



Universidade Federal do Rio Grande do Norte
Centro de Ciências Exatas e da Terra
Departamento de Física Teórica e Experimental
Programa de Pós-Graduação em Física

TESE DE DOUTORADO

ACELERAÇÃO DO UNIVERSO E CRIAÇÃO GRAVITACIONAL DE MATÉRIA ESCURA FRIA: NOVOS MODELOS E TESTES OBSERVACIONAIS

Francisco Edson da Silva

Orientador: Dr. José Ademir Sales de Lima
Co-orientador: Dr. Joel Câmara de Carvalho Filho

Natal, novembro de 2008.

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.



Universidade Federal do Rio Grande do Norte
Centro de Ciências Exatas e da Terra
Departamento de Física Teórica e Experimental
Programa de Pós-Graduação em Física

TESE DE DOUTORADO

ACELERAÇÃO DO UNIVERSO E CRIAÇÃO GRAVITACIONAL DE MATÉRIA ESCURA FRIA: NOVOS MODELOS E TESTES OBSERVACIONAIS

Francisco Edson da Silva

Orientador: Dr. José Ademir Sales de Lima

Co-orientador: Dr. Joel Câmara de Carvalho Filho

Tese apresentada à Universidade Federal do Rio Grande do Norte como requisito parcial à obtenção do grau de **DOUTOR** em Física.

Natal, novembro de 2008.

A Caio e Arthur.

Agradecimentos

- A Deus e à minha esposa e filho, a meus sobrinho, mãe e irmãos. Simplesmente por vocês existirem.

- A meu orientador e amigo, o Prof. José Ademir Sales de Lima, por sua orientação, ensinamentos e incentivos, pelo convite para desenvolver os trabalhos desta tese e pelas nossas conversas que sempre me foram motivadoras e imprescindíveis à minha insistência e persistência no caminho trilhado para minha formação acadêmica e profissional.

- Aos professores de toda minha vida acadêmica, pois todos contribuíram para construir meu conhecimento e participaram de minha formação como pessoa e profissional. Especialmente aos professores do Departamento de Física da UFRN onde cursei as disciplinas e desenvolvi os trabalhos de minha pós-graduação.

- A Celina Pinheiro, secretária da pós-graduação em física, e a todos os funcionários do DFTE e da UFRN que contribuíram de alguma forma para conclusão de meu doutorado.

- A todos os meus amigos que, ao passarem por minha vida e mesmo não permanecendo, também contribuíram para a minha formação e que não começo a citar nomes para não correr o risco de esquecer nenhum e, principalmente, para não encher páginas da dissertação só com agradecimentos.

- Aos membros da banca de defesa de tese por aceitarem o convite para fazer parte desta importante ocasião de minha vida profissional.
- Por último e não menos importante, à UFRN e à CAPES que são, respectivamente, as instituições sede e mantenedora de minha pós-graduação.

* * *

Resumo

Observações astronômicas recentes (envolvendo supernovas do tipo Ia, anisotropias da radiação cósmica de fundo e aglomerados de galáxias) sugerem fortemente que o Universo observado é descrito por um modelo cosmológico plano e acelerado, cujas propriedades do espaço-tempo podem ser representadas pela métrica de Friedmann-Robertson-Walker (FRW). Entretanto, a natureza ou mecanismo responsável pela aceleração permanece desconhecida e sua determinação constitui o problema mais candente da Cosmologia moderna. Em cosmologias relativísticas, um regime acelerado é usualmente obtido supondo a existência de uma componente exótica de energia com pressão negativa, denominada energia escura, cuja representação teórica mais simples é uma constante cosmológica Λ , usualmente associada com a densidade de energia do vácuo. Todas as observações conhecidas estão de acordo com o chamado modelo de concordância cósmica (Λ CDM). No entanto, tais modelos apresentam vários problemas teóricos e tem inspirado muitos autores a proporem candidatos alternativos para representar a energia escura no contexto relativístico.

Nesta tese, propomos um novo tipo de modelo plano, acelerado e sem energia escura, que é completamente dominado pela matéria escura fria (CDM). O número de partículas de matéria escura não é conservado e o atual estágio acelerado é uma consequência da pressão negativa descrevendo o processo irreversível de criação gravitacional de matéria. Para

ocorrer uma transição de um regime desacelerado para outro acelerado em baixos *redshifts*, a taxa de criação de matéria proposta aqui depende de 2 parâmetros (γ e β): o primeiro deles identifica um termo constante da ordem de H_0 enquanto o segundo especifica uma variação proporcional ao parâmetro de Hubble $H(t)$. Neste cenário, H_0 não precisa ser pequeno para resolver o problema da idade e a transição ocorre mesmo quando não existe criação de matéria durante a era da radiação e parte da era da matéria (quando o termo β é desprezível). Tal como nos modelos Λ CDM planos, os dados de supernovas tipo Ia distantes podem ser ajustados com um único parâmetro livre. Além disso, neste cenário não há o problema da coincidência cósmica existente nos modelos dirigidos pela constante cosmológica. Os limites oriundos da existência do quasar APM 08279+5255, localizado em $z = 3.91$, e com idade estimada entre 2 e 3 bilhões de anos são também investigados. No caso mais simples ($\beta = 0$), o modelo é compatível com a existência do quasar para $\gamma > 0,56$ se a idade do quasar for 2 bilhões de anos. Para 3 bilhões de anos o limite obtido é $\gamma > 0,72$. Novos limites para o redshift de formação do quasar são também estabelecidos.

* * *

Summary

Recent astronomical observations (involving supernovae type Ia, cosmic background radiation anisotropy and galaxy clusters probes) have provided strong evidence that the observed universe is described by an accelerating, flat model whose space-time properties can be represented by the FriedmannRobertsonWalker (FRW) metric. However, the nature of the substance or mechanism behind the current cosmic acceleration remains unknown and its determination constitutes a challenging problem for modern cosmology. In the general relativistic description, an accelerating regime is usually obtained by assuming the existence of an exotic energy component endowed with negative pressure, called dark energy, which is usually represented by a cosmological constant Λ associated to the vacuum energy density. All observational data available so far are in good agreement with the concordance cosmic Λ CDM model. Nevertheless, such models are plagued with several problems thereby inspiring many authors to propose alternative candidates in the relativistic context.

In this thesis, a new kind of accelerating flat model with no dark energy and fully dominated by cold dark matter (CDM) is proposed. The number of CDM particles is not conserved and the present accelerating stage is a consequence of the negative pressure describing the irreversible process of gravitational particle creation. In order to have a transition from a decelerating to an accelerating regime at low redshifts, the matter creation rate

proposed here depends on 2 parameters (γ and β): the first one identifies a constant term of the order of H_0 and the second one describes a time variation proportional to the Hubble parameter $H(t)$. In this scenario, H_0 does not need to be small in order to solve the age problem and the transition happens even if there is no matter creation during the radiation and part of the matter dominated phase (when the β term is negligible). Like in flat Λ CDM scenarios, the dimming of distant type Ia supernovae can be fitted with just one free parameter, and the coincidence problem plaguing the models driven by the cosmological constant. Λ CDM is absent. The limits endowed with with the existence of the quasar APM 08279+5255, located at $z = 3.91$ and with an estimated ages between 2 and 3 Gyr are also investigated. In the simplest case ($\beta = 0$), the model is compatible with the existence of the quasar for $\gamma > 0.56$ whether the age of the quasar is 2.0 Gyr. For 3 Gyr the limit derived is $\gamma > 0.72$. New limits for the formation redshift of the quasar are also established.

* * *

Conteúdo

Agradecimentos	i
Resumo	iii
Summary	v
Introdução	1
1 A Cosmologia e os Modelos Cosmológicos	7
1.1 Fundamentos Cosmológicos da Teoria da Relatividade Geral	9
1.2 O Princípio Cosmológico	14
1.3 Modelos de Friedmann-Robertson-Walker	15
1.4 Breves considerações	21
2 O Modelo do Big Bang	23
2.1 Hubble e a Expansão do Universo	24
2.2 Parâmetros cosmológicos	27
2.3 Nucleossíntese Primordial	32
2.4 Radiação Cósmica de Fundo	35
2.5 Matéria Escura	39
2.6 Inflação Cósmica	43
2.7 Formação de Estruturas	46
2.8 A História Térmica do Universo	48

3	Testes Cosmológicos e Observações Independentes de Modelo	53
3.1	<i>Lookback time</i> ou teste da idade	55
3.2	Distância luminosidade	60
3.3	Outros testes	64
3.4	Resultados Independentes de Modelo	64
4	A Expansão Acelerada e os Modelos de Energia Escura	69
4.1	Os Dados de Supernova IA	70
4.1.1	Supernova	70
4.1.2	As supernovas e a aceleração	72
4.1.3	Implicações para os Modelos Cosmológicos	73
4.2	O Modelo de Concordância Cósmica ou Modelo Λ CDM	74
4.3	Modelo com decaimento do vácuo ou $\Lambda(t)$ CDM	79
4.4	Modelo com matéria-X ou Modelo XCDM	81
4.5	Energia Fantasma	82
4.6	Campo escalar ou Quintessência	84
4.7	Gás de Chaplyging e gás de Chaplyging simplificado	87
4.8	Outros modelos	89
4.9	Breves Considerações	89
5	Criação Cosmológica de Matéria	91
5.1	Introdução	91
5.2	Descrição macroscópica do fluido	94
5.3	A pressão de criação e a fonte de entropia	96
5.4	A taxa de criação de matéria e o parâmetro de desaceleração	97
5.5	Lei de evolução da temperatura	98
5.6	Breves considerações	100

6	Uma nova classe de cosmologias aceleradas com criação de matéria escura	101
6.1	Introdução	101
6.2	Cosmologia e criação de matéria	105
6.3	Equações do modelo CDM plano com criação de matéria .	107
6.4	A taxa de criação de matéria	109
6.5	As soluções do modelo	111
6.6	A idade do Universo	114
6.7	A expansão e a criação de entropia	117
6.8	O parâmetro de desaceleração e o <i>redshift</i> de transição . .	119
6.9	O modelo e o problema da coincidência cósmica	123
6.10	Breves Considerações	125
7	Dois testes para o modelo tipo CDM com Criação de Matéria: supernovas e idade em altos <i>redshifts</i>	126
7.1	Limites das observações de Supernova do tipo Ia	127
7.2	O teste da idade	132
7.2.1	Idade total no cenário CDM com criação de matéria	133
7.2.2	Idade em altos <i>redshift's</i>	134
7.2.3	Objetos velhos em altos <i>redshifts</i>	135
7.2.4	A idade do quasar <i>versus</i> a idade do Universo . . .	136
7.2.5	Implicações sobre a época de formação do quasar .	138
7.3	Breves considerações	139
8	Conclusões e Perspectivas	144
	Bibliografia	151

Lista de Figuras

2.1	Espectro angular de potência da radiação cósmica de fundo.	39
2.2	A curva de rotação da galáxia NGC3198.	41
2.3	Esquema com a evolução temporal do Universo e representação de algumas de suas fases.	49
3.1	<i>Lookback time</i> , em unidades de H_0 , como função do <i>redshift</i> para alguns valores de Ω_m	58
6.1	Curvas do fator de escala em função do tempo.	113
6.2	O parâmetro da idade do Universo como função do parâmetro γ para alguns valores fixos de β	116
6.3	O parâmetro de desaceleração em termos do <i>redshift</i>	121
7.1	Magnitude residual para as amostras de supernovas e as previsões teóricas para o modelo CDM plano com criação de matéria e para Λ CDM	129
7.2	Plano $\gamma - \beta$ para a análise dos dados de SNe Ia no modelo CDM plano com criação gravitacional de matéria.	130
7.3	Plano $\gamma - h$ para a análise dos dados de SNe Ia no modelo CDM plano com criação gravitacional de matéria.	131
7.4	O parâmetro adimensional de idade em função do <i>redshift</i> para alguns valores de γ	141

7.5	O parâmetro adimensional de idade em função do <i>redshift</i> para alguns valores de β com $\gamma = 0,50$	142
7.6	Gráfico para <i>redshift</i> de formação do quasar em termos de γ para uma idade estimada de 2 Gyr (linha sólida) e 3 Gyr (linha tracejada).	143

Lista de Tabelas

2.1	Estimativas para o parâmetro de Hubble adimensional usando diferentes métodos e experimentos.	26
2.2	Abundâncias dos elementos produzidos na Nucleossíntese primordial.	34
4.1	Resumo dos parâmetros cosmológicos no contexto dos modelos Λ CDM e seus intervalos de confiança de 68%.	78

Introdução

O conhecimento humano acerca do Universo vem evoluindo junto com o desenvolvimento da física e das técnicas de observação astronômica. Estes desenvolvimentos, sobretudo nos últimos cem anos, permitiram a criação e estabelecimento da Cosmologia como uma importante área da Física teórica e observacional e permitiu ao homem conhecer e entender melhor o Cosmos.

A Cosmologia estuda o Universo em grande escala, sua origem, constituição e dinâmica, visando descrever e explicar as observações astronômicas atuais e fazendo novas previsões sobre os resultados de futuras observações, que nos permitem inferir sobre a evolução do Cosmos desde seu passado mais remoto até o futuro mais longínquo.

Como uma área em constante desenvolvimento, a Cosmologia guarda diversos enigmas e questões que ainda desafiam a compreensão e entendimento humanos, mas nosso conhecimento a respeito do Universo evoluiu grandemente desde o surgimento da Cosmologia moderna.

Este conhecimento é expresso de forma concisa e sucinta nos chamados *modelos de universo* ou *modelos cosmológicos*. Tais modelos são criados a partir de leis e princípios básicos e devem ser sustentados pelas observações astronômicas.

Os modelos cosmológicos mais aceitos pela comunidade científica são baseados na Teoria da Relatividade Geral e no princípio cosmológico e

são tidos como modelos do tipo Friedmann-Robertson-Walker e têm por pilares observacionais os dados da nucleossíntese primordial, a expansão do universo e a radiação cósmica de fundo, e são chamados de modelos de *Big Bang*.

Tais modelos são suportados pelas observações astronômicas mais recentes e relevantes à Cosmologia, que envolvem, entre tantas outras, os dados de Supernova do tipo IA e as medidas das anisotropias da radiação cósmica de fundo, que sugerem que nosso universo é plano e está em um atual estágio de expansão acelerada. Embora esta aceleração cósmica esteja bem determinada, o mecanismo responsável por ela permanece desconhecido e constitui um dos maiores mistérios da Cosmologia.

Nas cosmologias relativísticas, o regime acelerado do Universo é, usualmente, obtido supondo a existência de uma componente exótica de energia com pressão negativa, popularmente denominada *energia escura* ou *quintessência* (em adição à matéria escura, neutrinos, bárions e radiação, as outras quatro componentes do universo). A representação teórica mais simples da energia escura é uma constante cosmológica, Λ , que pode ser interpretada como a densidade de energia do vácuo e que tem uma equação de estado (EoS) dada por $p = -\rho$.

O modelo com constante cosmológica mais matéria escura fria ou modelo Λ CDM, devido a seu bom ajuste para os dados observacionais, é chamado de *modelo de concordância cósmica*. Entretanto, os modelos com Λ têm vários problemas e inconsistências teóricas. Por exemplo, a estimativa observacional para a densidade de energia do vácuo é de 50 – 120 ordens de magnitude menor que a densidade de energia estimada pela teoria quântica de campos. Tal discrepância entre teoria e observação é conhecida como Problema da Constante Cosmológica (PCC) e tem inspirado muitos autores a proporem candidatos alternativos à energia escura.

Usando cenários relativísticos para estes modelos alternativos temos, por exemplo: (i) modelos com uma densidade de energia do vácuo que varia no tempo; (ii) o campo escalar, um provável fóssil da inflação, que decai lentamente no tempo; (iii) a matéria-X, com equação de estado $p = \omega\rho$ para $\omega < 0$; ou o gás de Chaplyging, descrito por uma equação de estado $p = -A/\rho^\alpha$, onde A e α são constantes positivas.. O espaço de parâmetros destes modelos é, normalmente, muito degenerado e muitos destes modelos contêm o modelo Λ CDM como caso particular.

Em cenários alternativos, construídos fora da relatividade geral de Einstein, podemos citar modelos como o DGP que é um modelo da teoria de branas, os cenários holográficos e os cenários inomogêneos. Tais cenários também possuem espaços de parâmetros bastante degenerados e, quando confrontados com o conjunto das atuais observações astronômicas, também apresentam diversos problemas e/ou inconsistências.

É crucial lembrarmos que, apesar da enorme quantidade de modelos alternativos e candidatos à energia escura, a natureza desta misteriosa componente ainda não pôde ser identificada e sequer há evidência direta de sua existência ou de seus efeitos dinâmicos. Em outras palavras, a evidência suportando a existência da energia escura não é forte para que seja considerada como estabelecida.

A princípio, um modelo cosmológico realístico deve dar conta de quatro resultados observacionais independentes de modelo, a saber: (i) a existência de uma componente de matéria escura não-bariônica requerida pela curva de rotação de galáxia e pelo espectro de potência da matéria; (ii) uma atual fase de expansão acelerada, determinada pela observação de Supernova do tipo Ia; (iii) um universo (aproximadamente) plano, que é determinado pelo espectro de potência das anisotropias da radiação cósmica de fundo; (iv) um parâmetro de Hubble $H_0 \approx 72 \text{ km/s} \cdot \text{Mpc}$ com uma idade do Universo

maior que 12 bilhões de anos para acomodar as estruturas mais velhas observadas, os aglomerados globulares de estrelas do halo da Via-Láctea e galáxias vizinhas.

Quando confrontado com estes requerimentos simples, o modelo de matéria escura fria ou modelo CDM ou modelo de Einstein-de Sitter contradiz os resultados (ii) e (iv). Entretanto, se assumimos que a energia escura não existe devemos, primeiro, explicar como um universo plano e dominado por matéria escura fria acelera, pois modelos acelerados costumam resolver o problema da idade do universo.

Por outro lado, nas cosmologias relativísticas a presença de uma pressão negativa é o ingrediente básico para acelerar a expansão cósmica. Pressão negativa ocorre naturalmente em diferentes contextos da termodinâmica de não-equilíbrio, em geral, em estados conectados a transições de fases dos sistemas termodinâmicos. Neste contexto, o processo de criação cosmológica de partículas às custas da expansão do campo gravitacional pode, fenomenologicamente, ser descrito por uma pressão negativa e está associado à produção de entropia.

Alguns autores já descreveram e estudaram o processo de criação cosmológica de matéria e/ou de radiação e já investigaram a possibilidade desta criação contribuir para a aceleração do universo ou a investigaram como alternativa para explicar a diferença entre a densidade de energia esperada para a energia do vácuo e a estimativa observacional. Cenários com criação de matéria e radiação não são uma novidade mas, no geral, são usados para resolver algum dos problemas que aparecem em cenários com energia escura, ou seja, no geral, os diversos autores estudam a criação de matéria e/ou radiação em modelos com energia escura.

É neste contexto histórico-científico abrangente e extremamente desafiador que estão inseridos os trabalhos desenvolvidos no decorrer desta tese. Nela estamos propondo um novo cenário cosmológico plano e acelerado, onde a aceleração cósmica é devida, unicamente, à criação de partículas de matéria escura fria. Como é bem mostrado, este modelo é consistente com os dados de supernova do tipo IA e o parâmetro de Hubble não precisa ser pequeno para que o modelo seja consistente com a idade do Universo ou mesmo com a idade do Universo em altos *redshifts*.

Nesta tese de doutoramento discorreremos sobre os trabalhos realizados para proposição e primeiros estudos deste modelo cosmológico. Estes trabalhos, correspondentes aos capítulos originais, são as nossas referências [192] e [210]. O primeiro destes trabalhos foi publicado e o segundo está submetido à publicação.

Em linhas gerais, a estrutura e desenvolvimento do corpo desta tese é descrito a seguir.

No primeiro capítulo, falamos brevemente da teoria física e das leis fundamentais em que se baseiam os principais modelos cosmológicos, apresentando uma dedução e discussão simplificadas das equações que descrevem sua dinâmica e evolução.

No capítulo 2 apresentamos as principais bases observacionais do modelo do *Big Bang*. É um resumo da história térmica do Universo e dos principais resultados que determinam sua evolução desde a singularidade cósmica.

No terceiro capítulo descrevemos os principais testes cosmológicos e as observações astronômicas que um modelo de universo deve explicar e vamos entender como estas observações permitem a escolha de um modelo de universo em detrimento de outros.

No capítulo 4 apresentamos os principais modelos cosmológicos de energia escura, dando ênfase especial ao chamado modelo de concordância

cósmica ou modelo Λ CDM que apresenta um bom ajuste para as principais observações astronômicas atuais, mas que, no entanto, possui alguns problemas e limitações que incentivaram a criação de diversos modelos alternativos. Os principais modelos cosmológicos alternativos presentes na literatura também são apresentados e brevemente descritos neste capítulo.

No quinto capítulo estudamos as bases teóricas da criação cosmológica de matéria e sua formulação macroscópica, para entender como esta criação de partículas afeta as equações de campo do Universo e como pode ser usada como alternativa para a aceleração da expansão do Universo.

No capítulo 6 propomos o modelo plano de matéria escura fria com criação de matéria e detalhamos suas equações e resultados que serão usados para comparar as previsões do modelo com as observações astronômicas. Ao final deste capítulo também discutimos alguns resultados e previsões teóricas do modelo, como a idade total do Universo em comparação com a idade dos aglomerados globulares da Via-Láctea.

No sétimo capítulo fazemos os primeiros testes cosmológicos para nosso modelo. Primeiro usamos os dados de Supernova do tipo Ia para restringir os valores dos parâmetros livres do modelo CDM plano com criação gravitacional de matéria e, desta forma obtemos os primeiros limites para estes parâmetros. Depois, obtemos os limites sobre os parâmetros do modelo comparando a idade estimada para objetos velhos observados em altos *redshifts* com a idade prevista pelo modelo para o Universo neste *redshift*. Desta forma, podemos comparar os limites obtidos para os parâmetros do modelo nos dois testes.

Finalmente apresentamos nossas conclusões e descrevemos algumas perspectivas de continuação do nosso trabalho.

* * *

Capítulo 1

A Cosmologia e os Modelos Cosmológicos

O desenvolvimento das sociedades humanas está intimamente ligado à busca do homem pelo conhecimento e à sua compreensão do mundo que o rodeia. Esta compreensão evolui junto com o conhecimento e descoberta das leis que regem o mundo e com o desenvolvimento tecnológico das sociedades.

A busca pelo conhecimento acerca do Universo é tão antiga quanto as sociedades humanas, mas a partir do início do século passado este conhecimento evoluiu enormemente. Uma evolução pautada no desenvolvimento teórico da física e no aprimoramento das técnicas de observação astronômica, cada vez mais poderosas, acuradas e precisas.

Nestes últimos 100 anos passamos de abstrações e devaneios na descrição do Cosmos, para uma descrição construída em cima de leis e princípios físicos bem estabelecidos e endossada por observações cada vez mais precisas. E, por outro lado, passamos de um Sistema Solar cercado por ilhas inóspitas e desconhecidas em uma galáxia-universo estático e inimaginável para um universo que é formado por bilhões e bilhões de galáxias e que se expande aceleradamente criando o espaço-tempo no decorrer desta ex-

pansão.

Esta evolução de nosso conhecimento do Universo, apesar do progresso dos últimos cem anos, não foi rápida e muito menos tranqüila, foi gradativa e cheia de percalços diversos. Mas, em seu decorrer, estabeleceu a Cosmologia como uma próspera área da Física teórica e observacional[1–3]. Não cabe nesta tese uma análise histórica e/ou contextual da criação e estabelecimento da Cosmologia como área da Física, apenas vamos citar e entender, nestes primeiros capítulos, os principais desenvolvimentos teóricos e observacionais que propiciaram tal criação e evolução.

Como uma área em constante desenvolvimento, a Cosmologia ainda guarda diversas questões que desafiam a compreensão e entendimento humanos, mas o nosso conhecimento do Universo evoluiu grandemente desde o surgimento da Cosmologia moderna. Este conhecimento é expresso de forma elegante, concisa e sucinta nos chamados modelos de universo ou modelos cosmológicos. Tais modelos são criados a partir de leis e princípios básicos e devem ser sustentados pelas observações astronômicas.

Os modelos cosmológicos mais aceitos pela comunidade científica são baseados na Teoria da Relatividade Geral e no princípio cosmológico e têm por bases observacionais os dados da nucleossíntese primordial, a expansão do universo e a radiação cósmica de fundo. Eles são chamados de modelos de *Big Bang* e são suportados pelas atuais observações astronômicas.

Tais observações e suas implicações para os modelos cosmológicos serão discutidas mais a seguir. Por hora, neste primeiro capítulo, vamos falar brevemente da teoria física e das leis fundamentais em que se baseiam os principais modelos cosmológicos. Com isto visamos apresentar conceitos e equações que facilitem o entendimento dos tópicos e assuntos abordados nos capítulos seguintes desta tese.

Vale ressaltar que este é um capítulo introdutório e, por isto, os tópicos

aqui apresentados são discutidos sucintamente. Uma discussão mais detalhada pode ser encontrada em alguns livros-texto de relatividade e de cosmologia[1–6]. Outras referências que forem necessárias em pontos específicos do capítulo serão citadas em seu decorrer.

1.1 Fundamentos Cosmológicos da Teoria da Relatividade Geral

Em 1915 Einstein completou a Teoria da Relatividade Geral (TRG), compatibilizando as idéias da Relatividade Especial ou Restrita à interação gravitacional. Para tanto, percebeu a equivalência entre os efeitos gravitacionais e acelerativos, equivalência esta que está diretamente ligada à igualdade entre as massas inercial e gravitacional.

A relatividade geral, desta forma, abandona a idéia de espaço-tempo plano, introduzido por Minkowski, e toma a interação gravitacional como uma propriedade geométrica do espaço-tempo, a curvatura que é determinada pela presença das massas.

Segundo a Relatividade Geral, há uma relação intrínseca entre massa e energia. Por isto, todas as formas de energia são fontes de curvatura e é esta propriedade do espaço-tempo que determina a dinâmica das partículas.

Esta relação intrínseca entre a geometria do espaço-tempo e o conteúdo material e energético presente nele é matematicamente expressa pelas equações de campo da Relatividade Geral ou equações de Einstein:

$$G_{\alpha\beta} = \chi T_{\alpha\beta} , \tag{1.1}$$

onde $G_{\alpha\beta}$ é o tensor de Einstein que depende da métrica e determina as

propriedades do espaço-tempo; $T_{\alpha\beta}$ é o tensor de energia-momento e representa o conteúdo material no espaço; e χ é a constante de Einstein.

Para obtermos a forma do tensor $G_{\alpha\beta}$ devemos lembrar que no espaço-tempo da Relatividade Geral o intervalo entre dois eventos pode ser escrito como:

$$ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta , \quad (1.2)$$

onde $g_{\alpha\beta}$ é o tensor métrico que descreve a geometria do espaço-tempo.

A trajetória de partículas só sob a ação da gravidade neste espaço-tempo é estacionária e pode ser calculada pelo princípio da mínima ação:

$$\delta \int ds = 0 . \quad (1.3)$$

Essas trajetórias não são retas, pois a curvatura do espaço-tempo, determinada pelos efeitos da gravitação e dada pelo tensor $g_{\alpha\beta}$, é seguida pelas partículas livres. Estas trajetórias são chamadas de geodésicas e descritas pela equação:

$$\frac{d^2 x^\alpha}{ds^2} + \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha \frac{dx^\beta}{ds} \frac{dx^\gamma}{ds} = 0 , \quad (1.4)$$

onde as quantidade $\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha$ são chamadas símbolos de Christoffel e definidas por:

$$\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha = \frac{1}{2} g^{\alpha\lambda} \left[\frac{\partial g_{\lambda\beta}}{\partial x^\delta} + \frac{\partial g_{\lambda\delta}}{\partial x^\beta} + \frac{\partial g_{\beta\delta}}{\partial x^\lambda} \right] , \quad (1.5)$$

com as componentes do tensor métrico satisfazendo:

$$g^{\alpha\beta} g_{\beta\gamma} = \delta_\gamma^\alpha \quad (1.6)$$

onde δ_γ^α é o delta de Kronecker.

As propriedades do espaço-tempo curvo são caracterizadas pelo tensor de Riemann-Christoffel que é definido em termos dos símbolos de Christoffel como:

$$R^{\alpha}_{\beta\gamma\lambda} = \frac{\partial\Gamma^{\alpha}_{\beta\lambda}}{\partial x^{\gamma}} - \frac{\partial\Gamma^{\alpha}_{\beta\gamma}}{\partial x^{\lambda}} + \Gamma^{\alpha}_{\nu\gamma}\Gamma^{\nu}_{\beta\lambda} - \Gamma^{\alpha}_{\nu\lambda}\Gamma^{\nu}_{\beta\gamma}. \quad (1.7)$$

Contraindo-se o tensor de Riemann-Christoffel calculamos o tensor de Ricci:

$$R_{\alpha\beta} = R^{\lambda}_{\alpha\lambda\beta}. \quad (1.8)$$

Finalmente, podemos formar o escalar de curvatura ou escalar de Ricci:

$$R = g^{\alpha\beta}R_{\alpha\beta}. \quad (1.9)$$

Com as quantidades acima podemos definir o tensor de Einstein que é dado por:

$$G_{\alpha\beta} = R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}g_{\alpha\beta}R, \quad (1.10)$$

que contém derivadas segunda de $g_{\alpha\beta}$ e cuja derivada covariante é nula:

$$G^{\alpha\beta}_{;\beta} = 0. \quad (1.11)$$

Por outro lado, o tensor de energia-momento descrevendo o conteúdo material do Universo, quantifica as componentes materiais e energéticas. Para obtermos a forma deste tensor para o fluido que compõe o universo vamos fazer uso dos princípios de covariância geral e do acoplamento mínimo.

O primeiro estabelece que para uma equação que represente uma lei física ser válida na presença de um campo gravitacional arbitrário, ela deve poder ser escrita numa forma covariante geral e reduzir-se à forma conhecida da relatividade especial no limite em que o campo gravitacional

se anula. O outro é o princípio que permite satisfazer essas condições de forma mais imediata.

Em outras palavras, os efeitos da gravitação podem ser implementados reescrevendo as equações da relatividade especial e substituindo a métrica do espaço-tempo plano ou métrica de Minkowski por uma métrica genérica descrevendo o espaço-tempo curvo e, também, substituindo as derivadas simples por derivadas covariantes.

Assim, a partir do tensor de energia-momento de um fluido perfeito na relatividade especial:

$$T_{\alpha\beta} = (p + \rho)u_{\alpha}u_{\beta} - p\eta_{\alpha\beta} , \quad (1.12)$$

podemos escrever o tensor de energia-momento de um fluido perfeito em termos da relatividade geral como:

$$T_{\alpha\beta} = (p + \rho)u_{\alpha}u_{\beta} - pg_{\alpha\beta} . \quad (1.13)$$

Nas duas equações acima u_{α} é a quadrivelocidade do fluido, definida como:

$$u^{\alpha} = \frac{dx^{\alpha}}{ds} , \quad (1.14)$$

onde $x^{\alpha}(s)$ posiciona um elemento de volume do fluido. As componentes covariantes de qualquer quantidade são obtidas através da métrica. Por exemplo,

$$u_{\alpha} = g_{\alpha\beta}u^{\beta} . \quad (1.15)$$

A constante de Einstein, χ , pode ser determinada pela aproximação de campo fraco. Neste caso, as equações de Einstein para o campo tornam-se lineares e, por comparação com a equação de Poisson (para $c = 1$),

obtém-se:

$$\chi = 8\pi G \quad (1.16)$$

onde G é a constante gravitacional newtoniana.

Uma dedução detalhada do valor da constante de Einstein pode ser vista em [3, 7].

Na descrição relativística de um fluido, além do tensor de energia-momento são necessárias outras quantidades tensoriais cujas equações de conservação governam a evolução do fluido. Tais quantidades são o fluxo de partículas N^α e o fluxo de entropia S^α . As formas destes tensores para um fluido perfeito são:

$$N^\alpha = nu^\alpha, \quad (1.17)$$

$$S^\alpha = n\sigma u^\alpha, \quad (1.18)$$

onde n e σ são, respectivamente, a densidade de partículas e a entropia específica medidas no referencial de repouso local do fluido ou referencial comóvel.

O tensor de energia-momento, o fluxo de partículas e o fluxo de entropia obedecem às seguintes leis de conservação:

$$T^{\alpha\beta}_{;\beta} = 0, \quad (1.19)$$

$$N^\alpha_{;\alpha} = 0, \quad (1.20)$$

$$S^\alpha_{;\alpha} = 0. \quad (1.21)$$

As equações acima implicam que, para um fluido perfeito usual, as variações nas densidades de energia, partículas e entropia, medidas no re-

ferencial comóvel, são unicamente devidas à variação de volume do fluido, não havendo fontes internas destas quantidades.

1.2 O Princípio Cosmológico

Os principais modelos cosmológicos têm como fundamento teórico, além da relatividade geral, o princípio cosmológico.

Este princípio é uma generalização do princípio de Copérnico, que diz que nada ocupa uma posição privilegiada no Universo. E, assim, as leis e fenômenos físicos são os mesmos em qualquer ponto do Universo.

A partir destas premissas podemos enunciar o princípio cosmológico:

Em uma escala suficientemente grande o universo é espacialmente homogêneo e isotrópico.

Isto quer dizer que, ao olharmos em qualquer direção do espaço, desde que seja numa escala suficientemente grande, devemos observar a mesma distribuição de objetos e corpos celestes.

Nas pequenas escalas, ou seja, escalas de galáxias e das outras irregularidades, o princípio cosmológico, obviamente, não é válido. Mas a distribuição de galáxias em escalas da ordem de 100 Mpc e a isotropia da Radiação Cósmica de Fundo (RCF) são indicações da isotropia do Cosmos. É difícil verificar a homogeneidade do Universo, porém a distribuição das anisotropias ou flutuações na temperatura da RCF é uma prova indireta desta homogeneidade.

1.3 Modelos de Friedmann-Robertson-Walker

No contexto da Relatividade Geral, o Universo pode ser descrito como um fluido autogravitante cuja evolução dinâmica é determinada pelas equações de Einstein (equação (1.1)).

Para a construção de um modelo de universo precisamos escrever a forma dos tensores de Einstein e de energia-momento. Ou seja, precisamos encontrar a métrica que satisfaz as equações de Einstein e, paralelamente, considerar um conjunto de hipóteses sobre o conteúdo material do Universo para obtermos a evolução das quantidades físicas do fluido que constitui o Universo.

Supondo-se que o Universo é espacialmente homogêneo e isotrópico (Princípio Cosmológico), sua geometria pode ser descrita pelo elemento de linha de Robertson-Walker. Este elemento de linha, também chamado métrica de Robertson-Walker, em coordenadas polares comóveis, é dado por ($c = 1$):

$$ds^2 = (dt)^2 - R(t)^2 \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) \right], \quad (1.22)$$

onde $R(t)$ é chamado de fator de escala; e k é o parâmetro de curvatura que pode assumir os valores 1 (caso esférico ou fechado), 0 (caso plano) e -1 (caso aberto ou hiperbólico).

Com a métrica dada pela equação (1.22) podemos calcular o tensor de Ricci e o escalar de curvatura para encontrar a parte geométrica da equação de Einstein. Usando ainda que o tensor de energia-momento do Universo é o tensor de um fluido perfeito (dado pela equação (1.13)) e que cada um dos constituintes do conteúdo material do Universo comporta-se como um fluido perfeito, obtemos para as componentes independentes das equações de Einstein ($c = 1$):

$$8\pi G\rho = 3\frac{\dot{R}^2}{R^2} + 3\frac{k}{R^2}, \quad (1.23)$$

$$8\pi Gp = -2\frac{\ddot{R}}{R} - \frac{\dot{R}^2}{R^2} - \frac{k}{R^2}. \quad (1.24)$$

Estas equações são chamadas de equações de Friedmann e os modelos cosmológicos obtidos a partir delas são denominados, na literatura, modelos de Friedmann-Robertson-Walker ou, simplesmente, modelos FRW.

Já as leis de conservação para o número de partículas e para a entropia (equações (1.20) e (1.21), respectivamente) podem, em termos do fator de escala, ser reescritas como:

$$\dot{n} + 3\frac{\dot{R}}{R}n = 0, \quad (1.25)$$

$$\dot{\sigma} = 0. \quad (1.26)$$

Como o Universo está sendo tratado como um fluido perfeito, podemos também obter a lei de evolução de sua temperatura. Para isto tomamos T e n como variáveis independentes, ou seja, tomamos $\rho = \rho(T, n)$ e $p = p(T, n)$ e consideramos $d\sigma$ como uma diferencial exata. Assim, em termos do fator de escala, a lei de evolução da temperatura é:

$$\frac{\dot{T}}{T} = -3\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_n \frac{\dot{R}}{R}. \quad (1.27)$$

O número de variáveis nas equações acima excede o número de equações. Para resolvermos este conjunto de equações precisamos de uma outra. Neste caso utilizamos a equação de estado do fluido que, para um fluido perfeito, pode ser escrita na forma:

$$p = \omega\rho \quad (1.28)$$

Muitas vezes, por conveniência matemática, escreve-se a equação de estado para um fluido perfeito na forma $p = (\gamma - 1)\rho$, que é denominada *lei-gama*. Mas esta lei-gama é totalmente equivalente à equação (1.28) e, nesta tese, preferimos manter a equação de estado na forma dada por (1.28).

As equações de Friedmann e a equação de estado do fluido nos permitem, em princípio, determinar a dinâmica do Universo que é dada por suas soluções.

É conveniente, no estudo dos modelos cosmológicos e no desenvolvimento desta tese, obtermos, a partir das equações de campo de Einstein e da equação de estado do fluido, a equação de evolução do fator de escala do Universo, que é uma forma mais usual de estudarmos a dinâmica do Universo. Para obtermos esta expressão basta combinarmos a equação de estado do fluido (equação 1.28) com as equações de Friedmann (equações (1.23) e (1.24)), o que nos fornece, diretamente, a equação diferencial

$$R\ddot{R} + \left(\frac{3\omega + 1}{2}\right)(\dot{R} + k) = 0. \quad (1.29)$$

Esta expressão será usada como primeira forma de comparação entre o modelo Λ CDM ou modelo de concordância cósmica e o modelo cosmológico proposto nesta tese ou modelo CDM plano com criação gravitacional de matéria.

O parâmetro ω (ou, equivalentemente, γ) caracteriza a composição básica do Universo numa determinada era. No geral, associamos o seu valor ao valor da componente dominante. Por exemplo, nos primeiros estágios do Universo, a componente dominante era a radiação que tem equação de estado $p = \rho/3$, assim $\omega = 1/3$ para a radiação e para o fluido que determina a evolução do Universo. Na fase dominada por matéria não-relativística a pressão é nula e $\omega = 0$.

A integral primeira de (1.29) é dada por:

$$\dot{R}^2 = \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1+3\omega} - k, \quad (1.30)$$

onde R_* é uma constante de integração.

Podemos, a partir destas expressões, obter a solução para o fator de escala do Universo em termos do valor de ω e estudar a evolução do Universo em cada fase. A solução geral para o fator de escala pode ser obtida em termos de funções hipergeométricas (ver [8, 9]).

Mas para estudarmos as propriedades dos modelos descritos por estas soluções podemos obtê-las de uma forma alternativa. Para tanto vamos reescrever a equação (1.29) de outra forma. Partindo do tempo-conforme definido pela relação:

$$d\eta = \frac{dt}{R} \quad (1.31)$$

e das transformações[8]

$$Y = \ln R \quad (\omega = -1/3), \quad (1.32)$$

$$Y = R^{\frac{3\omega+1}{2}} \quad (\omega \neq -1/3), \quad (1.33)$$

obtemos:

$$Y'' = 0 \quad (\omega = -1/3), \quad (1.34)$$

$$Y'' + \left(\frac{3\omega+1}{2} \right) kY = 0 \quad (\omega \neq -1/3), \quad (1.35)$$

onde o apostrofo denota derivada simples em relação ao tempo-conforme.

Tais expressões evidenciam aspectos importantes do modelo. Para $\omega = -1/3$ a equação não depende de k e o novo fator de escala Y assume

o comportamento de uma partícula livre. Para $\omega \neq -1/3$, Y assume o comportamento de uma partícula livre se $k = 0$, de um oscilador harmônico se $k = 1$ ou de um “anti-oscilador” se $k = -1$.

Integrando (1.35) e usando a transformação definida em (1.33) obtemos:

$$R(\eta) = R_* \left[\frac{\text{sen} \left(\sqrt{k} \left| \frac{3\omega+1}{2} \right| \right)}{\sqrt{k}} \right]^{\frac{2}{3\omega+1}}. \quad (1.36)$$

Desta solução vemos, imediatamente, que os modelos com $k = 1$ descrevem universos cíclicos que alternam fases de expansão e contração. Já nos modelos com $k = 0$ ou $k = -1$ o universo expande indefinidamente.

Para obtermos o comportamento termodinâmico dos modelos combinamos as equações (1.23), (1.25), (1.27), (1.28) e (1.30). Neste caso temos as quantidades básicas do modelo em termos do fator de escala:

$$\rho = \frac{3}{R_*^2} \left(\frac{R_*}{R} \right)^{3(\omega+1)}, \quad (1.37)$$

$$p = \frac{3\omega}{R_*^2} \left(\frac{R_*}{R} \right)^{3(\omega+1)}, \quad (1.38)$$

$$n = n_* \left(\frac{R_*}{R} \right)^3, \quad (1.39)$$

$$T = T_* \left(\frac{R_*}{R} \right)^{3\omega}, \quad (1.40)$$

onde n_* e T_* são constantes de integração.

Com as equações (1.39) e (1.40) podemos integrar a lei de Gibbs

$$nT d\sigma = d\rho - \frac{\rho + p}{n} dn \quad (1.41)$$

e determinar a entropia específica, a menos de uma constante arbitrária[3]:

$$\sigma = \frac{3(\omega + 1)}{n_* T_* R_*^2} \quad (1.42)$$

que pode ser reescrita como:

$$\sigma = \frac{\rho + p}{nT} \quad (1.43)$$

Da equação (1.40) vemos que se $\omega = 1/3$ (era da radiação), o produto RT permanece constante. Pode-se mostrar também[3] que para uma mistura de matéria e radiação em equilíbrio a condição $RT = \text{constante}$ é sempre satisfeita se a entropia adimensional da radiação por partícula

$$\sigma = \frac{4aT^3}{3nk_B} \quad (1.44)$$

for muito maior que a unidade. Nesta expressão k_B é a constante de Boltzmann; e a é a constante da radiação.

Os valores atualmente medidos para a temperatura da radiação cósmica de fundo e para a densidade numérica específica são $T_0 \sim 2,7$ K e $n_0 \sim 10^{-6}$ g/cm³, de modo que $\sigma_0 \sim 10^8$, que é muito alta. Portanto, a lei $T \propto R^{-1}$ determina a história térmica do Universo.

Os modelos do tipo FRW são modelos que apresentam singularidade, ou seja, suas equações indicam que para instantes no passado o fator de escala do Universo é cada vez menor. Fica mais fácil de visualizarmos esta propriedade dos modelos se combinarmos as equações (1.23) e (1.24) para obtermos a expressão para a aceleração do fator de escala:

$$\ddot{R} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p)R. \quad (1.45)$$

Considerando um fluido usual ($p \geq 0$ e $\rho > 0$) como fonte de curvatura, ou mesmo um fluido que satisfaça a relação mais geral $\rho + 3p > 0$, a

aceleração \ddot{R} será sempre negativa. Isto implica que num tempo finito no passado o fator de escala assumiu o valor $R = 0$ e, neste instante, as grandezas definidas nas expressões (1.37)-(1.40) divergem.

Na época em que foram propostos, os modelos do tipo FRW foram considerados abstrações matemáticas por causa desta sua propriedade. Pois, até a apresentação da descoberta de Hubble da expansão do Universo, acreditava-se que este era estático.

Da equação (1.45) vemos também que, sob a ótica da relatividade geral, uma aceleração positiva é obtida se $\rho + 3p < 0$. Assim, para que a expansão seja acelerada, o ingrediente essencial é uma pressão total do fluido que constitui o Universo negativa e que obdeça o vínculo $p < -\rho/3$.

1.4 Breves considerações

Os modelos cosmológicos são uma forma simples de representar o Universo, sua constituição, dinâmica e evolução. A classe de modelo mais aceita é baseada na TRG e no princípio cosmológico e suas soluções descrevem um universo em expansão desde uma singularidade no espaço-tempo onde todo o conteúdo material e energético estava reunido em um ponto com dimensões desprezíveis.

Os modelos descritos pelas soluções das equações de Friedmann, como veremos a seguir, estão de acordo com as principais observações astronômicas e, com alguns novos aspectos teóricos inseridos no decorrer de sua evolução histórica, representam bem o nosso conhecimento do Universo.

Nos capítulos seguintes iremos continuar esta análise dos modelos cosmológicos e de como eles descrevem a história do Universo, e também en-

tender como as observações astronômicas e testes cosmológicos determinam a validade ou não de um modelo de universo e permitem restringir os diversos parâmetros que representam e determinam os modelos cosmológicos. Também vamos perceber como algumas destas observações mudaram drasticamente a nossa visão a respeito do Universo nos últimos cem anos.

* * *

Capítulo 2

O Modelo do Big Bang

No capítulo anterior começamos nosso estudo dos modelos cosmológicos, apresentando os fundamentos teóricos da principal classe de modelos utilizada para descrever o Universo.

Vimos também que a análise das soluções das equações que descrevem os modelos do tipo Friedmann-Robertson-Walker indicam que no passado o Universo era muito menor e vem se expandindo e deve ter emergido de uma singularidade, à qual chamamos de *Big Bang*. Por isto, os modelos com singularidade são chamados de modelos de *Big Bang* e dizemos que o Universo nasceu de uma grande explosão, a partir da qual o espaço-tempo foi sendo criado e preenchido por seu conteúdo material e energético.

Vamos começar este capítulo apresentando as principais observações astronômicas que, no decorrer do século passado, consolidaram o modelo cosmológico do *Big Bang* como modelo padrão da cosmologia. Assim como vamos apresentar um breve resumo da evolução histórica deste modelo e das implicações que as mais recentes observações astronômicas causaram na descrição do Universo. Para finalizar o capítulo, vamos apresentar uma breve descrição qualitativa da história térmica do Universo.

2.1 Hubble e a Expansão do Universo

A constatação de que vivemos num universo em expansão foi uma das mais inesperadas e importantes descobertas da Astronomia no século XX. Contudo, a descoberta da expansão acelerada feita em 1998, foi algo tão inesperado e surpreendente e que também alterou profundamente a nossa visão do Cosmos.

Até a década de 1920 acreditava-se que o Universo era estático. Quando Einstein aplicou a Teoria da Relatividade Geral ao Universo, ele não considerou a possibilidade de expansão e, para evitar o colapso da matéria, inseriu uma constante corretiva em suas equações de campo, a constante cosmológica de Einstein, que tinha a propriedade de ser anti-gravitante e, com isto, permitia uma solução estática para o Universo.

Em 1929 Edwin P. Hubble[10], estudando os espectros medidos por ele e seu colega Milton L. Homason[11] e também por Vesto M. Slipher[12], da emissão de dezenas de galáxias, constatou que a maioria delas apresentavam um deslocamento para o vermelho nas linhas espectrais, ou seja, estavam se afastando da nossa galáxia.

A medida deste desvio espectral para o vermelho, também chamada de parâmetro de *redshift* ou simplesmente *redshift* é dada por:

$$z = \frac{\lambda_0 - \lambda_E}{\lambda_E}, \quad (2.1)$$

onde λ_0 é o comprimento de onda da radiação medido localmente; e λ_E é o comprimento de onda da radiação quando emitida. Em termos do fator de escala, podemos reescrever o *redshift* como[2]:

$$1 + z = \frac{R_0}{R}. \quad (2.2)$$

Hubble percebeu ainda que as galáxias estavam se afastando com velocidades proporcionais à sua distância:

$$v = H(t)d , \quad (2.3)$$

onde o fator de proporcionalidade é, hoje, chamado de constante de Hubble ou parâmetro de Hubble.

O parâmetro de Hubble é definido em termos do fator de escala como:

$$H(t) = \frac{\dot{R}}{R} . \quad (2.4)$$

Hoje ($t = t_0$) temos que $H(t_0) = H_0$. O parâmetro de Hubble é medido em unidades de $\text{Km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ e seu valor está contido no intervalo de

$$40 \leq H_0 \leq 100 \text{ Km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1} .$$

Normalmente o parâmetro de Hubble é escrito em termos de um parâmetro adimensional h como:

$$H_0 = 100h \text{ Km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1} .$$

O parâmetro de Hubble tem dimensões de tempo^{-1} e seu valor dá a ordem de grandeza do tempo cosmológico (idade do Universo). Nos diversos modelos podemos calcular a idade do Universo em termos de H_0 .

A determinação de H_0 (ou, equivalentemente, de h) tem importância prática e teórica para muitas propriedades astrofísicas de quasares, galáxias e aglomerado de galáxias, e determina papel crucial em diversos cálculos cosmológicos.

A primeira estimativa de H_0 foi feita pelo próprio Hubble a partir do diagrama de velocidade *versus redshift*, que é atualmente conhecido como diagrama de Hubble, para as galáxias observadas, no entanto, sua esti-

mativa estava equivocada por mais de uma ordem de magnitude. Desde então, as estimativas de H_0 foram sensivelmente melhoradas.

Atualmente, o diagrama de Hubble para objetos em baixos *redshifts* é uma das melhores maneiras independentes de se determinar o valor de h . Usando o diagrama de Hubble para variáveis cefeidas, W. Freedman [13] estimou seu valor em $h = 0,72 \pm 0,08$.

Há várias estimativas usando diferentes observações cosmológicas e diferentes métodos de análise. Algumas destas estão citadas na tabela 2.1, onde temos o método utilizado, a referência do artigo e o valor obtido pela análise.

Método	Referência	h
Variáveis cefeidas	Freedman <i>et al.</i> [13] (HST)	$0,72 \pm 0,08$
Idade em altos <i>redshifts</i>	Jimenez <i>et al.</i> [14] (SDSS)	$0,69 \pm 0,12$
SNe Ia/Cefeidas	Sandage <i>et al.</i> [15]	$0,62 \pm 0,13(\text{aleat.}) \pm 0,05(\text{sist.})$
Galáxias antigas + BAO	Lima <i>et al.</i> [16]	$0,71 \pm 0,04$
RCF + SNe Ia + BAO	Komatsu <i>et al.</i> [17]	$h = 0,705 \pm 0,013$

Tabela 2.1: Estimativas para o parâmetro de Hubble adimensional usando diferentes métodos e experimentos.

É importante lembrarmos que os dados da radiação cósmica de fundo, que são uma das maiores fontes de informações a respeito do Universo, não são um teste muito restritivo para o parâmetro de Hubble[18], devido ao alto grau de degenerescência do espaço de parâmetros de H_0 .

Por outro lado, vale ainda ressaltar que a análise das soluções das equações de Friedmann prediz, de forma geral, uma origem singular do Cosmos. O afastamento das galáxia, como observado por Hubble, constitui a primeira evidência de que, no passado, a distância entre as galáxias era cada vez menor e, assim, constata a expansão do Universo. Extrapo-

lando este afastamento para tempos cada vez menores nos deparamos com a singularidade prevista pelos modelos de FRW. Foi o trabalho de Hubble que nos permitiu acreditar num universo expansionista e fez os modelos de FRW deixarem de ser meras abstrações matemáticas e passarem a ser tidos como prováveis descrições matemáticas do Universo em que vivemos.

A singularidade, a partir da qual toda a energia do Universo passou a se expandir e a criar o espaço-tempo que viria a ocupar, define o instante inicial do Universo e é tida como o instante de uma grande explosão que deu origem ao Universo. Por este motivo, os modelos cosmológicos singulares são conhecidos como modelos do *Big Bang* e esta classe de modelos é a mais aceita pela comunidade científica para explicar o nosso Universo.

O modelo do *Big Bang* tem como principais pilares observacionais, além da expansão do Universo, as observações da nucleossíntese primordial e da radiação cósmica de fundo, que serão brevemente discutidas ainda neste capítulo.

2.2 Parâmetros cosmológicos

O estudo das equações de Friedmann e suas soluções, ou seja, dos modelos cosmológicos torna-se mais simples quando o fazemos em termos dos parâmetros cosmológicos. Pode-se definir diversos parâmetros cosmológicos e os valores destes parâmetros é que determinam o modelo cosmológico.

Nesta seção vamos apresentar os mais importantes para nosso estudo e mencionar outros poucos. Uma discussão mais detalhada e explicativa dos vários parâmetros cosmológicos, seus significados e interpretações pode ser encontrada em alguns livros-textos ou em diversos artigos (ver, por exemplo, [18]).

a) Parâmetro de Hubble

O primeiro dos parâmetros cosmológicos em que estamos interessados é o parâmetro de Hubble, H , que também pode ser quantificado pela razão adimensional h . Ver seção anterior para sua descrição e explicação.

b) Densidade crítica

Para definirmos a densidade crítica vamos, antes, reescrever a equação (1.18) da seguinte forma:

$$\frac{k}{R^2} = H^2 \left(\frac{8\pi G\rho}{3H^2} - 1 \right), \quad (2.5)$$

ou

$$\frac{k}{H^2 R^2} = \frac{\rho}{\rho_c} - 1, \quad (2.6)$$

onde a densidade crítica, ρ_c , foi definida como:

$$\rho_c \equiv \frac{3H^2}{8\pi G}. \quad (2.7)$$

A razão entre a densidade total do Universo e a densidade crítica nos fornece uma forma mais elegante e fácil de visualizar se o Universo é aberto ($k = -1$ ou $\rho < \rho_c$), plano ($k = 0$ ou $\rho = \rho_c$) ou fechado ($k = 1$ ou $\rho > \rho_c$).

c) Parâmetro de densidade

A partir da densidade crítica, podemos definir um parâmetro de densidade adimensional para cada componente do conteúdo material do Universo. O parâmetro de densidade é dado por:

$$\Omega_i(t) = \frac{\rho_i}{\rho_c} \quad (2.8)$$

Assim, a razão entre a densidade de cada componente e a densidade crítica dá o parâmetro de densidade desta componente. De forma que podemos escrever Ω_γ para a radiação, Ω_m para a matéria escura, Ω_b para a matéria bariônica, Ω_ν para os neutrinos e Ω_Λ (ou Ω_{EE}) para uma possível energia escura.

O parâmetro de densidade total será, então, dado por:

$$\Omega_t(t) = \sum_i \Omega_i . \quad (2.9)$$

Pode-se ainda definir o parâmetro de densidade da curvatura como:

$$\Omega_k = \frac{k}{H^2 R^2} \quad (2.10)$$

ou

$$\Omega_k = \Omega_t - 1 . \quad (2.11)$$

Devemos lembrar que é completamente equivalente falarmos de k ou de Ω_k .

d) Parâmetro de desaceleração

Até o final do século passado acreditava-se que o Universo estava expandindo-se desaceleradamente, pois a atração gravitacional entre os constituintes materiais e energéticos do Universo deveria freiar a expansão e não se cogitava a possibilidade de outro processo ou mecanismo ou mesmo outra componente exótica estar mais que compensando a atração gravitacional entre os constituinte do Universo e acelerando sua expansão.

Por isto, para se quantificar a taxa de expansão do Universo em um parâmetro, definiu-se o parâmetro de desaceleração que, matematicamente, é dado por[1, 2]:

$$q \equiv -\frac{\ddot{R}R}{\dot{R}^2} . \quad (2.12)$$

O sinal negativo da definição garantiria, em um universo com expansão desacelerada, um valor sempre positivo.

O parâmetro de desaceleração depende, para qualquer modelo, dos outros parâmetros definidos acima, como por exemplo, dos parâmetros de densidade. Sua determinação observacional pode impor limites sobre os outros parâmetros.

e) Parâmetro da equação de estado

O parâmetro da equação de estado de uma componente do Universo é dado por:

$$\omega = \frac{p}{\rho} . \quad (2.13)$$

O parâmetro da equação de estado para as componentes usuais do Universo são bem determinados: para a matéria bariônica e matéria escura $\omega_b = \omega_m = 0$; e para radiação e neutrinos $\omega_\gamma = \omega_\nu = 1/3$. Mas, no geral, estamos interessados em determinar o parâmetro efetivo da equação de estado que representa o fluido do Universo hoje, em sua fase de expansão acelerada ou, equivalentemente, o parâmetro da equação de estado de uma possível energia escura.

f) *Redshift* de transição

As observações de Supernova do tipo IA (SNe Ia) indicam que o Universo está em uma atual fase de expansão acelerada e, também, que esta expansão começou desacelerada (ver discussão no capítulo 4). Portanto, em algum momento da evolução do Universo, ele passou de uma fase desacelerada para uma fase acelerada.

O instante desta transição é representado como o momento em que o parâmetro de desaceleração se anulou e, a partir dele, definimos o *redshift* de transição dado por:

$$z_t = z(q = 0) . \quad (2.14)$$

O *redshift* de transição é um parâmetro muito importante na descrição dos modelos acelerados. Recentemente, o grupo do *High-z Supernova Search (HZSNS)*[19] obteve $z_t = 0,43 \pm 0,07$ (1σ). Já Cunha e Lima[20], com base nos dados do *Supernova Legacy Survey (SNLS)* publicados por Astier *et al.*[21] encontraram $z_t = 0,60_{-0,11}^{+0,28}$ (1σ).

Estas análises foram feitas levando-se em consideração modelos de energia escura. Considerando-se outros tipos de modelos acelerados, o valor de z_t pode mudar significativamente.

e) Outros parâmetros cosmológicos

Além dos parâmetros cosmológicos mencionados acima, há diversos outros parâmetros que podem ser utilizados para quantificar e descrever os modelos cosmológicos.

Entre eles podemos citar: f_ν , a fração de neutrinos massivos que é definida como $f_\nu = \Omega_\nu/\Omega_m$; N_ν , o número efetivo de espécies de neutrinos relativísticos; A , a amplitude das flutuações de densidade; n_s , o índice

espectral das flutuações de densidade; τ , a largura ótica da reionização; σ_8 , a amplitude linear das flutuações de matéria dentro de um raio de $8 h^{-1}$ Mpc; z_{LSS} , o *redshift* da última superfície de espalhamento; entre outros.

Nas análises estatística dos testes cosmológicos são sempre determinados os valores de certo número de parâmetros e o modelo é descrito em termos destes parâmetros especificados. Por exemplo, nas análise dos dados do satélite WMAP[17, 18] o modelo cosmológico é descrito em termos de seis parâmetros, $\mathbf{s} = (\Omega_m h^2, \Omega_b h^2, h, n_s, \tau, \sigma_8)$.

Os valores de alguns destes parâmetros e a dependência dos modelos cosmológicos com eles será melhor discutida nas seções e capítulos seguintes.

2.3 Nucleossíntese Primordial

As bases do modelo do *Big Bang* são devidas a Gamov e colaboradores[22–26] que exploraram a origem dos elementos leves em um universo em expansão.

O Universo primordial era uma extremamente quente sopa cósmica de partículas dominada pela radiação. A expansão, nos primeiros instantes, ao mesmo tempo que esfriou a temperatura do Universo, permitiu a criação de outros elementos leves a partir dos núcleos de hidrogênio presentes no plasma primordial. Os cálculos da síntese de elementos leves ou nucleossíntese primordial dependem da relação entre a temperatura, a taxa de expansão e as taxas das reações fraca e nucleares. As reações regidas pela interação fraca determinam a interconvenção entre nêutrons e prótons, o que determina a quantidade de ^4He sintetizada. Já as reações nucleares determinam a relação entre o número de bárions e fótons (η), bem como o

número de espécies de neutrinos (N_ν) e regulam a produção e destruição dos outros elementos leves.

A razão observada entre as abundâncias dos elementos leves é um teste das equações de Friedmann e, conseqüentemente, do modelo expansionista do *Big Bang*.

Segundo os cálculos da síntese primordial de elementos, entre os instantes $t \simeq 0,01$ s e $t \simeq 100$ s, a temperatura do Universo caiu de $T \simeq 10$ MeV para $T \simeq 0,1$ MeV e houve a formação de deutério (^3H), hélio-3 (^3He), hélio (^4He) e lítio (^7Li) a partir dos nêutrons e prótons presentes no plasma primordial. Para temperaturas menores a pressão sobre os constituintes bariônicos não era mais suficiente para produzir a fusão nuclear no plasma primordial e a síntese dos elementos cessou, portanto as frações de elementos presentes hoje no Universo é aproximadamente igual às frações presentes ao final da nucleossíntese primordial.

Os elementos mais pesados que encontramos hoje no Universo foram formados no interior das estrelas.

A componente bariônica do Universo é, segundo às previsões da nucleossíntese e às principais observações, composto por cerca de 75% de hidrogênio (^1H), cerca de 25% de hélio (^4He) e menos que 1% de outros elementos.

As abundâncias destes elementos em galáxias e nuvens de gases é estimada ou determinada por diversas observações há várias décadas, mas ainda hoje constitui um importante teste para os modelos cosmológicos. Por exemplo, a análise dos dados do WMAP, baseada nos trabalhos de Steigman e colaboradores[27], permite refazer as previsões fundamentais da nucleossíntese. Estas previsões e os intervalos de valores observados estão resumidos na tabela 2.2.

Das abundâncias primordiais, a mais restritiva é a do deutério. Kirkman

Parâmetro	Abundância baseada em CMB	Valores observados
$10^5 y_D^{FIT}$	$2,58_{-0,13}^{+0,14}$	1,6 – 4,0
$10^5 y_3$	$1,05 \pm 0,03 \pm 0,03(syst.)$	$< 1,1 \pm 0,2$
Y_P	$0,24815 \pm 0,00033 \pm 0,0006(syst.)$	0,232 – 0,258
$[Li]_P$	$2,64 \pm 0,03$	2,2 – 2,4

Tabela 2.2: Abundâncias dos elementos produzidos na Nucleossíntese primordial. Estas abundâncias usam uma razão fóton-bárion $\eta_{10} = 6,0965 \pm 0,2055$. $10^5 y_D^{FIT}$ é a abundância primordial do deutério; y_3 a abundância do hélio-3; Y_P a abundância do hélio; e $[Li]_P$ a abundância do lítio-7 expressa pelo logaritmo $[Li]_P = 12 + \log_{10}(\text{Li}/\text{H})$.

et al.[28], com base em linhas de absorção na direção de quasares, observou $10^5 y_D^{FIT} = 2,78_{-0,3}^{+0,44}$.

Devemos, ainda, ressaltar que estas abundâncias previstas para os elementos leves dependem sempre da razão fóton-barion e do número de espécies de neutrinos relativísticos, sendo válidas para $\eta = [2 - 6] \times 10^{-10}$ e $N_\nu < 3.9$ [29, 30]. Considerando estes limites para η e nosso conhecimento acerca da temperatura média do Universo (temperatura da radiação cósmica de fundo) que vale $T_0 = 2,725 \pm 0.001$ K [31], podemos converter η em uma densidade de massa ou, usando a densidade crítica, podemos obter a fração da densidade crítica para a matéria bariônica[32]. Como $\rho_{crit} \simeq 1,7h^2 \times 10^{-29}$ g/cm³ temos que:

$$\Omega_B h^2 = 0,019 \pm 0.01 \quad (2.15)$$

ou, usando que $h = 0.72$ [13], temos:

$$\Omega_B \simeq 0,045 \pm 0,005 \quad (2.16)$$

E os limites sobre N_ν são consistentes com os resultados dos principais aceleradores de partículas do mundo que fornecem $N_\nu = 3,00 \pm 0,02$ [33].

Além disso, os resultados da nucleossíntese primordial restringem a existência de novas partículas leves e fornecem limites superiores para a massa dos neutrinos[34]. E também podem ser utilizados para restringir outros parâmetros dos modelos cosmológicos.

2.4 Radiação Cósmica de Fundo

Pelos cálculos e argumentos de Gamow e colaboradores, para que ocorresse a síntese de elementos leves, um campo de radiação permeava todo o Cosmos e estaria acoplado à componente material durante a nucleossíntese. Ainda segundo esses autores, esta radiação teria se esfriado com a expansão, desacoplado da matéria e constituiria um campo de radiação, relíquia do *Big Bang*, e que, nos dias atuais, estaria se propagando e com uma temperatura não nula $T_0 \sim 5$ K. Após o desacoplamento matéria-radiação, esta última teria passado a se propagar com livre caminho médio da ordem do raio do Universo, ou seja, desde o desacoplamento ela estaria se propagando praticamente sem interagir com os outros constituintes do Universo.

Em 1964 a RCF foi observada por Penzias e Wilson como um “excesso de ruído” no céu, proveniente de todas as direções, mais ou menos isotrópico e com espectro térmico com temperatura bem definida e dada por $T_0 \sim 3$ K [35]. A distribuição angular da RCF tornava impossível relacioná-la a qualquer fonte local de rádio ou a algum ruído proveniente de emissões atmosféricas, do próprio Sistema Solar ou de nossa galáxia. E sua intensidade, várias ordens de grandeza maior que qualquer erro sistemático possível, permitiu sua identificação com este campo de radiação proveniente do *Big Bang* e que permeia todo o Cosmos[36, 37].

Dados recentes mostram que a radiação cósmica de fundo tem um espec-

tro térmico muito bem definido com temperatura $T_0 = 2,725 \pm 0,001$ K[31]. Apesar de ser extremamente isotrópica e homogênea em todas as direções do céu, a RCF possui flutuações em sua temperatura, que são denominadas anisotropias. Estas flutuações são definidas em cada ponto da esfera celeste como:

$$\Delta_T(\theta, \phi) = \frac{T(\theta, \phi) - T_0}{T_0}, \quad (2.17)$$

onde $T(\theta, \phi)$ é a temperatura da radiação num ponto arbitrário e T_0 é a temperatura média atual.

Embora as anisotropias da RCF sejam definidas ponto a ponto, no geral, estamos interessados na medida da flutuação relativa entre dois pontos da esfera celeste separados por uma distância angular θ . Essa anisotropia relativa é dada por[37]:

$$\Delta_T(\theta) = \frac{T_1 - T_2}{T_2}, \quad (2.18)$$

onde T_1 é a temperatura no ponto 1 e T_2 a temperatura no ponto 2 da esfera celeste.

O primeiro tipo de anisotropia medida corresponde a uma flutuação na temperatura entre dois pontos em lados opostos do céu ($\theta \sim 180^\circ$). Esta anisotropia é chamada anisotropia de dipolo e é devida ao movimento de nossa galáxia em relação ao referencial comóvel do Universo, referencial no qual a radiação cósmica de fundo é isotrópica. A ordem de grandeza desta anisotropia é dada por $\beta = v/c \simeq 10^{-3}$.

As outras flutuações na temperatura da RCF são geradas pela interação da radiação com os outros constituintes do Universo (anisotropias primárias) ou com a variação no potencial gravitacional do Universo devido à expansão (anisotropias secundárias) ou, ainda, devido a alguma fonte local de radiação eletromagnética (anisotropias terciárias). As anisotropias

primárias e secundárias têm intensidades muito pequenas, $\Delta_T \sim 10^{-5}$, mas a sua existência é de extrema importância para o estudo do Universo e para restringir os parâmetros dos modelos, sendo uma das melhores fontes de informações sobre o Universo. Devido à reduzida intensidade das anisotropias, elas foram medidas primeiramente pelo satélite COBE em 1992, depois de quase três décadas de tentativas de observação.

As anisotropias, primárias e secundárias medidas hoje, estão relacionadas aos efeitos geradores pela expressão[38]:

$$\Delta_T(\tau_0) = \frac{\delta}{3}(\tau_d) + \Phi(\tau_d) + n^i v_i(\tau_d) + 2 \int_i^f \frac{\partial \Phi}{\partial \tau}(\tau) d\tau . \quad (2.19)$$

onde $\delta(\tau_d)$ refere-se às flutuações na densidade da matéria no instante do desacoplamento; $\Phi(\tau_d)$ é o potencial gravitacional neste mesmo instante; $n^i v_i(\tau_d)$ é a contribuição das velocidades de cada elemento do fluido material no instante do desacoplamento; e a integral, que é o termo do chamado efeito Sachs-Wolfe integrado, é a contribuição da variação do potencial gravitacional entre os instantes do desacoplamento e hoje e dá a interação sofrida pela radiação desde o momento que desacoplou até a sua observação.

Mas, para usarmos as flutuações na temperatura da RCF como fonte de informações sobre o Universo, faz-se necessário relacionar essas anisotropias geradas pela interação da radiação com os outros constituintes materiais aos parâmetros cosmológicos que determinam os modelos de universo. E, por outro lado, relacionar também a anisotropia observada no céu e definida pela equação (2.18) com estes parâmetros cosmológicos. Esta relação é feita através do espectro angular de potência das anisotropias da RCF.

Para obtê-lo, expandimos a anisotropia medida no céu em termos dos harmônicos esféricos e, a partir desta expansão, definimos a função de correlação de dois pontos para a flutuação na temperatura. Esta correlação depende da separação angular θ entre os dois pontos ou, equivalentemente,

do multipolo da expansão ($l \propto 1/\theta$) e o espectro de potência associada a esta função de correlação é o espectro angular de potência das anisotropias da RCF. A função de correlação em termos do espectro angular de potência pode ser escrita como[37]:

$$C(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} C_l P_l(\cos \theta), \quad (2.20)$$

onde o P_l é o polinômio de Legendre de ordem l .

A forma exata do espectro de potência em termos dos efeitos geradores e, desta forma, dos parâmetros cosmológicos é calculada via integração numérica e comparada com os valores observacionais para restringir os valores dos parâmetros cosmológicos.

Desde 1992, quando o COBE mediu as anisotropias para uma separação angular $\theta = 7^\circ$ o espectro angular tem sido medido para separações angulares cada vez menores ou multipolos cada vez maiores e com precisões cada vez maiores. Este espectro angular é, normalmente, expresso em termos de $l(l+1)$, e na figura 2.1 temos os pontos espectro angular de potência calculados a partir das observações das anisotropias pelo WMAP[18], assim como três exemplos de ajustes teóricos para estes dados no contexto do modelo Λ CDM.

É a comparação entre estes dados observacionais e as previsões teóricas que nos permitem determinar os valores dos diversos parâmetros cosmológicos.

Em resumo, a radiação cósmica de fundo é um campo de radiação proveniente do Big Bang e que, por estar praticamente sem interagir desde o Desacoplamento, pode nos fornecer informações importantes e precisas sobre o Universo e sobre os parâmetros cosmológicos, sendo uma das mais antigas relíquias do Universo primordial que chega até nós e, também por

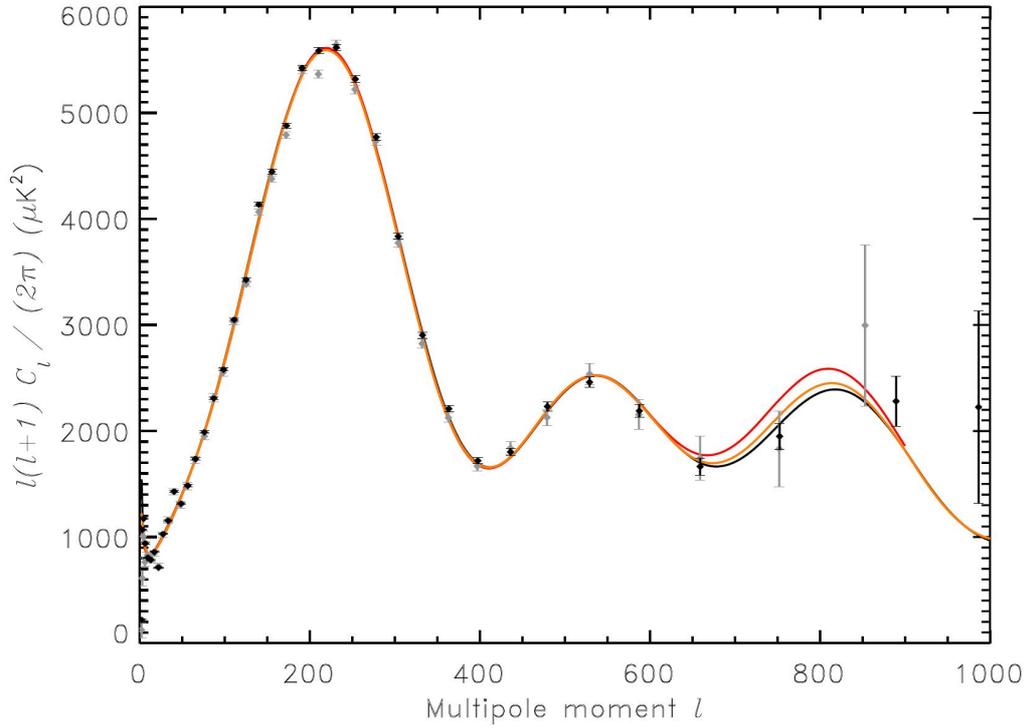


Figura 2.1: Espectro angular de potência da radiação cósmica de fundo. Os pontos do espectro foram calculados a partir dos dados de três anos do WMAP. As curvas teóricas são: curva preta, o melhor ajuste teórico para estes dados no contexto dos modelos Λ CDM; laranja, o melhor ajuste para os dados de 1 ano; e vermelha o melhor ajuste para os dados de 1 ano combinados com os dados dos experimentos CBI e ACBAR.

isto, é uma das mais importantes fontes de informações sobre o Universo primordial e atual.

2.5 Matéria Escura

No Universo, a matéria não-relativística apresenta-se de duas formas: matéria bariônica ou matéria ordinária que é constituída por prótons, neutrões e elétrons; e matéria escura que é, freqüentemente chamada de

matéria escura fria ou CDM (sigla em inglês para *cold dark matter*).

A matéria escura só foi detectada, até o momento, por seus efeitos gravitacionais. Apesar de alguns possíveis candidatos na literatura, sua composição permanece um mistério, mas ela é tida como um ingrediente essencial a qualquer modelo cosmológico contemporâneo.

As curvas de rotação de galáxias são consideradas a principal evidência da existência da matéria escura. Mas a primeira evidência observacional da existência de uma componente material não-detectada remonta à década de 1930 e foram as medidas de velocidade de galáxias nos aglomerados de Coma e Virgo feitas por Zwicky[39] e Smith[40], onde as estimativas de velocidade indicavam que, se estes aglomerados estavam gravitacionalmente ligados, sua massa total deveria ser algumas ordens de magnitude maior do que a massa indicada pela soma da matéria luminosa existente no interior de suas galáxias.

Na década de 1970, Rubin e Ford[41] mediram curvas de rotação para a galáxia M31, ou seja, mediram a velocidade circular orbital como função da distância radial ao centro galáctico utilizando estrelas e nuvens de hidrogênio neutro como partículas de teste. Esperava-se que, para baixos raios, se a massa seguisse a luz (se a massa fosse proporcional à radiação emitida pela galáxia) a curva de rotação tivesse o comportamento da curva de um corpo rígido e que para médios e grandes raios a curva seguisse uma kepleriana. Para pequenas distâncias ao centro galáctico a curva apresentava o comportamento esperado, o que indica que a matéria nas partes internas é dominada por matéria luminosa. Para as partes externas o comportamento da curva é totalmente diverso do esperado, o que pode ser interpretado pelo fato que a massa nestas partes da galáxia é dominada por matéria não luminosa formando um halo escuro.

Curvas de rotação de diversas outras galáxias já foram medidas e ap-

resentam o mesmo comportamento. Na figura 2.2 é mostrada a curva de rotação da galáxia NGC3198 [42]. Sobrepostos aos dados observacionais[43] temos as curvas de rotação para um corpo rígido e uma kepleriana, assim como a interpolação dos dados.

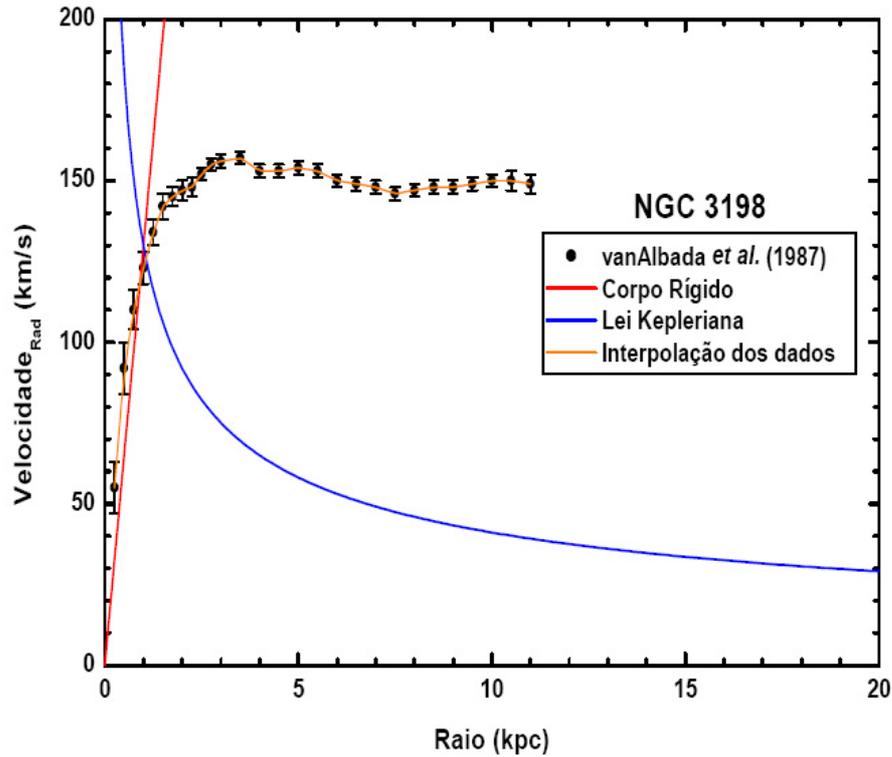


Figura 2.2: A curva de rotação da galáxia NGC3198. Como esperado, para baixos raios o comportamento de corpo rígido é válido, mas para altos raios a Lei Kepleriana não é satisfeita e temos um espectro quase plano para as velocidades. A diferença entre as duas curvas para grandes raios é uma medida da matéria escura.

Por outro lado, a existência da matéria escura é evidenciada também pelos dados de fração de massa do gás. Em aglomerados típicos, a contribuição da matéria bariônica do gás interestelar excede a contribuição das estrelas em pelos menos uma ordem de magnitude, de tal maneira que a

massa bariônica total pode ser bem representada pela massa do gás[44, 45]. Usando as medidas de 19 aglomerados, White e Fabian[46] obtiveram que a razão entre a massa do gás e a massa dinâmica do aglomerado pode ser escrita como:

$$\frac{M_{gas}}{M_{din}} = 0.056h^{-2/3}. \quad (2.21)$$

Usando que a razão fóton-bárion em unidades de 10^{-10} é dada por $\eta_{10} = 3 - 5$ e assumindo que $h = 0,70$, obtêm-se para o parâmetro de densidade:

$$\Omega_m = 0,2 - 0,4 \quad (2.22)$$

Resultado similar e independente para o parâmetro de densidade foi obtido por Myers e colaboradores[47] utilizando o efeito Sunyaev-Zel'dovich ($\Omega_m = 0,2 - 0,3$).

Comparando-se estas estimativas para o parâmetro de densidade da matéria com o parâmetro de densidade dos bárions estimado pela abundância primordial de elementos ($\Omega_B \simeq 0,045 \pm 0,005$), a necessidade de uma componente material não-bariônica é evidente.

Estes e outros argumentos observacionais implicam na existência de uma componente não-bariônica contribuindo para o conteúdo material do Universo com várias vezes a contribuição da componente bariônica.

O fato de considerarmos que a matéria escura é fria vem de argumentos da formação hierárquica das estruturas do Universo[48, 49]. Se a matéria escura fosse quente (relativística) as flutuações de pequena escala na época de formação das estruturas seriam apagadas e o Universo teria suas estruturas formadas num esquema *top-down*, ou seja, das maiores para as menores (os aglomerados de galáxias se formariam antes das galáxias, e assim sucessivamente). Já para partículas não-relativísticas ou frias, ao se desacoplarem estas partículas podem aglomerar-se em escalas pequenas

e começar a formar estrutura num esquema *bottom-up* (da menor para a maior). De acordo com as observações, as primeiras estrelas do Universo se formaram antes das galáxias e aglomerados e, por isto, a matéria escura que é um dos constituintes do Universo é não-relativística.

Apesar de só poder ser observada devido à interação gravitacional com os outros constituintes do Universo, a matéria escura é, hoje, tida como um componente essencial de qualquer modelo cosmológico e sua existência é considerada bem consolidada.

2.6 Inflação Cósmica

No final da década de '70 do século passado, o modelo cosmológico do *Big Bang* estava se consolidando e suas bases observacionais já estavam bem estabelecidas. No entanto, o chamado modelo padrão da cosmologia, naquela época, apresentava algumas conseqüências teóricas indesejáveis relacionadas às suas condições iniciais. São elas os chamados problema da planura (*flatness problem*), problema do horizonte e problema dos monopólos. Tais problemas serão melhor explanados ainda nesta seção.

Em 1981 Alan H. Guth[50] propôs um cenário cosmológico em que estes problemas eram resolvidos. O cenário inflacionário, no qual, uma fração de segundo após o *Big Bang* (entre 10^{-36} s e 10^{-34} s) o Universo sofreu uma expansão fantástica em seu volume que foi amplificado por um fator da ordem de 10^{60} .

O cenário inflacionário proposto por Guth resolveu os problemas das condições iniciais do Universo e trouxe consigo outros problemas. Por isto, este cenário foi aprimorado nos anos seguintes por diversos autores[51, 52].

Segundo os proponentes da inflação cósmica, quando o Universo, ao

esfriar, atingiu a temperatura de 10^{28} K - a temperatura da GUT (sigla em inglês para *Grand Unified Theory*) - ocorreu uma transição de fase e o conteúdo material e energético cósmico passou a ser dominado pelo falso vácuo de um campo quântico. O efeito dinâmico deste falso vácuo é equivalente ao de uma constante cosmológica, produzindo uma repulsão cósmica que fez o Universo expandir aceleradamente e seu fator de escala aumentar exponencialmente ($R \propto e^{H_i t}$) ou como uma lei de potência ($R \propto t^n, n > 1$). É esta repulsão que provoca o aumento fantástico e abrupto no volume do Universo. Ao final da inflação houve um breve estágio de reaquecimento[53, 54] e o Universo emergiu desta era inflacionária dominado por matéria relativística e localmente quase homogêneo e isotrópico.

Para percebermos como o cenário inflacionário resolve os problemas das condições iniciais do Universo vamos explicar brevemente cada um destes problemas.

O problema da planura vem do fato que as estimativas da época mostravam que a mínima flutuação de densidade em relação à densidade crítica (ρ_c) na era da radiação, ou seja, se o parâmetro de curvatura fosse mesmo levemente diferente de zero nesta época, o nosso universo não poderia existir. E se a curvatura do Universo poderia ser qualquer, por que tinha que ser exatamente nula? Como a inflação amplifica uma região do espaço com dimensões da ordem de grandeza do tamanho de um próton e que seria, obrigatoriamente, euclidiana para uma região com tamanho da ordem de 100 MpC, o espaço-tempo é, necessariamente, plano.

O problema de horizonte decorre da extrema uniformidade do Universo em grande escala, uniformidade esta que é evidenciada pela RCF, mesmo quando observada em regiões diametralmente opostas do céu. Estas regiões, até o desacoplamento matéria-radiação, não tiveram qualquer

contato causal e só seria possível que elas tivessem desenvolvido condições quase idênticas se o Universo tivesse começado num estado de uniformidade quase perfeita. Estado este que é possível devido ao reaquecimento ao final da era da inflação.

Por último temos o problema de monopólos (como o magnético, por exemplo) que, de acordo com as teorias de unificação, seriam gerados nas transições de fase do Universo primordial e deveriam ser observados nos dias de hoje ou, mais especificamente, teriam feito nosso universo recolapsar antes da formação das primeiras estruturas[6]. A inflação é o mecanismo que dilui tais monopólos, impedindo que eles façam o Universo recolapsar.

Além de resolver os problemas das condições iniciais do Universo, a inflação cósmica relaciona a escala subatômica à grande escala do Universo atual, explicando como as inomogeneidades primordiais na densidade de matéria, que evoluíram e geraram todas as estruturas do Universo, teriam surgido a partir de flutuações quânticas primordiais[55].

Um maneira interessante de descrever a inflação é em termos de um campo escalar ϕ , de forma que a densidade de energia nesta época é dominada pelo potencial $V(\phi)$. Assim, o Universo esfria adiabaticamente chegando a uma temperatura extremamente baixa e, às custas da energia do campo que decai em partículas relativísticas devido a seu acoplamento com os outros campos de matéria, o Universo é reaquecido enquanto o campo ϕ oscila rapidamente e decai produzindo toda a entropia do nosso universo. O processo efetivamente termina quando a densidade de energia do campo assume valores extremamente pequenos ou zero.

Qualquer que seja a descrição dinâmica ou teórica da inflação, os cenários inflacionários fazem três previsões testáveis: um universo plano ($k = 0$); um espectro quase-invariante de escala para as perturbações primordiais de densidade[52]; e um espectro quase-invariante de escala para as

ondas gravitacionais. A primeira previsão está comprovada por algumas observações astronômicas e, com maior acurácia, pelos dados referentes às anisotropias da RCF medidos pelo satélite WMAP[17]. Estes dados também indicam que a segunda previsão é aproximadamente válida, embora o resultado seja dependente de modelo. A terceira previsão ainda permanece inacessível aos testes observacionais.

Após a inflação cósmica o Universo evolui como previsto pelo modelo do *Big Bang*.

2.7 Formação de Estruturas

Todas as estruturas observadas no Universo foram geradas por flutuações na densidade de matéria do Universo primordial que foram amplificadas pela interação gravitacional durante a expansão[2, 3, 48, 49]. A inflação cósmica é o candidato mais natural para gerar o espectro inicial de flutuações na matéria que ocorreram em todas as escalas.

O mecanismo básico para formar inhomogeneidades a partir de flutuações no conteúdo material é chamado instabilidade gravitacional e foi proposto por Sir James Jeans em 1902 e passou a ser conhecido por instabilidade de Jeans.

Para que haja a formação de uma estrutura gravitacionalmente ligada é necessária uma pequena perturbação ou flutuação na densidade local do conteúdo material de modo que a densidade seja maior que a densidade média do meio (densidade do fluido não-perturbado). Esta flutuação, que pode ser considerada e tratada como uma pequena nuvem, atrai a matéria das vizinhanças e aplica-se pelo fato de incorporar mais massa e atrair ainda mais a matéria circundante e, então, sua expansão desacopla-

se gradativamente da expansão do Universo dando início ao colapso que a tornará uma estrutura gravitacionalmente ligada. Caso a atração gravitacional não seja suficiente para vencer a expansão, a perturbação irá se expandir e se dissipar.

Pela teoria de Jeans o parâmetro que caracteriza o colapso das perturbações é um comprimento crítico ou comprimento de Jeans:

$$\lambda_J = \frac{2\pi}{\kappa_J} \quad (2.23)$$

onde κ_J é o número de onda de Jeans definido por:

$$\kappa_J = \sqrt{\frac{4\pi G \rho_0}{v_s^2}} \quad (2.24)$$

onde v_s é a velocidade do som no meio e ρ_0 é a densidade do fluido não-perturbado. Se $\kappa < \kappa_J$ as flutuações crescem exponencialmente. E se $\kappa > \kappa_J$ as flutuações oscilam sem crescer e dissipam-se. Contudo, a teoria de Jeans foi formulada para um fluido autogravitante não-relativístico e estático.

A generalização da teoria de Jeans para a relatividade geral e incluindo a expansão do fluido foi primeiramente discutida por Lifshitz e, posteriormente, refinada por muitos autores[2, 3, 48, 49]. O resultado básico desta generalização é que o mecanismo de Jeans para as instabilidades gravitacionais continua válido, mas o crescimento das perturbações ocorre apenas linearmente ou como uma lei de potência.

Vale ressaltar que, embora as flutuações na densidade estejam presentes desde a era da inflação ou mesmo antes desta, na era da radiação as perturbações que crescem são somente as flutuações de matéria escura, pois a matéria bariônica está acoplada à radiação e este acoplamento dissipa ou, pelo menos, impede que qualquer perturbação na densidade de bárions

cresça. Somente após o desacoplamento matéria-radiação é que essas flutuações na densidade dos bárions começaram a desprender-se da expansão do Universo, isto é, puderam começar a colapsar independentes da expansão. Nesta época, os poços de potencial dos halos de matéria escura que colapsaram antes do desacoplamento passaram a influenciar e direcionar o colapso da matéria bariônica, permitindo a formação das galáxias e de outras estruturas que observamos hoje.

Vários efeitos precisam ser levados em conta para uma descrição realista da formação de estruturas no Universo. A teoria de Jeans, como uma descrição analítica, descreve bem a fase linear (fase inicial) da formação das galáxias e aglomerados de galáxias. A fase não-linear é tratada, no geral, via integração numérica ou com aproximações semi-analíticas e o estudo dessa fase é imprescindível para uma descrição completa da formação das estruturas gravitacionalmente ligadas nas escalas da galáxias ou menores (estrelas e aglomerados globulares).

2.8 A História Térmica do Universo

Segundo o modelo do *Big Bang*, o Universo evoluiu desde uma singularidade (ou uma flutuação quântica) até seu atual estado em um intervalo de tempo $\sim 14 \text{ Gyr}^1$. Durante esta evolução, processos diferentes estiveram presentes em cada momento da história do Universo que passou por fases completamente distintas.

Ao descrevermos a evolução do Universo, dividimos sua história em fases ou eras cósmicas que estão intrinsecamente ligadas à evolução de sua temperatura e, por isto, ao traçar a história da evolução do Cosmos em

¹Gyr = bilhões de anos.

termos destas eras, dizemos que estamos descrevendo a história térmica do Universo.

As fases desta história são: singularidade; era de Planck; era da grande unificação; inflação cósmica; era da radiação; era da matéria; e era da expansão acelerada.

Na figura 2.3 está esquematizada, de forma bastante simplificada, a evolução temporal do Universo desde a singularidade até hoje.

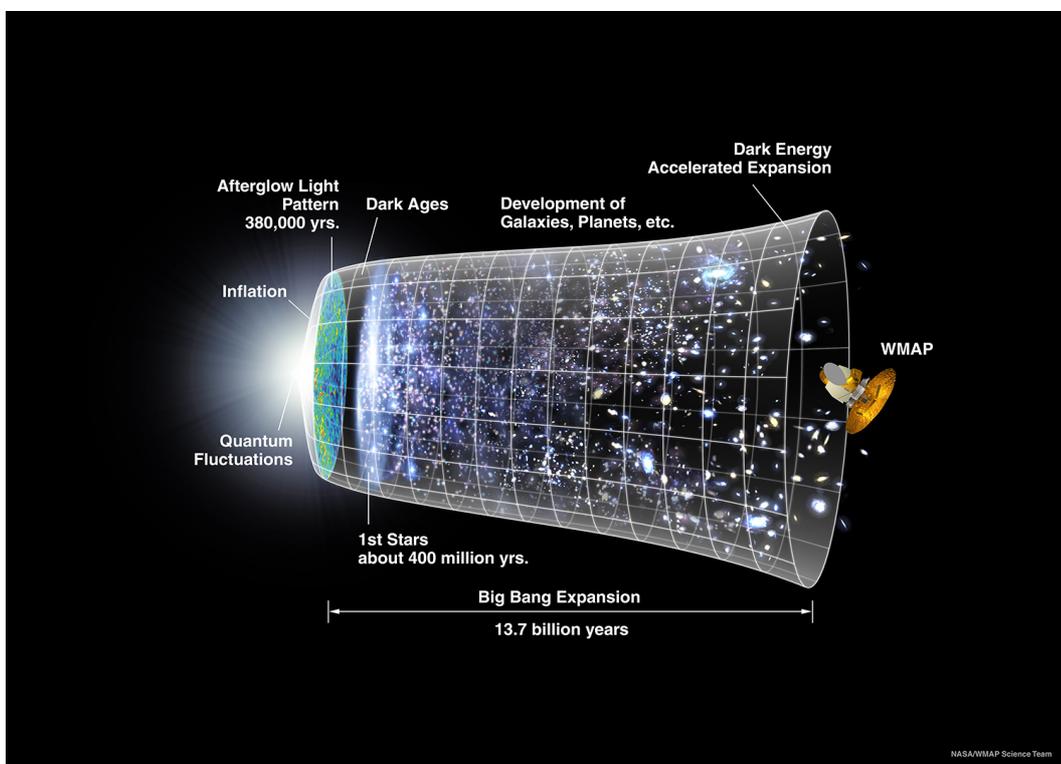


Figura 2.3: Esquema com a evolução temporal do Universo e representação de algumas de suas fases. Cortesia do NASA/WMAP Science Team.

Vamos descrever, breve e qualitativamente, as eras da história térmica do Universo.

a) Singularidade

É o instante do início de nosso universo, em que todo o conteúdo material e energético existente estava reunido em um volume com dimensões desprezíveis. Há uma certa controvérsia na literatura sobre a singularidade, mas é consenso que, para o Universo neste instante, as leis da física não se aplicam, pois grandezas como T , ρ e p divergem. É provável que o Universo tenha surgido de uma flutuação quântica onde a energia do Universo e a duração desta flutuação estejam relacionadas pelo princípio da incerteza ($\Delta E \Delta t \sim \hbar$).

b) Era de Planck

É a fase do Universo compreendida entre a singularidade e o tempo de Planck, $t_p = 10^{-44}$ s. Ou seja, é a fase entre $0 < t \leq 10^{-44}$ s.

Nesta fase todas as interações da natureza estão unificadas em uma só interação e só podemos descrever o Universo desta era com uma teoria quântica da gravidade, que ainda não foi desenvolvida.

c) Era da grande unificação

Apesa do nome parecer surgir algo diverso, esta é a era na qual a interação gravitacional se separa das outras interações.

O Universo começa esta fase com uma temperatura $T > 10^{28}$ K. Quando o Universo atinge esta temperatura, ocorre a separação da gravidade das outras interações e há uma transição de fase que dá início à inflação, próxima era do Universo.

d) Inflação cósmica

É a fase do Universo compreendida entre 10^{-36} s e 10^{-34} s. Nela, a densidade de energia do Universo é dominada pelo falso vácuo de um campo quântico que faz o volume do Universo aumentar por um fator da ordem de 10^{60} .

O Universo emerge da inflação dominado por matéria relativística (radiação) e localmente quase homogêneo e isotrópico.

e) Era da radiação

Ao sair da inflação, o Universo entra na era da radiação que vai de 10^{-34} s $\lesssim t \lesssim$ 300000 anos.

Nesta fase a densidade da radiação domina a densidade de energia e ocorrem processos importantes para a história e evolução do Universo.

Há a formação dos elementos leves na nucleossíntese primordial.

As flutuações na densidade de matéria escura começam a colapsar para formar as primeiras estruturas gravitacionalmente ligadas.

A densidade de energia da matéria torna-se igual à densidade da radiação.

Ocorre o desacoplamento matéria bariônica-radiação, no que chamamos última superfície de espalhamento.

f) Era da matéria

Depois que os fótons da radiação cósmica de fundo são espalhados uma última vez pela matéria bariônica e desacoplam-se desta, o Universo entra na era da matéria, que ocorre entre $1100 \gtrsim z < z_t$ ou, equivalentemente, entre 300000 anos $\lesssim t < t_t$), onde z_t é o *redshift* da transição desacelerado-acelerado e t_t é o instante desta transição. Como comentado antes, a determinação do *redshift* de transição é dependente do modelo.

No início da era da matéria há a reionização dos átomos do Universo. E a matéria bariônica passa a sentir a atração gravitacional dos poços de potencial da matéria escura, que foram formados na era da radiação, e as flutuações do fluido de bárions desacoplam-se da expansão e começam a colapsar para formar estrelas, galáxias, etc.

g) Era da expansão acelerada

Nos estágios mais recentes do Universo, a expansão passou de um regime desacelerado para outro acelerado e o Universo entrou na era da expansão acelerada que é, usualmente, denominada de era da energia escura.

Como nesta tese estamos propondo um modelo cosmológico acelerado e sem energia escura, vamos nos referir a esta fase apenas como era da expansão acelerada.

Antes de entrarmos neste modelo precisamos entender como são determinados, observacionalmente, os parâmetros de um modelo de Universo e conhecer os testes cosmológicos que serão usados para comparar nosso modelo às observações astronômicas. Estes são os assuntos do próximo capítulo.

* * *

Capítulo 3

Testes Cosmológicos e Observações Independentes de Modelo

Ao observarmos as estrelas, galáxias e outros objetos do Universo estamos recebendo radiação eletromagnética emitida por eles, à qual temos que interpretar e dela retirar toda e qualquer informação a respeito desses objetos e do Universo.

O espectro eletromagnético emitido por uma estrela, por exemplo, permite-nos determinar sua composição, distância, idade e luminosidade absoluta, entre outras grandezas.

Isto é possível, tanto para estrelas como para galáxias, quasares, e muitos outros objetos cósmicos, porque as técnicas de observação astronômicas e o nosso conhecimento desenvolveram-se e refinaram-se enormemente no último século e, hoje, podemos obter, a partir da radiação dos corpos celestes, informações cada vez mais precisas e acuradas a respeito do Universo e, assim, testar os diversos modelos cosmológicos presentes na literatura.

Um modelo cosmológico é definido por um conjunto de parâmetros cosmológicos dos quais dependem suas equações e, conseqüentemente, suas constituição, dinâmica e evolução. Ao testar um modelo ou classe de mode-

los cosmológicos estamos, a partir das observações astronômicas, inferindo ou determinando os valores dos parâmetros que o definem.

Uma ou mais observações astronômicas que permitem aferir valor para um conjunto ou subconjunto de parâmetros cosmológicos é chamada de teste observacional ou teste cosmológico.

Atualmente, os testes cosmológicos mais utilizados são: o *Lookback time* ou teste da idade; a distância-luminosidade; o diâmetro angular; e a fração de massa do gás. Destes estamos especialmente interessados no teste da idade que será utilizado para testar o modelo cosmológico plano só com matéria escura que estamos propondo nesta tese e na distância-luminosidade que será utilizada para verificar a compatibilidade entre o modelo e os dados de supernova do tipo Ia.

Os dados de certo experimento ou de certa classe de experimentos também podem ser utilizados como um teste para os diversos modelos cosmológicos, mesmo que não o classificamos explicitamente como um teste cosmológico. Por exemplo, os dados da radiação cósmica de fundo constituem um importante e restritivo teste cosmológico.

Todos estes testes e experimentos fornecem resultados para diversos parâmetros cosmológicos mas, no geral, as análises feitas dependem do modelo ou classe de modelos testados. Ou seja, um teste cosmológico pode determinar o melhor modelo (ou conjunto de parâmetros cosmológicos) dentre uma classe de modelos cosmológicos testados. Por isto dizemos que a maioria dos resultados são dependentes de modelo.

Novos modelos precisam, sempre, ser incluídos na análise para se determinar a sua compatibilidade com os dados observacionais em relação à compatibilidade dos outros modelos da análise.

No entanto, há alguns resultados importantes na Cosmologia que podem ser considerados independentes de modelo e que podem ser usados como

primeiro e crucial teste para qualquer modelo proposto na literatura.

Nas seções deste terceiro capítulo vamos falar sobre dois dos principais testes cosmológicos e citar os outros que são importantes para a Cosmologia contemporânea. E também vamos entender como foram determinados e citar os valores dos principais resultados cosmológicos independentes de modelo.

3.1 *Lookback time* ou teste da idade

A determinação da idade teórica do Universo, que é o tempo decorrido desde a singularidade inicial, e sua comparação com a idade estimada para as estruturas mais velhas presentes no Universo atual constitui uma questão de grande importância para a Cosmologia e crucial para a determinação dos valores ou limites dos parâmetros cosmológicos. Esta comparação entre as idades teórica e observacional do Universo é chamada de *lookback time* ou teste da idade e deu origem ao chamado Problema da Idade, pois por décadas a idade total calculada para os principais modelos cosmológicos era menor ou bem menor que a idade estimada para os aglomerados globulares da Via-Láctea.

A princípio, a partir do cálculo da idade do Universo, quer seja a idade total ou a idade em altos *redshifts*, pode-se obter limites sobre os parâmetros cosmológicos, pois a expressão para a idade do Universo pode ser obtida em termos destes parâmetros.

No cálculo da idade do Universo em modelos do tipo FRW sem energia escura, basta apenas considerarmos a duração da era da matéria, já que a duração total da era da radiação é da ordem de 10^6 anos e, por isto, comparativamente desprezível[6]. Neste caso podemos considerar que

$$\Omega_t = \Omega_m = \frac{8\pi\rho_0}{3H_0^2}, \quad (3.1)$$

e, assim, para $t = t_0$ a equação de Friedmann, escrita em termos das grandezas hoje, assume a seguinte forma:

$$\frac{k}{R_0^2} = (\Omega_m - 1)H_0^2. \quad (3.2)$$

Escrevendo as equações de Einstein para a era da matéria ($\omega = 0$), podemos combiná-las para escrever que:

$$\left(\frac{\dot{R}}{R_0}\right)^2 = H_0^2 \left[1 - \Omega_m + \left(\frac{R_0}{R}\right)\right]. \quad (3.3)$$

Introduzindo, a partir da definição do *redshift* em termos do fator de escala (equação (2.2)), uma nova e conveniente variável de integração

$$x = \frac{R}{R_0} = \frac{1}{1+z}, \quad (3.4)$$

podemos reescrever a integral da equação (3.3) como:

$$t_0 - t_z = \frac{1}{H_0} \int_{(1+z)^{-1}}^1 \left[1 - \Omega_m + \frac{\Omega_m}{x}\right]^{-\frac{1}{2}} dx, \quad (3.5)$$

que nos fornece o tempo decorrido desde um *redshift* z até o momento presente ($z = 0$).

Para pequenos *redshifts* a expressão em (3.5) pode ser expandida em termos de z . Assim obtemos:

$$H_0(t_0 - t_z) = z - \left(1 + \frac{\Omega_m}{2}\right) z^2 + \dots. \quad (3.6)$$

As equações (3.5) e (3.6) são denominadas relações *lookback time-redshift*.

Se estamos interessados na idade total do Universo, devemos tomar $z \rightarrow \infty$ e $t_{z \rightarrow \infty} = 0$ na equação (3.5), de forma que obtemos:

$$t_0 = \frac{1}{H_0} \int_0^1 \left[1 - \Omega_m + \frac{\Omega_m}{x} \right]^{-\frac{1}{2}} dx. \quad (3.7)$$

No caso Einstein-De Sitter ($k = 0$ e $\Omega_m = 1$), a equação acima se reduz a

$$t_0 = \frac{2}{3} H_0^{-1}. \quad (3.8)$$

Note que há uma dependência implícita entre a idade e o parâmetro de curvatura k ou, equivalentemente, entre a idade e o parâmetro de densidade. Podemos, qualitativamente, perceber isto pois quanto maior a densidade do Universo maior será o efeito de sua gravidade desacelerando a expansão e menor será a idade necessária para atingir a expansão que o Universo tem hoje.

Na figura 3.1 (cortesia de Vital[56]), vemos explicitamente esta dependência.

Como o Universo deve ser mais velho que qualquer uma de suas estruturas, podemos usar a expressão para a idade total do Universo (equação (3.7)) para comparar a idade calculada por determinado modelo com a idade estimada para as estruturas mais velhas do Universo observadas hoje (em $z = 0$). Matematicamente:

$$t_0 - t_z \geq t_{est} \quad (3.9)$$

onde t_{est} é a idade estimada para estas estruturas. Esta comparação é sempre feita via análise estatística, pois $t_0 - t_z$ depende sempre de uma combinação de parâmetros cosmológicos.

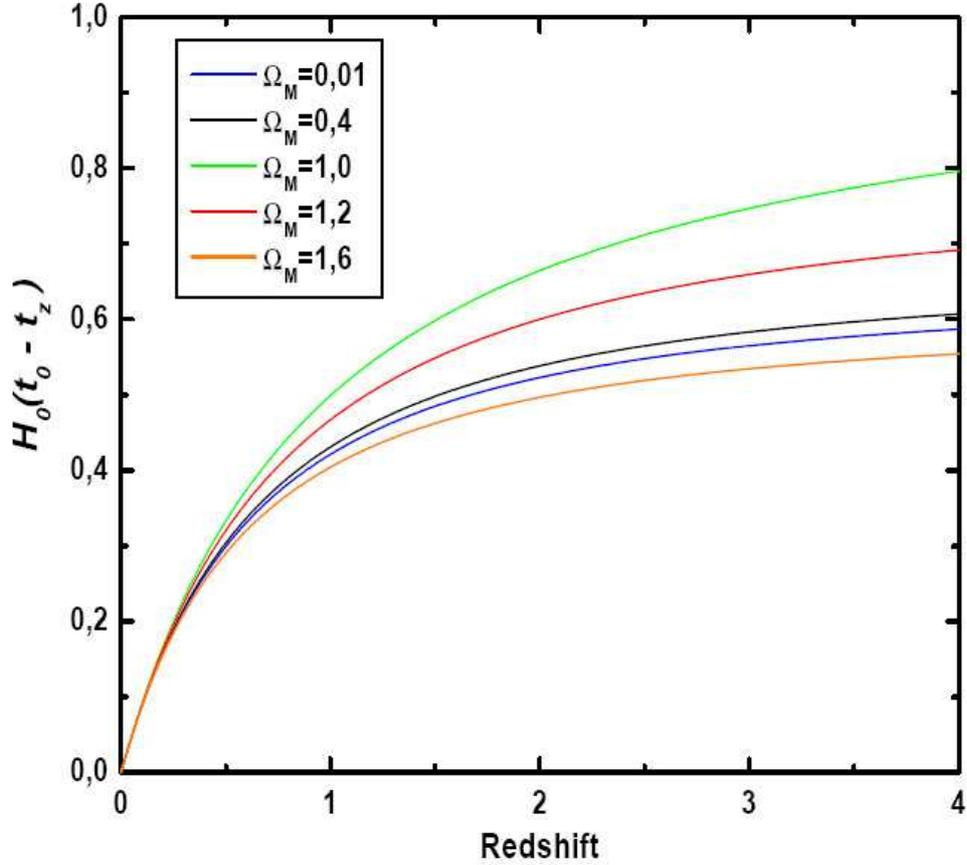


Figura 3.1: *Lookback time*, em unidades de H_0 , como função do *redshift* para alguns valores de Ω_m .

Acredita-se que as estruturas mais velhas do Universo são os aglomerados globulares de estrelas que ficam no halo da Via-Láctea e galáxias vizinhas. Através de estudos dos diagramas HR das estrelas destes aglomerados globulares, estima-se sua idade $t_0 = 12 - 16$ Gyr[57, 58].

Por outro lado, considerando-se o parâmetro adimensional de Hubble $h = 0,72$ [13], os modelos CDM fornecem $t_0 \approx 7,5$ Gyr para $k = 1$, $t_0 \approx 9$ Gyr para $k = 0$ e $t_0 \approx 13$ Gyr para $k = -1$.

Deste modo, as estimativas de idade para os modelos CDM (casos plano e fechado) são completamente insatisfatórias. Este desacordo entre a teoria e a observação consistia do conhecido Problema da Idade do Universo.

Atualmente, os modelos cosmológicos mais estudados resolvem o problema da idade e, pelo ajuste de seus parâmetros, fornecem uma idade total do Universo compatível com a idade dos aglomerados.

Para o caso de estarmos interessados na idade do Universo em um certo *redshift* z_{obs} , ou seja, o tempo decorrido desde a singularidade até z_{obs} , podemos calcular direto das equações do modelo ou podemos partir da equação (3.5) com os limites de integração apropriados. Assim:

$$t_{z_{obs}} - t_z = \frac{1}{H_0} \int_{(1+z)^{-1}}^{(1+z_{obs})^{-1}} \left[1 - \Omega_m + \frac{\Omega_m}{x} \right]^{-\frac{1}{2}} dx . \quad (3.10)$$

O teste da idade em altos *redshifts*, que compara a idade calculada para o Universo com a idade estimada para objetos observados nestes *redshifts*, é ainda mais restritivo que o teste da idade. Seus resultados têm gerado uma nova versão do problema da idade, já que muitos modelos que explicam a idade total do Universo hoje não são capazes de explicar a existência de alguns objetos velhos observados em altos *redshifts*. Esta nova variante do problema da idade é denominada problema da idade em altos *redshifts*[59].

Em modelos com energia escura e, ainda, desprezando o tempo decorrido na era da radiação, pode-se obter para o *Lookback time*, partindo das equações de campo de Einstein pelo mesmo procedimento já descrito, a expressão[60, 61]:

$$t_{z_{obs}} - t_z = \frac{1}{H_0} \int_{(1+z)^{-1}}^{(1+z_{obs})^{-1}} \left[1 - \Omega_m + \frac{\Omega_m}{x} + \Omega_\Lambda(x^2 - 1) \right]^{-\frac{1}{2}} dx \quad (3.11)$$

Para o caso de modelos planos, $k = 0$, a expressão acima torna-se mais simples, pois nestes casos Ω_m e Ω_Λ obedecem a relação:

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1 . \quad (3.12)$$

Para a idade do Universo fazemos, na equação (3.11), $z \rightarrow \infty$ com $t(z) = 0$. E para a idade total hoje tomamos, ainda, $z_{obs} \rightarrow 0$.

Nos modelos com energia escura, dependendo da combinação de valores de Ω_m e Ω_Λ a idade calculada para o Universo é compatível com a idade estimada para as estruturas mais velhas do Universo, isto é, os modelos de energia escura resolvem o problema da idade.

Os testes da idade total e da idade em altos *redshifts* serão usados para testar o modelo CDM plano com criação gravitacional de matéria e, por isto, voltaremos a tratar detalhadamente deste teste no capítulo 7.

3.2 Distância luminosidade

Aos telescópios e instrumentos de medida, o que chega das estrelas e galáxias (fontes) é a luz ou energia eletromagnética emitida por essas. É desta luz que obtemos todas as informações que serão comparadas com as previsões dos modelos cosmológicos.

Um dos procedimentos mais importantes no teste dos modelos cosmológicos é comparar a luminosidade absoluta L , suposta conhecida, de uma fonte distante com o fluxo de energia localmente detectado f , a qual chamamos de luminosidade aparente. Esta comparação é expressa pela definição de luminosidade aparente

$$f = \frac{L}{4\pi D^2} , \quad (3.13)$$

onde D , num Universo euclidiano e estático é a distância entre a fonte e o observador. A comparação entre a luminosidade aparente num Universo

euclidiano e no nosso define um tipo específico de distância denominada distância luminosidade e dada por:

$$d_L(z) = \left(\frac{L}{4\pi f} \right)^{1/2}. \quad (3.14)$$

A relação distância luminosidade-*redshift* em um Universo em expansão é a forma como a luminosidade aparente é alterada pela expansão. Esta relação foi originalmente obtida por Robertson em 1938[62]. Explanaremos aqui os principais pontos desta dedução.

Considerando uma fonte de luminosidade absoluta L emitindo isotropicamente em todas as direções. E seja D o raio de uma esfera concêntrica com a fonte e, ainda, t_1 o tempo de emissão da luz na fonte e t_0 o tempo de chegada da luz a um observado sobre a superfície da esfera.

A curvatura do espaço-tempo faz com que a luz seja espalhada por uma superfície cuja área deve ser calculada pelo elemento de linha de FRW, de forma que:

$$A = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sqrt{g_{\theta\theta}} \sqrt{g_{\phi\phi}} d\theta d\phi = 4\pi R^2(t) r_1^2, \quad (3.15)$$

onde

$$r_1 = \frac{1}{\sqrt{k}} \text{sen} \left[\frac{\sqrt{k} D}{R} \right]. \quad (3.16)$$

A equação (3.15) fornece uma área menor que $4\pi D^2$ para $k = 1$ ou maior se $k = -1$. A correção devido à expansão, em relação ao caso euclidiano, é dada pelo fator $R^2(t)$.

Além da correção devida à curvatura do espaço-tempo, a radiação emitida pela fonte cuja luminosidade absoluta em t_1 é L terá sua energia degradada pela expansão, devido ao *redshift* de suas linhas espectrais, das seguintes formas[64]:

i) A energia de cada fóton decresce por um fator $(1 + z)$ em relação à energia emitida pela fonte

$$\frac{E_0}{E_1} = \frac{Nh\nu_0}{Nh\nu_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_0} = \frac{1}{1 + z}, \quad (3.17)$$

onde N é o número total de fótons emitidos.

ii) Devido à expansão, dois fótons emitidos com um intervalo de tempo Δt_1 , estarão separados por um intervalo de tempo Δt_0 maior que Δt_1 quando medidos pelo observador, de forma que:

$$\frac{\Delta t_0}{\Delta t_1} = \frac{\lambda_0}{\lambda_1} = 1 + z. \quad (3.18)$$

Com isso, a potência por unidade de área (luminosidade aparente) medida será diminuída por um fator $(1 + z)^2$, em relação à potência emitida, devido à expansão. Assim, a luminosidade aparente pode ser escrita como

$$f = \frac{L}{4\pi R^2(t)r_1^2(1 + z)^2}, \quad (3.19)$$

e a distância luminosidade, definida pela equação (3.14), pode ser escrita como

$$d_L = R_0 r_1 (1 + z). \quad (3.20)$$

Por outro lado, a coordenada radial comóvel da fonte é dada por[63]

$$r(z) = \frac{zq_0 + (q_0 - 1)(-1 + \sqrt{2q_0z + 1})}{H_0 R_0 q_0^2 (1 + z)}, \quad (3.21)$$

onde q_0 é o parâmetro de desaceleração hoje. Vale lembrar que esta expressão para a coordenada comóvel foi originalmente obtida por Mattig em 1958[65].

Substituindo a expressão acima em (3.20), temos:

$$d_L(z) = \frac{1}{H_0 q_0^2} [z q_0 + (q_0 - 1)(-1 + \sqrt{2q_0 z + 1})] . \quad (3.22)$$

A expressão (3.21) pode ser expandida para pequenos z 's, resultando:

$$r(z) = \frac{1}{R_0 H_0} \left[z - \frac{1}{2}(q_0 + 1)z^2 + \dots \right] . \quad (3.23)$$

Assim, a distância-luminosidade para pequenos *redshifts* pode ser escrita como:

$$d_L(z) = \frac{1}{H_0} \left[z + \frac{1}{2}(1 - q_0)z^2 + \dots \right] \quad (3.24)$$

A expressão acima mostra que as quantidades d_L e z dependem dos parâmetros cosmológicos. Portanto, o diagrama de Hubble pode ser utilizado diretamente para inferir os valores de H_0 e q_0 . Os dados de primeira ordem (baixíssimos z 's) determinam H_0 e os dados de segunda ordem podem ser usados para inferir o valor de q_0 ou, pelo menos, o seu sinal.

Foi a análise do diagrama de Hubble para supernovas do tipo Ia que permitiu, em 1998, determinar, pela primeira vez, que o parâmetro de desaceleração do Universo hoje é negativo e, portanto, o Universo está expandindo-se aceleradamente.

Nesta tese não usaremos diretamente o diagrama de Hubble para testar nosso modelo, apenas para uma comparação visual entre os dados e as curvas teóricas. No entanto, a distância luminosidade será calculada explicitamente e usada para testar a compatibilidade do modelo com os dados de SNe Ia. Voltaremos a tratar deste tópico em seu devido tempo.

3.3 Outros testes

Além do teste da idade e da distância luminosidade, há outros testes cosmológicos muito importantes para distinguir entre modelos cosmológicos e restringir os valores de seus parâmetros.

Classicamente, podemos citar a relação diâmetro angular-*redshift* e a contagem do número de galáxias por intervalo de *redshift*. Também temos a fração de massa do gás, que é um importante teste cosmológico neoclássico.

Apesar de muito importantes para a Cosmologia e para a determinação de valores e/ou limites dos parâmetros cosmológicos, não vamos nos ater a descrevê-los, pois não os usamos nos trabalhos e desenvolvimentos desta tese, para testar o modelo proposto no capítulo 6.

3.4 Resultados Independentes de Modelo

Até agora vimos que os modelos cosmológicos são uma forma suscinta, concisa e elegante de representar e descrever o Universo e que as quantidades que especificam e determinam os modelos são os parâmetros cosmológicos.

Cada modelo ou classe de modelos tem diversos parâmetros ajustáveis e, no geral, combinações diferentes de valores para alguns parâmetros podem ajustar um mesmo conjunto de dados com precisões e acurácias similares ou equivalentes. Por isto são necessários diferentes testes cosmológicos para distinguir entre os diferentes modelos propostos na literatura.

Vale também ressaltar que a maioria das análises feitas nos modelos com os testes cosmológicos é dependente do tipo de modelo do qual se quer restringir os parâmetros. No entanto, há alguns resultados observacionais que

são independentes de modelo, ou seja, algumas observações astronômicas fornecem resultados que são inferidos diretamente ou que, pelo menos, são os mesmos qualquer que seja a classe de modelos analisada.

Tais resultados já foram brevemente comentados nos primeiros capítulos desta tese e agora, nesta seção, vamos explicitá-los, pois qualquer modelo cosmológico deve dar conta destes resultados para ser considerado um modelo realista.

a) Idade total do Universo $t_0 > 12$ Gyr e $h \approx 0,72$

O Universo deve ser mais velho que qualquer estrutura presente nele. Assim, a idade total estimada para as estruturas mais velhas observadas no Universo atual fornecem um limite inferior para a idade do Universo.

Como já foi comentado neste mesmo capítulo, acreditamos que as estruturas mais velhas observadas no Universo contemporâneo são os aglomerados globulares de estrelas no halo da Via-Láctea e galáxias vizinhas. Por diferentes métodos e mecanismos[57, 58] a idade das estrelas presentes nestes aglomerados é estimada e está entre $t_g = [12 - 16]$ Gyr. E o Universo deve ter, no mínimo, uma idade superior à idade mínima estimada.

Alguns modelos, por exemplo, só apresentam uma idade total do Universo compatível com estes limites se o parâmetro de Hubble for $h \lesssim 0,60$, o que os tornam desfavorecidos, pois os principais experimentos e observações (por exemplo, o diagrama distância luminosidade-*redshift*, para baixos *redshifts*) indicam que $h \simeq 0,72$.

Nos modelos de energia escura e também no modelo CDM plano com criação de matéria, por exemplo, o parâmetro de Hubble não precisa ser pequeno para que a idade total do Universo seja maior que 12 bilhões de anos.

b) Componente de matéria não-bariônica

Além da matéria bariônica, da radiação e dos neutrinos, é considerado como bem estabelecido e comprovado que o Universo possui outra componente material, denominada matéria escura.

A existência desta componente de matéria não-relativística e que só interage gravitacionalmente com os outros constituintes do Universo é evidenciada, como vimos no capítulo anterior, pela curva de rotação de galáxias e pelos dados de fração de massa do gás em galáxias e aglomerados e também pelo espectro de potência da matéria, que é determinado pela observação da distribuição de galáxias em intervalos de *redshift*, e, por isto, este resultado também é considerado independente de modelo.

Estes dados também indicam que a contribuição da matéria escura para a densidade do Universo é várias vezes a contribuição da matéria bariônica.

c) Universo (aproximadamente) plano

Os cenários inflacionários prevêem que a curvatura espacial do Universo é nula ou aproximadamente nula, ou seja, o Universo é (aproximadamente) plano.

O que surgiu como uma previsão teórica é, hoje, tido como um resultado bem estabelecido e independente de modelo.

Levando-se em consideração o espectro angular de potência das anisotropias da radiação cósmica de fundo, a posição do primeiro pico deste espectro depende apenas do valor da curvatura espacial do Universo, para qualquer que seja a classe ou tipo de modelo analisado[65–67]. A largura e altura deste pico, por exemplo, depende de outros parâmetros cosmológicos, mas a posição de seu máximo depende apenas de k .

As medidas das anisotropias da radiação cósmica de fundo feitas por diversos experimentos e, mais recentemente e com maior acurácia, pelo satélite WMAP[17] determinam que o Universo é espacialmente plano. Mais especificamente, temos, com 95% de confiança estatística, que:

$$-0,0179 < \Omega_k < 0,0081 \quad (3.25)$$

d) Expansão acelerada

Os dados de Supernova do tipo Ia (SNe Ia), que serão discutidos no próximo capítulo, determinam que a expansão atual do Universo é acelerada e, mais ainda, determinam que esta expansão, após a inflação, começou desacelerada e em algum momento passou a acelerada.

O *redshift* da transição, que é o *redshift* do momento em que ocorreu a transição desacelerado-acelerado é $z_t \sim 1,0$ [19–21].

O tipo de mecanismo que gera a aceleração ainda não foi determinado, mas esta aceleração é um fato observacional comprovado e bem consolidado.

O *redshift* de transição, z_t , pode ser obtido usando-se uma descrição cinemática da distância luminosidade sem qualquer restrição teórica[69] mas, embora a expansão acelerada nos atuais estágios e desacelerada no início do Universo sejam independentes do modelo, o valor do *redshift* da transição é dependente de modelo.

Qualquer que seja o modelo cosmológico proposto na literatura, antes de submetê-lo a análises estatísticas, devemos, primeiramente, verificar se suas equações e resultados são condizentes e compatíveis com os resultados acima citados. Como veremos nos capítulos originais desta tese, o nosso

modelo com criação de matéria ajusta bem os dados de SNe Ia e está de acordo com os resultados acima citados e também com a idade do Universo em altos *redshifts*.

* * *

Capítulo 4

A Expansão Acelerada e os Modelos de Energia Escura

A descoberta, em 1998, da expansão acelerada do Universo foi uma das mais intrigantes e importantes descobertas astronômicas da história. As evidências indicam que a expansão começou desacelerada e, em certo momento, passou a acelerada. Embora seja um resultado independente de modelo, pois depende apenas de nosso conhecimento acerca das Supernovas e de suas curvas de luz, esta descoberta é passível de interpretação.

Em primeiro lugar, poderia se pensar que a Teoria da Relatividade Geral não pode ser aplicada para escalas de distância grandes como as escalas de aglomerados de galáxias. Ou, assumindo a validade da TRG também nestas escalas, podemos afirmar que outro mecanismo está causando a aceleração da expansão.

Os modelos cosmológicos correntemente mais aceitos assumem a validade da TRG e também que o mecanismo causador da aceleração é a presença de uma componente exótica de energia com pressão negativa e denominada energia escura ou quintessência.

Uma nova componente de energia não é o único mecanismo, sob a ótica da TRG, capaz de acelerar a expansão do Universo, como poderemos verifi-

car no capítulos seguintes desta tese. No entanto, neste capítulo, queremos explicar brevemente a importância das medidas de Supernova Ia que propiciaram tal descoberta. E vamos ainda apresentar o modelo Λ CDM ou modelo de concordância cósmica, seus êxitos e suas limitações. E, por completeza, vamos discorrer brevemente sobre os principais modelos de energia escura presentes na literatura científica contemporânea.

4.1 Os Dados de Supernova IA

Nesta seção queremos apresentar de forma sucinta e clara as explosões estelares que denominamos supernova e seu uso como vela padrão astronômica e, também, apresentar uma visão geral sobre os dados que nos permitiram determinar a aceleração da expansão do Universo e que, além disto, permitem restringir os valores de vários parâmetros cosmológicos.

4.1.1 Supernova

Quando a queima do combustível interno de uma estrela não produz pressão de radiação suficiente para evitar o colapso gravitacional de sua massa, a estrela cai sobre seu próprio peso. Este colapso pode dar início a reações termonucleares descontroladas que fazem a estrela explodir expelindo grande parte de sua massa e emitindo, durante a explosão e nos instantes subsequentes, muito mais radiação do que emite milhões ou bilhões de estrelas ou que ela mesma emitiu em milhões de anos. Durante a explosão a luminosidade da estrela pode ser comparável à luminosidade de uma galáxia como a Via-Láctea ou maior.

Essas explosões de estrelas são chamadas *novas*, *supernovas* ou *hipernovas*. A nomenclatura depende da intensidade da explosão, ou seja, da luminosidade da estrela no ápice de sua explosão, indo da menor para a maior intensidade. Aqui vamos apenas descrever brevemente os principais aspectos deste fenômeno. Para mais detalhes ver, por exemplo, Zeilik *et al.*[70] ou Zel'dovich *et al.*[71].

a) Nova

As novas estão associadas a anãs-brancas que fazem parte de sistemas binários em que há a transferência de massa da companheira para a anã-branca acelerando o colapso. A energia cinética do material ejetado neste tipo de explosão é da ordem de 10^{43} a 10^{44} ergs. Ocorrem cerca de 50 novas por ano em uma galáxia massiva como a Via-Láctea.

b) Supernova

As supernovas ejetam, durante a explosão, material com energia cinética da ordem de 10^{50} a 10^{51} ergs, atingindo luminosidades de até 10^{10} luminosidades solares (L_{\odot}) no pico de sua luminosidade. Suas explosões ocorrem devido a ignição explosiva do carbono para estrelas de massas intermediárias, 10 – 11 massas solares (M_{\odot}) ou por colapso gravitacional para estrelas mais massivas.

Uma estrela que explode em supernova pode se tornar uma estrela de nêutrons ou um buraco negro.

As supernovas são classificadas em dois tipos: tipo I, que não apresentam linhas de hidrogênio em seu espectro e se subdivide em Ia e Ib; tipo II, que apresentam linhas de emissão ou absorção de hidrogênio no seu espectro.

As supernovas do tipo Ia são associadas à queima explosiva do carbono em uma anã-branca de um sistema binário que, tendo massa próxima ao

limite da estabilidade de Chandrasehhar, recebe massa da companheira e, assim, ultrapassam este limite[72].

A curva de luz, gráfico da luminosidade absoluta pela taxa de decaimento do brilho, das supernovas do tipo Ia é muito similar de uma supernova para outra. Por isto e por seu brilho ser bastante intenso, grande luminosidade, elas são utilizadas como indicadores de distâncias de galáxias ou vela padrão cósmica.

O primeiro a usar SNe Ia como indicador de escalas de distância extragaláctica foi Kowal[73], sendo Pskovskii[74] e Phyllips[75] os pioneiros na redução de dados sobre a luminosidade das supernovas para tê-las como vela padrão universal.

As SNe Ia também são usadas para restringir os valores do parâmetros de densidade da matéria (Ω_m), de densidade da energia escura (Ω_{EE}) e o parâmetro da equação de estado (ω), entre outros.

c) Hipernova

As hipernovas estão associadas às explosões de raios gama ou GRB (sigla em inglês para *Gamma Ray Bursts*) e liberam, em alguns segundos, a mesma quantidade de energia eletromagnética que uma galáxia como a Via-Láctea emite em 10 anos. Após a explosão em hipernova, a estrela forma um buraco negro.

4.1.2 As supernovas e a aceleração

Em 1998, dois grupos de pesquisa[76, 77], observando as supernovas do tipo Ia distantes para determinar o valor do parâmetro de Hubble e do parâmetro de desaceleração, fizeram uma descoberta intrigante e inesperada.

A partir do diagrama da distância-luminosidade versus *redshift* ou diagrama de Hubble para estes objetos, percebeu-se que as SNe Ia estavam se afastando de nós com velocidades maiores do que as esperadas e, com isto, que curvas teóricas com um parâmetro de desaceleração positivo (Universo expandindo-se desaceleradamente) não ajustavam os dados observacionais. Então, se as hipóteses acerca das curvas de luz das supernovas Ia estão corretas, a conclusão óbvia é que o Universo está se expandindo aceleradamente. A expansão acelerada, de 1998 para cá, tornou-se um fato observacional bem consolidado.

4.1.3 Implicações para os Modelos Cosmológicos

A observação da expansão acelerada do Universo, em 1998, alterou drasticamente a nossa visão do Cosmos. Em particular, o modelo padrão da época, também chamado de modelo CDM ou modelo de Einstein-de Sitter, foi descartado em prol de modelos acelerados.

A expansão acelerada não pode ser causada, simplesmente, pela interação entre componentes materiais gravitantes. A equação (1.45), aqui reescrita:

$$\ddot{R} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p)R, \quad (4.1)$$

mostra que, no contexto da relatividade geral, para que a aceleração seja positiva, é necessário a existência de um termo de pressão negativa, que não aparece via interação gravitacional entre componentes materiais.

Desta forma, ou a TRG não se aplica a escalas cosmológicas ou alguma outra coisa ou processo está acelerando a expansão do Universo.

Supondo que a relatividade geral está correta, a maneira mais simples

de se obter uma expansão acelerada é adicionar uma componente exótica de energia (denominada energia escura) com pressão negativa. Há diversos candidatos à esta componente exótica.

É importante mencionar que, embora os modelos de energia escura expliquem a expansão acelerada, não há qualquer conhecimento sobre a possível natureza da energia escura. Na verdade, não há sequer evidência direta de sua existência ou de seus efeitos dinâmicos.

Os dados de SNe Ia requerem algum mecanismo que acelere o Universo e, não necessariamente, uma energia escura. Há outros mecanismos, mesmo nas cosmologias relativísticas, passíveis de produzir pressão negativa e, desta forma, acelerar a expansão.

4.2 O Modelo de Concordância Cósmica ou Modelo Λ CDM

O chamado modelo de concordância cósmica ou modelo Λ CDM é tido como o atual modelo padrão da Cosmologia. Ele ajusta bem os dados observacionais existentes e tem como mecanismo causador da aceleração da expansão cósmica a energia escura sob a forma de uma constante cosmológica Λ que pode ser interpretada como a densidade de energia do vácuo.

A constante cosmológica é o candidato mais simples e também o mais antigo dos candidatos a energia escura. Já foi proposta, com interpretações diferentes, diversas vezes na história da Cosmologia moderna e sempre como uma tentativa de compatibilizar os dados observacionais ao modelo teórico da época.

Sua primeira introdução foi em 1917 pelo próprio Einstein para com-

patibilizar a teoria da relatividade geral com a idéia de um Universo estático[78]. Mas não vamos nos ater a qualquer detalhe histórico sobre a constante cosmológica e suas várias ressurreições e interpretações (para uma revisão histórica ver, por exemplo, [63]). Nesta tese estamos apenas interessados na constante cosmológica em sua interpretação atual.

A constante cosmológica, em sua interpretação contemporânea, está associado a uma densidade de energia

$$\rho_{\Lambda} = \frac{\Lambda}{8\pi G} \quad (4.2)$$

e pressão

$$p_{\Lambda} = -\frac{\Lambda}{8\pi G} \quad (4.3)$$

e, portanto, pode ser tido como um fluido perfeito com equação de estado

$$p_{\Lambda} = -\rho_{\Lambda} \quad (4.4)$$

que é um caso particular da equação (1.28).

Complementando esta visão, pela teoria quântica de campos, o termo Λ está associado às flutuações quânticas do estado do vácuo.

Diferente da visão clássica, onde o vácuo é entendido como uma região do espaço desprovida de qualquer forma de energia e com tensor de energia-momento identicamente nulo ($T_{\alpha\beta} \equiv 0$), para a teoria quântica de campos para cada campo quântico existe um estado de vácuo no qual a energia é mínima. Devido às relações de incerteza, estes campos flutuam em torno do valor zero e apenas os seus valores médios podem ser considerados nulos.

A existência das flutuações do vácuo é demonstrada experimentalmente pelo efeito Casimir, que é a força de atração que surge entre duas placas planas condutoras e descarregadas colocadas no vácuo paralelamente uma

a outra[79–81]; e também pelo efeito *Lamb shift*, que é o deslocamento das linhas do espectro do hidrogênio[63, 82].

Tendo em mente os osciladores harmônicos quânticos, devemos lembrar que a existência da energia do vácuo ou energia de ponto zero não influencia as diferenças de energia entre os demais níveis. Com isso, não se pode observar diretamente o valor absoluto da densidade de energia do vácuo, ρ_Λ , a partir de processos físicos que envolvam as partículas elementares. Contudo, se o vácuo tem energia, ela também gravita e afeta a geometria do espaço-tempo e, por isto, tem influência determinística na dinâmica do Universo. Cabe, ainda, ressaltar que a energia do vácuo tem que ser invariante com relação a qualquer referencial inercial para que o vácuo não possa ser considerado um referencial absoluto.

Do ponto de vista matemático, a inclusão da constante cosmológica como uma nova componente de energia permite-nos reescrever as equações de Einstein como:

$$8\pi G(\rho + \rho_\Lambda) = 3\frac{\dot{R}^2}{R^2} + 3\frac{k}{R^2} \quad (4.5)$$

$$8\pi G(p + p_\Lambda) = -2\frac{\ddot{R}}{R} - \frac{\dot{R}^2}{R^2} - \frac{k}{R^2} \quad (4.6)$$

onde a densidade de energia total vale $\rho_t = \rho + \rho_\Lambda$ e a pressão total do fluido que compõe o Universo é $p_t = p + p_\Lambda$.

Das equações acima e lembrando que a pressão da matéria escura fria é $p = 0$, podemos escrever que:

$$\frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho - 2\rho_\Lambda), \quad (4.7)$$

e, portanto, a aceleração será positiva ($\ddot{R} > 0$) se $\rho_\Lambda > \rho/2$.

A análise e soluções desta equação são obtidas da mesma forma que para o caso sem constante cosmológica e as soluções apresentadas para a

evolução do fluido que compõe o Universo são as mesmas apresentadas no capítulo 1, tomando-se apenas o parâmetro da equação de estado $\omega = -1$.

Assim, os diferentes fluidos do Universo evoluem de formas diferentes no decorrer da expansão e, em cada estágio, a dinâmica é determinada pelas contribuições relativas de cada componente. Como, em cada fase uma das componentes domina a densidade de energia do Universo, podemos afirmar que a equação que governa sua evolução determina a evolução do Universo[2, 3]. Por isto, o Universo, após a inflação cósmica, passou por três grandes eras, a saber era da radiação, da matéria e da constante cosmológica, onde a nomenclatura desta última era depende da componente que domina densidade de energia do Cosmos na fase correspondente e que pode ser chamada apenas de era da expansão acelerada.

A inclusão da constante cosmológica (ou de qualquer mecanismo ou componente que cause aceleração) resolve, por exemplo, o problema da idade do Universo, pois cosmologias aceleradas fornecem idades compatíveis com os valores estimados para os aglomerados globulares[60, 61].

Na verdade, o modelo com constante cosmológica fornece um bom ajuste para as principais observações astronômicas e, por este motivo, é chamado modelo de concordância cósmica. Na tabela 4.1 temos os dados do WMAP[17] combinados com outros testes, que foram usados para restringir os valores dos parâmetros cosmológicos no contexto dos modelos Λ CDM.

Apesar de fornecer um bom ajuste para os principais dados observacionais, como pode ser verificado pelos resultados da tabela 4.1, o modelo Λ CDM tem suas limitações e inconsistências. A principal delas é o chamado problema da constante cosmológica.

As observações sugerem que o Universo é plano, ou seja, a densidade total de energia é a densidade crítica. Sabendo ainda que, hoje, a densidade

Classe	Parâmetro	WMAP5 ML ¹	WMAP+BAO+SNe ML	WMAP5 Média ²	WMAP+BAO+SNe Média
Primário	$100\Omega_b h^2$	2,268	2,262	$2,273 \pm 0,062$	$2,267^{0,058}_{0,059}$
	$\Omega_b h^2$	0,1081	0,1138	$0,1099 \pm 0,0062$	$0,1131 \pm 0,0034$
	Ω_Λ	0,751	0,723	$0,742 \pm 0,030$	$0,726 \pm 0,015$
	n_s	0,961	0,962	$0,963^{0,014}_{0,015}$	$0,960 \pm 0,013$
	τ	0,089	0,088	$0,087 \pm 0,017$	$0,084 \pm 0,016$
	$\Delta_{\mathfrak{R}}^2(k_0)$	$2,41 \times 10^{-9}$	$2,46 \times 10^{-9}$	$(2,41 \pm 0,11) \times 10^{-9}$	$(2,445 \pm 0,096) \times 10^{-9}$
Derivado	σ_8	0,787	0,817	$0,796 \pm 0,036$	$0,812 \pm 0,026$
	h	0,724	0,702	$0,719^{0,026}_{0,027}$	$0,705 \pm 0,013$
	Ω_b	0,0432	0,0459	$0,0441 \pm 0,0030$	$0,0456 \pm 0,0015$
	Ω_m	0,206	0,231	$0,214 \pm 0,027$	$0,228 \pm 0,013$
	$\Omega_{(m+b)} h^2$	0,1308	0,1364	$0,1326 \pm 0,0063$	$0,1358^{0,0037}_{0,0036}$
	z_{reion}	11,2	11,3	$11,0 \pm 1,4$	$10,9 \pm 1,4$
	t_0	13,6 Gyr	13,72 Gyr	$13,69 \pm 0,13$ Gyr	$13,72 \pm 0,12$ Gyr

Tabela 4.1: Resumo dos parâmetros cosmológicos no contexto dos modelos Λ CDM e seus intervalos de confiança de 68%.

¹“ML” refere-se à estimativa dos parâmetros feita pelo método da máxima verossimilhança (Maximum Likelihood).

²“Média” refere-se à média da distribuição posterior de cada parâmetro.

observada para a matéria é muito maior que a densidade da radiação ou a densidade de neutrinos, e que a densidade de energia do vácuo pode ser tomada como a diferença entre a densidade crítica e a densidade observada para a matéria ou, mais especificamente, podemos escrever[63, 83]

$$\rho_{\Lambda 0} \lesssim \rho_{c0} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \sim 10^{-29} \text{ g/cm}^3 \quad (4.8)$$

que é a estimativa observacional para a densidade de energia do vácuo.

Pela teoria quântica de campos, a estimativa teórica para a densidade de energia do vácuo[83, 84] fornece

$$\rho_{\Lambda_{teor}} \sim [10^{13} - 10^{92}] \text{ g/cm}^3 \quad (4.9)$$

Esta discrepância entre as estimativas teórica e observacional de 42 a mais de 120 ordens de magnitude para a densidade de energia do vácuo constitui o problema da constante cosmológica. Ao longo dos anos, diversas tentativas diferentes foram propostas para tentar explicar esta dis-

crepância, mas nenhuma delas constitui consenso satisfatório na comunidade científica.

Este problema tem inspirado diversos autores a propor modelos com candidatos alternativos à energia escura que, a princípio, poderiam acelerar o Universo e ajustar os principais dados observacionais e, também, resolver o problema da constante cosmológica. Como veremos nas seções a seguir, estes candidatos possuem, no geral, a constante cosmológica como caso particular. É importante ainda lembrar que os espaços de parâmetros são altamente degenerados e, ainda assim, nenhum deles lança qualquer luz sobre a natureza desta componente exótica de energia.

4.3 Modelo com decaimento do vácuo ou $\Lambda(t)$ CDM

Os modelos com variação da densidade de energia do vácuo ou modelos com decaimento do vácuo ou, ainda, modelos $\Lambda(t)$ CDM baseiam-se na idéia de que a densidade de energia do vácuo pode decair continuamente ao longo da história cósmica. Tais modelos têm sido largamente estudados[86–104]. A variação na densidade de energia do vácuo, que diminuiria continuamente, estaria diretamente relacionada à interação entre o vácuo e as outras componentes do Universo.

Estes modelos tentam reconciliar o pequeno valor da estimativa observacional de ρ_Λ com a estimativa da teoria quântica de campos. Assim, a densidade de energia do vácuo seria muito pequena hoje porque o Universo é bastante velho.

Nestes cenários, o fluido que constitui o Universo é formado por dois fluidos. Uma densidade de energia efetiva caracterizada por $\rho_V = \Lambda(t)/8\pi G$ e $p_V = -\rho_\Lambda$ e o produto do decaimento do vácuo que é caracterizada por

ρ e p .

Há uma troca contínua de energia entre as duas componentes e a criação de matéria e/ou radiação é às custas do decaimento da energia do vácuo[93].

Neste caso, as equações de Einstein e a lei de conservação da energia podem ser escritas como

$$8\pi G\rho + \Lambda(t) = 3\frac{\dot{R}^2}{R^2} + 3\frac{k}{R^2} \quad (4.10)$$

$$8\pi Gp - \Lambda(t) = -2\frac{\ddot{R}}{R} - \frac{\dot{R}^2}{R^2} - \frac{k}{R^2} \quad (4.11)$$

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = -\frac{\dot{\Lambda}(t)}{8\pi G}. \quad (4.12)$$

Nestes modelos pode-se explicar como o decaimento da energia do vácuo conduz à inflação cósmica no início do Universo e, também, como a atual fase acelerada pode ser relacionada com o pequeno valor da densidade de energia do vácuo hoje.

Há uma lista de várias leis de decaimento do vácuo e de suas fenomenologias (ver Overduin e Coopertock[103] para revisão). Na maioria dos modelos, os novos parâmetros são as razões de decaimento do vácuo (β) em matéria e/ou radiação e, das quais, depende a lei de decaimento. Normalmente, pequenas contribuições destas razões de decaimento resolvem o problema da idade total e também aceleram o Universo[92].

Diversos autores têm, para os modelos mais simples, restringido os valores das razões de decaimento. E, a partir dos dados de supernova, diâmetro angular, lentes gravitacionais, RCF, nucleossíntese primordial e outros, têm se vinculado os parâmetros dos modelos com decaimento do vácuo aos testes cosmológicos[93–100,104–111]. O resultados obtidos não são conclusivos.

4.4 Modelo com matéria-X ou Modelo XCDM

Os modelos cosmológicos com matéria-X são uma extensão do modelo Λ CDM em que o parâmetro da equação de estado da energia escura pode assumir outros valores diferentes de -1 . Este tipo de modelo foi introduzido por Turner e White[112] no contexto de expansão acelerada e, atualmente, é bastante discutido na literatura[113-116].

Nestes cenários temos a matéria-X e a matéria escura fria (ou a radiação, dependendo da fase cósmica considerada) sendo que as duas se conservam separadamente. Tal matéria é descrita pela equação de estado:

$$p_x = \omega \rho_x \quad (4.13)$$

Onde recaímos em aceleração da expansão se a pressão for negativa ($\omega < 0$). Usualmente temos que o parâmetro da equação de estado é considerado constante e está no intervalo $-1 \leq \omega < 0$, que é denominado de cenários de matéria-X padrão. Em outros casos, considera-se a possibilidade de $\omega < -1$, onde esta componente é chamada energia fantasma (próxima seção). Uma outra alternativa é considerar o parâmetro ω variável no tempo, de forma que:

$$p_x = \omega(z) \rho_x. \quad (4.14)$$

Nestes casos a dependência de ω com o *redshift* é assumida a *priori*. Normalmente considera-se[117]:

$$\omega(z) = \omega_0(1 + z)^n. \quad (4.15)$$

Entretanto, os modelos com ω constante são mais simples de se estudar e, por terem só dois parâmetros livres (Ω_X e ω) podem ser facilmente limitados por testes cosmológicos.

Os dados observacionais de vários experimentos são utilizados para restringir tais parâmetros e distinguir entre estes modelos[118-124].

Pode-se destacar o trabalho de Garnavich *et al.*[125], que usou os dados de SNe Ia do High-z Supernova Search Team e encontrou, com 95% de confiança estatística que $\omega < -0,55$ para modelos planos e $\omega < -0,6$ para geometrias arbitrárias. Resultados que estão de acordo com o modelo de concordância cósmica [126].

Em 2002, Lima e Alcaniz [127] investigaram o diagrama de diâmetro angular versus *redshift*, utilizando os dados do Gurvits [128, 129], e obtiveram $-1 \leq \omega \leq -0,5$. Corasaniti e Copeland [130] obtiveram $-1 \leq \omega \leq -0,93$, usando os dados de SNe Ia e medidas de picos acústicos no espectro angular de potência da RCF.

Vários outros autores, usando análises estatística com os dados de vários experimentos obtiveram resultados parecidos nos últimos anos[122, 131, 132, 133]. Os resultados não são conclusivos e, em muitos casos, os contornos e limites obtidos para os parâmetros parecem favorecer o modelo de concordância cósmica em relação aos modelos de matéria-X.

Novas análises precisam ser feitas com um número maior de dados e experimentos para que se possa distinguir entre os modelos com maior segurança.

4.5 Energia Fantasma

Os modelos de energia fantasma (*Phantom energy*) são modelos do tipo XCDM estendidos, ou seja, neles o parâmetro da equação de estado pode assumir valores $\omega < -1$. Embora muito discutidos na literatura recente, ainda não existe uma descrição teórica satisfatória da energia fantasma

[118, 119, 134, 135].

O modelo mais simples de energia fantasma é motivado por um campo escalar tendo um sinal negativo no termo cinético[136]. Outras versões são motivadas pela cosmologia de branas[137–139]. Nesses modelos a condição de energia dominante, $|p| \leq \rho$, é sempre violada.

Nos modelos dirigidos pela energia fantasma, a densidade de energia cresce com o tempo, $\rho_{EF} \sim R^{-1(1+\omega)}$, já que $\omega < -1$. Portanto, quando $R \rightarrow \infty$, a densidade de energia diverge. Assim, numa escala de tempo finita, o universo evolui para uma singularidade futura denominada de *Big-Rip*, termo introduzido por Caldwell e colaboradores[134, 135]. Para um universo plano, o tempo para atingir o *Big-Rip* é dado por:

$$\Delta t = t_{rip} - t_0 = \frac{2H_0^{-1}}{3|1 + \omega|(1 - \Omega_M)^{1/2}} \quad (4.16)$$

Se, por exemplo, $H_0 = 70 \text{ Km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\omega = -1,5$ e $\Omega_m = 0,3$, o tempo para atingir o *Big-Rip* é dado por $t_{rip} - t_0 \sim 22$ bilhões de anos. Naturalmente, com o crescimento da densidade de energia todos os invariantes de curvatura divergem no futuro e, como resultado, uma segunda era de gravitação quântica deve ocorrer bem antes do *Big-Rip*.

Alguns aspectos termodinâmicos da energia fantasma foram estudados por Lima e Alcaniz[140]. Em geral, o comportamento termodinâmico é completamente diferente da matéria comum. Em particular, a temperatura cresce ao longo da expansão, $TR^{1+\omega} = \text{cte}$, enquanto a entropia é negativa, $S \propto (1 + \omega)T^3R^3$. Esta condição deveria eliminar os modelos de energia fantasma, mas González-Dias e Sigüenza[141] argumentaram que estados com entropia positiva são obtidos se a temperatura for negativa, de forma que o *status* teórico da energia fantasma ainda permanece controverso.

Do ponto de vista observacional a situação é menos controversa e várias análises independentes baseadas em diferentes observações mostram que

a energia fantasma é um bom candidato para explicar o presente estado acelerado do universo[142, 143, 144]. Por isto, reiteramos o comentário da seção anterior onde dissemos que novas análises precisam ser feitas com um número maior de dados e experimentos para que se possa distinguir entre os diversos tipos de modelos com maior segurança.

4.6 Campo escalar ou Quintessência

Inspirados pelos cenários inflacionários, onde uma expansão enormemente acelerada fez o volume do Universo aumentar muitas ordens de grandeza em uma fração de segundo, acredita-se que a nova fase acelerada da expansão do Universo possa ser resultado de um campo remanescente da inflação cósmica no início do Universo. Neste sentido, o termo Λ das equações de campo de Einstein é uma energia escura dinâmica sob a forma de um campo escalar ϕ [145]. O termo quintessência é, normalmente, utilizado para designar este tipo de energia escura, embora alguns autores também generalizem este termo.

A idéia de campo escalar primordial é motivada por modelos de grande unificação da física de partículas e induz uma ação de ϕ (tomando $\hbar = 1$) da forma:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - V(\phi) \right]. \quad (4.17)$$

onde a densidade de energia potencial V é uma função do campo ϕ e g é o determinante do tensor métrico.

Num universo em expansão, um campo escalar espacialmente homogêneo com potencial $V(\phi)$ tem um tensor de energia momento diagonal dado por

$$T^{\mu\nu} = (\rho_\phi, p_\phi, p_\phi, p_\phi) \quad (4.18)$$

onde a densidade de energia e a pressão são dadas por[6]

$$\rho_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi), \quad (4.19)$$

$$p_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi), \quad (4.20)$$

implicando em um parâmetro da equação de estado do tipo

$$\omega_\phi = \frac{\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi)}{\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi)} \quad (4.21)$$

que, em geral, varia no tempo.

Em particular, quando o campo varia lentamente e $\dot{\phi}^2 \ll V(\phi)$, temos que $\omega_\phi \sim -1$ e o campo ϕ tem o comportamento de uma constante cosmológica. Entretanto, estas duas formas de energia escura são completamente distintas, sendo o campo escalar uma componente dinâmica e a densidade de energia do vácuo uma constante.

Em modelos do tipo FRW, se a curvatura espacial pode ser desprezada, a equação de movimento do campo, obtida diretamente das equações de Einstein, pode ser escrita como:

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V'(\phi) = 0 \quad (4.22)$$

onde o ponto significa derivada em relação ao tempo e o apóstrofo indica derivada com respeito ao campo.

A equação (4.22) é análoga à equação de um oscilador harmônico com a taxa de expansão H desempenhando o papel de um coeficiente de atrito. Assim, o campo ϕ será superamortecido (aproximadamente constante) para $H > \sqrt{V''(\phi)}$ e subamortecido quando $H < \sqrt{V''(\phi)}$.

Modelos de campos escalares são utilizados para descrever a expansão quase exponencial na era da inflação. Durante esta fase do início do Universo, a densidade de energia é dominada pelo potencial $V(\phi)$ e o Universo esfria adiabaticamente chegando a uma temperatura extremamente baixa e, às custas da energia do campo que decai em partículas relativísticas devido a seu acoplamento com os outros campos de matéria, o Universo é reaquecido enquanto o campo ϕ oscila rapidamente e decai produzindo toda a entropia do nosso universo. O processo, efetivamente, termina quando a densidade de energia do campo, ρ_ϕ , assume valores extremamente pequenos ou zero.

Pode-se imaginar que a evolução recente de ρ_ϕ é lenta. E, sendo mais lenta que a evolução na densidade de matéria, chega o tempo em que ρ_ϕ domina novamente, e o universo se comporta como tendo uma constante cosmológica efetiva. Esta parece ser a maneira mais simples e natural de descrever a energia escura ou Quintessência[145, 146].

Supondo que este é o modelo que explica a energia escura do Universo, uma questão crucial permanece em aberto: o campo escalar que dirige o presente estágio acelerado é o mesmo campo que gerou a inflação?

Um exemplo interessante de cosmologias com campo escalar primordial foi proposto por Peebles e Ratra[145]. Neste cenário, uma parte do campo ϕ , chamada *inflaton*, é responsável pela inflação e convertida em entropia no final do período inflacionário. A parte restante decresce muito mais lentamente até o mínimo do potencial e vai acelerar o Universo no final da era da matéria. O potencial, neste modelo, assume a seguinte forma

$$V(\phi) = \frac{\kappa}{\phi^\alpha}, \quad (4.23)$$

onde a constante κ tem dimensões de massa elevada a potência de $\alpha + 4$. O parâmetro da equação de estado para a época dominada por matéria é

independente do tempo e dado por

$$\omega_\phi = -\frac{2}{\alpha + 2}, \quad (4.24)$$

e modela uma constante cosmológica pura para $\alpha \rightarrow 0$. No período em que a densidade dessa energia escura começa a ter uma contribuição apreciável para a taxa de expansão, o parâmetro ω_ϕ começa a evoluir e o uso de ω_ϕ como uma constante torna-se um erro. As previsões dos modelos de Quintessência vêm sendo estudadas e testadas pelos mais diversos testes cosmológicos[145–147], mas ainda não se obteve nada conclusivo.

4.7 Gás de Chaplyging e gás de Chaplyging simplificado

O chamado gás de Chaplyging ou C-gás ou gás-C foi inicialmente estudado por Kamenshichik e colaboradores[148] e desenvolvido por Bilic *et al.*[149] e Bento *et al.*[150]. É um fluido exótico com equação de estado

$$p_{ch} = -\frac{A}{\rho^\alpha}, \quad (4.25)$$

onde A é uma constante positiva e o parâmetro $\alpha \in [0, 1]$. Para $\alpha = 0$ o modelo descreve o cenário Λ CDM e para $\alpha = 1$ temos a forma do gás de Chaplyging original. O parâmetro A não aparece explicitamente nas equações de FRW, pois a dependência com este parâmetro é repassada para outro parâmetro, A_s , relacionado a A pela velocidade adiabática do som

$$v_s^2 = \frac{dp}{d\rho} = \frac{\alpha A}{\rho^{1+\alpha}} \equiv \alpha A_s \quad (4.26)$$

Em termos dos modelos cosmológicos, este é um cenário alternativo onde há uma descrição unificada para a matéria escura fria e a energia escura.

O fenômeno mais interessante nesse cenário é que o C-gás pode passar naturalmente de um estado de matéria não-relativística a um regime de energia escura[149, 150].

Como neste formalismo, além da matéria bariônica, radiação e neutrinos, há somente uma componente escura, este tipo de cenário é usualmente denominado de quartessência cosmológica[151, 152].

O maior inconveniente deste tipo de modelo para as análises e teste observacionais é o grande número de parâmetros livres. Mesmo impondo a condição de um modelo plano, além do parâmetro de Hubble, o modelo com gás de Chaplyging possui mais três parâmetros (α, A_s e Ω_m). Uma forma simplificada do modelo, com descrição unificada da matéria escura e energia escura e que permite reduzir o número de parâmetros foi proposta por Lima e colaboradores[153], tomando A_s como função de α e fazendo a escolha mais simples para esta função ($A_s = \alpha$), de forma que o modelo é totalmente caracterizado pelo parâmetro α . Os autores também estudaram limites observacionais sobre o parâmetro α . Neste modelo simplificado, o Universo atual é acelerado e o gás de Chaplyging imita uma matéria-X para baixos *redshifts* e para grandes valores de z o C-gás se comporta como um fluido sem pressão.

Novamente vale ressaltar a importância de novos testes cosmológicos e análises observacionais para distinguir entre os vários tipos de modelos cosmológicos presentes na literatura e que podem explicar o Universo e ajustar bem os dados observacionais disponíveis.

4.8 Outros modelos

Além dos modelos acima explanados como candidatos à energia escura, há diversos outros modelos menos considerados pela principal vertente de cosmólogos contemporâneos e nos quais o Universo expande-se aceleradamente.

Alguns destes modelos e cenários, apesar de um pouco exóticos, também ajustam bem os dados observacionais ou, pelo menos, alguns dos dados observacionais atuais.

Dentre estes modelos podemos citar: os modelos $f(R)$ [154–156], que modificam a gravidade usando o formalismo de Palatini; os modelos DGP da teoria de branas[157–160]; os modelos de quintessência parametrizada por uma lei de potência[161]; os cenários inomogêneos[162]; os modelos holográficos[163]; entre outros.

Para entrarmos em detalhes sobre estes modelos ou mesmo nos aprofundarmos nos principais candidatos à energia escura precisaríamos explicar e discutir diversos pontos que não são o foco principal desta tese e, por isto, declinamo-nos desta discussão.

4.9 Breves Considerações

Apesar do grande número de modelos de energia escura presente na literatura para explicar a aceleração da expansão do Universo, a natureza desta componente exótica não é descrita e/ou revelada por nenhum dos modelos. A maioria dos modelos alternativos, além disto, tem um espaço de parâmetros muito degenerado e têm o modelo de concordância cósmica como caso particular.

Vale ressaltar que, mesmo que o ponto de vista corrente da maioria dos cosmólogos seja que a expansão acelerada é decorrente de uma energia escura, a evidência que corrobora a sua existência não pode ser considerada como bem estabelecida, pois há outros mecanismos, mesmo num paradigma relativístico, capazes de acelerar o Universo e ajustar bem as observações astronômicas.

A partir do próximo capítulo iremos explorar a criação cosmológica de matéria às custas da expansão do campo gravitacional e que consideramos ser um mecanismo, no mínimo, interessante para explicar a expansão acelerada do Universo. O modelo cosmológico proposto, que é baseado neste mecanismo, está de acordo com os principais resultados observacionais atuais.

* * *

Capítulo 5

Criação Cosmológica de Matéria

5.1 Introdução

Nesta tese propomos e estudamos um modelo cosmológico sem energia escura e sem modificação da relatividade geral e, mesmo assim, com expansão acelerada. Por estudar, entenda-se também verificar se este modelo é compatível com as principais observações astronômicas contemporâneas.

Como este modelo não possui energia escura, precisamos de um mecanismo alternativo que provoque a aceleração da expansão universal. Matematicamente, necessitamos de algum processo ou mecanismo que seja responsável por uma pressão negativa a nível das equações de campo de Einstein.

A criação de matéria escura fria é um processo que produz pressão negativa e, por isto, pode acelerar o Universo e ser uma via alternativa aos modelos com energia escura.

A criação de matéria em um universo em expansão não é um assunto novo na Cosmologia. Ela tem sido intensamente investigada há muitos anos com o intuito de explicar a origem do conteúdo material do Universo. Mas,

apesar de todo esforço dispensado à esta questão, a origem dos constituintes do Universo permanece em aberto.

Como investigado por Parker e colaboradores[164–169], os constituintes elementares do Universo podem ser quanticamente produzidos pelo campo gravitacional variável de um universo em expansão, independentemente da teoria relativística de gravitação adotada. No entanto, de acordo com as taxas obtidas para a produção de partículas, não fica claro que tal mecanismo seja capaz de explicar a radiação cósmica de fundo ou o conteúdo material observado no Universo. Nos trabalhos desta tese também não nos propusemos a explicar tais assuntos.

Uma visão alternativa para o processo de criação de matéria foi sugerida por Tryon[170] e, independentemente, por Fomin[171]. Eles argumentaram que o Universo poderia ter emergido de uma flutuação quântica do vácuo e não de uma singularidade inicial. A idéia básica é que o valor líquido de todas as quantidades conservadas do Universo é nulo, como, por exemplo, a energia total. Assim o Universo teria surgido de uma flutuação que teve duração quanticamente restrita pela relação de incerteza Heisenberg $\Delta t \cdot \Delta E \sim \hbar$. Neste caso, a energia positiva da massa das partículas criadas seria compensada pela energia negativa do campo gravitacional. A auto-reprodução indefinida deste processo poderia ser responsável pelo Universo observado. Nenhum cenário específico foi proposto por estes autores, mas em tal formulação o Universo deveria ser espacialmente fechado de forma que sua carga elétrica líquida fosse, por construção, identicamente nula.

Outra tentativa de descrever o processo de criação de matéria no contexto cosmológico, através de um mecanismo efetivo, foi sugerida por Zel'dovich[172]. Processos irreversíveis também foram investigados no contexto de cenários inflacionários[173–176]. A idéia é que a viscosidade volumar (criação de matéria) contribui a nível das equações de Einstein

como um termo de pressão negativa, podendo ser a condição chave para gerar a inflação.

Em qualquer descrição, seja macroscópica ou microscópica, a questão fundamental é saber como a criação de matéria pode ser consistentemente incorporada às equações de Einstein.

Mais recentemente, Prigogine e colaboradores[177] estudaram como inserir a criação de matéria, de maneira consistente, nas equações de Einstein. O ingrediente essencial desta nova formulação é o uso explícito da equação de balanço para o número de partículas em adição às equações de campo de Einstein. Tal equação, quando combinada com a segunda lei da Termodinâmica, conduz naturalmente a uma reinterpretação do tensor de energia-momento correspondendo a um termo adicional de pressão negativa que depende da taxa de criação de matéria. O que é completamente diferente da formulação da viscosidade volumar, onde o número de partículas é conservado, mesmo havendo produção de entropia. Esses resultados foram, posteriormente, discutidos e generalizados numa série de trabalhos por Lima, Calvão e Waga[178, 179] e Lima e Germano[180] através de uma formulação manifestamente covariante.

Neste capítulo apresentamos o processo de criação de matéria como formulado por Prigogine e colaboradores[177] e generalizado por Lima *et al.*[178–180], ou seja, apresentaremos a sua formulação macroscópica e, a seguir, escolheremos a forma mais geral para descrever a taxa de criação de matéria no Universo para, no capítulo seguinte, obtermos a nova forma das equações de FRW e suas soluções. O modelo cosmológico apresentado nesta tese dá continuidade ao trabalho destes autores e, por isto, tem neles suas bases e inspirações.

5.2 Descrição macroscópica do fluido

As variáveis macroscópicas básicas que descrevem os estados termodinâmicos de um fluido simples, como visto no capítulo 1) são o tensor de energia-momento $T^{\alpha\beta}$, o fluxo de partículas N^α e o fluxo de entropia S^α . No contexto da relatividade geral, esses tensores podem ser escritos, para um fluido isotrópico com criação de matéria, como:

$$T^{\alpha\beta} = (\rho + P)u^\alpha u^\beta - P g^{\alpha\beta}, \quad (5.1)$$

$$N^\alpha = n u^\alpha, \quad (5.2)$$

$$S^\alpha = n \sigma u^\alpha, \quad (5.3)$$

onde a pressão dinâmica total, P , pode ser escrita como:

$$P = p + p_c, \quad (5.4)$$

sendo p a pressão de equilíbrio e p_c o termo de correção devido aos processos dissipativos quer seja viscosidade volumar ou criação de matéria. Como no nosso caso trataremos apenas da criação de matéria e não da viscosidade volumar, que também é um processo dissipativo, p_c será designada por pressão de criação.

O tensor de energia-momento satisfaz à lei de conservação:

$$T^{\alpha\beta}_{;\beta} = 0, \quad (5.5)$$

que, no contexto dos modelos de FRW, pode ser reescrita como[178]:

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p + p_c) = 0, \quad (5.6)$$

onde o ponto denota derivada em relação ao tempo.

Na ausência de criação de matéria ($p_c = 0$), o fluxo de partículas é conservado, ou seja, obedece à lei de conservação dada pela equação (1.20). Mas, considerando a produção de partículas no fluido, a lei de conservação para N^α possui um termo de fonte, sendo descrita pela seguinte equação de balanço[180]:

$$N^\alpha{}_{;\alpha} = n\Gamma , \quad (5.7)$$

onde Γ é a taxa de criação ($\Gamma > 0$) ou destruição ($\Gamma < 0$) de matéria. A taxa Γ tem unidade de tempo⁻¹ e, no contexto desta tese, vamos nos referir a ela apenas como taxa de criação de matéria. Na métrica de FRW, a equação de balanço para o fluxo de partículas pode ser escrita como:

$$\dot{n} + 3Hn = n\Gamma . \quad (5.8)$$

A condição de não-equilíbrio de um sistema termodinâmico é caracterizada pela existência de uma fonte de entropia. Tal fonte decorre de um fluxo de entropia entre o sistema e a vizinhança e/ou da presença de processos dissipativos internos[181]. Pelo princípio da entropia, na presença de processos irreversíveis há uma produção de entropia por unidade de volume por unidade de tempo ou, simplesmente, uma fonte de entropia τ que é sempre positivo definida. Matematicamente, temos uma equação de balanço para o fluxo de entropia que, no contexto da relatividade geral, é dada por:

$$S^\alpha{}_{;\alpha} = \tau \geq 0 . \quad (5.9)$$

Esta equação expressa o fato de que os processos dissipativos são irreversíveis e, por isto, sempre vão aumentar a entropia do sistema.

A produção de entropia é devida, somente, à criação de matéria, ou seja, estamos considerando desprezíveis possíveis efeitos da viscosidade volumar.

Naturalmente, esperamos que quando $\Gamma = 0$ a produção de entropia se anule junto com a pressão de criação. Vamos mostrar explicitamente este resultado ainda neste capítulo. No entanto, nosso objetivo básico é mostrar como a segunda lei da termodinâmica pode ser utilizada para restringir a dependência da pressão de criação com Γ e outras quantidades específicas do fluido.

5.3 A pressão de criação e a fonte de entropia

Nesta seção vamos usar argumentos termodinâmicos para obter a forma da pressão de criação a partir da fonte de entropia.

Para tanto vamos começar lembrando que as quantidades p , ρ , n e σ estão relacionadas à temperatura T pela chamada lei de Gibbs[181]:

$$nTd\sigma = d\rho - \frac{\rho + p}{n}dn . \quad (5.10)$$

Temos ainda que o potencial químico é definido pela relação de Euler:

$$\mu = \frac{\rho + p}{n} - T\sigma , \quad (5.11)$$

que pode ser reescrito como:

$$n\sigma = \frac{\rho + p}{T} - \frac{\mu n}{T} . \quad (5.12)$$

Por outro lado, diferenciando a equação (5.3) temos

$$S_{;\alpha}^{\alpha} = n\sigma\Gamma + n\dot{\sigma} . \quad (5.13)$$

Considerando as equações (5.3), (5.6), (5.10) e (5.11), segue que:

$$\tau = n\sigma\Gamma + n\dot{\sigma} = -\frac{3Hp_c}{T} - \frac{\mu n\Gamma}{T} \geq 0. \quad (5.14)$$

A pressão de criação pode ser obtida da expressão acima para o caso de um “processo adiabático”, ou seja, onde a entropia total aumenta devido à criação gravitacional de matéria mas a entropia específica por partícula, σ , permanece constante

$$\dot{\sigma} = 0. \quad (5.15)$$

Resolvendo a pressão de criação neste caso ($\tau = n\sigma\Gamma$) obtemos:

$$p_c = -\frac{\rho + p}{3H}\Gamma. \quad (5.16)$$

Assim, como esperado, quando não há criação de partículas ($\Gamma = 0$) a pressão de criação (p_c) e a fonte de entropia (τ) se anulam e recaímos na descrição de um fluido perfeito.

É importante mencionar que esse processo de criação adiabática de matéria é fisicamente interessante porque para $\dot{\sigma} = 0$ a forma das expressões termodinâmicas válidas no equilíbrio são mantidas (ver seção 5.5).

5.4 A taxa de criação de matéria e o parâmetro de desaceleração

As equações do modelo cosmológico vão depender da taxa de criação de matéria. Dada a lei fenomenológica de Γ , teremos a forma das equações e podemos obter suas soluções. Nos trabalhos de Lima e colaboradores[178–180] assumiu-se a lei empírica

$$\Gamma = 3\beta H , \quad (5.17)$$

com β sendo um parâmetro adimensional contido no intervalo $[0, 1]$. Entretanto, este tipo de modelo é sempre acelerado se $\beta > 1/3$ ou desacelerado se $\beta < 1/3$, pois o parâmetro de desaceleração, obtido a partir de sua definição (equação (2.12)) e da equação de evolução para o fator de escala (equação (1.29)), tem a forma

$$q = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\Gamma}{H} \right) , \quad (5.18)$$

e, por (5.17), obtém-se:

$$q = \frac{1}{2}(1 - 3\beta) , \quad (5.19)$$

que é constante.

Este comportamento para o parâmetro de desaceleração torna este modelo incompatível com uma descrição realística do Universo, pois tal descrição requer uma transição desacelerado-acelerado.

5.5 Lei de evolução da temperatura

Por completeza, para uma descrição macroscópica da criação cosmológica de matéria devemos, ainda, determinar a lei de evolução para a temperatura T do fluido.

Tomando-se T e n como variáveis termodinâmicas independentes podemos escrever que

$$\rho = \rho(T, n) , \quad (5.20)$$

e, desta maneira:

$$\dot{\rho} = \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_n \dot{T} + \left(\frac{\partial \rho}{\partial n} \right)_T \dot{n} \quad (5.21)$$

Das equações (5.6) e (5.8) podemos escrever que

$$\dot{\rho} = -3H(\rho + p + p_c) \quad (5.22)$$

e

$$\dot{n} = n(\Gamma - 3H) . \quad (5.23)$$

Por outro lado, considerando $d\sigma$ como uma diferencial exata, obtêm-se da equação de Gibbs a seguinte relação termodinâmica[182]

$$\rho + p = n \left(\frac{\partial \rho}{\partial n} \right)_T + T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_n . \quad (5.24)$$

Substituindo (5.22) e (5.23) em (5.21) e combinando o resultado com (5.24) e com a definição da pressão de criação em termos da taxa de criação (equação (5.16)) obtemos, diretamente, a lei de evolução da temperatura que é dada por:

$$\frac{\dot{T}}{T} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_n \frac{\dot{n}}{n} . \quad (5.25)$$

A lei de evolução da temperatura, dada pela equação acima, determina as eras ou fases térmicas do Universo. Note que, para $p = \rho/3 \rightarrow n \propto T^3$, tal como no equilíbrio. É fácil também mostrar que, neste caso, $\rho \propto T^4$ e, portanto, as expressões de equilíbrio são preservadas.

5.6 Breves considerações

A criação gravitacional de matéria, cuja descrição macroscópica foi apresentada aqui, pode ser incorporada de forma consistente às equações de campo de Einstein. Este processo é capaz de acelerar o Universo, pois o ingrediente matemático que a descreve é uma pressão de criação de partículas que é negativa ($p_c < 0$).

Todas as equações da descrição macroscópica da criação de matéria são dadas em termos da taxa de criação de matéria que, ao ter sua forma especificada, permite o cálculo de todas as grandezas termodinâmicas do sistema.

No próximo capítulo incorporamos a criação gravitacional de partículas às equações de Einstein. O objetivo básico é obter um novo modelo de universo onde o presente estágio acelerado é dirigido pelo processo de criação de matéria escura.

* * *

Capítulo 6

Uma nova classe de cosmologias aceleradas com criação de matéria escura

6.1 Introdução

O objetivo principal deste capítulo é propor e estudar uma nova classe de modelos cosmológicos planos somente com matéria escura fria e que seja acelerado devido à criação de partículas às custas da expansão do campo gravitacional. Inicialmente vamos apresentar tal modelo e no capítulo seguinte aplicar as equações do modelo a alguns testes cosmológicos para verificarmos sua compatibilidade com as observações astronômicas atuais e impormos limites sobre os parâmetros livres do modelo.

Sabemos que as atuais observações astronômicas sugerem fortemente que o Universo pode ser descrito por um modelo do tipo FRW, plano e com expansão acelerada [19, 76, 183, 184, 185]. Embora a expansão acelerada tenha sido comprovada por diferentes observações, sua natureza e o mecanismo que a causa são desconhecidos e constituem um dos mais intrigantes problemas da cosmologia moderna.

Como discutido no capítulo 3, um regime de expansão acelerada é obtido assumindo-se a existência de uma componente exótica de energia com pressão negativa[185–188]. Esta componente é, normalmente, chamada de energia escura ou quintessência. A representação teórica mais simples desta energia escura é uma constante cosmológica Λ que pode ser interpretada como a densidade de energia do vácuo. O modelo com constante cosmológica, Λ CDM ou modelo de concordância cósmica oferece um bom ajuste para as principais observações astronômicas, mas está cheio de inconsistências e/ou problemas teóricos[63].

Vários candidatos alternativos têm sido propostos na literatura devido aos problemas do modelo com constante cosmológica (ver capítulo 4). Mas o espaço de parâmetros destes modelos são, normalmente, muito degenerados e, a maioria, contém o modelo Λ CDM como caso particular.

Apesar do grande número de possíveis candidatos à energia escura, sua natureza não foi identificada e, sequer, há evidência direta de sua existência ou de seus efeitos dinâmicos. Em outras palavras, a evidência que suporta a existência da energia escura não é forte para que a consideremos como estabelecida.

Os modelos cosmológicos, como já foi dito, devem explicar as atuais observações astronômicas e fazer novas previsões que possam ser comprovadas por observações futuras. Um modelo realístico deve estar de acordo com pelo menos quatro resultados observacionais bem estabelecidos e independentes de modelo: a existência de neutrinos, radiação, matéria bariônica e matéria escura fria; a atual aceleração da expansão cósmica; a (aproximada) “planura” do Universo; e uma idade total, no mínimo, da ordem de 12 bilhões de anos com $h \sim 0,72$.

O modelo CDM ou modelo de Einstein-de Sitter, que por muitos anos foi considerado o modelo padrão da cosmologia, não está de acordo com

a expansão acelerada e nem fornece uma idade total compatível com a idade mínima prevista para o Universo. No entanto, assumindo-se que a energia escura não existe é necessário, primeiro, explicar como este modelo de Universo pode acelerar, pois modelos acelerados costumam resolver o problema da idade.

As evidências para uma energia escura dominando o Universo são fortemente rebatidas, por exemplo, por Blanchard e colaboradores[190]. Eles demonstraram que, relaxando a hipótese do espectro de potência das flutuações primordiais ser invariante de escala e admitindo um baixo valor para o parâmetro de Hubble hoje ($h \sim 0,50$), os modelos de Einstein-de Sitter ajustam todos os dados de estrutura de grande escala e das anisotropias da radiação cósmica de fundo e não haverá problema da idade. Para estes autores, a única evidência em prol de uma constante cosmológica não-nula é o diagrama de Hubble para as supernovas distantes. Ver também Sarkhar[191].

Mas no modelo aqui proposto[192], não há a necessidade de $h < 70$ para acomodar a idade total do Universo hoje ou a idade em altos *redshifts* e, também, o modelo explica os dados se SNe Ia distantes sem a necessidade de uma energia escura.

Para a construção das bases teóricas do modelo com criação de matéria precisamos lembrar de dois fatos importantes. Primeiro, a presença de uma pressão negativa é o ingrediente chave para acelerar a expansão. Segundo, pressões negativas ocorrem naturalmente em sistemas físicos que podem sofrer uma transição de fase entre dois estados termodinâmico, como por exemplo num gás superesfriado[193].

Em 1970 Zel'dovich[82] apontou que o processo de criação cosmológica de partículas às custas do campo gravitacional poderia ser descrito feno-

menologicamente por uma pressão negativa e estaria associado à produção de entropia.

A princípio, a abordagem proposta por Zel'dovich é completamente diferente do tratamento desenvolvido por Hoyle e Narlikar[194–196] que adicionaram termos extra à ação de Einstein-Hilbert descrevendo o chamado campo-C (*C-field*). Neste caso o fenômeno de criação de partículas é explicado como um processo de troca de energia e momento entre a matéria e o campo-C. Este processo ocorre, por exemplo, nas cosmologias com decaimento do vácuo (ver referências da seção 4.3).

Como visto no capítulo 4, muitos autores investigaram o processo de criação cosmológica de matéria, tanto microscópica quanto macroscopicamente. Entretanto, a primeira formulação macroscópica auto-consistente foi apresentada por Prigogine e colaboradores[177] e desenvolvida por Calvão, Lima e Waga[178, 179] que a apresentaram numa forma manifestamente covariante. A criação cosmológica de matéria, portanto, pode efetivamente ser discutida nos domínios da termodinâmica relativística de não-equilíbrio.

Como foi visto, o processo de criação irreversível de matéria pode ser descrito por dois novos ingredientes: uma equação de balanço para a densidade numérica de partículas e um termo de pressão negativa. Tais importantes quantidades estão interrelacionadas pela segunda lei da termodinâmica[177, 178, 179].

Com base nos estudos citados e detalhados e/ou comentados no capítulo anterior desta tese, o modelo cosmológico aqui proposto é um modelo plano e acelerado onde a aceleração da expansão é devida, unicamente, à criação de partículas de energia escura. Como veremos nos capítulos seguintes, este modelo é consistente com os dados de Supernova do tipo Ia e outros resultados cosmológicos básicos.

Neste modelo CDM estendido, o parâmetro de Hubble não precisa ser pequeno para resolver o problema da idade e a transição desacelerado-acelerado ocorre mesmo se a criação de matéria for desprezível durante a era da radiação e durante um tempo considerável da era da matéria. Assim, o chamado problema de coincidência dos modelos de energia escura é substituído pelo processo de criação de partículas em baixos *redshift*.

6.2 Cosmologia e criação de matéria

Por questões de generalidade, podemos começar nosso desenvolvimento do modelo com criação de matéria partindo do elemento de linha homogêneo e isotrópico de Robertson-Walker:

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right]. \quad (6.1)$$

Neste contexto, as componentes não-triviais das equações de campo de Einstein para o fluido constituinte do Universo com criação de matéria e a equação de balanço para a densidade numérica de partículas podem ser escritas como [177, 178, 179, 180]:

$$8\pi G\rho = 3\frac{\dot{R}^2}{R^2} + 3\frac{k}{R^2}, \quad (6.2)$$

$$8\pi G(p + p_c) = -2\frac{\ddot{R}}{R} - \frac{\dot{R}^2}{R^2} - \frac{k}{R^2}, \quad (6.3)$$

$$\frac{\dot{n}}{n} + 3H = \Gamma, \quad (6.4)$$

onde o ponto denota derivada em relação ao tempo e ρ , p , p_c , n e Γ são, respectivamente, a densidade de energia, a pressão termostática, a pressão

de criação, a densidade numérica de partículas e a taxa de criação de matéria do processo; e $H = \dot{R}/R$ é o parâmetro de Hubble.

A pressão de criação, p_c , é dada em termos da taxa de criação de partículas e de outras quantidades físicas. No caso da criação adiabática de matéria, como visto no capítulo anterior, sua expressão é[178, 179, 180]:

$$p_c = -\frac{\rho + p}{3H}\Gamma . \quad (6.5)$$

Combinando as equações de campo de Einstein com a equação de estado usual

$$p = \omega\rho \quad (6.6)$$

obtemos, facilmente, a equação de evolução para o fator de escala[192]:

$$R\ddot{R} + \left[\frac{1 + 3\omega}{2} - \frac{(1 + \omega)\Gamma}{2H} \right] (\dot{R}^2 + k) = 0. \quad (6.7)$$

A expressão acima mostra como o taxa de criação de matéria, Γ , modifica a evolução do fator de escala quando comparada à equação que governa a evolução do fator de escala de um fluido perfeito simples (equação (1.29)). Como esperado, o modelo com matéria escura fria (CDM) é reobtido fazendo-se $\Gamma = 0$ em (6.7).

Também percebemos, pela equação (6.7), que a dinâmica do modelo cosmológico estará bem definida desde que a forma da taxa de criação de matéria seja especificada.

6.3 Equações do modelo CDM plano com criação de matéria

Nesta seção vamos nos ater ao modelo onde o fluido que constitui o Universo é composto apenas de matéria escura fria. Neste caso temos que $\omega = 0$. Também vamos considerar que o modelo é plano, o que está de acordo com os resultados do WMAP[17].

Aplicando estas duas condições à equação (6.7) obtemos:

$$R\ddot{R} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\Gamma}{H}\right) \dot{R}^2 = 0, \quad (6.8)$$

Esta expressão também pode ser obtida diretamente das equações de campo de Einstein e da equação de balanço para a densidade numérica de partículas (equações (6.2), (6.3) e (6.4)) combinadas com a forma da pressão de criação (equação (6.5)).

Pela definição do parâmetro de Hubble, podemos calcular sua derivada temporal:

$$\dot{H} = \frac{dH}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\dot{R}}{R} \right) = \frac{\ddot{R}R - \dot{R}^2}{R^2}. \quad (6.9)$$

Substituindo esta expressão na equação (6.8) e rearrumando os termos obtemos[192]:

$$\dot{H} + \frac{3}{2}H^2 \left(1 - \frac{\Gamma}{3H}\right) = 0. \quad (6.10)$$

Por outro lado, podemos reescrever a equação (6.4) na forma:

$$\frac{\dot{n}}{3nH} + 1 = \frac{\Gamma}{3H}, \quad (6.11)$$

que mostra que o processo de criação de matéria pode ser efetivamente quantificado pela razão adimensional

$$\Delta(t) = \frac{\Gamma}{3H}, \quad (6.12)$$

que é, em geral, uma função do tempo. Este termo aparece, explicitamente, na equação (6.10).

Se $\Gamma \ll 3H$, ou seja, $\Delta \ll 1$, o processo de criação de matéria é desprezível. A equação (6.11) tem, desta forma, uma solução do tipo $n \propto R^{-3}$. E o parâmetro de Hubble será dado por $H = 2/3t$. Estes são os resultados para o modelo só com matéria escura ou modelo de Einstein-de Sitter.

O regime oposto, que ocorreria se $\Gamma \gg 3H$, define uma situação teórica extrema onde o processo de criação de matéria é tão intenso e poderoso que a diluição do conteúdo material do Universo devido à expansão é mais do que compensada pela criação de partículas. Provavelmente, este tipo de regime ocorreu em instantes iniciais do Universo como, por exemplo, durante a fase de reaquecimento da inflação cósmica.

Uma situação intermediária entre os regimes supracitados, que é uma situação física mais razoável, ocorre se a razão de criação de matéria dada pela equação (6.12) é menor ou da ordem da unidade ou, equivalentemente, $\Gamma \lesssim 3H$. Em particular, se $\Gamma = 3H$ a diluição do conteúdo material do Universo devido à expansão é exatamente compensada pelo processo de criação de matéria e a densidade numérica das partículas permanece constante.

No restante desta tese vamos considerar que $\Delta(t) \leq 1$.

6.4 A taxa de criação de matéria

Em uma série de artigos, Lima e colaboradores[60, 61, 180] investigaram algumas propriedades dos modelos com criação adiabática de matéria com

$$\Gamma = 3\beta H , \quad (6.13)$$

onde β é um parâmetro constante contido no intervalo $[0, 1]$. Entretanto, este tipo de modelo é sempre acelerado ($\beta > 1/3$) ou desacelerado ($\beta < 1/3$) e, com isto, não há uma transição desacelerado-acelerado como requerido pelas observações de SNe Ia[21, 69].

Nesta tese queremos definir uma taxa de criação de matéria que seja a mais geral possível, que possa, com a escolha certa dos parâmetros, descrever a expansão do Universo em seus estágios inicial e atual e, com isto, permita uma transição entre as fases de expansão desacelerada e acelerada.

Por isto, vamos iniciar a nossa análise para proposição da forma da taxa de criação de matéria a partir do parâmetro de desaceleração, que é definido (equação (2.12)) como:

$$q = -\frac{R\ddot{R}}{\dot{R}^2} . \quad (6.14)$$

A partir das equações (6.8) e (6.15), podemos escrever que:

$$q = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\Gamma}{H} \right] . \quad (6.15)$$

Agora, tomando, em (6.15):

$$q(z_t) = 0 \quad (6.16)$$

encontramos que

$$\Gamma = H(z_t) , \quad (6.17)$$

onde $H(z_t)$ é o valor do parâmetro de Hubble no instante da transição desacelerado-acelerado.

Em baixos *redshifts*, é natural que a taxa de criação de matéria seja proporcional a H_0 , assim escolhemos, para pequenos z 's:

$$\Gamma = 3\gamma H_0 , \quad (6.18)$$

onde o fator 3 foi introduzido por conveniência matemática e o parâmetro constante γ está definido no intervalo $[0, 1]$ e, em geral, depende do *redshift* de transição.

Note então que a contribuição de β , dada pela forma de (6.13), pode ser considerada como uma correção de primeira ordem de Γ em potências de H/H_0 . Ou seja:

$$\Gamma = 3\gamma H_0 \left(1 + \frac{\beta H}{\gamma H_0} + \dots \right) , \quad (6.19)$$

e, desta forma, podemos escrever a taxa ou razão de criação de matéria, considerando até termos de primeira ordem, como sendo[192]:

$$\Gamma = 3\gamma H_0 + 3\beta H . \quad (6.20)$$

Para $\gamma = 0$, o cenário resultante é o mesmo estudado por Lima e colaboradores[60, 61, 180].

Devemos ressaltar também que, na forma apresentada, o cenário pode representar uma possível solução para o problema da coincidência cómica, quer seja em sua forma original ou na versão modificada. Esta discussão será feita no final deste capítulo.

6.5 As soluções do modelo

Nesta seção vamos escrever a forma geral para as equações do modelo e obter e/ou apresentar suas soluções.

A equação que descreve a evolução do parâmetro de Hubble (equação (6.10)) estará completamente determinada se for explicitada a forma da razão de criação de matéria. Na seção anterior apresentamos a forma geral para Γ , que é dada pela equação (6.20). Substituindo, assim, esta expressão em (6.10) encontramos[192]:

$$\dot{H} + \frac{3}{2}H^2 \left(1 - \beta - \frac{\gamma H_0}{H} \right) = 0. \quad (6.21)$$

Note que no início do Universo, $H \gg H_0$, a contribuição de γ para o parâmetro de Hubble é desprezível e o modelo é o mesmo das referências [60, 61, 180]. Desta forma, o modelo estudado por estes autores pode ser usado, com boa aproximação, para descrever o Universo nas eras da radiação e da matéria (bem antes da transição desacelerado-acelerado).

Como pode ser facilmente verificado, a equação (6.21) tem como solução

$$H(t) = H_0 \left(\frac{\gamma}{1 - \beta} \right) \frac{e^{\frac{3\gamma H_0}{2}t}}{\left(e^{\frac{3\gamma H_0}{2}t} - 1 \right)}, \quad (6.22)$$

que dá a evolução do parâmetro de Hubble em termos de γ e β e do parâmetro de Hubble hoje, H_0 .

Por outro lado, pela definição do parâmetro de Hubble (equação (2.4)) podemos escrever que

$$H = \frac{\dot{R}}{R} = \frac{1}{R} \frac{dR}{dt}, \quad (6.23)$$

ou ainda,

$$\int_{R_0}^R \frac{dR}{R} = \int_{t_0}^t H(t) dt . \quad (6.24)$$

Substituindo (6.22) em (6.24) e resolvendo as integrais, obtemos facilmente a solução para o fator de escala do Universo[192]

$$R(t) = R_0 \left[\left(\frac{1 - \gamma - \beta}{\gamma} \right) \left(e^{\frac{3\gamma H_0}{2} t} - 1 \right) \right]^{\frac{2}{3(1-\beta)}} , \quad (6.25)$$

onde R_0 é o valor do fator de escala do Universo hoje.

No limite em que $\gamma \rightarrow 0$, a expressão (6.25) se reduz a

$$R(t) = R_0 \left[\frac{3}{2} (1 - \beta) H_0 t \right]^{\frac{2}{3(1-\beta)}} , \quad (6.26)$$

que é o modelo discutido nas referências [60, 61, 180]. Tomando $\beta = 0$ na expressão acima obtemos, como esperado, a solução para o fator de escala no modelo de Einstein-de Sitter ou modelo CDM.

Na figura 6.1 é mostrado o comportamento do fator de escala do Universo em unidades de R_0 , ou seja, R/R_0 em termos de $H_0 t$ para várias combinações de γ e β , inclusive para o modelo CDM ($\gamma = \beta = 0$). Note que todos os modelos iniciam sua evolução em uma singularidade, ou seja, $R(t = 0) = 0$. E, também, que a influência de γ é mínima no início do Universo, como previsto pela equação (6.21) se $H \gg H_0$ pois, desta forma, somente o β aparece na equação de evolução.

É importante frizarmos que γ só contribui significativamente para o Universo para baixos *redshifts* (Universo atual). Em geral, o parâmetro β pode contribuir ao longo de toda a expansão ($\Gamma \propto \beta H$). As observações é que devem decidir quais os valores permitidos de γ e β .

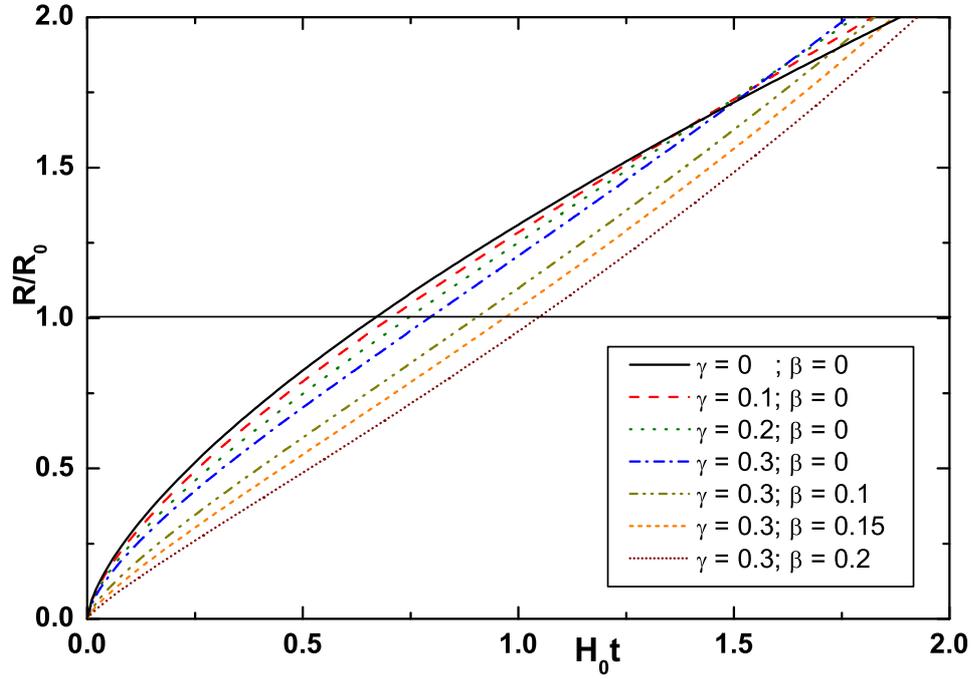


Figura 6.1: Curvas do fator de escala em função do tempo. A curva sólida representa o modelo de Einstein-de Sitter e as outras representam os modelos para diversas combinações de γ e β .

Outro resultado importante é obtido tomando-se a equação de balanço para a densidade de energia que, a partir das equações de Einstein, pode ser escrita como:

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p_c) = 0 . \quad (6.27)$$

Substituindo a forma da pressão de criação (e, conseqüentemente, a taxa de criação de matéria) na expressão acima e integrando-a, obtemos facilmente que:

$$\rho(t) = \rho_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3(1-\beta)} e^{3\gamma H_0(t-t_0)} \quad (6.28)$$

onde o modelo CDM ($\rho \propto R^{-3}$) é reobtido para $\gamma = \beta = 0$.

Da equação (6.28) vemos também que pequenas contribuições de β para a criação de partículas no início do Universo ($t \rightarrow 0$) devem ser importantes para a densidade de energia.

6.6 A idade do Universo

A idade do Universo, por muitos anos, foi um dos mais restritivos e rigorosos testes para os modelos cosmológicos e, ainda hoje, é um dos parâmetros mais diretos e importantes para se obter a partir das soluções do modelo cosmológico.

A expressão para a idade do Universo em determinado modelo, também chamada de *lookback time*, depende, em geral, de vários parâmetros cosmológicos.

No capítulo 3 obtivemos esta expressão para os modelos de matéria escura fria e apresentamos os passos para se obter a expressão geral para os modelos de energia escura.

No modelo CDM plano com criação de matéria, a expressão para a idade também depende dos parâmetros do modelo. Entretanto, neste modelo, a expressão, tanto para a idade total como para a idade como função do *redshift*, é bem mais simples de se obter.

No próximo capítulo vamos obter a expressão para a idade do Universo em termos do *redshift*. Por hora, estamos interessados apenas na expressão para a idade total hoje, $t = t_0$, e em seu comportamento em termos dos parâmetros do modelo, γ e β .

Para obtermos esta expressão tomamos $R = R_0$ em (6.25) ou $H = H_0$ em (6.22) e temos, diretamente, que[192]:

$$t_0 = H_0^{-1} \frac{2}{3\gamma} \ln \left(\frac{1 - \beta}{1 - \gamma - \beta} \right) . \quad (6.29)$$

Para $\gamma = 0$ a expressão acima se reduz a

$$H_0 t_0 = \frac{2}{3(1 - \beta)} , \quad (6.30)$$

que é a expressão obtida para a idade no modelo estudado nas referências [60, 61, 180] e que dá, para $\beta = 0$

$$H_0 t_0 = \frac{2}{3} , \quad (6.31)$$

que é a idade total do Universo no modelo de Einstein-de Sitter.

A figura 6.2 mostra o comportamento do parâmetro da idade $H_0 t_0$, como função de γ para alguns valores do parâmetro β . Neste gráfico percebemos que o menor valor do parâmetro da idade previsto para o modelo com criação de matéria é o valor no modelo de Einstein-de Sitter que é obtido para $\gamma = \beta = 0$.

A linha sólida da figura 6.2 representa a idade do Universo como função de γ quando $\beta = 0$. Neste caso, temos, de (6.29), que:

$$H_0 t_0 = \frac{2}{3\gamma} \ln \left(\frac{1}{1 - \gamma} \right) , \quad (6.32)$$

que, pela expressão acima ou pela figura 6.2, vemos que se $\gamma = 0.6$ o parâmetro da idade vale:

$$H_0 t_0 = 1 , \quad (6.33)$$

que é, exatamente, o valor previsto para a idade do Universo no modelo de concordância cósmica ou modelo Λ CDM a partir das observações do

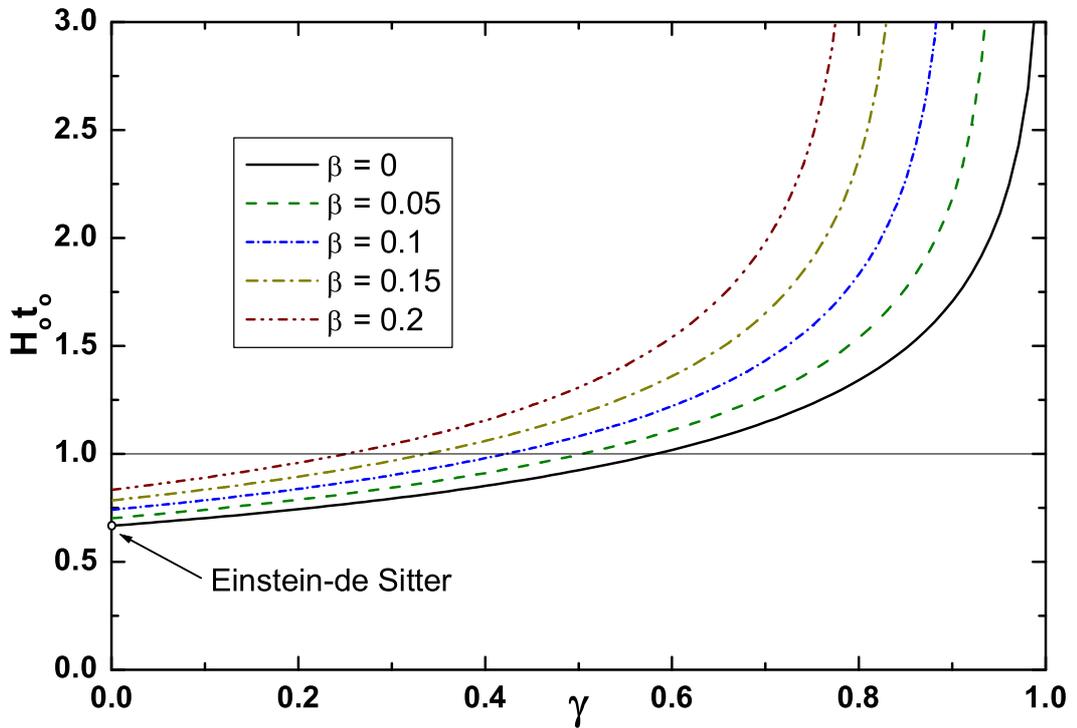


Figura 6.2: O parâmetro da idade do Universo como função do parâmetro γ para alguns valores fixos de β . A curva sólida representa o modelo com $\beta = 0$ e, para valores maiores de β , o valor da idade é maior. Para um dado valor de γ , o efeito de β é aumentar a idade do Universo.

satélite WMAP combinadas com outras observações[17]. Este valor, para $H_0 = 72 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$, dá uma idade $t_0 \simeq 13,7 \text{ Gyr}$.

Mesmo para $\beta = 0$, idades maiores podem ser obtidas no modelo com criação de matéria se $\gamma > 0.6$.

A influência de β sobre o parâmetro da idade também é aparente na figura 6.2. Especificamente, contribuições de β aumentam o valor da idade para um dado valor de γ .

Ainda neste capítulo calcularemos a dependência da idade total com o *redshift* de transição. E, no capítulo seguinte, usaremos o teste da idade

total e da idade em altos *redshifts*, junto com o teste dos dados de supernova Ia, para restringir os parâmetros γ e β do modelo.

6.7 A expansão e a criação de entropia

Nos modelos Λ CDM e na maioria dos modelos de energia escura, a expansão do Universo é adiabática e, por isto, a entropia do Universo se conserva desde a inflação cósmica.

Já, no modelo com criação de matéria, o conteúdo total do Universo não se conserva e, como expresso na equação (5.9), aumenta com a expansão. A criação de matéria, devido à expansão, é considerada um processo irreversível, por isto, aumenta a entropia total do Universo. A expansão, neste modelo, é tida como adiabática no sentido de que a entropia específica por partícula,

$$\sigma = \frac{S}{N}, \quad (6.34)$$

se conserva. A entropia total aumenta porque o número de partículas de matéria no Universo aumenta. Quantitativamente

$$\dot{\sigma} = 0, \quad (6.35)$$

o que implica que

$$\frac{\dot{S}}{S} = \frac{\dot{N}}{N}. \quad (6.36)$$

Em um tempo qualquer podemos escrever

$$N = nR^3, \quad (6.37)$$

o que nos fornece

$$\dot{N} = \dot{n}R^3 + 3nR^2\dot{R}, \quad (6.38)$$

e pela equação de balanço para o fluxo de partículas (equação (5.7)), temos:

$$\frac{\dot{N}}{N} = \frac{\dot{n}}{n} + 3\frac{\dot{R}}{R} \equiv \Gamma, \quad (6.39)$$

Pela forma geral da taxa de criação de matéria (equação (6.20)) e pela expressão (6.39), podemos escrever:

$$\frac{\dot{N}}{N} = \frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = 3\gamma H_0 + 3\beta H, \quad (6.40)$$

ou ainda:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = \int_{t_0}^t (3\gamma H_0 + 3\beta H) dt, \quad (6.41)$$

o que nos dá

$$\ln \left(\frac{N}{N_0} \right) = 3\gamma H_0(t - t_0) + 3\beta \int_{t_0}^t H dt. \quad (6.42)$$

Mas, por (6.24), temos que:

$$\int_{t_0}^t H dt = \int_{R_0}^R \frac{dR}{R} = \ln \left(\frac{R}{R_0} \right). \quad (6.43)$$

Combinando as expressões (6.42) e (6.43) e rearrumando os termos, obtemos:

$$N = N_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{3\beta} e^{3\gamma H_0(t-t_0)}. \quad (6.44)$$

Por outro lado, da equação (6.36), temos[192]

$$S = S_0 \left(\frac{N}{N_0} \right). \quad (6.45)$$

Substituindo (6.44) em (6.45) obtemos a forma da entropia do fluido constituinte do Universo no modelo CDM plano com criação de matéria:

$$S(t) = S_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{3\beta} e^{3\gamma H_0(t-t_0)}, \quad (6.46)$$

onde S_0 é a entropia total da matéria escura hoje.

Note que, fazendo $\gamma = \beta = 0$ nas expressões acima, recaímos nas expressões equivalentes do modelo padrão, onde o número de partículas e a entropia se conservam.

6.8 O parâmetro de desaceleração e o *redshift* de transição

Para calcularmos a forma explícita do parâmetro de desaceleração em termos do *redshift* e dos parâmetros remanescentes do modelo, vamos começar lembrando que o parâmetro de desaceleração, em termos da taxa de criação de matéria, é dado pela equação (6.15). Combinando esta expressão com (6.20) obtemos:

$$q = \frac{1}{2} \left[1 - 3\beta - 3\gamma \frac{H_0}{H} \right], \quad (6.47)$$

onde, se fizermos $\gamma = 0$ o valor de q permanece constante como esperado no modelo proposto por Lima e colaboradores[60, 61, 180].

Agora, combinando as equações (6.22) e (6.25) e usando a definição do *redshift* em termos do fator de escala (equação (2.2)) obtemos a forma do parâmetro de Hubble em termos do *redshift*:

$$H(z) = H_0 \left[\frac{\gamma + (1 - \gamma - \beta)(1 + z)^{\frac{3}{2}(1-\beta)}}{1 - \beta} \right]. \quad (6.48)$$

Substituindo esta expressão em (6.47), temos que:

$$q(z) = \frac{1}{2} \left[\frac{(1 - 3\beta)(1 - \gamma - \beta)(1 + z)^{\frac{3}{2}(1-\beta)} - 2\gamma}{(1 - \gamma - \beta)(1 + z)^{\frac{3}{2}(1-\beta)} + \gamma} \right]. \quad (6.49)$$

que é a forma geral do parâmetro de desaceleração em termos de z , γ e β .

Para $\gamma = 0$, esta expressão reduz-se ao valor esperado (equação (5.21)) que é $q = (1 - 3\beta)/2$.

Enquanto que, para $\beta = 0$ em (6.49), encontramos

$$q(z) = \frac{1}{2} \left[\frac{(1 - \gamma)(1 + z)^{\frac{3}{2}} - 2\gamma}{(1 - \gamma)(1 + z)^{\frac{3}{2}} + \gamma} \right]. \quad (6.50)$$

Nos gráficos da figura 6.3 usamos a expressão (6.50) para estudar o comportamento do parâmetro de desaceleração como *redshift* para diversos valores de γ para $\beta = 0$. Pela figura percebemos que, para vários valores de γ , há um *redshift* de transição. Uma contribuição de $\beta \neq 0$ mudaria apenas o valor do *redshift* de transição, não alterando a forma da curva.

Comparando a figura 6.3.a e 6.3.b, percebemos que a existência de um *redshift* de transição depende exclusivamente do parâmetro γ .

Por outro lado, podemos determinar uma relação unindo γ , β e z_t a partir do fato que o valor do parâmetro de desaceleração no instante da transição é nulo. Assim, fazendo $q = 0$ em (6.49), temos:

$$z_t = \left[\frac{2\gamma}{(1 - 3\beta)(1 - \gamma - \beta)} \right]^{\frac{2}{3}(1-\beta)} - 1, \quad (6.51)$$

ou, equivalentemente

$$\gamma = \frac{(1 - 3\beta)(1 - \beta)(1 + z_t)^{\frac{3}{2}(1-\beta)}}{2 + (1 - 3\beta)(1 + z_t)^{\frac{3}{2}(1-\beta)}}. \quad (6.52)$$

Assumindo que a contribuição de β é mínima para baixos *redshifts*, podemos tomar $\beta = 0$ na equação (6.52) que se reduz a

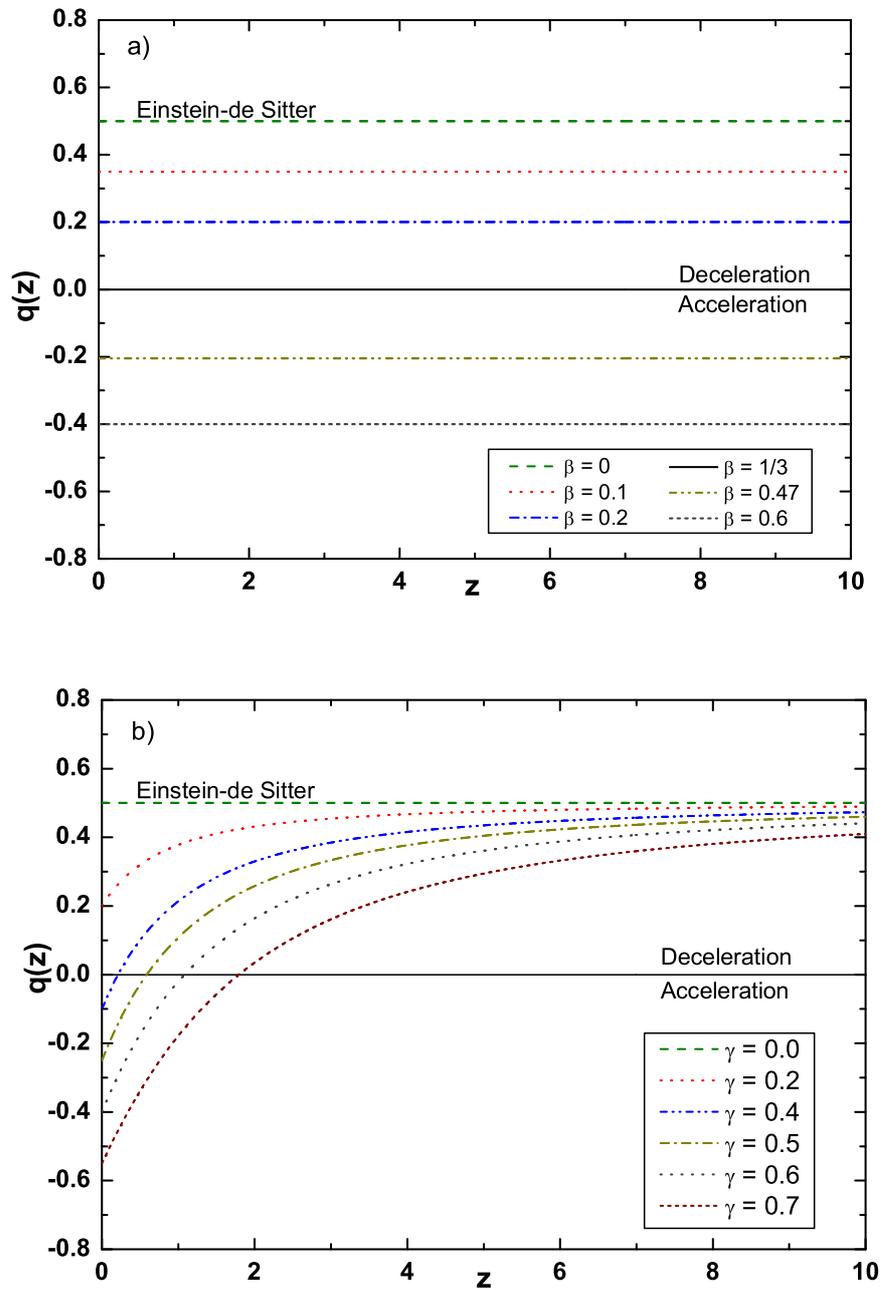


Figura 6.3: O parâmetro de desaceleração em termos de *redshift*. Em (a) temos o parâmetro de desaceleração para vários valores de β com $\gamma = 0$; e em (b) o seu comportamento para vários valores de γ em modelos com $\beta = 0$. É γ que determina a transição desacelerado-acelerado.

$$\gamma = \frac{(1 + z_t)^{\frac{3}{2}}}{2 + (1 + z_t)^{\frac{3}{2}}}. \quad (6.53)$$

Substituindo o valor de γ , dado pela expressão acima, na equação (6.32) podemos obter, em primeira aproximação, a idade total do Universo em termos do *redshift* de transição que é dada por:

$$t_0 = H_0^{-1} \frac{4 + 2(1 + z_t)^{\frac{3}{2}}}{3(1 + z_t)^{\frac{3}{2}}} \ln \left[1 + \frac{(1 + z_t)^{\frac{3}{2}}}{2} \right]. \quad (6.54)$$

Se considerarmos que o *redshift* de transição está no intervalo $0,3 < z_t < 1,0$ (ver, por exemplo, [19, 20]) e que $H_0 = 72 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ [13], obtemos, como limites para a idade total hoje $11,8 < t_0 < 13,6 \text{ Gyr}$.

Lembrando que, pelos dados de SNe Ia[20], temos o melhor ajuste do *redshift* de transição para os dados de SNe Ia é $z_t \simeq 0,6$, então temos que, nesta aproximação,

$$t_0 \simeq 12,9 \text{ Gyr}.$$

As estimativas acima estão de bom acordo com a idade das estrelas dos aglomerados globulares da Via-Láctea, já que a idade estimada, em função do *redshift* de transição é maior que o limite inferior da idade dos aglomerados globulares. Vale ainda ressaltar que uma contribuição de β para a taxa de criação de matéria aumenta ainda mais o valor da idade calculada em termos de z_t .

Entretanto, é importante lembrar que as análises feitas para se determinar o valor do *redshift* de formação[19, 20] são dependentes de modelo. Por isto, é mais interessante considerarmos o valor do *redshift* de formação no modelo com criação de matéria a partir dos parâmetros γ e β (equação (6.51)).

No próximo capítulo calcularemos a expressão geral para a idade em

termos do *redshift* e, a partir dela, faremos o teste da idade em altos *redshifts* para o modelo, o que nos permitirá obter limites sobre os parâmetros do modelo. Também iremos usar os dados de SNe Ia para ajustar os parâmetros γ e β do modelo e, com estes dados iremos calcular o valor de z_t esperado.

6.9 O modelo e o problema da coincidência cósmica

Admitindo-se a existência de uma componente de energia escura com pressão e cuja densidade de energia corresponde a 70% da densidade de energia total do Universo para explicar a atual fase de expansão acelerada, caímos no chamado problema da coincidência cósmica. Este problema consiste em tentar entender porque as densidades de energia da energia e da matéria escura têm a mesma ordem de magnitude e, por isto, por que o Universo só passou a uma fase acelerada de expansão mais recentemente.

Uma outra maneira de visualizarmos este problema, no contexto dos modelo Λ CDM, é em termos das condições iniciais necessárias ao Universo para que ele evoluísse para o que é hoje estimado pelo modelo de constante cosmológica. Ou seja, como foram geradas as condições iniciais tão específicas e especiais que foram necessárias para que o Universo só começasse a se expandir aceleradamente mais recentemente. No problema das condições iniciais, podemos incluir ainda os valores extremamente altos para a entropia específica e total da radiação hoje que são extremamente altos e não há como explicá-los no contexto do modelo Λ CDM.

Ao considerarem modelos de energia escura dinâmica ($\Lambda(t)$ CDM) o problema da coincidência é minimizado, pois a densidade da energia escura é da ordem da densidade de energia da matéria porque vem decaindo de seu

valor inicial. Este tipo de modelo também consegue explicar, qualitativamente, a discrepância entre a densidade de energia estimada pela teoria quântica de campos para a energia do vácuo e o valor obtido pelas estimativas observacionais. Mas esta minimização do problema da coincidência é devida ao ajuste de parâmetros e isto não é o ideal.

O problema da coincidência cósmica também pode ser aliviado admitindo-se uma interação entre a energia escura e a matéria escura ou, também, supondo que a matéria e energia escuras são manifestações distintas de uma mesma componente (chamada de quartessência). Contudo para que esta descrição funcione adequadamente, é necessário introduzir no modelo uma escala de massa (ou energia). O ideal seria que tivéssemos uma teoria fundamental a partir da qual essa escala surgisse naturalmente.

No caso dos modelos com criação gravitacional de matéria, não há um problema da coincidência ou mesmo um problema das condições iniciais. A pressão de criação da matéria escura às custas da expansão do campo gravitacional, que só é realmente efetiva para $z \lesssim 1$ é responsável pela aceleração da expansão nos últimos estágios do Universo. E também, a criação de matéria, por seu um processo irreversível, gera entropia e pode permitir que a entropia atual do Universo seja alta, mesmo partindo de um valor baixo ou nulo na singularidade ou próximo à ela.

A própria singularidade, neste modelo, pode ser contornada. O Universo, aqui, poderia ter surgido de uma flutuação de campo onde a densidade média da energia do Universo no instante de sua criação era nula e não infinita.

Resumindo, o problema da coincidência, assim como o problema das condições iniciais do Universo estão ausentes dos modelos sem energia escura e com criação de matéria escura devida à expansão do campo gravitacional.

6.10 Breves Considerações

Admitindo a validade da Teoria da Relatividade Geral na descrição dos fenômenos físicos nas escalas cósmicas, a aceleração da expansão do Universo em seus últimos estágios, que é um fato observacional bem consolidado na comunidade científica, pode ser explicada pela existência de uma componente exótica de energia que, na literatura, aparece sob diversas formas e aspectos.

Mas, como vimos neste capítulo e no anterior, a aceleração do Universo também pode ser explicada pelo processo de criação cosmológica de matéria às custas da expansão do campo gravitacional.

O modelo aqui apresentado incorpora a criação de matéria às equações de Einstein e à descrição do Universo e tem na sua taxa de criação de matéria seu principal ingrediente. As equações e soluções apresentadas e obtidas para este modelo são completamente consistentes e, deveras, simples. Elas nos permitem analisar, rapidamente, diversos aspectos do modelo e descrevê-lo como crível a explicar o nosso Universo.

Com estas equações do modelo verificamos que ele é compatível com a idade total do Universo observado, ou seja, a idade total do Universo estimada por este modelo é maior que a idade estimada para as estruturas mais velhas do Universo observado, os aglomerados globulares de estrelas.

No capítulo seguinte desta tese vamos continuar testando a compatibilidade do modelo com algumas das principais observações astronômicas atuais. Para isto vamos refazer, de forma mais consistente, o teste da idade total do Universo e fazer os testes da idade em altos *redshifts* e dos dados de SN Ia para restringir os parâmetros livres do modelo.

Capítulo 7

Dois testes para o modelo tipo CDM com Criação de Matéria: supernovas e idade em altos *redshifts*

No capítulo anterior apresentamos uma classe de modelos cosmológicos de matéria escura fria, plano e com criação de matéria às custas da variação do campo gravitacional. Tal cenário foi proposto como um candidato alternativo aos modelos de energia escura para explicar e descrever a atual fase de expansão acelerada do Universo e também sua fase desacelerada para altos *redshifts*[192].

Este modelo, baseado nos trabalhos de Prigogine *et al.*[177] e de Lima e colaboradores[178, 179, 180] é do tipo FRW, singular e nele o problema da coincidência está ausente. Além disso, por ser um modelo acelerado, também resolve naturalmente o problema da idade total do Universo.

No atual capítulo, vamos discutir alguns testes observacionais para as equações e previsões do modelo. Mais especificamente, vamos usar os dados de supernovas do tipo Ia do Riess e colaboradores[19] e o método do χ^2 para obter limites sobre os parâmetros livres do modelo, γ e β . E, ainda com dados de SNe IA, mas de Astier *et al.*[21], vamos tomar $\beta = 0$ e

restringir os valores de γ e h . A seguir vamos refazer o teste da idade total do Universo e usar a idade estimada para o quasar APM 08279+5255 observado em $z = 3,91$ para obter novos limites sobre γ e β e para estudar as implicações sobre a época de sua formação no nosso modelo. Ou seja, neste capítulo vamos testar a compatibilidade do modelo com os dados de SNe Ia e com a idade do Universo hoje e em altos *redshifts*.

7.1 Limites das observações de Supernova do tipo Ia

A distância-luminosidade de um objeto é definida em termos da comparação entre a luminosidade aparente esperada para um universo estático e euclidiano e a luminosidade aparente observada para este objeto, supondo-se conhecida a sua luminosidade absoluta. Esta distância-luminosidade depende da expansão do Universo e da curvatura do espaço e, de uma forma mais geral, pode ser escrita, em termos dos parâmetros do modelo e em unidades de megapasec, como[3]:

$$d_L = c(1+z) \int_{x'}^1 \frac{dx}{x^2 H(x; \mathbf{s})}, \quad (7.1)$$

onde \mathbf{s} é uma completa amostra dos parâmetros do modelo dada por:

$$\mathbf{s} \equiv (H_0, \gamma, \beta); \quad (7.2)$$

x é uma conveniente variável de integração dada por:

$$x = \frac{R}{R_0} = \frac{1}{1+z}; \quad (7.3)$$

e $H(x; \mathbf{s})$ é a expressão para o parâmetro de Hubble em termos dos parâmetros do modelo que, no nosso caso é dada pela equação (6.48)

$$H(z) = H_0 \left[\frac{\gamma + (1 - \gamma - \beta)(1 + z)^{\frac{3}{2}(1-\beta)}}{1 - \beta} \right]. \quad (7.4)$$

O módulo de distância previsto para uma supernova no *redshift* z pode ser escrito, em termos da distância luminosidade, como[3, 56, 211]:

$$\mu_p(z|\mathbf{s}) = m - M = 5 \log d_L + 25, \quad (7.5)$$

onde m e M são, respectivamente, a magnitude aparente e a magnitude absoluta da supernova.

Para restringir os parâmetros livres do modelo, consideramos os dados de supernovas do tipo Ia de dois grupos distintos. Na figura 7.1.a temos a magnitude residual em termos do *redshift* das supernovas de Riess *et al.*[19] e as curvas teóricas previstas para o modelo CDM plano com criação de matéria e, por comparação, temos também a previsão teórica para o modelo Λ CDM. Já na figura 7.1.b temos a mesma análise para a amostra de SNe Ia do Astier[21]. A primeira amostra será utilizada para restringir os parâmetros γ e β , marginalizando sobre o parâmetro de Hubble. E a segunda amostra será usada para obtermos os limites sobre γ e h tomando $\beta = 0$. Os resultados são praticamente os mesmo se se alternamos as amostras nestas duas análises.

O melhor ajuste para os valores dos parâmetros livres do modelo foi estimado usando-se o método do χ^2 na forma padrão:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[\mu_p^i(z|\mathbf{s}) - \mu_o^i(z)]^2}{\sigma_i^2}, \quad (7.6)$$

onde $\mu_p^i(z|\mathbf{s})$ é dado pela equação (7.5); $\mu_o^i(z)$ é a extinção para o módulo de distância para uma dada supernova no *redshift* z_i ; e σ_i é a incerteza no módulo de distância individual.

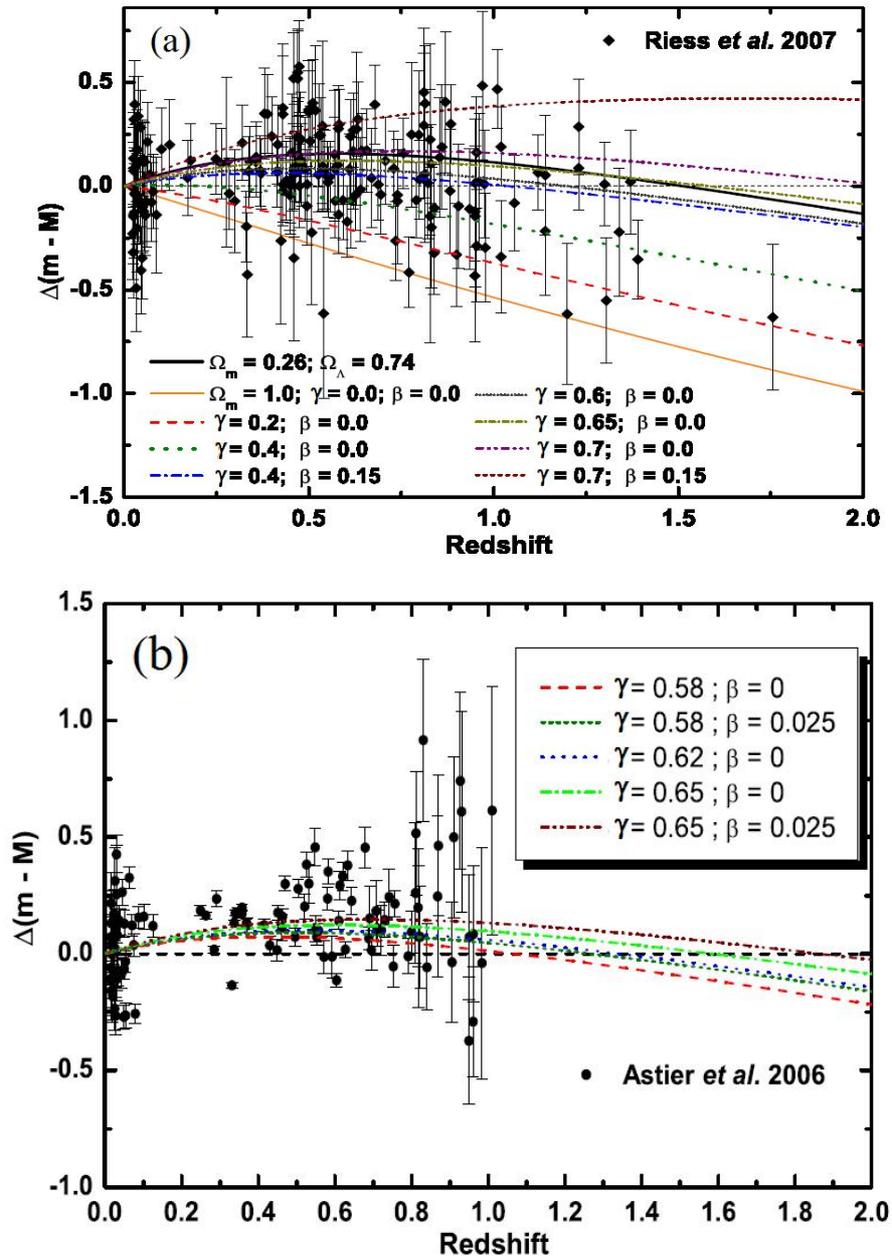


Figura 7.1: Magnitude residual para as supernovas (a) do Riess *et al.*[19] e (b) de Astier *et al.* [21], e as previsões teóricas para o modelo CDM plano com criação de matéria e para Λ CDM (linha sólida).

Temos três parâmetros livres no modelo (H_0 , γ e β) e queremos traçar os contornos de confiança em um espaço bidimensional de parâmetros.

Na primeira análise estamos interessados nos limites sobre os parâmetros

γ e β , por isto marginalizamos o valor de h no método para encontrarmos os limites sobre os parâmetros de interesse. Na figura 7.2 temos os contornos de confiança estatística no plano $\gamma - \beta$ para os intervalos de confiança tradicionais (1σ , 2σ e 3σ) dos resultados desta análise.

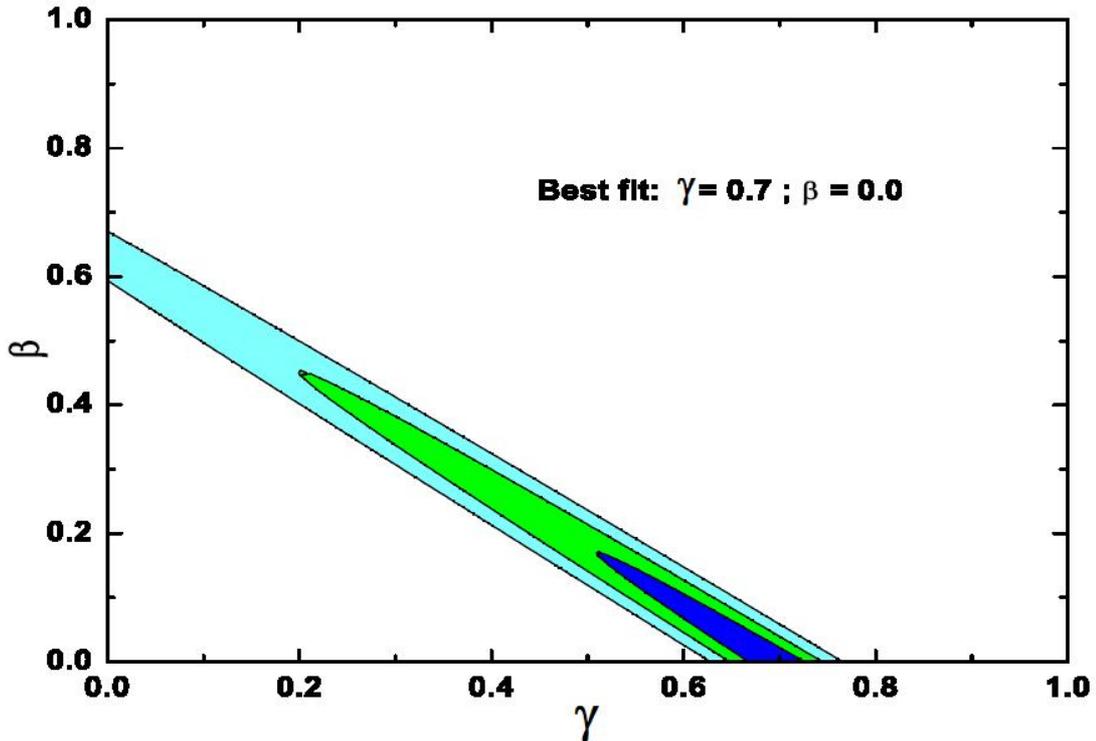


Figura 7.2: Plano $\gamma - \beta$ para a análise dos dados de SNe Ia no modelo CDM plano com criação gravitacional de matéria.

Com 95% de confiança estatística, obtivemos que $0,21 \leq \gamma \leq 0,75$ e $0 \leq \beta \leq 0,49$. O melhor ajuste dos dados ocorre para $\gamma = 0,7$ e $\beta = 0,0$ com um $\chi_{min}^2 = 175.8$ e $\nu = 180$ graus de liberdade. Desta forma, o $\chi_r^2 = \chi_{min}^2/\nu = 0.98$, que mostra que o modelo fornece um bom ajuste para os dados de supernova Ia e que estes dados poderiam ser ajustados pelo modelo com um único parâmetro livre, o parâmetro γ . Ao usar a segunda amostra para esta análise os resultados foram muito similares.

Na segunda análise que fizemos, fixamos o valor do parâmetro $\beta = 0$. Neste caso, o método do χ^2 foi utilizado para impor limites sobre γ e h . Na figura 7.3 mostramos os contornos de confiança estatística para esse plano.

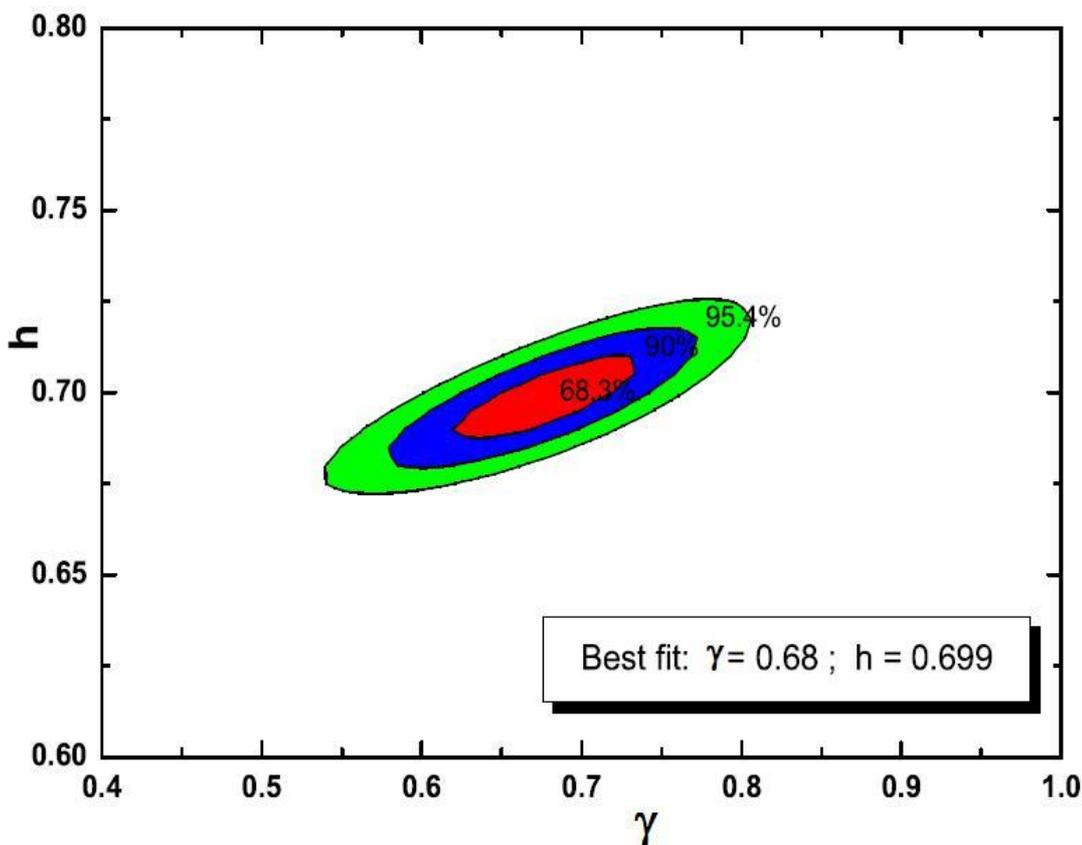


Figura 7.3: Plano $\gamma - h$ para a análise dos dados de SNe Ia no modelo CDM plano com criação gravitacional de matéria.

O melhor ajuste dos dados ocorreu para $h = 0.699$ e $\gamma = 0,68$, que teve um $\chi_r^2 = 1,008$. Em 2σ de confiança estatística nós encontramos que $0,68 < h < 0,72$ e $0,58 < \gamma < 0,77$. Dados que estão em completo acordo com os limites de γ da análise anterior e este valores também são reproduzidos se utilizamos a primeira amostra de SN Ia para fazer esta análise estatística.

Considerando os limites obtidos para o parâmetro de Hubble, vale ressaltar também que este valor está de acordo com as outras estimativas presentes na literatura (ver tabela 2.1 na seção 2.1).

7.2 O teste da idade

O teste da idade sempre foi um bom teste para os modelos cosmológicos. Por décadas, a idade calculada para o Universo pelos principais modelos era menor que a idade estimada para muitos aglomerados globulares de estrelas do halo da Via-Láctea. Esta incompatibilidade é denominada de problema da idade do Universo.

Atualmente, a idade calculada para o Universo pelos principais modelos é compatível com a idade dos aglomerados globulares. Contudo, alguns desses modelos não fornecem bons ajustes quando confrontados com a idade de objetos velhos em altos *redshifts* (OHRO's, da sigla para a expressão em inglês *Old High Redshift Objects*). Este teste foi proposto por Alcaniz e Lima em 1999[60].

Nos últimos anos, diversos objetos deste tipo, como galáxias e quasares, foram observados e tiveram suas idades estimadas e a incompatibilidade entre estas idades e as idades calculadas para o Universo no *redshift* em que os objetos foram observados tem acentuado uma nova variante do problema da idade que é denominada problema da idade em altos *redshifts*[58]. Vale lembrar que o próprio modelo Λ CDM apresenta certa dificuldade em explicar a existências de alguns destes objetos[212, 213].

Para fazermos o teste da idade em altos z 's, vamos calcular a expressão teórica para a idade no modelo CDM plano com criação gravitacional de matéria e, usando mais o restritivo dos OHRO's presentes na literatura,

o quasar APM 08279+5255, impor limites sobre os parâmetros livres do modelo.

7.2.1 Idade total no cenário CDM com criação de matéria

Antes de deduzirmos a expressão para a idade do Universo em termos do *redshift*, vamos calcular novamente a idade total do Universo no modelo CDM plano com criação gravitacional de matéria, mas agora faremos os cálculos em termos dos parâmetros do modelo, γ e β , ajustados pelos dados de SNe Ia na seção anterior e fazendo uso da equação (6.29), aqui reescrita:

$$t_0 = H_0^{-1} \frac{2}{3\gamma} \ln \left(\frac{1 - \beta}{1 - \gamma - \beta} \right). \quad (7.7)$$

Em nossos cálculos usamos o melhor ajuste obtido para os parâmetros do modelo usando os dados de SNe Ia, ou seja, $\gamma = 0,7$ e $\beta = 0,0$, assim como utilizamos o valor do parâmetro de Hubble $H_0 = 72 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ [13]. A idade total obtida para o Universo, neste caso, foi $t_0 = 15,6 \text{ Gyr}$, que é completamente compatível com a idade das dos aglomerados globulares da Via-Láctea.

Este ajuste tem, como valor esperado para o *redshift* da transição desacelerado-acelerado, dado pela equação (6.51) $1,0 \lesssim z_t \lesssim 2,0$.

Apesar da aparente discrepância entre estes valores e os valores obtidos por Riess *et al.*[19] e Cunha *et al.*[20], devemos ressaltar que as análises destes autores foram feitas no contexto dos modelos de energia escura e, por isto, são dependentes de modelo. É necessário refazer tais análises no contexto do modelo com criação gravitacional de matéria escura para testar este modelo e comparar os resultados com os obtidos nesta tese.

7.2.2 Idade em altos *redshift's*

Para determinarmos a expressão para a idade do Universo em termos do *redshift*, vamos usar a expressão para a evolução do fator de escala do Universo, dada pela equação (6.25), aqui reescrita

$$R(t) = R_0 \left[\left(\frac{1 - \gamma - \beta}{\gamma} \right) (e^{\frac{3\gamma H_0 t}{2}} - 1) \right]^{\frac{2}{3(1-\beta)}}, \quad (7.8)$$

e também a definição do fator de escala em termos do *redshift* (equação (2.2))

$$\frac{R}{R_0} = \frac{1}{1+z}. \quad (7.9)$$

Substituindo (7.9) em (7.8) e isolando a idade na expressão resultante, obtemos[210]

$$t(z) \equiv t_z = H_0^{-1} \frac{2}{3\gamma} \ln \left[1 + \frac{\gamma}{(1 - \gamma - \beta)(1+z)^{\frac{3}{2}(1-\beta)}} \right], \quad (7.10)$$

que é uma expressão do tipo

$$t_z \equiv H_0^{-1} f(\gamma, \beta, z). \quad (7.11)$$

Considerando o modelo mais simples com criação de matéria, $\beta = 0$, podemos reescrever a idade como:

$$t_z = H_0^{-1} \frac{2}{3\gamma} \ln \left[1 + \frac{\gamma}{(1 - \gamma)(1+z)^{\frac{3}{2}}} \right], \quad (7.12)$$

que é do tipo

$$t_z = H_0^{-1} f(\gamma, z). \quad (7.13)$$

No caso dado pela equação (7.12) a idade do Universo depende apenas de dois parâmetros, h e γ . Esta expressão será usada para determinarmos a contribuição de γ para a idade do Universo e, só após, usaremos a expressão dada por (7.10) para estudarmos a influência de β nas idades em altos z 's.

7.2.3 Objetos velhos em altos *redshifts*

Recentemente, muitos autores[57, 58, 214, 215, 216, 217, 218, 219, 220, 221, 222], usando a existência de objetos velhos em altos *redshifts*, como galáxias e quasares, tem estudado os limites que as idades estimadas para estes objetos impõem sobre os modelos Λ CDM, XCDM, $\Lambda(t)$ CDM, Holográfico, entre outros.

A lista de OHRO's é extensa e vem aumentando nos últimos anos.

A análise dos modelos acelerados, no geral, acomodam a existência da maioria das galáxias e objetos descobertos em altos *redshifts*. Porém, a existência do quasar APM 08279 + 5255, observado em $z = 3,91$ é incompatível ou marginalmente compatível com estes modelos se o valor do parâmetro de Hubble for $H_0 \sim 50 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Mpc}^{-1}$.

O descoberta do quasar APM 08279 + 5255 foi relatada por Hasinger e colaboradores[223] que, utilizando linhas de absorção do ferro ionizado, estimaram que a idade do quasar está entre 2 e 3 bilhões de anos. Friaça *et al.*[224], datando este quasar via modelos quimeodinâmicos, obtiveram 2,1 Gyr como melhor ajuste para a idade do quasar e também usaram estes limites de idade para impor limites sobre parâmetros de uma classe de modelos cosmológicos.

Nesta seção vamos usar os limites de idade determinados por Hasinger *et al.*[223] para restringir os parâmetros de nosso modelo.

7.2.4 A idade do quasar *versus* a idade do Universo

O teste da idade em altos *redshifts* segue a mesma premissa básica do teste da idade total: a idade do Universo deve ser maior ou, pelo menos, igual á idade de qualquer de suas estruturas observadas.

Matematicamente, temos que

$$\frac{t_z}{t_q} \geq 1, \quad (7.14)$$

onde t_q é a idade estimada para o objeto ou estrutura, no nosso caso o quasar, observado no *redshift* z .

Da equação (7.11), podemos reescrever a expressão em (7.14) como:

$$\frac{f(\gamma, h)}{H_0 t_q} \geq 1. \quad (7.15)$$

O denominador da expressão acima é um parâmetro adimensional

$$T_q = H_0 t_q. \quad (7.16)$$

que podemos chamar de parâmetro adimensional de idade do quasar.

Usando o limite inferior da idade do quasar (2 Gyr) e o parâmetro de Hubble dado por[13]

$$H_0 = 72 \pm 8 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1},$$

encontramos que

$$0,131 \leq T_q \leq 0,164$$

o que nos dá

$$T_q \geq 0,131.$$

Desta forma, para um dado valor de H_0 , somente modelos com uma idade de expansão maior que este valor em $z = 3,91$ são compatíveis com a existência do quasar. Para garantir a robustez de nossa análise, adotamos em nossos cálculos o limite inferior para o parâmetro de Hubble.

No gráfico da figura 7.4.a, mostramos o parâmetro adimensional de idade como função do *redshift* para vários valores de γ e o comparamos com o parâmetro de idade do quasar calculado para uma idade de 2 Gyr. A região hachurada no gráfico foi determinada pelo valor mínimo de T_q . As curvas que passam dentro do retângulo correspondem a modelos com um parâmetro de idade menor do que o requerido pela existência do quasar APM 08279+5255. Pela figura podemos ver que o valor mínimo de γ para que este quasar possa existir com uma idade de 2 Gyr em $z = 3,91$ é $\gamma \geq 0,56$.

Na figura 7.4.b temos o mesmo tipo de gráfico mostrado na figura 7.4.a, mas considerando uma idade de 3 Gyr para o quasar em $z = 3,91$. Os valores de γ compatíveis com a existência do quasar são $\gamma \geq 0,72$.

Para estudarmos a influência de β na idade do Universo, utilizamos as equações (7.10) e (7.11), de forma que:

$$\frac{f(\gamma, \beta, h)}{T_q} \geq 1. \quad (7.17)$$

E, para calcularmos a idade em função do *redshift*, fixamos o valor de γ e variamos o valor de β . Notamos, assim, que uma mínima contribuição de β reduz significativamente o valor de γ que torna o modelo compatível com a existência do quasar.

Nos gráficos das figuras 7.5.a e 7.5.b são mostrados as curvas do parâmetro adimensional de idade em função do *redshift* para vários valores de β com $\gamma = 0,50$. Os valores obtidos para β que tornam o modelo compatível com a existência do quasar foram $\beta \geq 0,025$ para uma idade

de 2 Gyr e $\beta \geq 0,115$ para uma idade de 3 Gyr.

7.2.5 Implicações sobre a época de formação do quasar

Nesta seção, vamos discutir como a idade estimada para o quasar APM 08279 + 5255 em $z = 3,91$ pode restringir a época de sua formação no modelo CDM plano com criação gravitacional de matéria escura.

Em nossos cálculos desprezamos um possível tempo de incubação do quasar e obtivemos o *redshift* de formação do quasar, z_f , de um conservativo limite inferior para a idade do quasar. Qualitativamente[210]:

$$t_q \leq t_{obs} - t_{z_f} = H_0^{-1}[f(\gamma, \beta, z_{obs}) - f(\gamma, \beta, z_f)] \quad (7.18)$$

onde t_{obs} é a idade do Universo no *redshift* em que o quasar foi observado; e t_{z_f} é a idade do Universo quando o quasar foi formado.

Da equação acima obtemos facilmente que:

$$z_f \geq \left[\frac{\gamma}{(1 - \gamma - \beta) \left(A e^{-\frac{3\gamma H_0 t_q}{2}} - 1 \right)} \right]^{\frac{2}{3(1-\beta)}} - 1, \quad (7.19)$$

onde:

$$A = 1 + \frac{\gamma}{(1 - \gamma - \beta)(1 + z_{obs})^{\frac{3}{2}(1-\beta)}}. \quad (7.20)$$

Usando a expressão acima, estudamos os limites sobre a época de formação do quasar. Modelos com $z_f \rightarrow \infty$ são, claramente, incompatíveis com a existência do quasar.

Na figura 7.6 mostramos o plano z_f - γ , onde são destacadas as regiões compatíveis com a existência do quasar. Na figura 7.6.a a curva foi traçada

para o modelo com $\beta = 0,0$ e na figura 7.6.b temos as curvas para $\beta = 0,1$.

Das figuras podemos perceber que, para o modelo com $\beta = 0$ (figura 7.6.a), se a idade do quasar em $z = 3,91$ for 3 Gyr, é necessário que $\gamma \geq 0,8$ para que o *redshift* de formação seja $z_f \leq 20$. No entanto, se a idade for 2 Gyr é suficiente que $\gamma \geq 0,60$ para que tenhamos a mesma condição sobre z_f . Para modelos com $\beta = 0,1$ (figura 7.6.b), vemos que o mínimo valor de γ necessário para que $z_f \leq 20$ é bem menor.

7.3 Breves considerações

Neste capítulo investigamos como os dados de SNe Ia e a idade dos aglomerados globulares da Via-Láctea e de objetos velhos em altos z 's podem restringir os parâmetros do modelo CDM plano com criação gravitacional de matéria. Para tanto, usamos os dados de SN Ia e as estimativas de idade dos aglomerados globulares e do quasar APM 08279 + 5255 observado em $z = 3,91$.

A análise dos dados de supernova foi feita de duas maneiras diferentes e usando dois conjuntos distintos de dados. Para a primeira análise, marginalizamos o parâmetro de Hubble, H_0 , e restringimos os parâmetros γ e β e obtivemos, com 95% de confiança estatística, como limites $0,21 \leq \gamma \leq 0,75$ e $0 \leq \beta \leq 0,49$, com melhor ajuste dado por $\gamma = 0,7$ e $\beta = 0,0$ e um χ^2 -reduzido igual a $\chi_r^2 = 0,98$, que mostra que o modelo fornece um bom ajuste para os dados de supernova Ia e que estes dados poderiam ser ajustados pelo modelo com um único parâmetro livre, o parâmetro γ que é responsável pela transição desacelerado-acelerado e domina a criação de matéria em baixos *redshifts*.

Usando o segundo grupo de dados e definindo $\beta = 0$, obtivemos, também

com 95% de confiança estatística, $0,68 \leq h \leq 0,72$ e $0,58 \leq \alpha \leq 0,77$ e com $\chi_r^2 = 1,008$.

As duas análises são compatíveis e mostram que o modelo com criação gravitacional de matéria escura pode ser usado para descrever os resultados dos dados de SN Ia.

Calculando a idade total do Universo hoje, obtida com os valores do melhor ajuste de γ e β para os dados de SNe Ia, obtivemos $t_0 = 15,6$ Gyr que está de acordo com a idade dos aglomerados globulares da Via-Láctea.

Em relação ao teste da idade em altos *redshifts*, considerando a idade estimada para o quasar, obtivemos que o modelo acomoda facilmente a existência do quasar em $z = 3,91$, mesmo com o limite superior da idade (3 Gyr), e mesmo no modelo com $\beta = 0$. Uma pequena contribuição de β para a criação de matéria diminui significativamente o valor mínimo de γ requerido pelas análises para que o modelo seja compatível com a existência do quasar.

Os resultados do teste da idade em altos z 's corroboram os resultados do teste de SNe Ia. Outros testes cosmológicos precisam ser feitos para verificar a compatibilidade do modelo com as outras observações astronômicas e testes cosmológicos remanescentes.

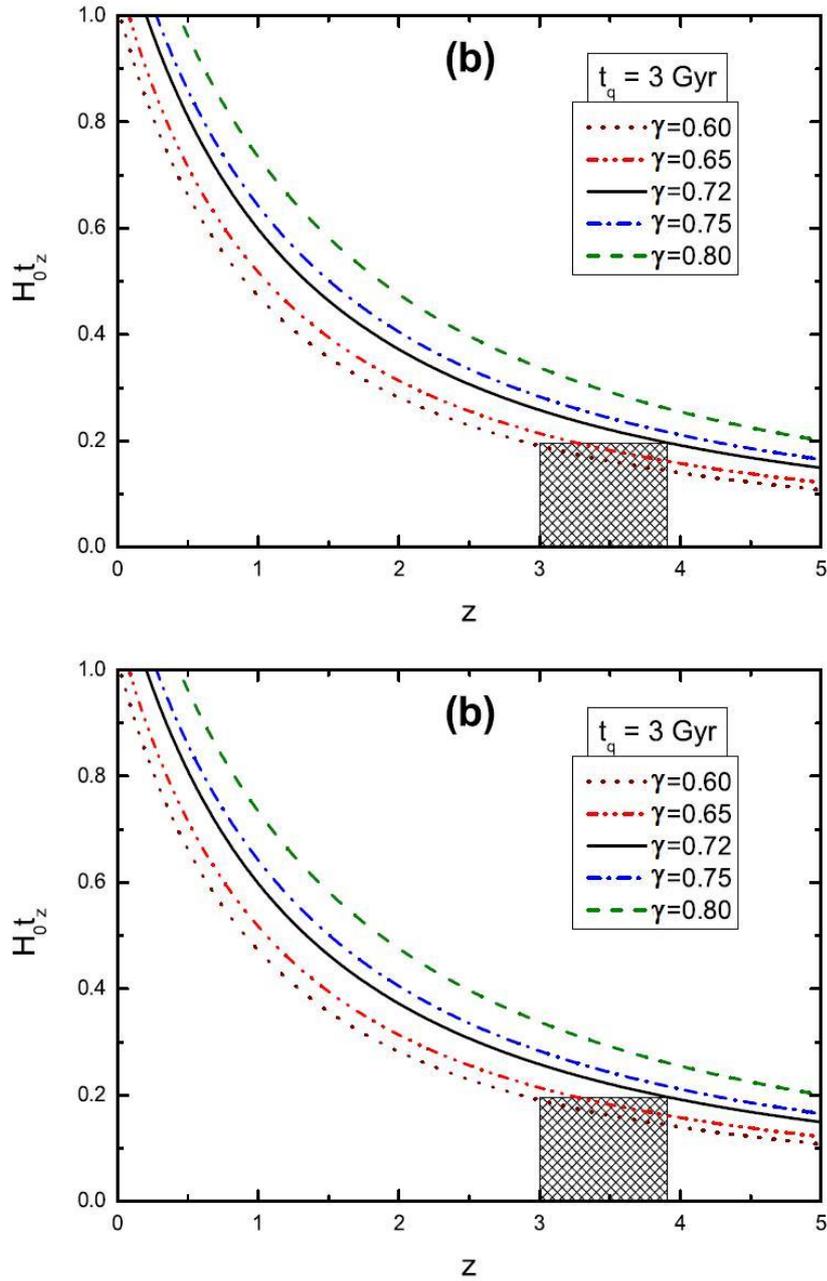


Figura 7.4: O parâmetro adimensional de idade em função do *redshift* para alguns valores de γ e todos com $\beta = 0,0$. Em (a) a idade considerada para o quasar é de 2 Gyr e os modelos compatíveis com a existência do quasar tem $\gamma \geq 0,56$. Para (b) a idade considerada foi 3 Gyr e os modelos compatíveis com a existência do quasar tem $\gamma \geq 0,72$.

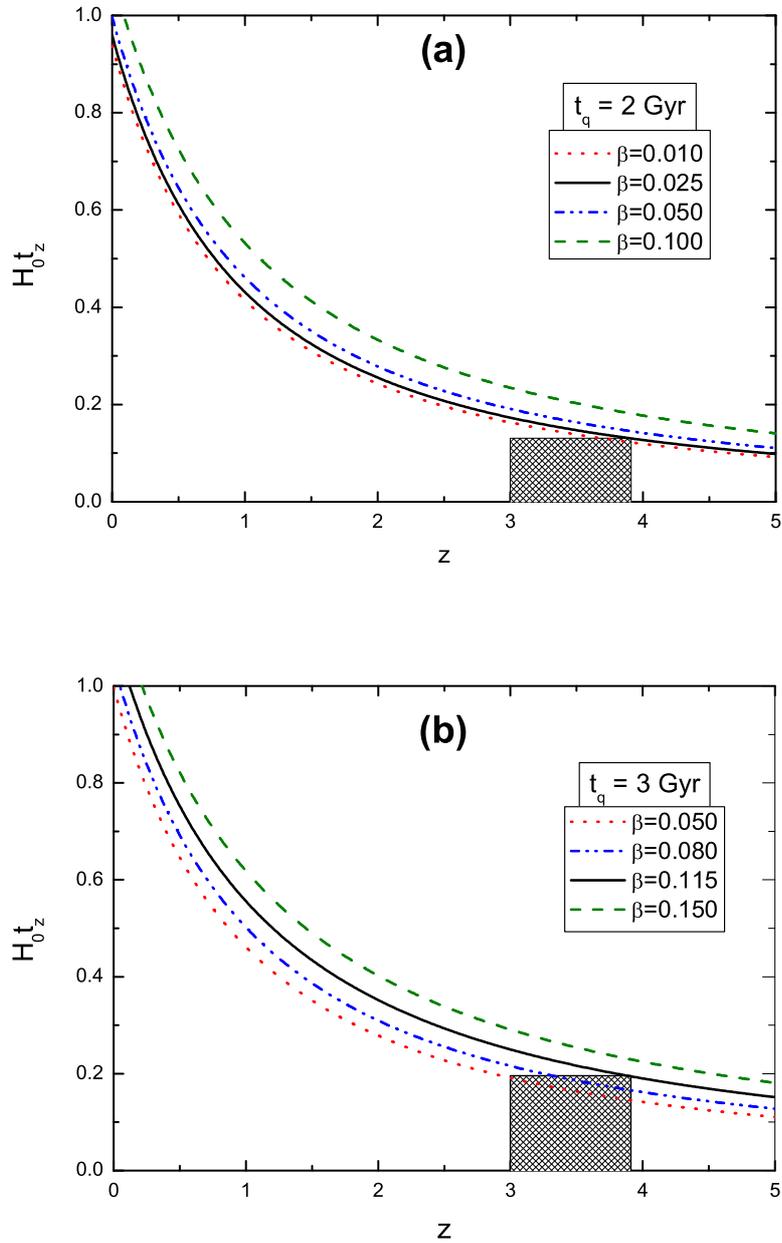


Figura 7.5: O parâmetro adimensional de idade em função do *redshift* para alguns valores de β com $\gamma = 0,50$. Em (a) a idade considerada para o quasar é de 2 Gyr e os modelos compatíveis com a existência do quasar tem $\beta \geq 0,025$. Já em (b) a idade do quasar é considerada como 3 Gyr e os modelos compatíveis com a existência do quasar tem $\beta \geq 0,115$.

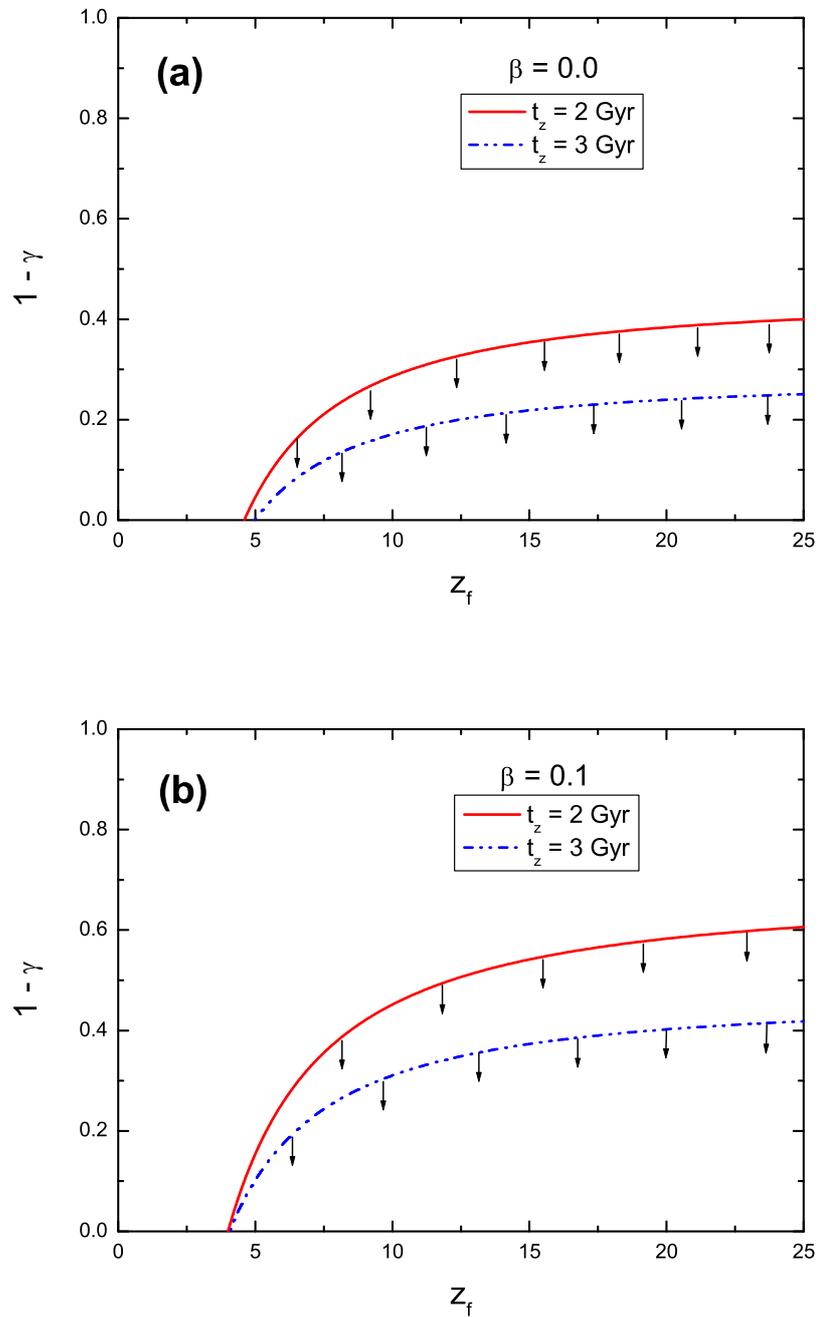


Figura 7.6: Gráfico para *redshift* de formação do quasar em termos de γ para uma idade estimada de 2 Gyr (linha sólida) e 3 Gyr (linha tracejada). Em (a) temos que as curvas para $\beta = 0,0$; e em (b) temos as curvas para $\beta = 0.1$.

Capítulo 8

Conclusões e Perspectivas

Nesta tese propomos e estudamos um modelo cosmológico plano constituído de matéria escura fria e onde a atual fase de expansão acelerada é devida à criação de matéria às custas da variação do campo gravitacional.

As motivações que nos levaram a investir esforços nesta tarefa estão diretamente relacionadas ao presente *status* da energia escura e seu papel no chamado modelo de concordância cósmica.

Do ponto de vista observacional temos, em primeiro lugar os dados de supernova do tipo Ia que, usadas como vela padrão de distância cósmica, indicam que o Universo está se expandindo aceleradamente em seu atual estágio de expansão e que esta expansão começou desacelerada.

Em segundo lugar, temos as estimativas feitas a partir das abundâncias primordiais de elementos leves que indicam que o parâmetro de densidade ou contribuição da matéria bariônica para a densidade de energia do Universo é $\Omega_b \sim 0,05$.

Temos, também, as curvas de rotação de galáxias e os dados de formação de estruturas de grande escala que sugerem a presença de uma outra componente material não-relativística que é chamada de matéria escura fria e cuja contribuição para a densidade total é várias vezes a contribuição dos

bárions.

Os dados das observações das anisotropias da radiação cósmica de fundo que apontam para um universo com curvatura espacial (aproximadamente) nula, ou seja, com parâmetro de densidade total igual à unidade.

E, por último, sabemos que a estimativa para a idade dos aglomerados globulares presentes na Via-Láctea indicam que o Universo tem uma idade total maior que 12 bilhões de anos.

Do ponto de vista teórico, a interação gravitacional descrita pela relatividade geral é a interação responsável pela dinâmica e evolução do Universo e junto com o princípio cosmológico (que diz que o Universo, em grande escala, é espacialmente homogêneo e isotrópico), constituem a base dos principais modelos cosmológicos ou modelos de Universo.

Nestes modelos, para explicar a expansão acelerada é necessário algum processo ou mecanismo que produza pressão negativa. Na principal vertente da Cosmologia atual, esta pressão é devida à existência de uma componente exótica de energia denominada energia escura ou quintessência (em adição aos outros quatro constituintes do Universo que são matéria bariônica, radiação, neutrinos e matéria escura).

O principal candidato à energia escura é a constante cosmológica, Λ , que estaria associada à densidade de energia do vácuo e tem um parâmetro da equação de estado $\omega = -1$. Os modelos com constante cosmológica oferecem um bom ajuste para as atuais observações astronômicas. Entretanto, apresentam alguns problemas e inconsistências teóricas, como por exemplo, a diferença entre as estimativas teórica e observacional da densidade de energia do vácuo (problema da constante cosmológica), o problema da coincidência (por que $\Omega_\Lambda \sim \Omega_m$ exatamente neste estágio da evolução?); e o problema das condições iniciais.

Ainda no contexto de modelos relativísticos temos os modelos com candidatos alternativos à constante cosmológica, tais como: uma densidade de energia do vácuo dinâmica ou modelos com decaimento do vácuo; um campo escalar relíquia da inflação cósmica; uma matéria X, que é uma constante cosmológica com $-1 \leq \omega \leq 0$; uma matéria X dinâmica onde o parâmetro da equação de estado varia com o *redshift*; uma energia fantasma, cujo parâmetro da equação de estado vale $\omega < -1$; ou um gás de Chaplyging, que é uma componente que, durante a evolução do Universo, alterna entre os estados de matéria escura e energia escura. Estes modelos têm um espaço de parâmetros muito degenerado e, no geral, se reduzem à constante cosmológica em um caso particular.

Como lembramos no decorrer da tese, diversos autores, incentivados pelo problema da constante cosmológica, estão propondo modelos alternativos baseados em modificações da relatividade geral. Podemos citar: o modelo DGP, que é um modelo baseado na teoria de branas; os modelos $f(R)$; o modelo holográfico; entre outros.

Na verdade, introduzir uma nova componente de energia ou modificar a teoria de gravitação que descreve o Universo não são as únicas maneiras de acelerar a expansão universal.

Do ponto de vista da TRG, o único ingrediente essencial à aceleração é a presença de um termo de pressão negativa nas equações de campo de Einstein. E pressões negativas estão associadas, por exemplo, a transições de fase em sistemas termodinâmicos e, também, à criação de partículas pela variação do campo gravitacional. Assim, um modelo com criação cosmológica de matéria num Universo em expansão tem um termo de pressão negativa e pode, em princípio, acelerar o Universo. Modelos com criação de matéria e/ou radiação não são uma novidade na cosmologia.

Partindo da formulação para a criação de matéria e do conhecimento

prévio de outros modelos com criação de matéria, modificamos as equações de campo de Einstein e as equações de balanço para os fluxos de partícula e de entropia. Desta forma, obtivemos, a partir de argumentos dinâmicos, a forma empírica da taxa de criação de matéria, da qual dependem as equações de Einstein e, cujas soluções fornecem a dinâmica do Universo.

A partir destas soluções estudamos a compatibilidade deste modelo com alguns dos principais testes cosmológicos contemporâneos, a saber: (i) um estágio acelerado em baixos *redshifts* como requerido pelos dados de SNe Ia; (ii) o teste da idade em altos *redshifts* e (iii) a idade total do Universo.

Resumidamente, nesta tese apresentamos as bases teóricas dos modelos do *Big Bang* e os principais candidatos à energia escura, estudamos os principais testes cosmológicos e a formulação macroscópica da criação cosmológica de matéria. Depois apresentamos o modelo plano só com matéria escura fria e com aceleração causada pela criação de matéria, suas principais equações e as soluções para as quantidades cosmológicamente importantes no modelo. E, a partir destas quantidades, fizemos os primeiros testes cosmológicos para o modelo, testes estes que foram detalhadamente discutidos.

O modelo apresenta, após a inflação, uma fase inicial de expansão desacelerada e uma transição para uma fase de expansão acelerada em baixos *redshifts*. Considerando que as análises dos dados de supernova, feitas no contexto dos modelos Λ CDM, estimam um *redshift* de transição entre $0,3 \leq z_t \leq 1,0$, e fazendo uso destes valores, em primeira aproximação, para estimar a idade total para o Universo no nosso modelo, obtivemos $11,8 < t_0 < 13,6$ Gyr, que é compatível a idade dos aglomerados globulares da nossa galáxia.

Verificando a compatibilidade entre as observações de supernova do tipo Ia e as previsões do modelo pudemos constatar que o modelo explica muito

bem os dados de SNe Ia. Vimos que os dois parâmetros livres do modelo, que aparecem na forma empírica da taxa de criação de matéria estão, com 95% de confiança estatística sobre os intervalos $0,21 \leq \gamma \leq 0,75$ e $0 \leq \beta \leq 0,49$, com melhor ajuste encontrado para $\gamma = 0,70$ e $\beta = 0,00$ e com um $\chi_r^2 = 0,98$. Destes resultados concluímos que apenas um parâmetro livre, γ , é suficiente para ajustar os dados de SNe Ia.

Em uma nova e independente análise dos dados de SN Ia, fixamos o valor $\beta = 0,0$ e restringimos os valores de h e α com um novo conjunto de dados. Nesta análise encontramos, com 2σ de confiança estatística, $0,68 \leq h \leq 0,72$ e $0,58 \leq \alpha \leq 0,77$ com $\chi_r^2 = 1,008$. Devemos lembrar que qualquer que seja o conjunto de dados de SN Ia analisado, os resultados obtidos são sempre bastante parecidos.

Usando o teste da idade do Universo em altos *redshifts*, obtivemos que o modelo é compatível com a existência do quasar APM 08279+5255, observado em $z = 3,91$ com idade entre 2 e 3 bilhões de anos. Este quasar é considerado o mais restritivo dos objetos velhos observados em altos *redshifts* e, mesmo assim, o modelo que propomos consegue explicar sua existência enquanto o próprio modelo de concordância cósmica ou modelo Λ CDM apresenta dificuldades para fazê-lo. Nesta análise da idade em altos *redshifts* encontramos que, para ser compatível com a existência do quasar, o modelo em sua versão mais simples ($\beta = 0$) precisa que $\gamma \geq 0,56$ se a idade do quasar for igual a 2 Gyr e de $\gamma \geq 0,72$ se a idade do quasar for de 3 Gyr, valores compatíveis com os dados de supernova. Além disso, com uma mínima contribuição do parâmetro β em nossas análises, vimos que o valor mínimo requerido para γ , a fim de explicar a existência do quasar, diminui consideravelmente.

Com os valores obtidos para os parâmetros livres do modelo no melhor ajustados dados de SN Ia, calculamos a idade total do Universo por sua

expressão geral e obtivemos que esta idade, segundo os resultados dos dados de SN Ia, vale $t_0 \simeq 15,6$ Gyr, uma idade que está completamente de acordo com a idade estimada para os aglomerados globulares da Via-Láctea. E ainda, pudemos verificar que o *redshift* da transição desacelerado-acelerado está no intervalo $[1,0;2,0]$.

É importante também mencionar que neste cenário não existem os chamados problema da coincidência do modelo de concordância cósmica.

Desta forma, neste modelo, que é relativamente simples, conseguimos explicar a expansão acelerada do Universo em seu atual estágio de evolução e sua expansão desacelerada nos estágios iniciais. Vimos que o modelo é compatível com os dados de supernova do tipo Ia, com a existência do quasar APM 08279+5255 e com a idade total do Universo.

Apesar destes primeiros sucessos do modelo, ainda falta incluímos a existência dos bárions e da radiação na descrição do modelo, o que nos permitirá testar os dados das oscilações acústicas do bárions e das anisotropias da radiação cósmica de fundo. Também precisamos analisar os dados de formação de estrutura em grande escala que indicam que o valor do parâmetro de densidade da matéria escura é $\Omega_m \sim 0,30$ e não $\Omega = 1$ como suposto.

Quanto a esta discrepância temos duas possíveis justificativas que devem ser melhor exploradas: (i) os dados de aglomerados e fração de massa do gás contam a massa das nuvens e aglomerados no momento de sua virialização e, por isto, não devem enxergar o parâmetro de densidade total da matéria escura nos atuais estágios da evolução do Universo; (ii) as análises destes dados são realizadas no contexto de outros modelos e são, portanto, dependentes de modelo. Em todo o caso, esta discrepância e suas possíveis justificativas devem ser minuciosamente analisadas.

É importante lembrarmos que a forma da taxa de criação de matéria foi obtida empiricamente por argumentos dinâmicos, mas essa carece de uma justificativa quântica, que poderá ser obtida via Teoria Quântica de Campos.

Concluindo, por mais simples que este modelo pareça, sua descrição do Universo é bastante realística e os resultados obtidos, até o presente, são bastante animadores. Apesar de ainda apresentar alguns problemas, acreditamos que conseguiremos resolvê-los ao completarmos a descrição do modelo, e é algo que só pode ser decidido por uma análise detalhada dos testes cosmológicos remanescentes.

* * *

Bibliografia

- [1] Coles, P.; Lucchin, F., *Cosmology*, 1995, John Wiley, NY.
- [2] Weinberg, S., *Cosmology and Gravitation*, 1972, John Wiley, NY.
- [3] Peebles, P. J. E., *Principles of Physical Cosmology*, 1995, Princeton University Press.
- [4] Bergmann P. G., *Introduction to the Theory of Relativity*, 1976, Dover Publications, NY.
- [5] Landau, L. D.; Lifshitz, E. M., *Teoría Clásica de los Campos*, Vol. II, 1973, Reverté, Spain.
- [6] Kolb, E. W.; Turner, M. S., *The Early Universe*, 1990, Addison-Wesley Publishing Company.
- [7] Mollerach, S.; Roulet, E., *Gravitational Lensing and Microlensing*, 2002, World Scientific.
- [8] Assad, M. J. D., Lima, J. A. S., 1988, *Gen. Rel. Grav.*, **20**, 527.
- [9] Lima, J. A. S., *Propriedades Geometrotermodinâmicas de Modelos Cosmológicos*, Tese de Doutorado, CBPF, Rio de Janeiro, 1990.
- [10] Hubble, E., 1929, *Proceedings of the Royal Academy of Science*, **15**, 168.
- [11] Hubble, E.; Humason, M. L., 1931, *ApJ*, **74**, 43.

- [12] Slipher, V. M., Tabela com Resultados até 1922 em Eddington, A. S. - *The Mathematical Theory of Relativity, 2nd ed.*, Chelsea, New York, p. 162 (1924).
- [13] Freedman, W., *et al.*, 2001, *ApJ*, **553**, 47.
- [14] Jimenez, R., Verdi, L., Treu, T., Stern, D. 2003, *ApJ*, **593**, 622.
- [15] Sandage, A., Tamman, G. A., Saha, A., Reindl, B., Machetto, F. D., Panagia, N., 2006, *ApJ*, **653**, 843.
- [16] Lima, J. A. S., Jesus, J. F., Cunha, J. V., 2007, *Can Old Galaxies at High Redshifts and Baryon Acoustic Oscillations Constrain H_0 ?*, (arxiv:0709.2195v2)
- [17] Komatsu, E., Dunkley, J., Nolta, M. R., Bennett, C. L., *et al.*, 2008, *Five Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation*, Accepted for Publication in the Astrophysical Journal Supplement Series.
- [18] Spergel, D. N., Bean, R., Doré, O., Nolta, M. R., Bennett, C. L., *et al.*, 2006, *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Three Year Observations: Implications for Cosmology*, *ApJ*, aceito para publicação, astro-ph/0603449.
- [19] Riess, A. G., *et al.*, 2007, *Astrop. J.*, **659**, 98.
- [20] Cunha, J. V, Lima, J. A. S., 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **390**, 210.
- [21] Astier, P., *et al.*, 2006, *Astron. Astrophys.*, **447**, 31.
- [22] Alpher, R. A., Bethe, H., Gamow, G., 1948, *Phys. Rev.* **73**, 803.
- [23] Alpher, R. A.; Herman, R. C., 1948, *Nature*, **162**, 774.

- [24] Gamow, G., 1946, *The Physical Review*, **70**, 572.
- [25] Gamow, G., 1948, *The Physical Review*, **74**, 505.
- [26] Gamow, G., 1948, *Nature*, **162**, 680.
- [27] Steigman, G., 2006, *Int. J. Mod. Phys.*, **E15**, 1.
- [28] Kirkman, D., *et al.*, 2003, —em ApJ S, **149**, 1.
- [29] Copi, C., Schramm, D., Turner, M. S., 1995, *Science*, **267**, 192.
- [30] Steigman, G., 2000, *The Lights Elements and Teir Evolution*, IAU Symposium.
- [31] Smoot, G. F., *et al*, *Astrophysical Journal Letters*, 1992, **396**, 1.
- [32] Burles *et al.*, 1999, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 4176.
- [33] Turner, M. S., 1997, *particle Physics, Astrophysics and Cosmology, XXIIth SLAC Summer Institute*. (astro-ph/970196).
- [34] Kolb, E. W., *et al.*, 1991, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 533.
- [35] Penzias, A. A.; Wilson, R. W., 1965, *The Astrophysical Journal*, **142**, 419.
- [36] Dicke, R. H.; Peebles, P. J. E.; Roll, P. G.; Wilkinson, D. T., 1965, *The Astrophysical Journal*, **142**, 419.
- [37] Partridge, R. B., *3K: The Cosmic Microwave Background Radiation*, 1995, Cambridge University Press.
- [38] Sachs, R.; Wolfe, A., 1967, *The Astrophysical Journal*, **147**, 73.
- [39] Zwicky, F., 1933, *Helvetica Phys. Acta*, **6**, 110.
- [40] Smith, S., 1936, *Ap J*, **83**, 23.

- [41] Rubin, V. C., Ford, W. K., 1970, *Ap J*, **159**, 379.
- [42] VandenBerg, D. A., 1991, *The Formation and Evolution of Star Clusters*, *PASP conference Series*, Vol. **13**, ed. K. Jones, S ao Francisco, p. 183.
- [43] van Albada, T. S., 1985 , *ApJ*, **295**, 305.
- [44] Forman, W., Jones, C., 1982, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **20**, 547.
- [45] White, S. M., *et al.*, 1993, *Nature*, **366**, 429.
- [46] White, S. M., Fabian, A. C., 1995 , *MNRAS*, **273**, 72.
- [47] Myers, S. T., 1997, *ApJ*, **485**, 1.
- [48] Padmanabham, T., 1993, *Structure formetion in the Universe*, Cambridge.
- [49] Peacock, J. A., 1999, *Cosmological Physics*, Cambridge.
- [50] Guth, A. H., 1981, *PRD*, **23**, 348.
- [51] Albrecht, A., Steinhardt, P. J., 1982, *PRL*, **48**, 1220.
- [52] Linde, A. D., 1982, *Phys. Lett. B*, **108**, 389.
- [53] Kofman, L., Linde, A., Starobinsky, A., 1997, *Phys.Rev. D*, **56**, 3258.
- [54] Brandenberger, R., Mukhanov, V., Prokopec, T., 1992, *Phys. Rev. Lett.*, **69**,3606.
- [55] Guth, A. H., Steinhardt, P. J., 1984, *Sci. Am.*, **250**, 90.
- [56] Cunha, J. V., *Energia Escura: origem, candidatos e vínculos observacionais*, 2006, Tese de doutoramento, UFRN.
- [57] Krauss, L. M., 1997, *ApJ*, **480**, 466.

- [58] Krauss, L. M., Chaboyer, B., 2003, *Science* **299**, 65.
- [59] Dunlop, J., *et al.*, 1996, *Nature*, **381**, 581.
- [60] J. A. S. Lima and J. S. Alcaniz, *Astron. Astrophys.* **348**, 1 (1999), [astro-ph/9902337];
- [61] J. S. Alcaniz and J. A. S. Lima, *Astron. Astrophys.* **349**, 729 (1999), [astro-ph/9906410].
- [62] Robertson, H. P., 1938, *Zs. F. Ap.*, **15**, 69.
- [63] Weinberg, S., 1989, *Rev. Mod. Phys.*, **61**, 1.
- [64] Alcaniz, J. S., 2001, *Energia Escura: conseqüências físicas para um universo acelerado*, Tese de Doutorado, UFRN.
- [65] Mattig., W., 1958, *Astron. Nachr.*, **284**, 109.
- [66] Tegmark, M., 1995, *Doppler peaks and all that: CMB anisotropies and what they can tell us*, Lecture notes to appear in Proc. Enrico Fermi, Course CXXXII, Varenna.
- [67] Hu, W., 1995, *Wandering in the Background: A CMB Explorer*, PhD Thesis, UC Berkeley.
- [68] Hu, W.; Sugiyama, N.; Silk, J., 1997, *Nature*, **386**, 37.
- [69] Riess, A. G., *et al.*, 2004, *ApJ*, **607**, 665.
- [70] Zeilik, M., Gregory, S. A., Smith, E. v.P., *Introductory Astronomy and Astrophysics*, Saunders College Publishing.
- [71] Zel'dovich, Ya. B., Novikov, I. D., 1971, *Stars and Relativity*, Chicago.

- [72] Sahni, V., Starobinsky, A., 2000, *Int. J. Mod. Phys. D*, **9**, 373.
- [73] Kowal, C. T., 1968, *Astron. J.*, **104**, 372.
- [74] Pskovskii, Y. P., 1977, *Astron. Zh.*, **54**, 1188.
- [75] Phyllips, N. G., 1993, *ApJL*, **413**, L105.
- [76] Riess, A. G., *et al.*, 1998, *Astron. J.*, **116**, 1009.
- [77] Perlmutter, S., *et al.*, 1999, *Astrophys. J.*, **517**, 565.
- [78] Einstein, A., 1917, *Preuss Akad. Wiss. Berlin Sitzber.*, **142**; Impresso em português pela Fundação Calouste Gulbenkian – Coleção de Textos Especias da Física Moderna, Vol. I, 1980, 234.
- [79] Casimir, H. B. G., 1948, *Proc. K. Ned. Akad. Wet.*, **51**, 635.
- [80] Spaarnay, M. J., 1957, *Nature*, **180**, 334.
- [81] Birrel, N. D., Davis, P. C. W., 1982, *Quantum Fields in Curved Space*, Cambridge.
- [82] Zel'dovich, Ya. B., 1981, *Sov. Phys. Uspekhi*, **24**, 216.
- [83] Ng, Y. J., 1992, *Int. J. Mod. Phys. D*, **1**, 1.
- [84] Dolgov, A. D., 1997, *4th colloque Cosmologie*, Paris. (astro-ph/9708045).
- [85] Bronstein, M., 1933, *Phys. Z. Sowjetunion*, **3**.
- [86] Özer, M., Taha, M. O., 1986, *Phys. Lett. B*, **171**, 363;
- [87] Özer, M., Taha, M. O., 1987, *Nucl. Phys. B*, **287**, 776.
- [88] Freese, K., Adams, F. C., Frieman, J. A., Mottola, E., 1987, *Nucl. Phys. B*, **287**, 797.

- [89] Berman, M. S., 1991, *Phys. Rev.*, **43**, 1075.
- [90] Pavón, D., 1991, *Phys. Rev. D*, **43**, 375.
- [91] Calvão, M. O., de Oliveira, H. P., Pavón, D., Salim, J. M., 1992, *Phys. Rev. D*, **45**, 3869.
- [92] Chen, W., Wu, Y-S., 1990, *Phys. Rev. D*, **41**, 695.
- [93] Carvalho, J. C., Lima, J. A. S., Waga I., 1992, *Phys. Rev. D*, **46**, 2404.
- [94] Abdel-Rahman, A. M. M., 1992, *Phys. Rev. D*, **45**, 2140.
- [95] Waga I., 1993, *ApJ*, **414**, 436.
- [96] Maia J. M. F., Lima J. A. S., 1993, *Mod. Phys. Lett. A*, **8**, 591.
- [97] Beesham, A., 1993, *Phys. Rev. D*, **48**, 3539.
- [98] Lima, J. A. S., Maia, J. M. F., 1994, *Phys. Rev D*, **49**, 5597.
- [99] Arbab, A. I., Abdel-Rahman, A. M. M., 1994, *Phys. Rev. D*, **50**, 7725.
- [100] Matygasek, J., 1994, *Phys. Rev. D*, **51**, 4154.
- [101] Lima, J. A. S., Trodden, M., 1996, *Phys. Rev. D*, **53**, 4280.
- [102] Lima, J. A. S., 1996, *Phys. Rev. D*, **54**, 2571.
- [103] Overduin, J. M., Cooperstock, F. I., 1998, *Phys. Rev. D*, **58**, 043506.
- [104] Birkhel, M., Sarkhar, S., 1997, *Astrop. Phys.*, **6**, 197.
- [105] Lima, J. A. S., Maia, J. M. F., Pires, N., 2000, *IAU Simposium*, **198**, 111.

- [106] Torres, L. F. B., Waga, I., 1996, *MNRAS*, **279**, 712.
- [107] Vishwakarma, R. G., 2000, *CQG*, **17**, 3833
- [108] Vishwakarma, R. G., 2001, *CQG*, **18**, 1159.
- [109] Cunha, J. V., Lima, J. A. S., Pires, N., 2002, *A&A*, **390**, 809.
- [110] Cunha, J. V., Lima, J. A. S., Alcaniz, J. S., 2002, *Phys. Rev. D*, **66**, 023520.
- [111] Alcaniz, J. S., Maia, J. M. F., 2003, *Phy. Rev. D*, **67**, 043502.
- [112] Turner, M. S.; White, M., 1997, *PRD*, **56**, R4439.
- [113] Lima, J. A. S., 2004, *Braz. J. Phys.*, **34**, 194.
- [114] Chiba, T.; Sugiyama, N.; Nakamura, T., 1997, *MNRAS*, **289**, L5.
- [115] Alcaniz, J. S., Lima, J. A. S., 2001, *ApJL*, **550**, L133.
- [116] Kujat, J., *et al.*, 2002, *ApJ*, **572**, 1.
- [117] Saini, T. D., *et al.*, 2000, *PRL*, **85**, 1162.
- [118] Lima, J. A. S., Alcaniz, J. S., 2000, *MNRAS*, **317**, 893.
- [119] Lima, J. A. S., Cunha, J. V., Alcaniz, J. S., 2003, *Phys. Rev. D*, **68**, 023510.
- [120] Efstathiou, G., 1999, *MNRAS*, **310**, 842.
- [121] Perlmutter, S., Turner, M. S., White, M., 1999, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 670.
- [122] Chae, K. H., *et al.*, 2002, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 151301.
- [123] Lima, J. A. S., Alcaniz, J. S., 2000, *MNRAS*, **317**, 893.

- [124] Alcaniz, J. S., Lima, J. A. S., Cunha, J. V., 2003, *MNRAS*, **340**, L39.
- [125] Garnavich, P. M., *et al.*, 1998, *ApJ*, **509**, 74.
- [126] Wang, L., Caldwell, R. R., Ostriker, J. P., Steinhardt, P. J., 2000, *ApJ*, **530**, 17.
- [127] Lima, J. A. S., Alcaniz, J. S., 2002, *ApJ*, **566**, 15.
- [128] Gurvits, L. I., Kellermann, K. I., Frey, S., 1999, *A&A*, **342**, 378.
- [129] Gurvits, L. I., 2004, *New Astron. Rev.*, **48**, 1511.
- [130] Corasaniti, P. S., Copeland, E. J., 2002, *Phys. Rev. D*, **65**, 043004.
- [131] Jain, D., Dev, A., Panchapakesan, N., Mahajan, S., Bhatia, V. B., (astro-ph/0105551).
- [132] Bean R., Melchiorri A., 2002, *Phys. Rev. D*, **65**, 041302.
- [133] Schuecker, P., Caldwell, R. R., Bohringer, H., Collins, C. A., Guzzo, L., (astro-ph/0211480).
- [134] Caldwell, R. R., Steinhardt, P. J., 1998, *PRD*, **57**, 6057.
- [135] Caldwell, R. R., Kamionkowski, M., Weinberg, N. N., 2003, *PRL*, **91**, 071301.
- [136] Chiba, T., Okabe, T., Yamaguchi, M., 2000, *Phys. Rev. D*, **62**, 023511.
- [137] Sahni, V., Shtanov, Y., (astro-ph/0202346).
- [138] McInnes, B., (astro-ph/0210321).
- [139] Carroll, S. M., Hoffman, M., Trodden, M., (astro-ph/0301273).
- [140] Lima, J. A. S., Alcaniz, J. S., 2004, *Phys.Lett. B*, **600**, 191.

- [141] Gonzalez-Diaz, P. F., Siguenza, C. L., 2004, *Nucl. Phys. B.*, **697**, 363.
- [142] Cunha, J. V., Alcaniz, J. S., Lima J. A. S., 2004, *Phys. Rev. D*, **69**, 083501.
- [143] Hannestad, S., Mörtsell, E., 2002, *Phys. Rev D*, **66**, 063508.
- [144] Spergel, D. N., *et. al.*, 2006, *ApJ*, **XX**, XXY, (astro-ph/0603449).
- [145] Peebles, P. J. E., Ratra, B., 2003, *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 559.
- [146] Caldwell, R. R., 2000, *Braz. J. Phys.*, **30**, 215.
- [147] Carvalho, F. C., Alcaniz, J. S., Lima, J. A. S., Silva, R., 2006, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 081301.
- [148] Kamenshchik, A., Moschella, U., Pasquier, V., 2001, *Phys. Lett. B*, **511**, 265.
- [149] Bilić, N., Tupper, G. B., Viollier, R. D., 2002, *Phys. Lett. B*, **535**, 17.
- [150] Bento, M. C., Bertolami, O., Sen, A. A., 2002, *PRD*, **66**, 043507.
- [151] Bento, M. C., Bertolami, O., Sen, A. A., 2004, *PRD*, **70**, 083519.
- [152] Makler, M., de Oliveira, S. Q., Waga, I., 2003, *PRD*, **68**, 123521.
- [153] Cunha, J. V., Lima, J. A. S., Alcaniz, J. S., 2006. *Chaplygin gas dark energy: new constraints from galaxy clusters X-ray*, *PRD*, **XXX**, XXY (astro-ph/0611007).
- [154] Movahed, M. S., Baghran, S., Rahvar, S., (arXiv:0705.0889).
- [155] Bertolami, O., Boehmer, C. G., Harko, T., Lobo, F. S. N., 2007, *Phys.Rev. D*, **75**, 104016.

- [156] Santos, J., Alcaniz, J. S., Reboucas, M. J., Carvalho, F. C., 2007, *Phys. Rev. D*, **76**, 083513.
- [157] Pires, N., Zhu, Z. H., Alcaniz, J. S., 2006, *Phys. Rev. D*, **73**, 123530.
- [158] Movahed, M. S., Farhang, M., Rahvar, S., (astro-ph/0701339).
- [159] Movahed, M. S., Ghassemi, S., (arXiv:0705.3894).
- [160] Yin, S., Wang, B., Abdalla, E., Lin, C-Y, 2007, *Phys. Rev. D*, **76**, 124026.
- [161] Rahvar, S., Movahed, M. S., 2007, *Phys. Rev. D*, *75*, 023512 [astro-ph/0604206].
- [162] Santos, R. C., Cunha, J. V., Lima, J. A. S., 2008, *Phys. Rev.*, **D77**, 023519.
- [163] Wei, H., Zhang, S. N., 2007, *Phys. Rev. D*, **76**, 063003.
- [164] Parker, L, 1982, *Fund. Cosm. Phys.*, **7**, 201.
- [165] Parker, L, 1968, *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 562.
- [166] Parker, L, 1966, *Phys. Rev. Lett.*, **183**, 1057.
- [167] Fulling, S. A., Parker, L, Hu, B. L. 1974, *Phys. Rev. D*, **10**, 3905.
- [168] Parker, L, 1978, *Phys. Rev. D*, **17**, 933.
- [169] Paspalamatiou, N. J., Parker, L, 1979, *Phys. Rev. D*, **19**, 2283.
- [170] Tryon, E. P., 1973, *Nature*, **246**, 396.
- [171] Fomin, P. I., 1975, *Dopov. Akad. Nauk. UkrSR. Ser.*, **A9**, 831.
- [172] Zel'dovich, Ya. B., 1981, *Sov. Astron. Lett.*, **7**, 322.

- [173] Turner, M. S., 1983 , *Phys. Rev. D*, **28**, 1243.
- [174] Barrow, J. D., 1986 , *Phys. Lett.*, **180B**, 355.
- [175] Barrow, J. D., 198b , *Nucl. Phys.*, **B310**, 743.
- [176] Lima, J. A. S., Portugal, R., Waga, I., 1988 , *Phys. Rev. D*, **37**, 2755.
- [177] Prigogine, I., Geheniau, J., Gunzig, E., Nardone, P., 1989 , *Gen. Rel. Grav.*, **21**, 767.
- [178] Lima, J. A. S., Calvão, M. O., Waga, I., 1991, *Cosmology, thermodynamics and matter creation, Frontier Physics, Essay in Honour of J. Tiomno.*
- [179] Calvão, M. O., Lima, J. A. S., Waga, I., 1992, *Phys. Letter. A*, **162**, 223.
- [180] Lima, J. A. S., Germano, A. S. M., 1992, *Phys. Letter. A*, **170**, 373.
- [181] de Groot, S. R., Mazur, P., 1984, *Nom-Equilibrium Thermodynamics*, Dover, NY.
- [182] Weinberg, S., 1987, *ApJ*, **10**, 1.
- [183] Bernardis, P., *et al.*, 2000, *Nature*, **404**, 955.
- [184] Spergel, D. N., *et al.*, 2003, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **148**, 175.
- [185] Spergel, D. N., *et al.*, 2007, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **170**, 377.
- [186] Peebles, P. J. E., Ratra. B., 2003, *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 559.
- [187] Padmanabhan, T., 2003, *Phys. Rept.*, **380**, 235.
- [188] Lima, J. A. S., 2004, *Braz. Journ. Phys.*, **34**, 194, [astro-ph/0402109];

- [189] Copeland, E. J., Sami, M., Tsujikawa, S., 2006 *Int. J. Mod. Phys.*, **D15**, 1753.
- [190] Blanchard, A., Douspis, M., Rowan-Robinson, M., Sarkhar, S., 2003, *Astron. and Astrophys.*, **412**, 35.
- [191] Sarkhar, S., (2007), [astro-ph0710.5307v1].
- [192] Lima, J. A. S., Silva, F. E., Santos, R. C., 2008, *Classical and Quantum Gravity*, **25**, 205006.
- [193] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, 1985, *Statistical Physics*, Pergamon, Oxford.
- [194] Hoyle, F., Narlikar, J. V., 1964, *Proc. Roy. Soc. A*, **282**, 191.
- [195] Hoyle, F., Narlikar, J. V., 1966, *Proc. Roy. Soc. A*, **290**, 143.
- [196] Hoyle, F., Narlikar, J. V., 1974, *Action at a Distance in Physics and Cosmology*, New York, Freeman.
- [197] M. Özer and M. O. Taha, *Phys. Lett. B* **171**, 363 (1986);
- [198] K. Freese et al., *Nucl. Phys. B* **287**, 797 (1987);
- [199] W. Chen and Y-S. Wu, *Phys. Rev. D* **41**, 695 (1990);
- [200] D. Pavón, *Phys. Rev. D* **43**, 375 (1991);
- [201] J. C. Carvalho, J. A. S. Lima and I. Waga, *Phys. Rev. D* **46**, 2404 (1992);
- [202] J. A. S. Lima and J. M. F. Maia, *Phys. Rev. D* **49**, 5597 (1994);
- [203] J. C. Carvalho and J. A. S. Lima, *Gen. Rel. Grav.* **26**, 909 (1994);

- [204] J. A. S. Lima and M. Trodden, Phys. Rev. D **53**, 4280 (1996), [astro-ph/9508049];
- [205] J. A. S. Lima, Phys. Rev. D **54**, 2571 (1996), [gr-qc/9605055];
- [206] A. I. Arbab and A. M. M. Abdel-Rahman, Phys. Rev. D **50**, 7725 (1994);
- [207] J. M. Overduin and F. I. Cooperstock, Phys. Rev. D **58**, 043506 (1998);
- [208] R. G. Vishwakarma, Class. Quant. Grav. **17**, 3833 (2000);
- [209] V. Sahni and A. A. Starobinsky, Int. J. Mod. Phys. D **9**, 373, 2000, [astro-ph/9904398].
- [210] Silva, F. E., Santos, R. C, *H₀ and Age Constraints on a Class of Accelerating CDM Cosmologies*, (submetido à publicação).
- [211] Santos, R. C., *Efeitos das Inomogeneidades da Matéria em Cosmologias Aceleradas*, 2007, Tese de doutoramento, UFRN.
- [212] Glazebrook, K., *et al.*, 2004, *Nature* **430**, 181.
- [213] Cimatti, A., *et al.*, 2004, *Nature*, **430**, 184.
- [214] Cunha, J. V., Santos, R. C., 2004, *Int. J. Mod. Phys. D*, **13**, 1321. [astro-ph/0402169].
- [215] Jesus, J. F., [astro-ph/0603142].
- [216] Carneiro, S., Dantas, M. A., Pigozzo, C., Alcaniz, J.S., [arXiv:0711.2686].
- [217] Alcaniz, J. S., Lima, J. A. S., Cunha, J. V., 2003, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **340**, L39. [astro-ph/0301226].

- [218] Alcaniz, J. S., Lima, J. A. S., 1999, *Astrophys. J.*, **521**, L87. [astro-ph/9902298].
- [219] Alcaniz, J. S., Lima, J. A. S., 2001, *ApJ*, **550**, L133.
- [220] J. A. S. Lima, J. F. Jesus and J. V. Cunha, [arxiv:0709.2195v2] (2007);
- [221] H. Wei and S. N. Zhang, *Phys. Rev. D* **76**, 063003 (2007);
- [222] Y. Zhang, H. Li, X. Wu, H. Wei and R-G. Cai, [arxiv:0708.1214v1].
- [223] G. Hasinger, N. Schartel and S. Komossa, *Astrophys. J.*, **573**, L77 (2002) [astro-ph/0207005].
- [224] A. Friça, J. Alcaniz and J. A. S. Lima, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **362**, 1295 (2005) [astro-ph/0504031].

* * *

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)