

TRANSIÇÃO DE FASE FORTE E OS PARÂMETROS COSMOLÓGICOS

VINICIUS SIMOES ADERALDO¹; VICTOR P. BARROS GONÇALVES²

¹Universidade Federal de Pelotas – vini.aderaldo@gmail.com

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

1. INTRODUÇÃO

Dados observacionais indicam que o Universo está se expandindo de forma acelerada (e.g. (RIESS et al., 1998)). Este comportamento é descrito por uma área da Física chamada Cosmologia, a qual tem como foco a composição, estrutura e evolução do Universo em escalas da ordem de $\gtrsim 10^{22}$ m. Desde a sua origem até os dias de hoje, podemos dividir a expansão do Universo em três períodos subsequentes: radiação dominante, matéria dominante e Constante Cosmológica dominante. Neste trabalho focaremos no período de radiação dominante onde esperamos que ocorram transições de fase devido à quebras de simetrias, sendo que nossos estudos resistem, mais especificamente, no escopo da transição de fase forte.

A transição de fase forte tem como pilar dois fenômenos inerentes à Cromodinâmica Quântica, a qual descreve a dinâmica entre partículas que possuem uma propriedade intrínseca chamada cor. Tais fenômenos são a liberdade assintótica e o confinamento (WONG, 1994). A liberdade assintótica nos diz que no regime de temperaturas elevadas quarks e glúons se comportam como partículas livres devido ao fato de que, nesse regime, interação de forma amena. Em contrapartida, no regime de baixas temperaturas, a interação entre eles se torna intensa levando ao confinamento. Assim, espera-se que o sistema que compõe o Universo transite de uma fase partônica composta por quarks e glúons assintoticamente livres, onde a temperatura é tal que $T > T_c$, para uma fase hadrônica onde esses quarks e glúons são confinados nos hádrons, onde $T < T_c$, sendo que T_c é a temperatura crítica que identifica o limiar entre essas fases. De agora em diante chamaremos a fase partônica de QGP (do inglês *Quark Gluon Plasma*) e a fase hadrônica de H. A natureza da transição de fase forte, ou seja, se a transição é de primeira ordem, de segunda ordem ou ainda um *crossover* é uma questão ainda em aberto e sua determinação é de extremo interesse uma vez que podem haver remanescentes detectáveis.

No período de radiação dominante temos que a equação que descreve a expansão do Universo, a equação de Friedmann pode ser escrita como

$$\frac{\dot{a}}{a} = \sqrt{\frac{8\pi G}{3}\varepsilon}, \quad (1)$$

onde ε é a densidade de energia, a é fator de escala e G é a constante gravitacional. Salienta-se que o ponto sobre a variável indica derivada temporal. Podemos ainda expandir o fator de escala em série de Taylor em torno de um tempo arbitrário, tal que

$$a(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{a(\tilde{t})^{(n)}}{n!} (t - \tilde{t})^n, \quad (2)$$

de onde podemos definir os seguintes parâmetros cosmológicos

$$H \equiv \frac{\dot{a}}{a}, \quad q \equiv -\frac{\ddot{a}}{aH^2} \quad \text{e} \quad j \equiv \frac{\dddot{a}}{aH^3}, \quad (3)$$

que são o parâmetro de Hubble, parâmetro de desaceleração e *jerk*, respectivamente. Estes são provenientes dos primeiros termos da série, os demais termos não serão considerados aqui. Tais parâmetros descrevem cinematicamente a evolução do Universo (IVASHTENKO, 2018) e podem ser obtidos experimentalmente através, e.g., da Lei de Hubble. Sendo assim, configuram um meio viável de se investigar a transição de fase forte.

Consideram-se equações de estado para ambas as fases a fim de solucionar a equação (1). Neste trabalho, apresentaremos dois modelos para a QGP e dois para a H. Na fase H, o modelo mais simples é o referente a um gás de píons (PG) não massivos e não interagentes, cujas equações de estado são

$$\varepsilon(T) = g_2 \frac{\pi^2}{30} T^4, \quad (4)$$

$$P(T) = g_2 \frac{\pi^2}{90} T^4, \quad (5)$$

onde T é a temperatura e $g_2 = 3$ são os graus de liberdade da fase H que dizem respeito aos três sabores de píons (π^- , π^0 , π^+). Outro modelo para a fase H é o modelo de ressonâncias hadrônicas (HRG) cuja parametrização para a anomalia do traço é (HUOVINEN *et al.*, 2010)

$$\frac{\varepsilon - 3P}{T^4} = a_1 T + a_2 T^3 + a_3 T^4 + a_4 T^{10}, \quad (6)$$

com as constantes $a_1 = 4,654 \text{ GeV}^{-1}$, $a_2 = -879 \text{ GeV}^{-3}$, $a_3 = 8081 \text{ GeV}^{-4}$ e $a_4 = -7039000 \text{ GeV}^{-10}$.

No tocante à QGP, temos ainda o modelo de sacola do MIT (CHODOS *et al.*, 1974) que considera quarks e glúons como sendo não massivos e não interagentes dentro de uma sacola de dimensão finita cujas equações de estado são dadas por

$$\varepsilon(T) = g_1 \frac{\pi^2}{30} T^4 + B, \quad (7)$$

$$P(T) = g_1 \frac{\pi^2}{90} T^4 - B, \quad (8)$$

onde B é a pressão de sacola, que é um parâmetro fenomenológico que garante confinamento, bem como $g_1 = 47,5$ são os graus de liberdade da QGP que têm em conta os graus de liberdade de glúons e quarks (apenas os quarks *up*, *down* e *strange*). Este modelo descreve uma transição de fase de primeira ordem. Por fim, ainda para a QGP temos o modelo de sacola C (BEGUN *et al.*, 2011) que chamaremos de C-BM. As equações de estado são dadas por

$$\varepsilon(T) = \sigma T^4 - CT^2 + B, \quad (9)$$

$$P(T) = \frac{\sigma}{3} T^4 - CT^2 - B, \quad (10)$$

onde $\sigma = 13,01$, $C = 6,05 T_i^2$, $B = -2,34 T_i^4$, sendo que T_i é a chamada temperatura de inflexão da anomalia do traço. Esse modelo também considera os três sabores de quarks citados para o modelo de sacola do MIT é uma modificação do anterior e descreve um *crossover*.

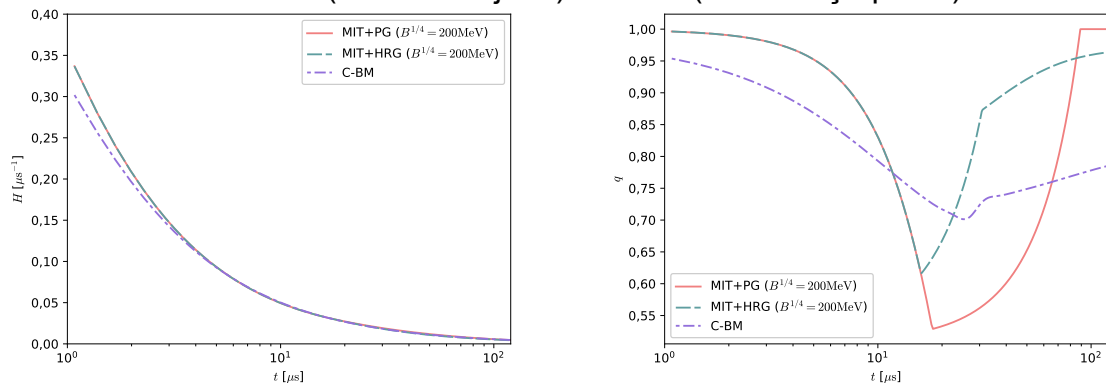
2. METODOLOGIA

Para a obtenção dos resultados a serem apresentados na próxima seção, realizaram-se revisões da literatura já existente, sendo que as equações de interesse foram derivadas. Consideradas as equações de estado supracitadas a equação (1) foi solucionada numericamente de modo a obter os referidos resultados.

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Utilizando as equações de estado apresentadas na seção 1., solucionamos a equação (1) numericamente. Com isso foi possível, através das definições efetuadas na equação (3), obter os parâmetros cosmológicos de interesse. O primeiro deles, o parâmetro de Hubble tem seu resultado apresentado no gráfico à esquerda da Figura 1. As curvas contínua e tracejada dizem respeito aos resultados quando da utilização do modelo de sacola do MIT na QGP e os modelos PG e HRG, respectivamente na fase hadrônica. Chamamos estas combinações de MIT+PG e MIT+HRG. Vale ressaltar que escolhemos $B^{1/4} = 200\text{MeV}$. Por outro lado, a curva traço-ponto, a qual chamamos apenas por C-BM, concerne ao modelo C-BM na QGP e HRG na fase H. Podemos notar que as duas primeiras não se diferenciam em nada enquanto que a última produz um parâmetro de Hubble menor na região de pequenos valores de tempo, i.e., justamente na região de aplicabilidade das equações para a QGP. Ou seja, notamos que a escolha do modelo para a fase hadrônica não interfere no comportamento de H , mas a escolha do modelo para a QGP é relevante. Apesar disso, todas as três curvas são contínuas e não apresentam descontinuidades ou flutuações.

Figura 1- Parâmetro de Hubble (gráfico esquerdo) e parâmetro de desaceleração (grafico direito) para os modelos MIT+PG (curva contínua), MIT+HRG (curva tracejada) e C-BM (curva traço-ponto).

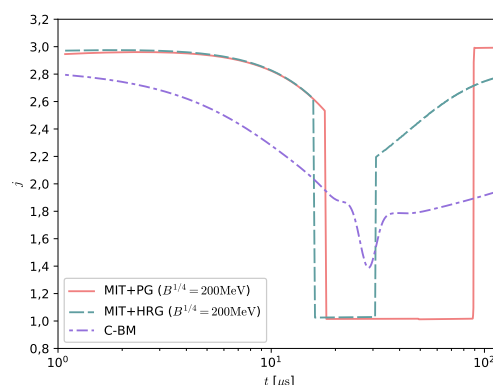


Subsequentemente foi possível extrair os resultados para o parâmetro de desaceleração, o qual é apresentado no gráfico à direita da Figura 1. Neste caso, nota-se diferenças significativas entre as curvas. Nos casos MIT+PG e MIT+HRG as curvas comçam a se diferenciar na região da fase H sendo que, durante a transição, apresentam descontinuidades abruptas. Já a curva resultante para o modelo C-BM, cuja diferença para com as demais curvas é considerável, temos que na região de transição há uma pequena flutuação. Sendo assim, podemos notar que, através da consideração do parâmetro q , o qual é definido em termos da derivada temporal do fator de escala uma ordem superior com relação à derivada temporal do mesmo fator no parâmetro H , produz descontinuidades e flutuação que sinalizam a transição e nos indicam sua natureza.

Por fim temos o resultado para o parâmetro *jerk* apresentado na Figura 3. Aqui, vemos que as descontinuidades e a flutuação são ainda mais evidentes e delimitam ainda mais a região de transição. Vemos, e.g., para o MIT+PG e MIT+HRG que o platô obtido em $j \sim 1$ dura exatamente o tempo de transição de fase. A diferença entre esses modelos reside na duração desse mínimo e na

região da fase H. Por sua vez, o resultado para o modelo C-BM produz uma flutuação maior se comparado aos parâmetro anteriores. Isso nos mostra que, quanto maior a ordem da derivada temporal do fator de escala, maior serão as descontinuidades e flutuações obtidas.

Figura 1- Parâmetro *jerk* para os modelos MIT+PG (curva contínua), MIT+HRG (curva tracejada) e C-BM (curva traço-ponto).



4. CONCLUSÕES

Concluimos, portanto, que a ordem das derivadas do fator de escala presentes nas definições dos parâmetros cosmológicos produzem anomalias em seus comportamentos. Mais importante que isso diz respeito à natureza da transição. Com exceção do parâmetro de Hubble, que é pouco sensível a isso, notamos que os resultados para os demais parâmetros indicam sensibilidade no que concerne à natureza da transição de fase, i.e., para os casos onde a transição é de primeira ordem, fica evidente onde ocorre a transição devido à presença de grandes descontinuidades. Já para o caso de um *crossover* as descontinuidades dão lugar a flutuações mais suaves indicando onde ocorre o *crossover*.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- RIESS, A. G. et al. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. **The Astronomical Journal**, v.116, n.3, p.1009-1038, 1998.
- WONG, C.-Y. **Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions**. Singapore: World Scientific, 1994.
- IVASHTENKO, O. Cosmography of the Dynamical Cosmological «Constant». **East European Journal of Physics**, n.4, p.5-12, 2018.
- HUOVINEN, P.; PETRECZKY, P. QCD equation of state and hadron resonance gas. **Nuclear Physics A**, v.837, n.1, p.26-53, 2010.
- CHODOS, A. et al. A New Extended Model of Hadrons. **Physical Review D**, v.9, p.3471-3495, 1974.
- BEGUN, V.; GORENSTEIN, M.; MOGILEVSKY, O. Modified bag models for the quark–gluon plasma equation of state. **International Journal of Modern Physics E**, v.20, n.08, p.1805-1815, 2011.