,78	69,96	-40,80	70,63	-460,55	-358,63	0,90
Sefm1	0,161	-15,40	240,07	346,34	24,81	59,55	-46,89	81,53	-404,18	-318,28	1,00
SGI	0,154	-15,89	261,75	297,93	28,33	63,86	-51,99	194,46	-435,17	-362,49	0,61
SGII	0,158	-15,60	214,65	380,91	26,83	37,63	-145,90	330,41	-371,68	-304,90	0,79
SGOI	0,168	-16,63	361,59	-37,36	45,20	99,76	-155,64	144,36	-754,22	-764,53	0,61
SGOII	0,168	-16,70	253,28	346,18	93,98	246,02	-119,57	272,39	-1595,70	-1259,44	0,61
SI	0,155	-15,99	370,38	-152,32	29,24	1,22	-461,84	141,44	-469,16	-469,66	0,91
SII	0,148	-15,99	341,40	-15,76	34,16	50,02	-265,72	104,75	-565,86	-568,17	0,58
SIII	0,145	-15,85	355,37	-101,38	28,16	9,91	-393,73	130,45	-453,18	-456,01	0,76
SIII*	0,148	-16,07	361,15	-107,94	31,97	28,70	-358,37	84,84	-530,55	-539,13	0,78
SIV	0,151	-15,96	324,55	68,84	31,22	63,50	-136,72	79,45	-517,69	-504,22	0,47
Sk1'	0,155	-15,99	370,38	-152,32	29,35	35,34	-259,16	141,44	-471,18	-485,71	0,91
SK255	0,157	-16,33	254,93	350,09	37,40	95,05	-58,33	94,23	-628,65	-498,11	0,80
SK272	0,155	-16,28	271,51	305,31	37,40	91,67	-67,78	134,36	-617,78	-514,70	0,77
SkA	0,155	-15,99	263,16	300,13	32,91	74,62	-78,46	174,54	-526,19	-441,08	0,61
Ska25s20	0,161	-16,07	220,75	413,45	33,78	63,81	-118,22	314,13	-501,07	-381,56	0,98
Ska35s15	0,158	-16,01	238,89	378,88	30,56	30,60	-222,90	481,99	-406,49	-357,96	1,01
Ska35s20	0,158	-16,08	240,27	378,65	33,57	64,83	-120,32	284,54	-509,27	-407,11	1,00
Ska35s25	0,158	-16,14	241,30	378,94	36,98	98,89	-23,57	97,46	-616,89	-461,60	0,99
Ska45s20	0,156	-16,08	260,21	330,55	33,39	66,21	-119,99	251,77	-517,24	-433,13	1,02
SkB	0,155	-15,99	263,16	300,13	23,88	47,54	-78,46	174,54	-363,72	-309,50	0,61
SkI1	0,160	-15,95	242,75	346,14	37,53	161,05	234,67	-328,02	-731,66	-502,01	0,69
SkI2	0,158	-15,78	240,93	339,70	33,37	104,33	70,69	51,62	-555,32	-408,21	0,68
SkI3	0,158	-15,98	258,19	303,86	34,83	100,53	73,04	211,54	-530,11	-411,80	0,58
SkI4	0,160	-15,95	247,95	331,21	29,50	60,39	-40,56	351,16	-402,90	-322,23	0,65
SkI5	0,156	-15,85	255,79	301,95	36,64	129,33	159,57	11,73	-616,41	-463,74	0,58
SkI6	0,159	-15,89	248,17	326,58	29,90	59,24	-46,77	378,12	-402,22	-324,26	0,64
SkM	0,160	-15,77	216,61	386,09	30,75	49,34	-148,81	323,34	-444,85	-356,91	0,79
SkM*	0,160	-15,77	216,61	386,09	30,03	45,78	-155,94	330,47	-430,59	-349,00	0,79
SkM1	0,160	-15,77	216,61	386,09	25,17	-35,37	-388,89	912,87	-176,67	-239,72	0,79
SkMP	0,157	-15,56	230,87	338,05	29,89	70,31	-49,82	159,44	-471,67	-368,73	0,65
SkO	0,160	-15,84	223,34	392,86	31,97	79,14	-43,17	131,13	-518,01	-378,80	0,90
SkO'	0,160	-15,75	222,36	390,83	31,95	68,94	-78,82	223,37	-492,46	-371,29	0,90

continua na próxima página

Tabela C.1 – Continuação

Modelo	ρ_0	E_0	K_0	K'	J	L	K_{sym}	Q_{sym}	K_{τ}	K_{vs}	m^*
SkP	0,163	-15,95	200,97	435,43	30,00	19,68	-266,60	508,35	-384,67	-342,04	1,00
SKRA	0,159	-15,78	216,98	378,76	31,32	53,04	-139,28	310,84	-457,50	-364,92	0,75
SkS1	0,161	-15,86	228,43	382,76	28,75	30,52	-218,69	379,24	-401,80	-350,66	0,86
SkS2	0,161	-15,89	229,02	382,73	29,23	37,84	-218,07	270,03	-445,10	-381,86	0,85
SkS3	0,161	-15,88	228,83	382,62	28,84	51,74	-157,38	154,06	-467,81	-381,30	0,85
SkS4	0,163	-15,88	228,08	385,45	28,35	23,28	-238,42	438,06	-378,12	-338,77	0,87
SkSC1	0,161	-15,85	234,58	380,50	28,10	0,13	-312,03	673,32	-312,84	-312,62	1,00
SkSC2	0,161	-15,90	235,13	381,60	24,74	11,00	-228,22	505,69	-294,20	-276,35	1,00
SkSC3	0,161	-15,85	234,49	380,32	27,01	0,81	-296,20	641,65	-301,06	-299,75	1,00
SkSC4	0,161	-15,87	234,72	380,79	28,80	-2,12	-329,49	708,23	-316,76	-320,20	1,00
SkSC4o	0,161	-15,87	234,74	380,79	27,00	-9,67	-338,03	725,33	-280,01	-295,70	1,00
SkSC5	0,161	-15,85	234,50	380,34	30,99	-6,97	-375,08	799,41	-333,29	-344,58	1,00
SkSC6	0,161	-15,92	235,41	382,13	24,57	11,00	-226,26	501,80	-292,25	-274,39	1,00
SkSC10	0,161	-15,96	235,89	383,08	22,83	19,13	-172,77	394,81	-287,53	-256,47	1,00
SkSC11	0,161	-15,87	234,72	380,79	28,80	-2,12	-329,49	708,23	-316,76	-320,20	1,00
SkSC14	0,161	-15,92	235,41	382,13	30,00	33,13	-202,83	454,93	-401,63	-347,84	1,00
SkSC15	0,161	-15,88	234,93	381,17	28,00	6,72	-284,47	618,21	-324,79	-313,89	1,00
SkSP.1	0,162	-15,90	230,02	502,64	28,00	7,17	-289,55	662,66	-332,59	-316,92	0,80
SkT	0,148	-15,40	333,36	-29,01	33,66	80,83	-78,93	69,87	-563,91	-570,95	0,60
SKT1	0,161	-15,98	236,16	383,52	32,02	56,18	-134,83	318,99	-471,91	-380,68	1,00
SKT2	0,161	-15,94	235,73	382,67	32,00	56,16	-134,67	318,66	-471,65	-380,48	1,00
SKT3	0,161	-15,95	235,74	382,70	31,50	55,31	-132,05	313,43	-463,94	-374,14	1,00
SKT4	0,159	-15,96	235,50	382,94	35,24	93,49	-24,46	97,84	-585,38	-433,36	1,00
SKT5	0,164	-16,00	201,69	436,81	37,00	98,53	-24,97	99,88	-616,15	-402,76	1,00
SKT6	0,161	-15,96	235,95	383,15	29,97	30,85	-211,53	472,36	-396,65	-346,54	1,00
SKT7	0,161	-15,94	235,64	372,22	29,52	31,12	-209,85	439,35	-396,58	-347,42	0,83
SKT8	0,161	-15,94	235,70	372,37	29,92	33,72	-187,52	476,25	-389,87	-336,59	0,83
SKT9	0,160	-15,88	234,91	370,97	29,76	33,74	-185,62	471,98	-388,04	-334,76	0,83
SKT1*	0,162	-16,20	238,95	388,75	32,31	56,58	-136,66	322,86	-476,12	-384,07	1,00
SKT3*	0,162	-16,20	238,95	388,76	31,97	56,32	-133,65	316,82	-471,55	-379,93	1,00
SKT1a	0,161	-15,98	236,16	383,52	32,02	56,18	-134,83	318,99	-471,91	-380,68	1,00
SKT2a	0,161	-15,94	235,73	382,67	32,00	56,16	-134,67	318,66	-471,65	-380,48	1,00
SKT3a	0,161	-15,95	235,74	382,70	31,50	55,31	-132,05	313,43	-463,94	-374,14	1,00
SKT4a	0,159	-15,96	235,50	382,94	35,45	94,13	-24,46	97,84	-589,26	-436,19	1,00
SKT5a	0,164	-16,00	201,69	436,81	37,00	98,53	-24,97	99,88	-616,15	-402,76	1,00
SKT6a	0,161	-15,96	235,95	383,15	29,97	30,85	-211,53	472,36	-396,65	-346,54	1,00
SKT7a	0,161	-15,94	235,64	372,22	29,52	31,12	-209,85	439,35	-396,58	-347,42	0,83

continua na próxima página

Tabela C.1 – Continuação

Modelo	ρ_0	E_0	K_0	K'	J	L	K_{sym}	Q_{sym}	K_{τ}	K_{vs}	m^*
SKT8a	0,161	-15,94	235,70	372,37	29,92	33,72	-187,52	476,25	-389,87	-336,59	0,83
SKT9a	0,160	-15,88	234,91	370,97	29,76	33,74	-185,62	471,98	-388,04	-334,76	0,83
SkTK	0,168	-16,70	253,28	346,18	35,57	41,59	-221,79	527,94	-471,31	-414,46	0,61
SKX	0,155	-16,05	271,06	297,42	31,10	33,18	-252,12	379,69	-451,23	-414,81	0,99
SKXce	0,155	-15,86	268,19	294,59	30,15	33,48	-238,39	356,93	-439,29	-402,51	1,01
SKXm	0,159	-16,04	238,09	380,38	31,20	32,08	-242,76	428,73	-435,26	-384,00	0,97
Skz-1	0,160	-16,01	230,08	365,25	32,00	54,14	-184,08	217,03	-508,94	-422,99	0,70
Skz0	0,160	-16,01	230,08	365,24	32,00	35,10	-242,20	405,16	-452,81	-397,08	0,70
Skz1	0,160	-16,01	230,08	365,25	32,01	27,67	-242,40	535,38	-408,43	-364,50	0,70
Skz2	0,160	-16,01	230,07	365,23	32,01	16,81	-259,66	682,63	-360,51	-333,83	0,70
Skz3	0,160	-16,01	230,09	365,26	32,01	12,96	-241,91	794,95	-319,65	-299,08	0,70
Skz4	0,160	-16,01	230,08	365,26	32,01	5,75	-240,86	923,89	-275,38	-266,24	0,70
SLy0	0,160	-15,97	229,66	364,01	31,98	47,11	-116,23	508,68	-398,90	-324,23	0,70
SLy1	0,160	-15,99	229,81	364,35	31,99	47,07	-116,49	509,36	-398,89	-324,27	0,70
SLy2	0,161	-15,99	229,92	364,21	32,00	47,46	-115,13	506,52	-399,86	-324,69	0,70
SLy230a	0,160	-15,99	229,89	364,18	31,99	44,32	-98,22	602,87	-364,12	-293,91	0,70
SLy230b	0,160	-15,97	229,91	363,10	32,01	45,97	-119,72	521,50	-395,52	-322,92	0,69
SLy3	0,160	-15,94	229,51	362,56	31,97	45,36	-121,90	524,75	-394,04	-322,39	0,70
SLy4	0,160	-15,97	229,91	363,11	32,00	45,94	-119,73	521,53	-395,39	-322,83	0,69
SLy5	0,161	-15,99	229,92	364,16	32,01	48,15	-112,76	500,67	-401,63	-325,38	0,70
SLy6	0,159	-15,92	229,86	360,24	31,96	47,45	-112,71	510,63	-397,40	-323,03	0,69
SLy7	0,158	-15,90	229,75	359,22	31,99	46,94	-114,34	517,14	-396,00	-322,60	0,69
SLy8	0,160	-15,97	229,89	363,27	32,00	47,18	-115,59	509,88	-398,64	-324,09	0,70
SLy9	0,151	-15,80	229,84	350,42	31,98	54,86	-81,42	462,35	-410,55	-326,92	0,67
SLy10	0,156	-15,90	229,68	358,32	31,90	38,51	-142,18	591,23	-373,25	-313,17	0,68
SSk	0,161	-16,16	229,31	375,38	33,50	52,78	-119,15	482,24	-435,82	-349,42	0,72
SV	0,155	-16,05	305,70	175,78	32,82	96,09	24,17	48,00	-552,36	-497,11	0,38
SV-bas	0,160	-15,91	233,45	379,28	30,00	32,37	-221,75	410,93	-415,94	-363,36	0,90
SV-min	0,161	-15,91	221,76	403,08	30,66	44,81	-156,57	389,56	-425,44	-343,99	0,95
SVI	0,143	-15,76	363,64	-153,50	26,88	-7,34	-471,30	146,04	-427,28	-424,18	0,95
SVII	0,143	-15,79	366,44	-164,51	26,96	-10,16	-488,90	149,74	-427,93	-423,36	1,00
SV-K218	0,161	-15,90	218,23	403,15	30,00	34,62	-206,87	401,58	-414,61	-350,65	0,90
SV-K226	0,160	-15,90	225,82	392,14	30,00	34,09	-211,92	401,84	-416,47	-357,27	0,90
SV-K241	0,159	-15,91	241,07	364,54	30,00	30,95	-230,77	416,01	-416,45	-369,66	0,90
SV-kap00	0,160	-15,90	233,44	379,15	30,00	39,44	-161,78	446,94	-398,39	-334,34	0,90
SV-kap02	0,160	-15,90	233,44	379,21	30,00	35,54	-193,19	431,91	-406,41	-348,69	0,90
SV-kap06	0,160	-15,91	233,45	379,33	30,00	29,33	-249,75	388,84	-425,76	-378,10	0,90

continua na próxima página

Tabela C.1 – Continuação

Modelo	ρ_0	E_0	K_0	K'	J	L	K_{sym}	Q_{sym}	K_{τ}	K_{vs}	m^*
SV-mas07	0,160	-15,89	233,54	356,93	30,00	52,15	-98,77	365,68	-411,66	-331,96	0,70
SV-mas08	0,160	-15,90	233,13	371,28	30,00	40,15	-172,38	397,44	-413,30	-349,35	0,80
SV-mas10	0,159	-15,91	234,33	383,22	30,00	28,04	-252,50	408,07	-420,72	-374,87	1,00
SV-sym28	0,163	-16,47	240,86	392,55	28,47	6,29	-305,94	584,47	-343,66	-333,41	0,90
SV-sym32	0,159	-15,94	233,81	380,11	32,00	57,07	-148,79	257,70	-491,22	-398,44	0,90
SV-sym34	0,159	-15,97	234,07	380,82	34,00	80,95	-79,08	111,28	-564,77	-433,08	0,90
SV-tls	0,160	-15,89	233,30	379,03	30,00	33,22	-218,42	403,90	-417,77	-363,79	0,90
T	0,161	-15,93	235,66	382,44	28,35	27,18	-206,76	462,91	-369,87	-325,76	1,00
T11	0,161	-16,01	230,01	365,75	32,00	49,46	-108,76	486,98	-405,52	-326,88	0,70
T12	0,161	-16,00	230,01	365,11	32,00	49,38	-108,75	488,50	-405,01	-326,63	0,70
T13	0,161	-16,00	230,01	364,78	32,00	49,53	-108,06	487,57	-405,24	-326,69	0,70
T14	0,161	-15,99	230,01	364,48	32,00	49,48	-108,12	488,35	-404,97	-326,57	0,70
T15	0,161	-16,01	230,01	365,32	32,00	49,65	-107,91	485,83	-405,80	-326,95	0,70
T16	0,161	-16,01	230,01	365,68	32,00	49,45	-108,75	487,24	-405,44	-326,83	0,70
T21	0,161	-16,03	230,01	366,49	32,00	49,77	-108,03	483,25	-406,68	-327,37	0,70
T22	0,161	-16,02	230,01	365,95	32,00	49,57	-108,50	485,74	-405,90	-327,04	0,70
T23	0,161	-16,01	230,01	365,63	32,00	49,59	-108,27	485,95	-405,80	-326,97	0,70
T24	0,161	-16,01	230,01	365,37	32,00	49,85	-107,22	484,00	-406,33	-327,14	0,70
T25	0,161	-15,99	230,01	364,24	32,00	49,12	-109,21	491,85	-403,95	-326,16	0,70
T26	0,161	-15,98	230,01	363,48	32,00	48,76	-110,15	495,92	-402,69	-325,64	0,70
T31	0,161	-16,02	230,01	366,28	32,00	49,75	-108,00	483,82	-406,49	-327,27	0,70
T32	0,161	-16,03	230,01	366,39	32,00	50,28	-106,20	478,97	-407,89	-327,80	0,70
T33	0,161	-16,02	230,01	366,10	32,00	49,66	-108,23	484,88	-406,17	-327,13	0,70
T34	0,161	-16,02	230,01	366,28	32,00	50,10	-106,81	480,71	-407,38	-327,60	0,70
T35	0,161	-16,00	230,01	364,84	32,00	49,59	-107,85	487,05	-405,39	-326,74	0,70
T36	0,161	-15,99	230,01	364,51	32,00	49,05	-109,62	491,98	-403,94	-326,20	0,70
T41	0,162	-16,06	230,01	368,36	32,00	50,60	-106,02	473,67	-409,64	-328,60	0,70
T42	0,162	-16,05	230,01	368,04	32,00	50,70	-105,51	473,28	-409,72	-328,59	0,70
T43	0,162	-16,04	230,01	367,39	32,00	50,57	-105,66	475,23	-409,08	-328,31	0,70
T44	0,161	-16,02	230,01	365,91	32,00	50,05	-106,76	481,62	-407,07	-327,45	0,70
T45	0,161	-16,02	230,01	366,10	32,00	49,66	-108,24	484,73	-406,21	-327,16	0,70
T46	0,161	-16,00	230,01	364,75	32,00	49,93	-106,59	484,25	-406,18	-327,00	0,70
T51	0,162	-16,05	230,01	367,96	32,00	50,69	-105,52	473,55	-409,63	-328,55	0,70
T52	0,161	-16,06	230,01	368,07	32,00	50,68	-105,55	473,55	-409,65	-328,55	0,70
T53	0,161	-16,02	230,01	366,21	32,00	50,03	-106,99	481,50	-407,15	-327,50	0,70
T54	0,161	-16,03	230,01	366,73	32,00	50,27	-106,36	478,71	-408,01	-327,85	0,70
T55	0,161	-16,03	230,01	366,66	32,00	50,24	-106,49	479,02	-407,91	-327,83	0,70

continua na próxima página

Tabela C.1 – Continuação

Modelo	ρ_0	E_0	K_0	K'	J	L	K_{sym}	Q_{sym}	K_{τ}	K_{vs}	m^*
T56	0,161	-16,01	230,01	365,26	32,00	50,13	-106,19	481,83	-406,94	-327,34	0,70
T61	0,162	-16,07	230,01	368,76	32,00	50,79	-105,56	471,67	-410,27	-328,85	0,71
T62	0,162	-16,07	230,01	368,93	32,00	50,33	-107,25	475,46	-409,20	-328,49	0,71
T63	0,162	-16,06	230,01	368,30	32,00	51,07	-104,36	469,72	-410,77	-329,00	0,70
T64	0,162	-16,03	230,01	366,74	32,00	50,49	-105,65	476,73	-408,57	-328,08	0,70
T65	0,162	-16,04	230,01	367,37	32,00	50,50	-105,90	475,82	-408,91	-328,25	0,70
T66	0,161	-16,02	230,01	366,04	32,00	50,30	-105,96	479,25	-407,77	-327,72	0,70
v070	0,157	-15,78	230,99	384,93	27,98	-3,45	-361,15	591,72	-340,45	-346,20	1,05
v075	0,157	-15,80	231,29	385,51	28,00	-0,31	-341,88	587,67	-340,00	-340,52	1,05
v080	0,157	-15,79	231,17	385,26	28,00	2,23	-325,61	585,53	-339,01	-335,29	1,05
v090	0,157	-15,79	231,17	385,26	28,00	5,04	-304,26	593,46	-334,50	-326,10	1,05
v100	0,157	-15,79	231,17	385,26	28,00	8,73	-281,39	588,25	-333,77	-319,22	1,05
v105	0,157	-15,79	231,17	385,26	28,00	7,08	-284,51	611,85	-327,00	-315,20	1,05
v110	0,157	-15,79	231,17	385,26	28,00	7,51	-279,62	617,86	-324,71	-312,19	1,05
Z	0,159	-15,97	330,30	64,98	26,82	-49,70	-657,85	495,24	-359,65	-369,43	0,84
ZR1a	0,173	-16,99	398,74	-186,01	9,84	-57,61	-471,08	103,34	-125,43	-98,56	1,00
ZR1b	0,173	-16,99	398,74	-186,01	18,50	-31,62	-471,08	103,34	-281,36	-266,61	1,00
ZR1c	0,173	-16,99	398,74	-186,01	31,50	7,36	-471,08	103,34	-515,26	-518,70	1,00
ZR2a	0,173	-16,99	324,78	184,94	1,62	-82,36	-397,29	474,98	96,89	49,99	1,00
ZR2b	0,173	-16,99	324,78	184,94	11,95	-51,39	-397,29	474,98	-88,96	-118,22	1,00
ZR2c	0,173	-16,99	324,78	184,94	27,43	-4,93	-397,29	474,98	-367,73	-370,53	1,00
ZR3a	0,175	-16,99	198,79	475,65	-138,96	-504,42	-271,89	768,04	2754,62	1547,69	1,00
ZR3b	0,175	-16,99	198,79	475,65	-100,46	-388,91	-271,89	768,04	2061,60	1131,04	1,00
ZR3c	0,175	-16,99	198,79	475,65	-42,71	-215,66	-271,89	768,04	1022,07	506,06	1,00
Zs	0,163	-15,88	233,33	368,95	26,69	-29,38	-401,43	883,05	-225,15	-271,61	0,78
Zs*	0,162	-15,96	234,87	369,16	28,80	-4,53	-332,64	725,10	-305,46	-312,58	0,77
SkUFF	0,162	15,97	232,82	386,23	32,54	58,49	-132,93	306,91	-483,90	-386,86	0,933

APÊNDICE D – Resumo dos Vínculos e o desempenho dos modelos de Skyrme

Tabela D.1: Comportamento dos modelos de Skyrme em relação aos 11 vínculos estudados. Para os vínculos numéricos (SM1, SM2, MIX1-MIX5) os valores mostram quanto os modelos perdem em relação ao valor central do vínculo. Para os restantes, mostramos a perda da seguinte maneira: L (H) representa a perda no início (fim) das faixas estabelecidas. Quando a porcentagem estiver sem letra, indica que o modelo perde pelo meio da faixa. O símbolo † indica que o modelo perde apenas neste vínculo.

Model	SM1	SM2	SM3(%)	SM4(%)	PNM1(%)	PNM2(%)	MIX1	MIX2	MIX3	MIX4	MIX5
BSk1	-0.43	-0.63	0	0	0	100	-0.85	-2.82	1.22	0.69	1.70
BSk2	-0.32	-0.64	0	0	0	100	-0.82	-2.78	1.15	0.69	3.80
BSk2'	-0.33	-0.64	0	0	0	100	-0.82	-2.79	1.15	0.69	3.90
BSk3	-0.26	-0.64	0	0	0	100	-0.83	-2.85	1.13	0.69	4.40
BSk4	-0.16	-0.67	0.8L	0	0	100	-0.82	-2.53	1.19	0.54	2.00
BSk5	-0.14	-0.66	1.0L	0	0	100	-0.69	-2.03	1.14	0.31	1.20
BSk6	-0.54	-0.66	0	0	0	100	-0.82	-2.29	1.31	0.54	0.90
BSk7	-0.54	-0.66	0	0	0	100	-0.82	-2.22	1.32	0.54	0.80
BSk8	-0.48	-0.66	0	0	0	100	-0.82	-2.40	1.33	0.62	0.90
BSk9	-0.43	-0.65	0	0	0	26.1L	-0.45	-1.09	1.19	0.00	0.30
BSk10	-0.06	-0.66	3.7L	0	0	94.0L	-0.45	-1.15	1.04	-0.08	0.80
BSk11	-0.10	-0.66	2.7L	0	0	89.6L	-0.45	-1.09	1.04	-0.08	0.70
BSk12	-0.10	-0.66	2.7L	0	0	91.2L	-0.45	-1.11	1.04	-0.08	0.80
BSk13	-0.10	-0.66	2.7L	0	0	87.8L	-0.45	-1.07	1.04	-0.15	0.70
BSk14	-0.03	-0.68	4.4L	0	0	0	-0.45	-0.78	1.08 [†]	-0.23	0.60
BSk15	0.08	-0.67	5.6L	0	0	80.5L	-0.45	-1.36	1.10	0.08	0.80
BSk16	0.08	-0.67	5.4L	0	0	71.9L	-0.45	-1.28	1.11	0.00	0.70
BSk17	0.08	-0.67	5.4L	0	0	62.4L	-0.45	-1.21	1.10	0.00	0.70
BSk18	0.09	-0.67	5.4L	0	0	60.6L	-0.45	-1.21	1.11	0.00	0.70
BSk19	-0.13	-0.80	9.1L/13.5H	0	0	39.2L	-0.45	-1.45	1.11	0.15	1.90
BSk20	0.07	-0.84	11.8L/20.5H	0	0	0	-0.45	-1.15	1.21	0.08	1.30
BSk21	0.29	-0.85	12.9L/21.9H	0	0	6.6L/36.3H	-0.45	-0.64	1.41	0.00	0.70
E	4.67	-1.27	100	100	100	100	-0.88	-4.96	0.94	1.46	-1.20
Es	0.43	-0.70	11.2L/6.2H	0	100	100	-1.10	-5.27	1.31	2.00	-1.20
f-	-0.50	-0.59	0	0	15.4L/11.2H	0	-0.09	-0.79	1.31	0.00	0.10
f+	-0.50	-0.59	0	0	19.0L/25.8H	0	-0.09	-0.91	1.30	0.08	1.10

continua na próxima página

Tabela D.1 – Continuação

Model	SM1	SM2	SM3(%)	SM4(%)	PNM1(%)	PNM2(%)	MIX1	MIX2	MIX3	MIX4	MIX5
f0	-0.50	-0.59	0	0	16.8L/18.8H	0	-0.09	-0.87	1.30	0.08	0.70
FPLYon	-1.15	-0.60	0	0	0	3.2L	-0.29	-0.85	1.22	-0.08	0.20
Gs	-0.14	-0.70	3.0L	0	90.2H	0	-0.25	1.96	0.86	-1.46	0.40
GS1	-0.25	0.22	97.0H	0.7H	0	0	-0.66	-0.43	1.71	-0.38	0.20
GS2	3.01	-0.76	19.4L	31.4/5.2L	0	4.5L	-1.19	-1.54	1.13	-0.08	1.30
GS3	8.00	-2.26	100	100	0	100	-2.00	-3.25	0.95	0.46	-193.00
GS4	-0.24	0.29	100	10.9H	0	100	-3.58	-4.26	1.97	2.23	1.00
GS5	2.96	-0.68	15.7L	43.6/16.6L	0	100	-2.51	-3.90	1.53	1.23	-0.90
GS6	8.04	-2.17	100	100	0	100	-3.30	-5.61	1.68	2.54	-1.30
GSkI	-0.49	-0.59	0	0	0	0.3L	-0.09	0.30	1.03 [†]	-0.62	0.20
GSkII	-0.33	-0.60	0	0	0	1.6	-0.37	-0.52	1.02 [†]	-0.38	0.90
KDE	-0.80	-0.64	0	0	0	0	-0.10	-0.92	1.20 [†]	0.00	0.30
KDE0v	-0.56	-0.65	0	0	0	0	0.09	-0.71	1.11 [†]	-0.08	0.40
KDE0v1	-0.62	-0.63	0	0	0	0	0.38	-0.18	1.03 [†]	-0.23	0.30
LNS	-1.46 [†]	-0.63	0	0	0	0	0.17	0.19	0.95	-0.54	0.60
MSk1	-0.31	-0.64	0	0	0	100	-0.45	-1.34	1.09	0.00	0.40
MSk2	-0.42	-0.63	0	0	0	100	-0.45	-1.37	1.09	0.08	0.40
MSk3	-0.34	-0.64	0	0	0	100	-0.82	-2.83	1.22	0.77	2.00
MSk4	-0.44	-0.63	0	0	0	100	-0.82	-2.82	1.21	0.69	1.70
MSk5	-0.44	-0.63	0	0	0	100	-0.82	-2.80	1.21	0.69	1.60
MSk5*	0.19	-0.71	5.7L	0	6.4H	100	-0.82	-2.83	1.19	0.69	5.40
MSk6	-0.44	-0.63	0	0	0	100	-0.82	-2.69	1.21	0.69	1.30
MSk7	-0.44	-0.63	0	0	0	100	-0.83	-2.70	1.21	0.69	1.30
MSk8	-0.53	-0.62	0	0	0	100	-0.83	-2.76	1.21	0.69	1.30
MSk9	-0.33	-0.64	0	0	0	100	-0.82	-2.65	1.21	0.62	1.30
MSkA	3.67	-1.12	100	100	0	18.6L	-0.39	-0.05	0.69	-0.62	0.70
MSL0	-0.50	-0.64	0	0	0	0	-0.45	0.11	1.05 [†]	-0.69	0.60
NRAPR	-0.72	-0.67	0	0	0	0	0.05	0.09	0.95	-0.54	0.80
PRC45	6.38	-1.73	100	100	26.0H	100	3.37	4.64	-1.14	-1.31	0.10
QMC1	4.44	-1.69	100	100	95.6H	100	-0.51	-3.59	0.66	0.69	-7.20
QMC2	4.51	-1.64	100	100	30.8H	100	-0.69	-2.74	0.65	0.38	4.40
QMC3	6.35	-1.66	100	100	100	29.8H	2.41	1.88	-0.60	-0.77	0.50
QMC600	-1.15	-0.62	0	0	0	100	0.34	-0.65	0.85	-0.15	1.30
QMC650	-1.09 [†]	-0.65	0	0	0	0	0.21	-0.28	0.90	-0.31	1.00
QMC700	-0.89	-0.66	1.6L	0	0	0	0.18	0.06	0.91	-0.46	0.90
QMC750	-0.86	-0.67	3.1L	0	0	6.1L [†]	0.23	0.37	0.90	-0.62	0.70
RATP	-0.02	-0.70	6.3L	0	0	72.7L	-0.59	-1.42	1.13	0.08	1.70
Rs	-0.13	-0.70	3.2L	0	86.4H	0	-0.31	1.58	0.89	-1.31	0.50
Sefm068	0.01	-0.71	6.8L	0	88.6H	100	10.19	10.91	-2.10	-1.38	0.20
Sefm074	0.00	-0.70	6.6L	0	65.4	0	0.16	1.71	0.76	-1.23	0.50
Sefm081	-0.15	-0.69	4.8L	0	80.2	5.9L	-0.32	1.19	0.91	-1.15	0.50
Sefm09	0.00	-0.70	6.7L	0	80.2H	22.9L	-0.86	0.66	1.05	-1.08	0.50
Sefm1	0.00	-0.71	6.8L	0	80.8H	14.9L	-1.40	0.09	1.20	-1.00	0.50
SGI	1.09	-0.80	14.5L/21.3H	0	0	20.2L	-0.76	0.33	1.04	-0.85	0.70
SGII	-1.27	-0.64	0	0	0	77.8L	-1.03	-1.13	1.25	-0.15	1.10
SGOI	6.08	-1.47	100	100	10.0L/46.4H	100	2.31	2.32	-0.49	-0.92	0.70
SGOII	0.66	-0.71	16.0L/22.7H	0	100	100	11.18	10.45	-2.36	-1.23	0.30
SI	6.52	-1.70	100	100	10/71.2H	100	-0.59	-3.15	0.63	0.54	25.20

continua na próxima página

Tabela D.1 – Continuação

Model	SM1	SM2	SM3(%)	SM4(%)	PNM1(%)	PNM2(%)	MIX1	MIX2	MIX3	MIX4	MIX5
SH	5.07	-1.43	100	100	0	0	0.30	-0.44	0.26	-0.46	1.20
SHI	5.77	-1.60	100	100	0	100	-0.79	-2.67	0.68	0.31	4.10
SHI*	6.06	-1.62	100	100	0	100	-0.10	-1.63	0.37	-0.08	1.00
SIV	4.23	-1.26	100	100	0	21.0L	-0.23	0.31	0.50	-0.77	1.30
Sk1'	6.52	-1.70	100	100	0	0	-0.57	-1.26	0.57	-0.23	0.90
SK255	0.75	-0.70	11.1L/7.3H	0	0	0	0.89	2.06	0.52	-1.15	0.50
SK272	1.58	-0.79	17.3L/28.7H	0	0	0	0.89	1.87	0.46	-1.08	0.50
SkA	1.16	-0.80	15.2L/22.9H	0	0	16.4L	0.07	0.92	0.74	-0.92	0.80
Ska25s20	-0.96	-0.57	0	0	0	0	0.23	0.32	0.96	-0.54	0.20
Ska35s15	-0.06	-0.64	2.0L	0	0	100	-0.35	-1.52	1.05	0.15	0.40
Ska35s20	0.01	-0.64	2.9L	0	0	0	0.19	0.38	0.87	-0.62	0.20
Ska35s25	0.07	-0.64	3.3L	0	0	0	0.81	2.27	0.66	-1.23	0.10
Ska45s20	1.01	-0.74	12.9L/13.9H	0	0	4.8L	0.16	0.46	0.77	-0.69	0.20
SkB	1.16	-0.80	15.2L/22.9H	0	26.8	9.3L	-1.57	-0.58	1.24	-0.69	1.30
SkI1	0.14	-0.71	8.2L/1.0H	0	98.4H	100	0.91	5.73	0.51	-2.46	0.10
SkI2	0.05	-0.72	5.9L	0	80.4H	27.3L/67.5H	0.16	2.57	0.86	-1.46	0.10
SkI3	0.91	-0.79	14.7L/21.8H	0	0	100	0.42	2.36	0.85	-1.23	0.00
SkI4	0.40	-0.74	11.0L/9.8H	0	0	16.9L	-0.55	0.13	1.19	-0.54	0.10
SkI5	0.79	-0.80	13.1L/18.1H	0	71.8	100	0.75	3.96	0.65	-1.77	0.00
SkI6	0.41	-0.75	10.6L/9.3H	0	0	21.3L	-0.47	0.07	1.18	-0.54	0.10
SkM	-1.17	-0.63	0	0	0	2.2	-0.32	-0.48	1.06	-0.38	0.90
SkM*	-1.17	-0.63	0	0	0	71.9L	-0.45	-0.68	1.09	-0.31	1.00
SkM1	-1.17	-0.63	0	0	100	100	-1.33	-5.19	1.50	2.15	-1.30
SkMP	-0.46	-0.72	0	0	40.0	21.2L	-0.47	0.68	1.01	-0.92	0.70
SkO	-0.83	-0.61	0	0	64.0	22.0L	-0.10	1.17	0.97	-1.08	0.30
SkO'	-0.88	-0.62	0	0	0	9.1L [†]	-0.10	0.61	1.00	-0.77	0.30
SkP	-1.95	-0.53	0	0	0	100	-0.45	-2.13	1.11	0.38	2.30
SKRA	-1.15	-0.64	0	0	0	0	-0.21	-0.28	1.03	-0.38	0.90
SkS1	-0.58	-0.63	0	0	0	100	-0.68	-1.53	1.08	0.00	1.80
SkS2	-0.55	-0.63	0	0	0	100	-0.59	-1.12	0.96	-0.23	2.00
SkS3	-0.56	-0.63	0	0	54.2	68.9	-0.67	-0.35	0.96	-0.62	1.40
SkS4	-0.60	-0.63	0	0	0	100	-0.75	-1.93	1.13	0.23	2.20
SkSC1	-0.27	-0.64	1.0L	0	20.0L/67.8H	100	-0.80	-3.21	1.22	0.92	105.00
SkSC2	-0.24	-0.64	1.3L	0	0	100	-1.41	-2.61	1.36	0.62	1.30
SkSC3	-0.28	-0.64	0.9L	0	10.8H	100	-1.00	-3.18	1.27	0.92	17.40
SkSC4	-0.26	-0.64	1.1L	0	100	100	-0.67	-3.34	1.20	1.00	-6.70
SkSC4o	-0.26	-0.64	1.2L	0	100	100	-1.00	-3.76	1.29	1.23	-1.50
SkSC5	-0.28	-0.64	0.9L	0	100	100	-0.27	-3.61	1.10	1.08	-2.00
SkSC6	-0.23	-0.64	1.6L	0	0	100	-1.44	-2.61	1.37	0.62	1.30
SkSC10	-0.21	-0.63	1.9L	0	0	98.6L	-1.76	-2.16	1.44	0.31	0.70
SkSC11	-0.26	-0.64	1.1L	0	100	100	-0.67	-3.34	1.20	1.00	-6.70
SkSC14	-0.23	-0.64	1.6L	0	0	100	-0.45	-1.38	1.09	0.08	0.40
SkSC15	-0.25	-0.64	1.3L	0	2.0H	100	-0.82	-2.85	1.22	0.77	2.10
SkSP.1	-0.50	-0.39	0	0	0	100	-0.82	-2.82	1.21	0.69	12.20
SkT	4.67	-1.46	100	100	0	38.1H	0.21	1.27	0.25	-1.08	0.60
SkT1	-0.19	-0.63	2.3L	0	0	0	-0.09	-0.10	0.97	-0.46	0.30
SkT2	-0.21	-0.63	2.1L	0	0	0	-0.09	-0.10	0.97	-0.46	0.30
SkT3	-0.21	-0.63	2.1L	0	0	0	-0.18	-0.15	0.99	-0.46	0.30

continua na próxima página

Tabela D.1 – Continuação

Model	SM1	SM2	SM3(%)	SM4(%)	PNM1(%)	PNM2(%)	MIX1	MIX2	MIX3	MIX4	MIX5
SkT4	-0.23	-0.63	0	0	0	0	0.50	1.97	0.77	-1.15	0.10
SkT5	-1.92	-0.53	0	0	90.2	0	0.82	2.25	0.88	-1.23	0.10
SkT6	-0.20	-0.63	2.1L	0	0	100	-0.46	-1.51	1.10	0.08	0.50
SkT7	-0.22	-0.66	2.7L	0	0	100	-0.54	-1.49	1.09	0.08	1.20
SkT8	-0.22	-0.66	2.8L	0	0	80.0L	-0.47	-1.35	1.13	0.08	0.60
SkT9	-0.25	-0.66	2.0L	0	0	79.7L	-0.50	-1.35	1.14	0.08	0.60
SkT1*	-0.05	-0.62	4.5L	0	0	0	-0.03	-0.08	0.95	-0.46	0.30
SkT3*	-0.05	-0.62	4.5L	0	0	0	-0.10	-0.09	0.97	-0.46	0.30
SkT1a	-0.19	-0.63	2.3L	0	0	0	-0.09	-0.10	0.97	-0.46	0.30
SkT2a	-0.21	-0.63	2.1L	0	0	0	-0.09	-0.10	0.97	-0.46	0.30
SkT3a	-0.21	-0.63	2.1L	0	0	0	-0.18	-0.15	0.99	-0.46	0.30
SkT4a	-0.23	-0.63	0	0	0	0	0.54	2.01	0.76	-1.23	0.10
SkT5a	-1.92	-0.53	0	0	90.2	0	0.82	2.25	0.88	-1.23	0.10
SkT6a	-0.20	-0.63	2.1L	0	0	100	-0.46	-1.51	1.10	0.08	0.50
SkT7a	-0.22	-0.66	2.7L	0	0	100	-0.54	-1.49	1.09	0.08	1.20
SkT8a	-0.22	-0.66	2.8L	0	0	80.0L	-0.47	-1.35	1.13	0.08	0.60
SkT9a	-0.25	-0.66	2.0L	0	0	79.7L	-0.50	-1.35	1.14	0.08	0.60
SkTK	0.66	-0.71	16.0L/22.7H	0	10.0L/38.8H	29.5L	0.56	-0.91	0.84	0.00	1.60
SkX	1.55	-0.81	17.4L/29.1H	0	0	100	-0.25	-1.38	0.84	0.00	1.30
SkXce	1.41	-0.81	16.7L/26.8H	0	0	100	-0.43	-1.36	0.88	-0.08	1.30
SkXm	-0.10	-0.64	2.0L	0	0	100	-0.24	-1.44	0.95	0.08	1.30
Skz-1	-0.50	-0.67	0	0	0	75.6	-0.09	-0.21	0.81	-0.54	1.60
Skz0	-0.50	-0.67	0	0	0	100	-0.09	-1.27	0.91	0.00	2.30
Skz1	-0.50	-0.67	0	0	0	100	-0.09	-1.68	1.03	0.23	2.10
Skz2	-0.50	-0.67	0	0	100	100	-0.09	-2.29	1.14	0.62	2.50
Skz3	-0.50	-0.67	0	0	100	98.9L	-0.09	-2.50	1.28	0.77	1.30
Skz4	-0.50	-0.67	0	0	100	89.4L	-0.09	-2.90	1.40	1.08	-0.70
SLy0	-0.52	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.60	1.18 [†]	-0.08	0.30
SLy1	-0.51	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.61	1.18 [†]	-0.08	0.30
SLy2	-0.50	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.59	1.18 [†]	-0.08	0.30
SLy230a	-0.51	-0.67	0	0	100	0	-0.09	-0.76	1.30	0.08	-0.20
SLy230b	-0.50	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.67	1.19 [†]	-0.08	0.30
SLy3	-0.52	-0.67	0	0	0	0	-0.10	-0.70	1.19 [†]	-0.08	0.30
SLy4	-0.50	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.67	1.19 [†]	-0.08	0.30
SLy5	-0.50	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.55	1.18 [†]	-0.15	0.30
SLy6	-0.51	-0.68	0	0	0	0	-0.10	-0.59	1.19 [†]	-0.08	0.30
SLy7	-0.51	-0.68	0	0	0	0	-0.09	-0.61	1.19 [†]	-0.08	0.30
SLy8	-0.51	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.60	1.18 [†]	-0.08	0.30
SLy9	-0.51	-0.70	0	0	0	0	-0.09	-0.17	1.17 [†]	-0.31	0.20
SLy10	-0.52	-0.68	0	0	18.8L/29.6H	1.8L	-0.11	-1.08	1.22	0.15	0.30
SSk	-0.53	-0.65	0	0	0	0	0.18	-0.29	1.09 [†]	-0.23	0.30
SV	3.28	-1.05	100	100	0	100	0.06	2.12	0.53	-1.38	1.10
SV-bas	-0.33	-0.64	0	0	0	100	-0.45	-1.42	1.03	0.00	1.30
SV-min	-0.91	-0.59	0	0	0	65.7L	-0.33	-0.73	1.11	-0.23	0.40
SVI	6.18	-1.71	100	100	27.4H	100	-1.02	-3.63	0.80	0.77	-4.00
SVII	6.32	-1.73	100	100	41.2H	100	-1.01	-3.79	0.81	0.85	-2.70
SVK218	-1.09	-0.59	0	0	0	100	-0.45	-1.30	1.08	0.00	1.30
SVK226	-0.71	-0.62	0	0	0	100	-0.45	-1.33	1.06	0.00	1.30

continua na próxima página

Tabela D.1 – Continuação

Model	SM1	SM2	SM3(%)	SM4(%)	PNM1(%)	PNM2(%)	MIX1	MIX2	MIX3	MIX4	MIX5
SVK241	0.05	-0.67	5.0L	0	0	100	-0.45	-1.50	1.01	0.08	1.40
SV-kap00	-0.33	-0.64	0	0	0	38.3L	-0.45	-1.03	1.14	-0.08	0.20
SV-kap02	-0.33	-0.64	0	0	0	94.8L	-0.45	-1.25	1.09	0.00	0.70
SV-kap06	-0.33	-0.64	0	0	0	100	-0.45	-1.59	0.98	0.08	2.10
SV-mas07	-0.32	-0.69	2.1L	0	0	0	-0.45	-0.33	1.15 [†]	-0.38	0.50
SV-mas08	-0.34	-0.66	0	0	0	63.7L	-0.45	-0.99	1.09	-0.15	0.90
SV-mas10	-0.28	-0.63	0	0	0	100	-0.45	-1.66	0.99	0.08	1.70
SV-sym28	0.04	-0.61	6.2L	0	0	100	-0.73	-2.87	1.15	0.69	7.10
SV-sym32	-0.31	-0.64	0	0	0	0	-0.09	-0.05	0.90	-0.54	0.80
SV-sym34	-0.30	-0.64	0	0	17.6	17.5L	0.27	1.28	0.77	-1.00	0.50
SV-tls	-0.33	-0.64	0	0	0	100	-0.45	-1.38	1.03	0.00	1.30
T	-0.22	-0.64	2.3L	0	0	100	-0.75	-1.71	1.18	0.15	0.50
T11	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.47	1.17 [†]	-0.15	0.30
T12	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.48	1.17 [†]	-0.15	0.30
T13	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.47	1.17 [†]	-0.15	0.30
T14	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.47	1.17 [†]	-0.15	0.30
T15	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.46	1.17 [†]	-0.15	0.30
T16	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.47	1.17 [†]	-0.15	0.30
T21	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.46	1.17 [†]	-0.15	0.30
T22	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.47	1.17 [†]	-0.15	0.30
T23	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.47	1.17 [†]	-0.15	0.30
T24	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.45	1.17 [†]	-0.15	0.30
T25	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.49	1.17 [†]	-0.15	0.30
T26	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.51	1.18 [†]	-0.15	0.30
T31	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.46	1.17 [†]	-0.15	0.30
T32	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.43	1.17 [†]	-0.15	0.30
T33	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.46	1.17 [†]	-0.15	0.30
T34	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.44	1.17 [†]	-0.15	0.30
T35	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.47	1.17 [†]	-0.15	0.30
T36	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.5	1.17 [†]	-0.15	0.30
T41	-0.5	-0.66	0.2L	0	0	0	-0.09	-0.41	1.16 [†]	-0.23	0.30
T42	-0.5	-0.66	0.0L	0	0	0	-0.09	-0.41	1.16 [†]	-0.23	0.30
T43	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.41	1.17 [†]	-0.23	0.30
T44	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.44	1.17 [†]	-0.15	0.30
T45	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.46	1.17 [†]	-0.15	0.30
T46	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.45	1.17 [†]	-0.15	0.30
T51	-0.5	-0.66	0	0	0	0	-0.09	-0.41	1.16 [†]	-0.23	0.30
T52	-0.5	-0.66	0	0	0	0	-0.09	-0.41	1.16 [†]	-0.23	0.30
T53	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.44	1.17 [†]	-0.15	0.30
T54	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.43	1.17 [†]	-0.15	0.30
T55	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.43	1.17 [†]	-0.15	0.30
T56	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.44	1.17 [†]	-0.15	0.30
T61	-0.5	-0.66	0.1L	0	0	0	-0.09	-0.4	1.16 [†]	-0.23	0.30
T62	-0.5	-0.66	0.2L	0	0	0	-0.09	-0.43	1.16 [†]	-0.15	0.30
T63	-0.5	-0.66	0.1L	0	0	0	-0.09	-0.39	1.16 [†]	-0.23	0.30
T64	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.42	1.17 [†]	-0.15	0.30
T65	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.42	1.17 [†]	-0.15	0.30
T66	-0.5	-0.67	0	0	0	0	-0.09	-0.43	1.17 [†]	-0.15	0.30

continua na próxima página

Tabela D.1 – Continuação

Model	SM1	SM2	SM3(%)	SM4(%)	PNM1(%)	PNM2(%)	MIX1	MIX2	MIX3	MIX4	MIX5
v070	-0.45	-0.63	0	0	4.0H	100	-0.82	-3.41	1.10	0.92	-15.50
v075	-0.44	-0.63	0	0	0	100	-0.82	-3.24	1.12	0.85	-144.70
v080	-0.44	-0.63	0	0	0	100	-0.82	-3.10	1.14	0.77	17.10
v090	-0.44	-0.63	0	0	0	100	-0.82	-2.94	1.17	0.77	5.20
v100	-0.44	-0.63	0	0	0	100	-0.82	-2.74	1.20	0.69	1.90
v105	-0.44	-0.63	0	0	0	100	-0.82	-2.83	1.22	0.69	1.70
v110	-0.44	-0.63	0	0	0	100	-0.82	-2.81	1.23	0.69	1.10
Z	4.52	-1.27	100	100	100	100	-1.03	-5.98	1.01	1.92	-0.70
ZR1a	7.94	-1.77	100	100	0	100	-4.12	-6.42	2.04	4.62	-0.30
ZR1b	7.94	-1.77	100	100	2.4L	100	-2.55	-4.98	1.40	1.69	-0.50
ZR1c	7.94	-1.77	100	100	100	100	-0.18	-2.81	0.44	0.38	2.00
ZR2a	4.24	-1.03	100	100	0	100	-5.61	-7.80	2.60	39.08	-0.20
ZR2b	4.24	-1.03	100	100	0	100	-3.74	-6.08	1.96	4.00	-0.30
ZR2c	4.24	-1.03	100	100	100	100	-0.92	-3.50	1.01	0.85	-3.00
ZR3a	-2.06	-0.45	0	0	100	100	-31.17	-31.25	8.27	-2.08	0.00
ZR3b	-2.06	-0.45	0	0	99.6H	100	-24.17	-24.83	6.69	-2.31	0.00
ZR3c	-2.06	-0.45	0	0	91.2H	100	-13.67	-15.20	4.33	-3.31	-0.10
Zs	-0.33	-0.66	3.5L	0	100	100	-1.06	-4.85	1.38	1.85	-1.50
Zs*	-0.26	-0.66	4.0L	0	100	100	-0.67	-3.47	1.23	1.08	-10.10

Referências Bibliográficas

- [1] RING, P.; SCHUCK, P. *The Nuclear Many-Body Problem*. 1. ed. Heidelberg: Springer, 1980.
- [2] MACHLEIDT, R. The Meson theory of nuclear forces and nuclear structure. *Adv. Nucl. Phys.*, v. 19, p. 189–376, 1989.
- [3] AKMAL, A.; PANDHARIPANDE, V. R. Spin-isospin structure and pion condensation in nucleon matter. *Phys. Rev. C*, v. 56, n. 4, p. 2261–2279, 1997.
- [4] HAAR, B. ter; MALFLIET, R. Nucleons, mesons and deltas in nuclear matter a relativistic dirac-brueckner approach. *Physics Reports*, v. 149, n. 4, p. 207–286, 1987.
- [5] DALEN, E. van; FUCHS, C.; FAESSLER, A. The relativistic dirac-brueckner approach to asymmetric nuclear matter. *Nuclear Physics A*, v. 744, p. 227–248, 2004.
- [6] CUGNON, J.; DENEYE, P.; LEJEUNE, A. Neutron Matter Properties in an Extended Bruckner Approach. *Z. Phys.*, A328, p. 409–415, 1987.
- [7] ZUO, W. et al. Microscopic three-body force for asymmetric nuclear matter. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, v. 14, p. 469–475, 2002.
- [8] AKMAL, A.; PANDHARIPANDE, V. R.; RAVENHALL, D. G. Equation of state of nucleon matter and neutron star structure. *Phys. Rev. C*, v. 58, n. 3, p. 1804–1828, 1998.
- [9] SEROT, B. D.; WALECKA, J. D. The Relativistic Nuclear Many Body Problem. *Adv. Nucl. Phys.*, v. 16, p. 1–327, 1986.
- [10] BOGUTA, J.; BODMER, A. R. Relativistic calculation of nuclear matter and the nuclear surface. *Nuclear Physics A*, v. 292, n. 3, p. 413–428, 1977.
- [11] SILVA, J. B.; LOURENÇO, O.; DELFINO, A.; MARTINS, J. S. S.; DUTRA, M. Critical behavior of mean-field hadronic models for warm nuclear matter. *Physics Letters B*, v. 664, n. 4-5, p. 246–252, 2008.
- [12] LOURENÇO, O.; DUTRA, M.; DELFINO, A.; MARTINS, J. S. S. Relativistic sommerfeld low temperature expansion. *International Journal of Modern Physics D*, v. 16, n. 2-3, p. 285–289, 2007.
- [13] LOURENÇO, O.; DUTRA, M.; TIMÓTEO, V. S.; DELFINO, A. Quark condensate and nucleon-antinucleon phase transition from hadronic models at finite temperature. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, v. 199, n. 1, p. 349–352, 2010.

- [14] DELFINO, A.; LOURENÇO, O.; DUTRA, M.; MARTINS, J. S. S. Nonrelativistic limits of the nonlinear point-coupling models and their naturalness. *International Journal of Modern Physics D*, v. 19, n. 8-10, p. 1469–1475, 2010.
- [15] LOURENÇO, O.; DUTRA, M.; DELFINO, A.; MARTINS, J. S. S. Nonrelativistic approaches derived from point-coupling relativistic models. *Phys. Rev. C*, v. 81, n. 3, p. 038201, 2010.
- [16] SULAKSONO, A. et al. The nonrelativistic limit of the relativistic point coupling model. *Annals of Physics*, v. 308, n. 1, p. 354–370, 2003.
- [17] LOURENÇO, O.; AMARAL, R. L. P. G.; DUTRA, M.; DELFINO, A. Nonlinear walecka models and point-coupling relativistic models. *Phys. Rev. C*, v. 80, n. 4, p. 045206, 2009.
- [18] LOURENÇO, O.; DUTRA, M.; DELFINO, A.; AMARAL, R. L. P. G. Point-coupling and nonlinear walecka models connection. *International Journal of Modern Physics E*, v. 16, n. 9, p. 3037–3040, 2007.
- [19] MÖLLER, P. et al. Nuclear mass formula with a finite-range droplet model and a folded-yukawa single-particle potential. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, v. 39, n. 2, p. 225–233, 1988.
- [20] MYERS, W. D.; SWIATECKI, W. J. Nuclear properties according to the thomas-fermi model. *Nuclear Physics A*, v. 601, n. 2, p. 141–167, 1996.
- [21] HAENSEL, P.; PROSZYNSKI, M.; KUTSCHERA, M. Uncertainty in the saturation density of nuclear matter and neutron star models. *Astronomy and Astrophysics*, v. 102, n. 3, p. 299–302, 1981.
- [22] COESTER, F. et al. Variation in nuclear-matter binding energies with phase-shift-equivalent two-body potentials. *Phys. Rev. C*, v. 1, n. 3, p. 769–776, 1970.
- [23] LI, Z. H. et al. Nuclear matter saturation point and symmetry energy with modern nucleon-nucleon potentials. *Phys. Rev. C*, v. 74, n. 4, p. 047304, 2006.
- [24] DELFINO, A.; SILVA, J. B.; MALHEIRO, M. Approximate analytical solution for nuclear matter in a mean-field walecka model and coester line behavior. *Phys. Rev. C*, v. 73, n. 3, p. 037311, 2006.
- [25] DEWULF, Y. et al. Saturation of nuclear matter and short-range correlations. *Phys. Rev. Lett.*, v. 90, n. 15, p. 152501, 2003.
- [26] SKYRME, T. H. R. CVII. The nuclear surface. *Philosophical Magazine*, v. 1, n. 11, p. 1043–1054, 1956.
- [27] VAUTHERIN, D.; BRINK, D. M. Hartree-fock calculations with skyrme’s interaction. i. spherical nuclei. *Phys. Rev. C*, v. 5, n. 3, p. 626–647, 1972.
- [28] STONE, J.; REINHARD, P.-G. The skyrme interaction in finite nuclei and nuclear matter. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, v. 58, n. 2, p. 587–657, 2007.

- [29] BENDER, M.; HEENEN, P.-H.; REINHARD, P.-G. Self-consistent mean-field models for nuclear structure. *Rev. Mod. Phys.*, v. 75, n. 1, p. 121–180, 2003.
- [30] DUTRA, M.; LOURENÇO, O.; MARTINS, J. S. S.; DELFINO, A.; STONE, J. R.; STEVENSON, P.; PROVIDÊNCIA, C. The skyrme interaction and nuclear matter constraints. *em fase de submissão*.
- [31] STONE, J. R. et al. Nuclear matter and neutron-star properties calculated with the skyrme interaction. *Phys. Rev. C*, v. 68, n. 3, p. 034324, 2003.
- [32] NATOWITZ, J. B. et al. Symmetry energy of dilute warm nuclear matter. *Phys. Rev. Lett.*, v. 104, n. 20, p. 202501, 2010.
- [33] RAVENHALL, D. G.; PETHICK, C. J.; WILSON, J. R. Structure of matter below nuclear saturation density. *Phys. Rev. Lett.*, v. 50, n. 26, p. 2066–2069, 1983.
- [34] AVANCINI, S. S. et al. Nuclear “pasta” phase within density dependent hadronic models. *Phys. Rev. C*, v. 79, n. 3, p. 035804, 2009.
- [35] NEWTON, W. G.; STONE, J. R. Modeling nuclear “pasta” and the transition to uniform nuclear matter with the 3d skyrme-hartree-fock method at finite temperature: Core-collapse supernovae. *Phys. Rev. C*, v. 79, n. 5, p. 055801, 2009.
- [36] HEISELBERG, H. Fermi systems with long scattering lengths. *Phys. Rev. A*, v. 63, n. 4, p. 043606, 2001.
- [37] DANIELEWICZ, P. Surface symmetry energy. *Nuclear Physics A*, v. 727, n. 3-4, p. 233–268, 2003.
- [38] PIEKAREWICZ, J. Validating relativistic models of nuclear structure against theoretical, experimental, and observational constraints. *Phys. Rev. C*, v. 76, n. 6, p. 064310, 2007.
- [39] LI, B.-A.; CHEN, L.-W.; KO, C. M. Recent progress and new challenges in isospin physics with heavy-ion reactions. *Physics Reports*, v. 464, n. 4-6, p. 113–281, 2008.
- [40] CHEN, L.-W.; KO, C. M.; LI, B.-A. Nuclear matter symmetry energy and the neutron skin thickness of heavy nuclei. *Phys. Rev. C*, v. 72, n. 6, p. 064309, 2005.
- [41] LI, B.-A.; CHEN, L.-W. Nucleon-nucleon cross sections in neutron-rich matter and isospin transport in heavy-ion reactions at intermediate energies. *Phys. Rev. C*, v. 72, n. 6, p. 064611, 2005.
- [42] FARINE, M.; PEARSON, J. M.; TONDEUR, F. Nuclear-matter incompressibility from fits of generalized skyrme force to breathing-mode energies. *Nuclear Physics A*, v. 615, n. 2, p. 135–161, 1997.
- [43] DANIELEWICZ, P.; LACEY, R.; LYNCH, W. G. Determination of the equation of state of dense matter. *Science*, v. 298, n. 5598, p. 1592–1596, 2002.

- [44] LYNCH, W. et al. Probing the symmetry energy with heavy ions. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, v. 62, n. 2, p. 427–432, 2009.
- [45] YOUNGBLOOD, D. H.; CLARK, H. L.; LUI, Y.-W. Incompressibility of nuclear matter from the giant monopole resonance. *Phys. Rev. Lett.*, v. 82, n. 4, p. 691–694, 1999.
- [46] SKYRME, T. H. R. The effective nuclear potential. *Nuclear Physics*, v. 9, n. 4, p. 615–634, 1958–1959.
- [47] VAUTHERIN, D.; BRINK, D. M. Hartree-fock calculations with skyrme’s interaction. *Physics Letters B*, v. 32, n. 3, p. 149–153, 1970.
- [48] EISENBERG, J. M.; GREINER, W. *Nuclear Theory: Microscopic Theory of the Nucleus*. 3. ed. Amsterdam: Elsevier Science Publishers, 1985.
- [49] GREINER, W.; A.MARUHN, J. *Nuclear Models*. 1. ed. Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1996.
- [50] CHABANAT, E. et al. A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities. *Nucl. Phys.*, A627, p. 710–746, 1997.
- [51] SHEN, Q.; HAN, Y.; GUO, H. Isospin dependent nucleon-nucleus optical potential with skyrme interactions. *Phys. Rev. C*, v. 80, n. 2, p. 024604, 2009.
- [52] GUO-QIANG, L. A systematic study of nuclear properties with skyrme forces. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 17, n. 1, p. 1, 1991.
- [53] AGRAWAL, B.; DHIMAN, S. K.; KUMAR, R. Exploring the extended density-dependent skyrme effective forces for normal and isospin-rich nuclei to neutron stars. *Phys. Rev. C*, v. 73, n. 3, p. 034319, 2006.
- [54] GORIELY, S.; CHAMEL, N.; PEARSON, J. M. Further explorations of skyrme-hartree-fock-bogoliubov mass formulas. xii. stiffness and stability of neutron-star matter. *Phys. Rev. C*, v. 82, n. 3, p. 035804, 2010.
- [55] BOGUTA, J.; MOSZKOWSKI, S. A. Nonlinear mean field theory for nuclear matter and surface properties. *Nuclear Physics A*, v. 403, n. 3, p. 445–468, 1983.
- [56] BEINER, M. et al. Nuclear ground-state properties and self-consistent calculations with the skyrme interaction: (i). spherical description. *Nuclear Physics A*, v. 238, n. 1, p. 29–69, 1975.
- [57] KÖHLER, H. S. Skyrme force and the mass formula. *Nuclear Physics A*, v. 258, n. 2, p. 301–316, 1976.
- [58] KREWALD, S. et al. On the use of skyrme forces in self-consistent rpa calculations. *Nuclear Physics A*, v. 281, n. 2, p. 166–206, 1977.
- [59] STEINER, A. et al. Isospin asymmetry in nuclei and neutron stars. *Physics Reports*, v. 411, n. 6, p. 325–375, 2005.

- [60] ROSA, M. D. da. *Transição de Fase na Matéria Nuclear Assimétrica*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal Fluminense, Instituto de Física, Niterói - Rio de Janeiro, 2007.
- [61] LEE, S. J.; MEKJIAN, A. Z. Liquid-gas phase transitions in a multicomponent nuclear system with Coulomb and surface effects. *Phys. Rev. C*, v. 63, n. 4, p. 044605, 2001.
- [62] KOUNO, H. et al. Compressional properties of nuclear matter in the relativistic mean field theory with the excluded volume effects. *Progress of Theoretical Physics*, v. 96, n. 1, p. 191–201, 1996.
- [63] VIDAÑA, I. et al. Density dependence of the nuclear symmetry energy: A microscopic perspective. *Phys. Rev. C*, v. 80, n. 4, p. 045806, 2009.
- [64] SAMYN, M. et al. A hartree-fock-bogoliubov mass formula. *Nuclear Physics A*, v. 700, n. 1-2, p. 142–156, 2002.
- [65] GORIELY, S. et al. Further explorations of skyrme-hartree-fock-bogoliubov mass formulas. ii. role of the effective mass. *Phys. Rev. C*, v. 68, n. 5, p. 054325, 2003.
- [66] GORIELY, S. et al. Hartree-fock mass formulas and extrapolation to new mass data. *Phys. Rev. C*, v. 66, n. 2, p. 024326, 2002.
- [67] SAMYN, M.; GORIELY, S.; PEARSON, J. M. Further explorations of skyrme-hartree-fock-bogoliubov mass formulas. v. extension to fission barriers. *Phys. Rev. C*, v. 72, n. 4, p. 044316, 2005.
- [68] GORIELY, S.; SAMYN, M.; PEARSON, J. Further explorations of skyrme-hartree-fock-bogoliubov mass formulas; vi: Weakened pairing. *Nuclear Physics A*, v. 773, n. 3-4, p. 279–299, 2006.
- [69] GORIELY, S.; SAMYN, M.; PEARSON, J. M. Further explorations of skyrme-hartree-fock-bogoliubov mass formulas. vii. simultaneous fits to masses and fission barriers. *Phys. Rev. C*, v. 75, n. 6, p. 064312, 2007.
- [70] GORIELY, S.; PEARSON, J. M. Further explorations of skyrme-hartree-fock-bogoliubov mass formulas. viii. role of coulomb exchange. *Phys. Rev. C*, v. 77, n. 3, p. 031301, 2008.
- [71] CHAMEL, N.; GORIELY, S.; PEARSON, J. Further explorations of skyrme-hartree-fock-bogoliubov mass formulas. ix: Constraint of pairing force to $1s_0$ neutron-matter gap. *Nuclear Physics A*, v. 812, n. 1-4, p. 72–98, 2008.
- [72] GORIELY, S.; CHAMEL, N.; PEARSON, J. M. Skyrme-hartree-fock-bogoliubov nuclear mass formulas: Crossing the 0.6 mev accuracy threshold with microscopically deduced pairing. *Phys. Rev. Lett.*, v. 102, n. 15, p. 152503, 2009.
- [73] CHAMEL, N.; GORIELY, S.; PEARSON, J. M. Further explorations of skyrme-hartree-fock-bogoliubov mass formulas. xi. stabilizing neutron stars against a ferromagnetic collapse. *Phys. Rev. C*, v. 80, n. 6, p. 065804, 2009.

- [74] TONDEUR, F. et al. Towards a hartree-fock mass formula. *Phys. Rev. C*, v. 62, n. 2, p. 024308, 2000.
- [75] FARINE, M.; PEARSON, J. M.; TONDEUR, F. Skyrme force with surface-peaked effective mass. *Nuclear Physics A*, v. 696, n. 3-4, p. 396–412, 2001.
- [76] GORIELY, S.; PEARSON, M.; TONDEUR, F. At last a hartree-fock + BCS mass table. *Nuclear Physics A*, v. 688, n. 1-2, p. 349–352, 2001.
- [77] FRIEDRICH, J.; REINHARD, P.-G. Skyrme-force parametrization: Least-squares fit to nuclear ground-state properties. *Phys. Rev. C*, v. 33, n. 1, p. 335–351, 1986.
- [78] MAYERS, J. Forces effectives aux frontières de la stabilité. In: *Ecole Internationale Joliot-Curie de Physique Nucleaire en Maubuisson-France*. Paris: Editions de Physique, 1993. p. 11–40.
- [79] CHABANAT, E. et al. A skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities part ii. nuclei far from stabilities. *Nuclear Physics A*, v. 635, n. 1-2, p. 231–256, 1998.
- [80] LESINSKI, T. et al. Isovector splitting of nucleon effective masses, ab initio benchmarks and extended stability criteria for skyrme energy functionals. *Phys. Rev. C*, v. 74, n. 4, p. 044315, 2006.
- [81] AGRAWAL, B. K.; SHLOMO, S.; AU, V. K. Determination of the parameters of a skyrme type effective interaction using the simulated annealing approach. *Phys. Rev. C*, v. 72, n. 1, p. 014310, 2005.
- [82] LEE, S. J.; MEKJIAN, A. Z. Canonical studies of the cluster distribution, dynamical evolution, and critical temperature in nuclear multifragmentation processes. *Phys. Rev. C*, v. 45, n. 3, p. 1284–1310, 1992.
- [83] JAQAMAN, H. R.; MEKJIAN, A. Z.; ZAMICK, L. Liquid-gas phase transitions in finite nuclear matter. *Phys. Rev. C*, v. 29, n. 6, p. 2067–2074, 1984.
- [84] GUICHON, P. A. M.; THOMAS, A. W. Quark structure and nuclear effective forces. *Phys. Rev. Lett.*, v. 93, n. 13, p. 132502, 2004.
- [85] GUICHON, P. et al. Physical origin of density dependent forces of skyrme type within the quark meson coupling model. *Nuclear Physics A*, v. 772, n. 1-2, p. 1–19, 2006.
- [86] REINHARD, P. G. Comunicação privada de J. R. Stone.
- [87] AGRAWAL, B. K.; SHLOMO, S.; AU, V. K. Nuclear matter incompressibility coefficient in relativistic and nonrelativistic microscopic models. *Phys. Rev. C*, v. 68, n. 3, p. 031304, 2003.
- [88] TREINER, J.; KRIVINE, H. A simple parametrization of the density-matrix expansion and skyrme-like forces. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, v. 2, n. 5, p. 285, 1976.

- [89] CAMPI, X.; SPRUNG, D. W. Spherical nuclei in the local density approximation. *Nuclear Physics A*, v. 194, n. 2, p. 401–442, 1972.
- [90] GIANNONI, M. J.; QUENTIN, P. Mass parameters in the adiabatic time-dependent hartree-fock approximation. ii. results for the isoscalar quadrupole mode. *Phys. Rev. C*, v. 21, n. 5, p. 2076–2093, 1980.
- [91] KÖHLER, H. S. Skyrme force and the mass formula. *Nuclear Physics A*, v. 258, n. 2, p. 301–316, 1976.
- [92] BROWN, B. A. Comunicação privada de J. R. Stone.
- [93] GÓMEZ, J. M. G.; PRIETO, C.; NAVARRO, J. Improved skyrme forces for hartree-fock seniority calculations. *Nuclear Physics A*, v. 549, n. 1, p. 125–142, 1992.
- [94] PEARSON, J. et al. Thomas-fermi approach to nuclear mass formula: (iii). force fitting and construction of mass table. *Nuclear Physics A*, v. 528, n. 1, p. 1–47, 1991.
- [95] ONSI, M.; PRZYSIEZNIAK, H.; PEARSON, J. M. Equation of state of homogeneous nuclear matter and the symmetry coefficient. *Phys. Rev. C*, v. 50, n. 1, p. 460–468, 1994.
- [96] NAYAK, R. C.; PEARSON, J. M. Even-odd staggering of pairing-force strength. *Phys. Rev. C*, v. 52, n. 4, p. 2254–2256, 1995.
- [97] PEARSON, J. M.; NAYAK, R. C. Nuclear-matter symmetry coefficient and nuclear masses. *Nuclear Physics A*, v. 668, n. 1-4, p. 163–171, 2000.
- [98] TONDEUR, F. et al. Static nuclear properties and the parametrisation of skyrme forces. *Nuclear Physics A*, v. 420, n. 2, p. 297–319, 1984.
- [99] BROWN, B. A. New skyrme interaction for normal and exotic nuclei. *Phys. Rev. C*, v. 58, n. 1, p. 220–231, 1998.
- [100] MARGUERON, J.; NAVARRO, J.; GIAI, N. V. Instabilities of infinite matter with effective skyrme-type interactions. *Phys. Rev. C*, v. 66, n. 1, p. 014303, 2002.
- [101] KLÜPFEL, P. et al. Variations on a theme by skyrme: A systematic study of adjustments of model parameters. *Phys. Rev. C*, v. 79, n. 3, p. 034310, 2009.
- [102] LESINSKI, T. et al. Tensor part of the skyrme energy density functional: Spherical nuclei. *Phys. Rev. C*, v. 76, n. 1, p. 014312, 2007.
- [103] PEARSON, J. M.; GORIELY, S. Isovector effective mass in the skyrme-hartree-fock method. *Phys. Rev. C*, v. 64, n. 2, p. 027301, 2001.
- [104] CAO, L. G. et al. From brueckner approach to skyrme-type energy density functional. *Phys. Rev. C*, v. 73, n. 1, p. 014313, 2006.
- [105] SHARMA, M. M. et al. Isospin dependence of the spin-orbit force and effective nuclear potentials. *Phys. Rev. Lett.*, v. 74, n. 19, p. 3744–3747, 1995.

- [106] CHEN, L.-W. et al. Density slope of the nuclear symmetry energy from the neutron skin thickness of heavy nuclei. *Phys. Rev. C*, v. 82, n. 2, p. 024321, 2010.
- [107] PETHICK, C. J.; RAVENHALL, D. G.; LORENZ, C. P. The inner boundary of a neutron-star crust. *Nuclear Physics A*, v. 584, n. 4, p. 675–703, 1995.
- [108] LI, X.; HEENEN, P.-H. Self-consistent calculations of be isotopes. *Phys. Rev. C*, v. 54, n. 4, p. 1617–1621, 1996.
- [109] RASHDAN, M. A skyrme parametrization based on nuclear matter bhf calculations. *Mod. Phys. Lett. A*, v. 15, n. 20, p. 1287–1299, 2000.
- [110] KO, C. M. et al. A microscopic, but not self-consistent approach to nuclear binding and deformation energies. *Nuclear Physics A*, v. 236, n. 2, p. 269–301, 1974.
- [111] TONDEUR, F. A skyrme functional for hartree-fock calculations of nuclear masses and density distributions. *Physics Letters B*, v. 123, n. 3-4, p. 139–142, 1983.
- [112] BLAIZOT, J. P. Nuclear compressibilities. *Physics Reports*, v. 64, n. 4, p. 171–248, 1980.
- [113] LI, T. et al. Isotopic dependence of the giant monopole resonance in the even- A $^{112-124}\text{Sn}$ isotopes and the asymmetry term in nuclear incompressibility. *Phys. Rev. Lett.*, v. 99, n. 16, p. 162503, 2007.
- [114] PIEKAREWICZ, J. Correlating the giant-monopole resonance to the nuclear-matter incompressibility. *Phys. Rev. C*, v. 66, n. 3, p. 034305, 2002.
- [115] PIEKAREWICZ, J.; CENTELLES, M. Incompressibility of neutron-rich matter. *Phys. Rev. C*, v. 79, n. 5, p. 054311, 2009.
- [116] BRILL, D. et al. Study of the out-of-plane emission of protons and light fragments in symmetric heavy-ion collisions. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, v. 355, p. 61–68, 1996.
- [117] TSANG, M. B. et al. Constraints on the density dependence of the symmetry energy from heavy ion collisions. *arXiv:nucl-ex/1101.3648v1*, 2011.
- [118] FUCHS, C. Kaon production in heavy ion reactions at intermediate energies. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, v. 56, n. 1, p. 1–103, 2006.
- [119] SCHWENK, A.; PETHICK, C. J. Resonant fermi gases with a large effective range. *Phys. Rev. Lett.*, v. 95, n. 16, p. 160401, 2005.
- [120] GANDOLFI, S. et al. Equation of state of low-density neutron matter, and the 1s_0 pairing gap. *Phys. Rev. C*, v. 80, n. 4, p. 045802, 2009.
- [121] EPELBAUM, E. et al. Ground-state energy of dilute neutron matter at next-to-leading order in lattice chiral effective field theory. *Eur. Phys. J. A*, v. 40, n. 2, p. 199–213, 2009.
- [122] BARTENSTEIN, M. et al. Crossover from a molecular bose-einstein condensate to a degenerate fermi gas. *Phys. Rev. Lett.*, v. 92, n. 12, p. 120401, 2004.

- [123] KINAST, J. et al. Heat capacity of a strongly interacting fermi gas. *Science*, v. 307, n. 5713, p. 1296–1299, 2005.
- [124] STEWART, J. T. et al. Potential energy of a ^{40}k fermi gas in the bcs-bec crossover. *Phys. Rev. Lett.*, v. 97, n. 22, p. 220406, 2006.
- [125] LUO, L.; THOMAS, J. Thermodynamic measurements in a strongly interacting fermi gas. *Journal of Low Temperature Physics*, v. 154, p. 1–29, 2009.
- [126] PRAKASH, M.; AINSWORTH, T. L.; LATTIMER, J. M. Equation of state and the maximum mass of neutron stars. *Phys. Rev. Lett.*, v. 61, n. 22, p. 2518–2521, 1988.
- [127] MÖLLER, P. Comunicação privada de J. R. Stone.
- [128] BROWN, B. A. Neutron radii in nuclei and the neutron equation of state. *Phys. Rev. Lett.*, v. 85, n. 25, p. 5296–5299, 2000.
- [129] TYPEL, S.; BROWN, B. A. Neutron radii and the neutron equation of state in relativistic models. *Phys. Rev. C*, v. 64, n. 2, p. 027302, 2001.
- [130] LI, B.-A. et al. Momentum dependence of the symmetry potential and nuclear reactions induced by neutron-rich nuclei at ria. *Phys. Rev. C*, v. 69, n. 1, p. 011603, 2004.
- [131] LI, B.-A. et al. Effects of momentum-dependent symmetry potential on heavy-ion collisions induced by neutron-rich nuclei. *Nuclear Physics A*, v. 735, n. 3-4, p. 563–584, 2004.
- [132] GARG, U. et al. The giant monopole resonance in the sn isotopes: Why is tin so “fluffy”? *Nuclear Physics A*, v. 788, n. 1-4, p. 36–43, 2007.
- [133] CHEN, L.-W. et al. Higher-order effects on the incompressibility of isospin asymmetric nuclear matter. *Phys. Rev. C*, v. 80, n. 1, p. 014322, 2009.
- [134] STONE, J. R. Comunicação privada.
- [135] TEAM, T. C. 2007. Disponível em: <cdfc.sinp.msu.ru/services>.
- [136] BOHIGAS, O.; LANE, A. M.; MARTORELL, J. Sum rules for nuclear collective excitations. *Physics Reports*, v. 51, n. 5, p. 267–316, 1979.
- [137] KRIVINE, H.; TREINER, J.; BOHIGAS, O. Derivation of a fluid-dynamical lagrangian and electric giant resonances. *Nuclear Physics A*, v. 336, n. 2, p. 155–184, 1980.
- [138] BERNARD, V.; GIAI, N. V. Effects of collective modes on the single-particle states and the effective mass in 208pb. *Nuclear Physics A*, v. 348, n. 1, p. 75–92, 1980.
- [139] BÄCKMAN, S. O.; KÄLLMAN, C. G.; SJÖBERG, O. Calculation of landau’s fermi-liquid parameters in pure neutron matter. *Physics Letters B*, v. 43, n. 4, p. 263–266, 1973.
- [140] BÄCKMAN, S. O.; JACKSON, A. D.; SPETH, J. Landau parameters for nuclear matter using the skyrme interaction.

- [141] LIU, K.-F. et al. Skyrme-landau parameterization of effective interactions (i). hartree-fock ground states. *Nuclear Physics A*, v. 534, n. 1, p. 1–24, 1991.
- [142] FRIMAN, B. L.; DHAR, A. K. Sum rules for landau parameters in nuclear matter. *Physics Letters B*, v. 85, n. 1, p. 1–4, 1979.
- [143] TSANG, M. B. et al. Constraints on the density dependence of the symmetry energy. *Phys. Rev. Lett.*, v. 102, n. 12, p. 122701, 2009.
- [144] DANIELEWICZ, P.; LEE, J. Symmetry energy i: Semi-infinite matter. *Nuclear Physics A*, v. 818, n. 1-2, p. 36–96, 2009.
- [145] DIEPERINK, A. E. L.; NECK, D. van. The nuclear symmetry energy. *Journal of Physics: Conference Series*, v. 20, n. 1, p. 160–164, 2005.
- [146] DIEPERINK, A. E. L.; ISACKER, P. V. The symmetry energy in nuclei and in nuclear matter. *Eur. Phys. J. A*, v. 32, n. 1, p. 11–18, 2007.
- [147] LATTIMER J.M., P. M. The physics of neutron stars. *Science*, v. 304, n. 5670, p. 536–542, 2004.
- [148] ENGVIK, L. E. *The Nuclear Equation of State*. Tese (Doutorado) — Oslo University, Oslo - Noruega, 1999.
- [149] FERRARI, L. *Aproximação Politrópica em Estrelas de Nêutrons*. Dissertação (Mestrado) — Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos - São Paulo, 2009.
- [150] OLSSON, E. *Many-Body Problem s in teh Theory of Stellar Collapse and Neutron Stars*. Dissertação (Mestrado) — Uppsala University, Uppsala - Suécia, 2004.
- [151] LATTIMER, J. M.; PRAKASH, M. Neutron star observations: Prognosis for equation of state constraints. *Physics Reports*, v. 442, n. 1-6, p. 109–165, 2007.
- [152] BETHE, H. A.; JOHNSON, M. B. Dense baryon matter calculations with realistic potentials. *Nuclear Physics A*, v. 230, n. 1, p. 1–58, 1974.
- [153] STONE, J. R. et al. Nuclear matter and neutron star properties calculated with a separable monopole interaction. *Phys. Rev. C*, v. 65, n. 6, p. 064312, 2002.
- [154] PODSIADLOWSKI, P. et al. The double pulsar j0737–3039: testing the neutron star equation of state. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 361, p. 1243–1249, 2005.
- [155] KITaura, F. S.; JANKA, H.-T.; HILLEBRANDT, W. Explosions of o-ne-mg cores, the crab supernova, and subluminous type ii-p supernovae. *A&A*, v. 450, n. 1, p. 345–350, 2006.
- [156] AGRAWAL, B. K.; SHLOMO, S.; AU, V. K. Critical densities for the skyrme type effective interactions. *Phys. Rev. C*, v. 70, n. 5, p. 057302, 2004.

- [157] DUTRA, M.; LOURENÇO, O.; DELFINO, A.; MARTINS, J. S. S. Phase coexistence and spinodal in asymmetric nuclear matter. *International Journal of Modern Physics E*, v. 16, n. 9, p. 3006–3009, 2007.
- [158] DUTRA, M.; LOURENÇO, O.; DELFINO, A.; MARTINS, J. S. S. Phase transitions in asymmetric nuclear matter. *International Journal of Modern Physics D*, v. 16, n. 2-3, p. 277–283, 2007.
- [159] HUANG, K. *Statistical Mechanics*. 2. ed. EUA: John Wiley, 1987.
- [160] DUTRA, M.; LOURENÇO, O.; DELFINO, A.; MARTINS, J. S. S.; PROVIDÊNCIA, C.; AVANCINI, S. S.; MENEZES, D. P. Skyrme forces versus relativistic models: Reexamining instabilities. *Phys. Rev. C*, v. 77, n. 3, p. 035201, 2008.
- [161] DUTRA, M.; LOURENÇO, O.; DELFINO, A.; MARTINS, J. S. S. Skyrme models and nuclear matter properties. *International Journal of Modern Physics D*, v. 19, n. 8-10, p. 1583–1586, 2010.
- [162] FILHO, O. L. da S. *Conexão Entre Modelos Hadrônicos Não-Lineares e Modelos de Contado*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal Fluminense, Instituto de Física, Niterói - Rio de Janeiro, 2007.
- [163] KAPUSTA, J. Deuteron and entropy production and the nuclear liquid-gas phase transition. *Phys. Rev. C*, v. 29, n. 5, p. 1735–1743, 1984.
- [164] LATTIMER, J. M.; SWESTY, F. D. A generalized equation of state for hot, dense matter. *Nuclear Physics A*, v. 535, n. 2, p. 331–376, 1991.
- [165] NATOWITZ, J. B. et al. Limiting temperatures and the equation of state of nuclear matter. *Phys. Rev. Lett.*, v. 89, n. 21, p. 212701, 2002.
- [166] MÜLLER, H.; SEROT, B. D. Relativistic mean-field theory and the high-density nuclear equation of state. *Nuclear Physics A*, v. 606, n. 3-4, p. 508–537, 1996.