

ESTABILIDADE DAS ESTRELAS ESTRANHAS

LUCAS LAZZARI¹; VICTOR PAULO GONÇALVES²

¹Universidade Federal de Pelotas – lucas.lazzari@ufpel.edu.br

²Universidade Federal de Pelotas – barros@ufpel.edu.br

1. INTRODUÇÃO

Devido às elevadas densidades presentes nas estrelas de nêutrons, diversos autores levantam a hipótese de que essa estrela seja constituída por uma matéria de quarks livres (GLENDENNING, 1997; WEBER, 1999). Desta forma, as estrelas catalogadas como pulsares podem ser, na verdade, estrelas híbridas (crosta formada por matéria hadrônica e núcleo composto por quarks livres), ou ainda, serem inteiramente compostas por quarks livres. Pelo Modelo de Sacola do MIT (CHODOS *et al.*, 1984), desenvolveu-se a hipótese de Bodmer-Witten-Terazawa (BODMER, 1971; WITTEN, 1984; TERAZAWA, 1989), onde entende-se que a matéria de quarks livres contenha o quark *strange*, formando a chamada Matéria Estranha de Quarks (SQM), já que esta apresenta menor energia de ligação até mesmo do que o ⁵⁶Fe, elemento mais estável encontrado na natureza. Esta hipótese mostra-se verdadeira para alguns valores, que serão discutidos na Seção 3, do parâmetro fenomenológico chamado pressão de sacola. Neste trabalho, trataremos da estabilidade das chamadas estrelas estranhas, objetos compostos inteiramente pela SQM, a partir do seu perfil massa-pressão central (ALFORD, FARHI, OLINTO, 1986). Pode-se obter as equações de estado para um gás de quarks livres, tal que este é um gás de Fermi ideal, relativístico e degenerado; pela estatística de Fermi-Dirac. Juntamente com as equações de estado, a equação de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) (GLENDENNING, 1997), que descreve uma estrela esfericamente simétrica, estática e composta por um fluido ideal, que é obtida a partir da teoria da relatividade geral; deve ser utilizada na obtenção da relação massa-pressão central para uma estrela estranha. Além disso, os resultados também fornecem o comportamento da massa total da estrela em função de seu raio, sendo possível estabelecer uma correspondência entre tais parâmetros, ditos observáveis. Também analisaremos o comportamento dos observáveis para diferentes valores da pressão de sacola, dentro dos limites em que a SQM se mantém absolutamente estável.

2. METODOLOGIA

A análise da estabilidade da estrela estranha será feita observando o comportamento da derivada da massa total da estrela em relação a sua pressão central. Se esta derivada for positiva, a estrela é estável, já que o crescimento na massa implica num crescimento da pressão gravitacional, que foi acompanhado por um crescimento na pressão central, mantendo o equilíbrio da estrela. Caso contrário, se esta derivada for negativa, a estrela será instável.

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Considerando-se quarks não massivos à temperatura zero, as equações de estado obtidas através da estatística de Fermi-Dirac para um gás de Fermi ideal, relativístico e degenerado, juntamente com o modelo de sacola do MIT são (GLENDENNING, 1997)

$$\begin{aligned} p &= \frac{1}{3}(\epsilon - 4B), \\ \epsilon &= B + \frac{3}{4\pi^2} \sum_f \mu_f^4, \\ \rho &= \sum_f \frac{\mu_f^3}{3\pi^2}, \end{aligned}$$

onde p , ϵ e ρ são, respectivamente, a pressão, a densidade de energia e a densidade bariônica. O parâmetro B é a pressão de sacola, introduzida *ad hoc* e μ_f é o potencial químico do quark de sabor f . Analogamente, porém levando em consideração a massa dos quarks obtemos (GLENDENNING, 1997)

$$\begin{aligned} p &= -B + \sum_f \frac{1}{4\pi^2} \left[\mu_f k_f \left(\mu_f^2 - \frac{5}{2} m_f^2 \right) + \frac{3}{2} m_f^4 \ln \left(\frac{\mu_f + k_f}{m_f} \right) \right], \\ \epsilon &= B + \sum_f \frac{3}{4\pi^2} \left[\mu_f k_f \left(\mu_f^2 - \frac{1}{2} m_f^2 \right) - \frac{1}{2} m_f^4 \ln \left(\frac{\mu_f + k_f}{m_f} \right) \right], \\ \rho &= \sum_f \frac{k_f^3}{3\pi^2}, \end{aligned}$$

onde k_f e m_f são, respectivamente, o momento de Fermi (associado ao máximo de energia) e a massa do quark de sabor f .

A partir da teoria da relatividade geral, a equação TOV é dada por (GLENDENNING, 1997)

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{G\epsilon(r)m(r)}{r^2} \left[1 + \frac{p(r)}{\epsilon(r)} \right] \left[1 + \frac{4\pi r^3 p(r)}{m(r)} \right] \left[1 - \frac{2Gm(r)}{r} \right]^{-1},$$

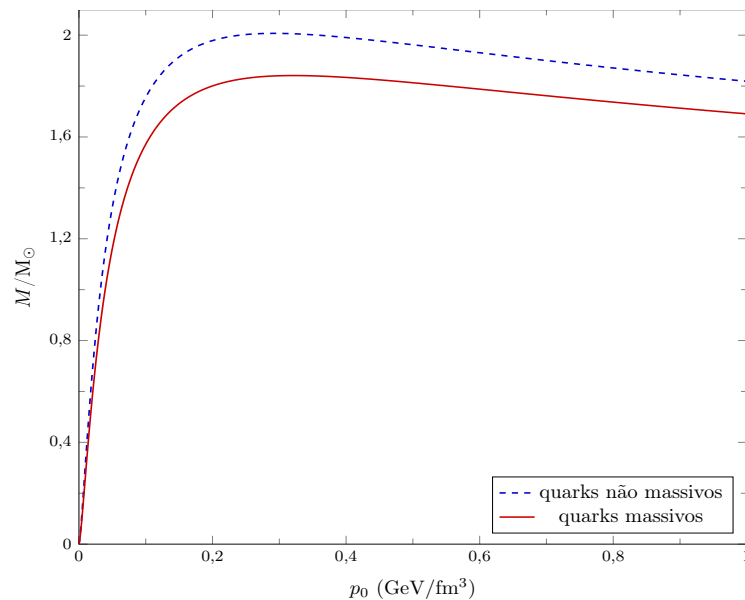
onde G é a constante gravitacional e r é o raio da estrela. Além dessas equações podemos obter a relação entre massa e densidade de energia a partir da relatividade restrita, de tal forma que (GLENDENNING, 1997)

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \epsilon(r).$$

Vale notar que todas as equações foram apresentadas em unidades naturais, onde $\hbar = c = 1$. Obtemos as soluções numéricas da equação TOV aplicando as equações de estado, o que nos levou ao perfil massa-pressão central, como mostra a Figura 1. A partir de tal perfil podemos analisar a estabilidade da estrela estranha. Como descrito na Seção 3, a estrela é estável se $dM/dp_0 > 0$, já que a massa e a pressão da estrela crescem, o que equivale a dizer que a pressão gravitacional e a pressão de degenerescência crescem, mantendo o equilíbrio entre si. Quando $dM/dp_0 < 0$ estamos em configurações de instabilidade, já que para uma crescente pressão central temos uma massa menor, ou seja, uma pressão gravitacional menor do que a pressão de degenerescência, caracterizando o desequilíbrio entre as pressões. Também pode-se notar que a diferença entre os resultados, para quarks massivos e não massivos, é de apenas 4%, como destacado por Alcock, Farhi e Olinto (1986). A solução também contempla a obtenção do raio máximo da estrela. Desta forma, tendo em mãos as configurações estáveis, podemos analisar qual o raio correspondente, e caracterizarmos assim os dois observáveis de interesse, massa e raio da estrela. Os resultados estão expostos na Figura 2, onde podemos verificar que o raio

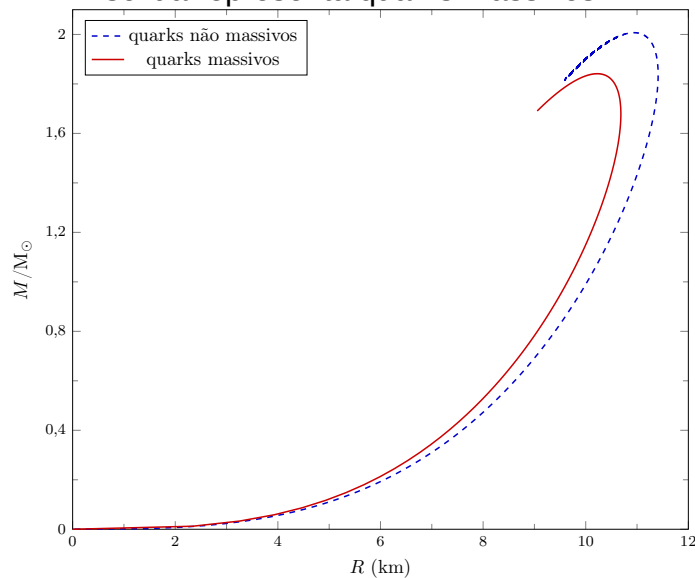
máximo e a massa máxima de uma estrela estranha são, respectivamente, $R = 10,925\text{km}$ e $M = 2,007156M_{\odot}$ para quarks massivos e $R = 10,224\text{km}$ e $M = 1,841385M_{\odot}$ para quarks não massivos, considerando um valor de $B^{1/4} = 145\text{MeV}$. Estes resultados são extremamente similares à massa típica (entre $1,5M_{\odot}$ e $2,0M_{\odot}$) e raio típicos (entre 10km e 12km), dos pulsares catalogados. Vale notar também que um aumento de B gera uma diminuição destes valores, como mostra a Figura 3. Sendo assim, os valores de B determinam, se de fato, uma estrela estranha pode existir na natureza ou não.

Figura 1 – Perfil massa-pressão central para uma estrela estranha. A curva azul tracejada representa configurações para quarks não massivos, enquanto a curva vermelha sólida representa quarks massivos.



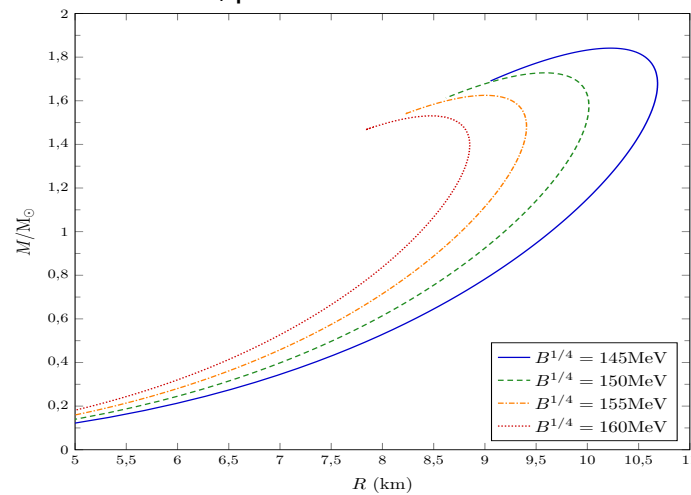
Fonte: o autor

Figura 2 – Perfil massa-raio para uma estrela estranha. A curva azul tracejada representa configurações para quarks não massivos, enquanto a curva vermelha sólida representa quarks massivos.



Fonte: o autor.

Figura 3 – Perfil massa-raio para uma estrela estranha composta por quarks massivos, para diferente valores de B .



Fonte: autor.

4. CONCLUSÕES

Concluimos que, assumida a existência das estrelas estranhas, estas são estáveis levando-se em conta o Modelo de Sacola do MIT. A região de estabilidade desta estrela para quarks massivos corresponde à $M \leq 1,84M_{\odot}$, para $R \leq 10,224\text{km}$ e $p_0 \leq 0,322\text{GeV}/\text{fm}^3$. Estes valores são compatíveis com aqueles observados para os pulsares, sendo assim, é impossível determinar a constituição destes objetos utilizando-se apenas a massa e o raio da estrela como parâmetros. A fim de realizar essa diferenciação, a astronomia de multimensageiros, assim como a curva de rotação da estrela, devem ser analisados com detalhe, o que foge do escopo deste trabalho.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ALCOCK, C.; FARHI, E.; OLINTO, A. Strange Stars. **The Astrophysical Journal**, Washington, v. 310, p. 261–272, 1986.

BODMER, A. Collapsed nuclei. **Physical Review D**, New York, v. 4, n. 6, p. 1601–1606, mar. 1971.

CHODOS, A. *et al.* New extended model of hadrons. **Physical Review D**, New York, v. 9, n. 12, p. 3471, mar. 1974.

GLENDENNING, N. K. **Compact stars: Nuclear physics, particle physics and general relativity**. New York: Springer Science & Business Media, 1997.

TERAZAWA, H. Super-hypernuclei in the quark-shell model. **Journal of the Physical Society of Japan**, Tokyo, v. 58, n. 10, p. 3555–3563, 1989.

WEBER, F. **Pulsars as astrophysical laboratories for nuclear and particle physics**. London: IOP, 1999.

WITTEN, E. Cosmic separation of phases. **Physical Review D**, New York, v. 30, n. 2, p. 272–285, jul. 1984.